

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА



XXI МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
СТУДЕНТОВ, АСПИРАНТОВ
И МОЛОДЫХ УЧЕНЫХ
ПО ФУНДАМЕНТАЛЬНЫМ НАУКАМ

МЕЖДУНАРОДНЫЙ МОЛОДЕЖНЫЙ НАУЧНЫЙ ФОРУМ

“ЛОМОНОСОВ-2014”

СЕКЦИЯ
“ФИЗИКА”

Сборник тезисов докладов

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ
2014

XXI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых
по фундаментальным наукам «Ломоносов—2014»
Секция «Физика»
Сборник тезисов

8 апреля 2014 г. Физический факультет.
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Оргкомитет секции:

Сысоев Н.Н. — декан физического факультета (председатель);
Федосеев А.И. — заместитель декана (зам. председателя);
Федянин А.А. — заместитель декана (зам. председателя);
Прудников В.Н. — заместитель декана (зам. председателя);
Корнеева Ю.В. — председатель СМУ физического факультета
Дембицкий А.С.— председатель профкома студентов физического факультета
Гапочка М.Г. — зав. учебной частью физического факультета
Мазаева И.В. — начальник 4 курса
Фёдорова К.В. — начальник 5 курса
Нифанов А.С.— начальник 6 курса
Паршинцев А.А. — ответственный секретарь;

Экспертный совет секции:

Сысоев Н.Н. — профессор, председатель (декан физического факультета).
Бушуев В.А. — профессор;
Кульбачинский В.А. — профессор;
Митрофанов В.П. — профессор;

В апреле 2014 года в Московском университете была проведена XXI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2014».

Заседания секции «Физика» этой конференции были организованы и проведены на физическом факультете МГУ 8 апреля 2014 года.

На секции «Физика» были представлены доклады практически по всем разделам современной фундаментальной физической науки. В этом году на секции «Физика» принято 328 докладов, и они распределены по 17 подсекциям. На секцию «Физика» зарегистрировались 362 участников. Среди участников 199 представителей Москвы и 163 участника из других городов России, стран СНГ и дальнего зарубежья. Из общего числа всех участников 108 человек являются студентами, аспирантами и молодыми учеными Московского университета.

1. **Астрофизика** (проф. Постнов Константин Александрович)
2. **Атомная и ядерная физика** (доц. Широков Евгений Вадимович)
3. **Биофизика** (проф. Твердислов Всеволод Александрович и проф. Хомутов Геннадий Борисович)
4. **Геофизика** (проф. Максимочкин Валерий Иванович)
5. **Математика и информатика** (проф. Ягола Анатолий Григорьевич)
6. **Мат. моделирование** (проф. Чуличков Алексей Иванович)
7. **Молекулярная физика** (проф. Уваров Александр Викторович)
8. **Нелинейная оптика** (проф. Гордиенко Вячеслав Михайлович)
9. **Оптика** (В.н.с. Китаева Галия Хасановна)
10. **Медицинская физика** (проф. Пирогов Юрий Андреевич)
11. **Радиофизика** (проф. Митрофанов Валерий Павлович)
12. **Сверхпроводящие и электронные свойства твердых тел** (проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич)
13. **Твердотельная наноэлектроника** (проф. Тимошенко Виктор Юрьевич)
14. **Теоретическая физика** (проф. Жуковский Владимир Чеславович)
15. **Физика магнитных явлений - I** (проф. Зубов Виктор Евгеньевич)
Физика магнитных явлений - II (проф. Шалыгина Елена Евгеньевна)
16. **Физика твердого тела - I** (проф. Бушуев Владимир Алексеевич)
Физика твердого тела - II (проф. Казанский Андрей Георгиевич)
17. **Стендовая подсекция** (доц. Пятаков Александр Павлович,
доц. Селиверстов Алексей Валентинович)

Участники, доклады которых были признаны лучшими на подсекциях, награждены грамотами конференции. Сборник тезисов докладов секции «Физика» ежегодно издается на физическом факультете, начиная с 1996 года. В настоящем сборнике представлены систематизированные по подсекциям тезисы докладов секции «Физика» конференции «Ломоносов -2014».

Председатель оргкомитета секции «Физика»
конференции «Ломоносов-2014»
декан физического факультета, профессор

Н.Н. Сысоев

АСТРОФИЗИКА**Председатель:****проф. Постнов Константин Александрович****ИЗУЧЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КАСКАДНЫХ
ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЙ ВБЛИЗИ МИНИМУМА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

Яковлева Е.И.*, Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Ситько О.А.

**Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
Научно-образовательный центр НЕВОД, Москва, Россия*

Изучение активных процессов на Солнце и их влияния на Землю на сегодняшний день является актуальностью задач. Одним из инструментов изучения солнечной активности являются космические лучи (КЛ), которые проходят через межпланетное пространство. Примером влияния солнечной активности на космические лучи является форбуш-понижение (ФП). Общее определение ФП дано в работе [1], как изменение плотности и анизотропии первичных КЛ, обусловленное крупномасштабными распространяющимися возмущениями солнечного ветра.

Исследования форбуш-понижений ведутся в основном с помощью наземных детекторов. Новые возможности в изучении ФП открывает мюонный годоскоп УРАГАН [2], который позволяет регистрировать в широком диапазоне зенитных углов и, соответственно, энергий. Чувствительность данных мюонного годоскопа к показателю энергетического спектра КЛ обусловлена тем, что за генерацию мюонов, регистрируемых при разных зенитных углах, ответственны первичные частицы с разной эффективной энергией. Мюонный годоскоп УРАГАН во время форбуш-понижений чувствителен к энергиям первичных частиц примерно от 5 до 65 ГэВ.

Форбуш-понижения можно разделить на классические и каскадные. Классические ФП характеризуются резким падением темпа счета и плавным восстановлением. Каскадные — более сложные события с несколькими падениями с промежутком времени между ними около суток и менее [3].

В работе исследуются каскадные форбуш-понижения за период 2006–2011 гг. (минимум солнечной активности) по данным мюонного годоскопа УРАГАН. Для получения энергетического спектра амплитуд ФП в потоке мюонов используются стандартные функции связи первичного и вторичного потоков КЛ для статистически одинаково обеспеченных пяти зенитно-угловых интервалов (0° – 17° , 17° – 26° , 26° – 34° , 34° – 44° и более 44°) [4, 5]. Анализ энергетических характеристик проводится на основе зависимости амплитуды падения интенсивности КЛ от среднелогарифмической энергии первичных частиц для пяти интервалов. Получена временная зависимость показателя амплитудного спектра каскадных ФП, вызванных различными типами возмущений солнечного ветра.

Работа проведена с использованием уникального экспериментального комплекса НЕВОД при финансовой поддержке Минобрнауки РФ, в рамках НШ-4930.2014.2.

E-mail: EYakovleva@mephi.ru

Литература

1. Белов А.В. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т.65. №3. С. 373.
2. Барбашина Н.С. и др. ПТЭ. 2008. № 2. С. 26–32.
3. Барбашина Н.С. Труды 8-й БМШ. 2008. Т. 2. С. 16–26.
4. Барбашина Н.С. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 360–363.
5. Яковлева Е.И. и др. Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 3. С. 375–378.

АППАРАТУРА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ВСПЛЕСКОВ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

Гончаров Б.В.

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

Космические гамма-всплески являются одними из наиболее мощных явлений во вселенной. Они наблюдаются в виде кратковременных (от десятков миллисекунд до десятков секунд) возрастаний потока гамма-излучения с энергией в десятки и сотни кэВ, иногда проявляясь и в более жестком диапазоне вплоть до ГэВ [1].

Одной из задач комплекса научной аппаратуры спутника “Михайло Ломоносов”, разрабатываемого учеными Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова, является исследование собственного излучения (prompt emission) космических гамма-всплесков.

Рассматриваемые принципы построения гамма-спектрометра позволяют создать сравнительно простыми средствами прибор, имеющий хорошую чувствительность к всплескам, достигаемую путём оптимизации толщины регистрирующего детектора для энергетического диапазона 25–100 кэВ, а также использования второго кристалла в качестве активной защиты от фонового излучения, идущего со стороны космического аппарата. Аналоговые и цифровые электронные схемы позволяют надёжно проводить временные и спектральные измерения в заявленном для прибора диапазоне 10–3000 кэВ. Алгоритмы выработки триггера всплеска и формирования выходных массивов могут быть реализованы с помощью современных микроконтроллеров и ПЛИС средней степени интеграции.

E-mail: goncharov.boris@physics.msu.ru

Литература

1. Труды научного семинара ИКИ РАН, Структура данных и выработка триггеров в аппаратуре для исследования гамма-всплесков, Богомолов В.В., Свертилов С.И., Смут-III Дж.Ф., Амелюшкин А.М., Веденькин Н.Н., Рудницкий А.Г., Шилова Е.А.
2. Приборы БДРГ и ШОК для исследования собственного излучения гамма-всплесков на борту космического аппарата “МИХАЙЛО ЛОМОНОСОВ”, Амелюшкин А.М., Богомолов В.В., Галкин В.И., Гончаров Б.В., Горбовской, Е.С., Корнилов В.Г., Липунов В.М., Панасюк М.И., Петров В.Л., Смут Дж.Ф., Свертилов С.И., Веденькин Н.Н., Яшин И.В.

RADIO DETECTION OF COSMIC RAYS AT THE TUNKA-REX EXPERIMENT

Костюнин Д.Г. (Tunka-Rex Collaboration)

*Karlsruhe Institute of Technology (KIT), Institut für Kernphysik,
Karlsruhe, Germany*

Extraterrestrial radiation composed of high-energy elementary particles and nuclei was discovered more than hundred years ago and named cosmic rays. Since that time great progress in the understanding of cosmic rays has been achieved. But still the investigation of cosmic rays is very relevant due to two main reasons. First, cosmic particles could serve as messengers from galactic and extragalactic sources and help in understanding processes taking place in the Universe. Secondary, ultra-high energy cosmic rays can give the description of hadronic processes far beyond the energy range of modern colliders. Since the measurements of cosmic rays have reached the theoretical limit for energies [1, 2], the main challenge for the physics of ultra-high energy cosmic rays is to increase the statistics and the measure-

ment quality for the extragalactic cosmic rays. To obtain a sufficient statistics at surface of Earth we need to build economically reasonable large-area detectors with high duty cycle. The radio detection is the one of the most perspective techniques for future investigations of ultra-high energy cosmic rays.

Radio emission from extensive air showers was theoretically predicted [3–6] and first detected [7–9] about 50 years ago. The radio detection techniques became popular in the last decade again, because standard detection methods have reached technological and economical limits: measurements by surface particle detectors depend on models, whose accuracy is limited at high energies due to extrapolation; optical fluorescence and air-Cherenkov detectors are limited by their duty cycle due to night length and weather. Thus, a number of modern experiments [10-13] aims at obtaining the main properties of extensive air showers, such as arrival direction, energy, shower maximum and primary particle may using the radio detection technique. These experiments proved that the radio emission can be detected from air showers with energies above 10^{17} eV with an angular resolution for the arrival direction better than 1° [14].

The open question is the precision of the reconstruction for the primary energy and the shower maximum (X_{\max}). X_{\max} is the best parameter to determine the type of primary cosmic ray. Up to now, the experiments have given only upper limits for these quantities (20% for the energy and about 100 g/cm^2 for X_{\max}) [15-18]. In a very recent report of the LOFAR collaboration, it has been shown that the precision of the X_{\max} reconstruction can reach up to 20 g/cm^2 for some events [19]. This precision would be comparable with the fluorescence technique which currently is the best. The current challenge is to reach a competitive precision with an economic radio array which can be scaled to very large areas.

The main goal of Tunka-Rex, the radio extension of the Tunka observatory for air showers, is to answer this question, i.e., to determine the precision for the reconstruction of the energy and the atmospheric depth of the shower maximum based on the cross-calibration with an air-Cherenkov detector. For this purpose, Tunka-Rex is built within the Tunka-133 photomultiplier array. The latter is measuring the air-Cherenkov light of air showers in the energy range between 10^{16} and 10^{18} eV [20]. Data of both detectors are recorded by a shared data-acquisition system, and the radio antennas are triggered by the photomultiplier measurements. This setup automatically provides hybrid measurements of the radio and the air-Cherenkov signal, and consequently allows to perform a cross-calibration of both techniques. In particular, we can test the sensitivity of the Tunka-Rex radio measurements for the energy and for X_{\max} by comparing them to the measurements of the established air-Cherenkov array.

Tunka-Rex currently consists of 25 stations with a typical distance of 200 m, one next to each cluster center of Tunka-133. Each station consists of two crossed antennas to measure two components of the polarization. Starting last year the radio extension detected more than 100 coincident events with energy above 10^{17} eV. The first nalysise of the radio data has shown that Tunka-133 is also sensitive to inclined horizontal showers, where the directions of all (vertical and horizontal) showers were reconstructed by the Cherenkov detector and consistent with the radio reconstruction.

We present the current status of Tunka-Rex, results of the first year of operation, including the reconstruction of air shower parameters, and performance benchmarks based on simulations.

E-mail: dmitriy.kostunin@kit.edu

References

1. Greisen K., Phys. Rev. Lett. 16, 748 (1966).
2. Zatsepin and G.T. Kuzmin V.A., JETP Lett. 4, 78 (1966).
3. Askaryan G.A., Sov. Phys. JETP 14, 441 (1961).
4. Kahn F.D. and Lerche I., Proc. Phys. Soc., Sect. A 289, 206 (1966).

5. Castagnoli C., Sivestro G., Picchi P., and Verri G., Nuovo Cimento B 63, 373 (1969).
6. Hough J.H., J. Phys. A 6, 892 (1973).
7. Jelley J.V., Fruin J.H., Porter N.A., et. al., Nature 205, 327 (1965).
8. Vernov S.N., Khristiansen G.B., Abrosimov A.T., et. al., in Proceedings on the 11th ICRC, Budapest, Hungary (1969).
9. Allan H.R., Prog. in Elem. Part. and Cosmic Ray Phys. 10 (1971) 171.
10. Falcke H., et. al., LOPES Collaboration, Nature (2005) 313.
11. Ravel O. for the CODALEMA Collaboration, NIM A 662 (2012) S89–S94.
12. Maller J., in Proceedings on the RICAP 2013.
13. Thoudam S., in Proceedings on the RICAP 2013.
14. Schröder F.G., et al., LOPES Collaboration, in Proceedings of 5th ARENA, Erlangen, Germany, AIP Conference Proceedings, vol. 1535, 2013, p. 78.
15. Glaser C., for the Pierre Auger Collaboration, in Proceedings of 5th ARENA, Erlangen, Germany, AIP Conference Proceedings, vol. 1535, 2013, p. 68.
16. Rebai, et al., arXiv.org, 2012, 1210.1739.
17. Apel W.D., et al., LOPES Collaboration, Phys. Rev. D 85 (2012) 071101.
18. Palmieri N., et al., LOPES Collaboration, in: Proceedings of 33rd ICRC, paper 0439, Rio de Janeiro, Brazil, 2013.
19. Buitink S., et al., LOFAR Collaboration, in: Proceedings of 33rd ICRC, paper 0579, Rio de Janeiro, Brazil, 2013.
20. Budnev N., for the Tunka Collaboration, Proc. 33rd ICRC, paper 0418, Rio de Janeiro, Brazil (2013).

ОЦЕНКА УСТОЙЧИВОСТИ ПАРАМЕТРОВ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ЗВЕЗДНЫХ ЧЕРНЫХ ДЫР НЕПАРАМЕТРИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Петров В.С.

МГУ имени М.В. Ломоносова ГАИШ, Москва, Россия

Методом Монте-Карло проведено моделирование распределения масс компактных объектов для 20 рентгеновских двойных систем. Для систем с массивными оптическими звездами учтены эффекты взаимной близости компонентов с помощью К-поправок. Получены параметры итогового распределения масс черных дыр методами непараметрической статистики. Подтверждена статистическая значимость наличия “провала масс” черных дыр в диапазоне 3–5 масс Солнца. Показана устойчивость текущего наблюдаемого распределения плотности вероятности масс компактных объектов относительно единичного засорения данных.

E-mail: vpetrov@sai.msu.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ СОДЕРЖАНИЯ SO₂ НА НОЧНОЙ СТОРОНЕ ВЕНЕРЫ ПО ДАННЫМ СПИКАВКА «ВЕНЕРА-ЭКСПРЕСС»

Евдокимова Д.Г. (1, 2), Беляев Д.А. (2)

1 – МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет

2 – ИКИ РАН

Двуокись серы (SO₂) — одна из ключевых компонент атмосферы Венеры, поскольку планету полностью покрывает слой облаков, состоящий из капель H₂SO₄ и расположенный на высотах 50–70 км. Любое значительное изменение содержания оксидов SO_x внутри и выше облачного слоя влияет на фотохимические процессы в мезосфере

(70–120 км). Недавние продолжительные наблюдения с орбитального аппарата «Венера-Экспресс» [1, 5] и наземных телескопов [3, 4, 6] показали высокую изменчивость содержания SO_2 в течение нескольких лет, а так же суточные и широтные вариации на дневной стороне и в зоне сумерек (в пределах от 20 до 500 ppbv (одна частица на миллиард) над облаками). На ночной стороне Венеры SO_2 не подвержен фотодиссоциации, но до сих пор его поведение не было детально изучено.

В данной работе мы представляем первые результаты наблюдений двуокиси серы на ночной стороне Венеры, сделанные с помощью УФ-спектрометра СПИКАВ орбитального аппарата «Венера-Экспресс», работающего в режиме звездного просвечивания [2]. В этом режиме прибор наблюдает мезосферу с ночной стороны и регистрирует полосы поглощения атмосферных газов SO_2 (190–220 нм) и CO_2 (120–200 нм) со спектральным разрешением 2 нм в диапазоне высот от 85 до 110 км. В результате получено вертикальное распределение концентраций CO_2 и SO_2 в период наблюдений с июня 2006 года по апрель 2012 года в широтном диапазоне $60^\circ\text{ю.ш.}-60^\circ\text{с.ш.}$ и в промежутке местного времени на Венере 20:00–04:00. В среднем, относительное содержание двуокиси серы колеблется около 100 ppbv в диапазоне высот 90–100 км.

Литература

1. Belyaev D. et al., 2012. Vertical profiling of SO_2 and SO above Venus' clouds by SPICAV/SOIR solar occultations. *Icarus* 217, 740–751.
2. Bertaux J.-L. et al., 2007. SPICAV on Venus Express: three spectrometers to study the global structure and composition of Venus atmosphere. *Planet. Space Sci.* 55, 1673–1700.
3. Encrenaz T. et al., 2012. HDO and SO_2 thermal mapping on Venus: evidence for strong SO_2 variability. *AA* 543, A153.
4. Krasnopolsky V.A., 2010. Spatially-resolved high-resolution spectroscopy of Venus. 2. Variations of HDO, OCS, and SO_2 at the cloud tops. *Icarus* 209, 314–322.
5. Marcq E. et al., 2013. Variations of sulphur dioxide at the cloud top of Venus's dynamic atmosphere. *Nature Geoscience*, vol. 6, 25–28. DOI: 10.1038/NGEO1650.
6. Sandor B.J. et al., 2010. Sulfur chemistry in the Venus mesosphere from SO_2 and SO microwave spectra. *Icarus* 208, 49–60.

ДЕТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕМАТИКИ НИ-ОБЛАСТЕЙ В ГИГАНТСКОЙ СВЕРХОБОЛОЧКЕ ГАЛАКТИКИ IC 2574

Смирнов-Пинчуков Г.В.

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

По наблюдениям на 6-м телескопе САО РАН с фокальным редуктором SCORPIO в режиме сканирующего интерферометра Фабри-Перо исследована кинематика ионизованного газа в гигантской сверхоболочке (ГСО) в области интенсивной вспышки звездообразования в галактике IC 2574. Наблюдение гигантских сверхоболочек и полостей нейтрального газа в галактиках ведется широким фронтом силами ученых со всего мира. Интерес к ним вызван тем, что кинетическая энергия ГСО часто превышает совокупную энергию вспышек сверхновых и звездного ветра наблюдаемых внутри звездных скоплений. Полученные данные о кинематике 12 отдельных областей звездообразования, расположенных в стенках ГСО, сопоставленные с детальными фотометрическими снимками HST [5], позволили определить скорость расширения и кинематический возраст оболочек ионизованного газа, который был сравнен с возрастом и энергией звездных ассоциаций, исследованных в работе [3], находящихся внутри оболочек. Одна из оболочек, классифицированная ранее как кандидат в остатки сверхновых, была исследована особо подробно. Полученные данные в совокупности с дру-

гими наблюдениями позволяют уверенно говорить о том, что оболочка действительно является остатком сверхновой.

Результаты работы использованы в статье: O.V. Egorov, T.A. Lozinskaya, A.V. Moiseev, G.V. Smirnov-Pinchukov «The supergiant shell with triggered star formation in Irr galaxy IC 2574: neutral and ionized gas kinematics» (готовится к печати).

E-mail: SmirnGreg@mail.ru

Литература

1. McQuinn, Kristen B.W.; Skillman, Evan D.; Cannon, John M.; Dalcanton, Julianne; Dolphin, Andrew; Hidalgo-Rodríguez, Sebastian; Holtzman, Jon; Stark, David; Weisz, Daniel; Williams, Benjamin. The Nature of Starbursts. I. The Star Formation Histories of Eighteen Nearby Starburst Dwarf Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 2010, Volume 721, Issue 1, pp. 297–317.
2. McQuinn, Kristen B.W.; Skillman, Evan D.; Cannon, John M.; Dalcanton, Julianne; Dolphin, Andrew; Hidalgo-Rodríguez, Sebastian; Holtzman, Jon; Stark, David; Weisz, Daniel; Williams, Benjamin. The Nature of Starbursts. II. The Duration of Starbursts in Dwarf Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 2010, Volume 724, Issue 1, pp. 49–58.
3. Pellerin, Anne; Meyer, Martin M.; Calzetti, Daniella; Harris, Jason. Hunting for Young Dispersing Star Clusters in IC 2574. *The Astronomical Journal*, 2012, Volume 144, Issue 6, article id. 182, 13 pp.
4. Weisz, Daniel R.; Skillman, Evan D.; Cannon, John M.; Dolphin, Andrew E.; Kennicutt, Robert C., Jr.; Lee, Janice; Walter, Fabian. Does Stellar Feedback Create H I Holes? A Hubble Space Telescope/Very Large Array Study of Holmberg II. *The Astrophysical Journal*, 2009, Volume 704, Issue 2, article id. 1538–1569.
5. <http://hla.stsci.edu/> (Hubble Legacy Archive).

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ БОЛИДОВ, ДРОБЛЕНИЯ И РАССЕЙВАНИЯ ОСКОЛКОВ

Винников В.В., Грицевич М.И., Турчак Л.И.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Вычислительный центр им. А.А. Дородницына Российской академии наук,
лаборатория вычислительной физики, Москва, Россия*

В настоящей работе рассматривается численное моделирование динамики метеороидов, включая их дробление при прохождении атмосферы, а также оценку эллипсоида рассеивания на референц-эллипсоиде WGS-84 [1] с учётом цифровых карт высот. Моделирование баллистики болидов осуществляется в приближении твёрдых сфер, а система дифференциальных уравнений движения и теплопереноса решается в лагранжевых переменных методами Рунге-Кутты. Сила сопротивления атмосферного воздуха вычисляется по формуле Хендерсона [2], справедливой для больших диапазонов чисел Рейнольдса и Маха. Параметры окружающей среды вычисляются по модели стандартной атмосферы 1976 года [3]. Расчёт давления торможения выполняется с учётом скачка энтропии на головной ударной волне и последующем изэнтропическим торможением потока в окрестности обтекаемой сферы [4, 5]. Дробление метеороида на осколки моделируется последовательным делением родительского объекта по массе на две части с использованием случайно-генерируемого весового коэффициента [6, 7]. Условием для наступления дробления выбрано превышение среднеинтегральным по полусфере значением динамического давления уровня относительной прочности, нелинейно зависящей от отношения первоначальной массы метеороида и текущей массы рассматриваемого фрагмента [7]. Для расчета расхождения траекторий новообразованных осколков вводится сила отталкивания, зависящая от площади сечений отталкиваемых тел, расстояния между ними и давления торможения [8]. Набор используемых ма-

тематических моделей реализован в программном комплексе на языке C++. Результаты предварительных расчётов показывают хорошее согласование высот дробления метеороидов, терминальных скоростей и максимальных масс осколков с натурными наблюдениями и измерениями. Так, максимальная расчётная масса единичного осколка Челябинского метеорита составила 692 кг, а масса поднятого со дна озера Чебаркуль фрагмента оценена в 654 кг.

vvinnikov@list.ru

Литература

1. National Imagery and Mapping Agency, Department of Defense, World Geodetic System 1984: its definition and relationships with local geodetic systems 2000 (St. Louis, MO, USA: National Imagery and Mapping Agency TR8350.2.) <http://earth-info.nga.mil/GandG/publications/tr8350.2/tr83502.html>
2. Henderson, C.B. Drag coefficients of spheres in continuum and rarefied flows // AIAA J, 1976, 14(6), p. 707–708.
3. COESA: US Commission/Stand Atmosphere (Compiler), Natl Oceanic & Atmospheric Admin (Collaborator), Natl Aeronautics & Space Admin (Collaborator), United States Air Force (Collaborator). U.S. Standard Atmosphere, 1976 (NOAA Document S/T 76–1562). 1st ed. NOAA, NASA, USAF.
4. Hoult, C.P. Normal force acting on a hemispherical nose tip, Rocket Science and Technology memo, 19 March 2010, <http://www.rsandt.com/media/Hemisphere.doc>
5. Hoult, C.P. Modified newtonian aerodynamics (rev.3) Rocket Science and Technology memo, 23 May 2013. <http://www.rsandt.com/media/Modified%20Newtonian%20Aero3.doc>
6. Ivanov, A.G. and Ryzhanskii, V.A. Fragmentation of a small celestial body entering the atmosphere of a planet // Combust., Explos., Shock Waves, 1999, 35(5), p. 581–590.
7. Artemieva, N.A. and Shuvalov, V.V. Motion of a fragmented meteoroid through the planetary atmosphere // J. of Geophysical Research: Planets (1991–2012), 2001, 106(E2), p. 3297–3309.
8. Barri, N.G. A new model for the separation of meteoroid fragments in the atmosphere Advances in Meteoroid and Meteor Science, ed Trigo-Rodriguez J M, Rietmeijer F J M et al, New York: Springer, 2008, p. 395–401.

ПОЗИЦИОННО ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ДЕТЕКТОР ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Голованов И.А.

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

Существует большой спектр задач для астрофизических исследований в гамма-диапазоне. Кроме наблюдений отдельных объектов узконаправленными приборами важную роль играют мониторинговые эксперименты с помощью широкоугольных гамма-телескопов. В данных приборах относительно невысокое угловое разрешение компенсируется углом обзора вплоть до 180° , увеличивающим длительность непрерывных наблюдений. Это позволяет эффективно исследовать свойства транзитных объектов, в частности, гамма-всплесков. Перспективным направлением исследований является измерение поляризации гамма-излучения, одним из способов определения которой в области высокоэнергичных квантов является детектирование асимметрии комптоновского рассеяния, зависящей от поляризации. Одновременное определение спектра, кривой блеска и степени поляризации излучения гамма-всплесков для большого числа событий позволит продвинуться в изучение данного явления.

Одно из наиболее эффективных решений при создании гамма-телескопов — телескопы с кодирующей маской. Для гамма-телескопов, работающих в диапазоне энер-

гий в сотни кэВ, нужен позиционно чувствительный детектор, количество пикселей в котором составляет несколько сотен, что позволяет реализовать мониторинговый эксперимент с угловым разрешением $\sim 1-2^\circ$ [1]. Для подобного прибора наиболее выгодной с технологической точки зрения является модульная архитектура. Она позволяет снизить время на разработку и производство, а также облегчает отладку готового устройства. Предлагаемый модуль представляет собой шестиугольную матрицу из 19 пикселей. Для определения поляризации излучения с помощью комптоновского рассеяния возможно как использование нескольких отдельных слоев сцинтилляционных детекторов, так и использование фосвич детекторов. Использование фосвич детекторов позволяет уменьшить количество ФЭУ в два раза, снижая стоимость и энергопотребление модуля и упрощая его конструкцию. При этом верхний слой образуют сцинтилляторы с небольшим эффективным зарядом ядра Z для увеличения вероятности комптоновского рассеяния по сравнению с другими типами взаимодействия. Нижний же слой состоит из сцинтилляторов с большим Z и большим стоп-фактором. Прибор, состоящий из набора описанных позиционно-чувствительных детекторных модулей и кодирующей маски, позволяет определить направление, поляризацию и энергию потока гамма-квантов.

Задача электроники, входящий в состав отдельного модуля – разделять сигнал от верхнего и нижнего сцинтиллятора по их времени высвечивания, определяя, в каком слое произошло взаимодействие; собирать информацию со всех пикселей обо всех произошедших взаимодействиях и после минимальной обработки отправлять её на главный вычислительный узел для дальнейшей реконструкции события. В настоящий момент комплект электроники для работы отдельного модуля находится на стадии создания прототипа. Ожидается, что прототип модуля будет доведен до полностью рабочего состояния до конца 2014 года.

E-mail: iliya-golovanov@yandex.ru

Литература

1. Bogomolov V.V, Kudryavtsev M.I, Morozov O.V, Svertilov S.I. The image reconstruction modelling in the space experiment with wide-field gamma-ray telescope with the use of INTEGRAL sky maps // 2007 Proceedings of “The 6th Integral Workshop – The Obscured Universe”, 2–8 July 2006, Space Research Institute (IKI), Moscow, Russian Federation (ESA SP-662, September 2007), pp.661–664.

КОСМОЛОГИЧЕСКАЯ ДИНАМИКА В МОДЕЛИ С НЕМИНИМАЛЬНО СВЯЗАННЫМ СКАЛЯРНЫМ ПОЛЕМ И ЕЁ ОТНОШЕНИЕ К СОВРЕМЕННОМУ УСКОРЕННОМУ РАСШИРЕНИЮ ВСЕЛЕННОЙ

Скугорева М.А.

*Российский университет дружбы народов,
Учебно-научный институт гравитации и космологии, Москва, Россия*

В данной работе исследуется космологическая динамика системы с неминимально связанным скалярным полем, описываемой членом $F(\phi)R$ в действии, где $F(\phi) = 1 - \xi\phi^N$ ($N \geq 2$), и потенциалом скалярного поля $V(\phi) = V_0\phi^n$. Используется общий набор динамических переменных для получения новых асимптотических режимов. Однако, наши динамические переменные не позволяют найти самое важное для описания ускоренного расширения Вселенной решение де Ситтера. Для исследования вопросов, связанных с этим решением, используется исходная система уравнений. В частности, было показано, что решение де Ситтера, которое является аттрактором динамиче-

ской системы, находится в области с отрицательной эффективной гравитационной постоянной G_N , приводя в будущем ко вселенной с доминирующим духом после прохождения фантомной фазы с $G_N > 0$ вблизи современной эпохи. Также было проведено сравнение с другими конкурирующими моделями тёмной энергии типа «галилеон» и прочими.

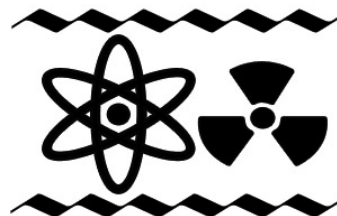
E-mail: masha-sk@mail.ru

Литература

1. Brans C., Dicke R.H. Mach's principle and a relativistic theory of gravitation // *Physical Review* 124, 925, 1961.
2. Bezrukov F.L., Shaposhnikov M.E. The standard model Higgs boson as the inflation // *Physics Letters B* 659, 2008, p. 703–706.
3. Gannouji R., Polarski D., Ranquet A., Starobinsky A.A. Scalar-tensor dark energy models // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 0609: 016, 2006.
4. Carloni S., Capozziello S., Leach J.A., Dusby P.K.S. Cosmological dynamics of scalar-tensor gravity // *Classical and Quantum Gravity*, 25: 035008, 2008.

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель:
доц. Широков Евгений Вадимович



ИЗМЕРЕНИЕ ПЛОТНОСТИ КОЛИЧЕСТВА ГРЕЙНОВ И ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕКОНСТРУКЦИИ ТРЕКОВ В ЯФЭ НА УСТАНОВКЕ ПАВИКОМ

Мингажева Р.В.

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

Трековые детекторы широко используются в физике элементарных частиц на протяжении очень многих десятилетий. В трековых детекторах регистрация элементарных частиц сопровождается появлением наблюдаемых следов (треков), повторяющих траекторию движения элементарной частицы он, заряженные пионы, странные и очарованные частицы, таонное нейтрино).

Среди трековых детекторов стоит выделить Ядерные Фотоэмульсии (ЯФЭ) и твердотельные детекторы, чье уникальное высокое пространственное (< 1 мкм) разрешение и активно развивающаяся автоматизация обработки данных в ЯФЭ привела к постановке и успешной реализации многих новых экспериментов, использующих значительные объемы ЯФЭ, в частности, в нейтринной физике[1].

Ядерные эмульсии состоят из желатина и взвешенных частиц кристаллического бромистого серебра (AgBr) размером до 0.3 мкм и имеют толщину до нескольких сотен микрон (толщина обычных эмульсий 10 мкм). Заряженные частицы, проходя через слой эмульсии, ионизуют атомы, лежащие на их пути. В результате происходит разложение бромистого серебра и образование центров скрытого изображения. При последующей проявке в эмульсии образуются мельчайшие зёрна, т.н. грейны, металлического серебра размером до ≈ 1 мкм, которые наблюдаются под микроскопом в виде точек различной жирности [3].

Самые крупные нейтринные эксперименты содержат тонны ЯФЭ, что соответствует тысячам квадратных метров поверхности эмульсии. Необходимость обработки такого большого объема информации потребовала наличие автоматизированного комплекса. В ФИАНе создан и успешно эксплуатируется не имеющий аналогов в России многоцелевой уникальный измерительный комплекс ПАВИКОМ (Полностью АВтоматизированный Измерительный КОМПлекс).

На ПАВИКОМе в режиме полной автоматизации осуществляется:

- поиск и оцифровка треков заряженных частиц в материале детектора;
- распознавание и прослеживание треков с помощью компьютера;
- систематизация и первичная обработка данных.

На данный момент хотелось бы рассказать о двух рассмотренных задачах, важных для работы установки ПАВИКОМ в нейтринных экспериментах.

Важная часть работы автора заключалась в модернизации GUI фреймворка PAVICOM. Универсальность фреймворка PAVICOM позволила добавлять новые графические опции, упрощающие работу оператора сканирования, в качестве так называемых add-on, представляющих дополнительные разделы GUI PAVICOM. Автором был создан соответствующий add-on для измерения плотности вуали (плотность зерен серебра в объеме эмульсии) в ЯФЭ. Он производит тестовое сканирование в заданной

области, восстанавливает зерна серебра, и отображает зависимость плотности вуали от глубины.

Также одна из актуальных задач, рассмотренная автором, заключается в исследовании эффективности реконструкции на установке ПАВИКОМ. Некоторое время независимо от применяемых алгоритмов микротрекинга наблюдалось стабильное падение эффективности в диапазоне углов $\text{tg}(\theta) = 0.2 \div 0.3$. Было высказано предположение, что этот провал был вызван падением эффективности поиска кластеров для треков с малым углом наклона. В некотором диапазоне углов два последующих зерна могут быть соединены, однако образовывать довольно вытянутую структуру. Возможно, слишком низкий отклик фильтра на такой объект является причиной указанного падения эффективности. Перед автором была поставлена задача исследования эффективности. Для чего было проведено сканирование с разными фильтрами тестовых пластин, и исследование эффективности реконструкции грейнов для широкого диапазона углов.

E-mail: rizalinko@gmail.com

Литература

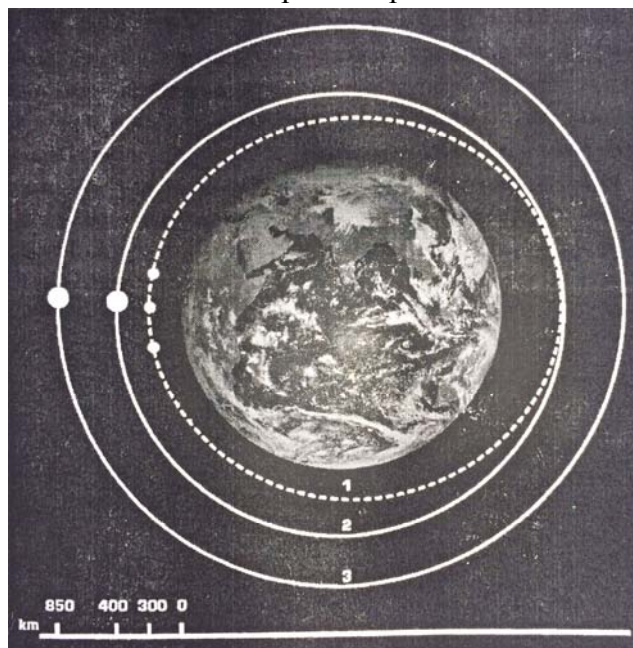
1. Полухина Н.Г. Докторская диссертация, Москва, ФИАН, 2006.
2. Владимиров М. С. Кандидатская диссертация, Москва, ФИАН, 2014.
3. Зарубин П.И. «Томография» кластерной структуры легких ядер в релятивистской диссоциации.

АНАЛИЗ ОРБИТ ГРУППИРОВКИ СПУТНИКОВ ПРОЕКТА «СИСТЕМА СОЮЗСАТ». ПРОЕКТИРОВАНИЕ И СОЗДАНИЕ ОБОРУДОВАНИЯ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА «РАДИАЦИЯ»

Гайков Г.П.

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

Проект СОЮЗСАТ является совместным научно-образовательным космическим проектом Союзного государства России и Белоруссии. Он предполагает актуальный эксперимент, на данный момент всё ещё не охваченный в мировой практике: создание многоярусной космической системы искусственных спутников Земли, состоящей из средних и малых (вплоть до формата Cubesat) космических аппаратов, оснащенных одинаковым оборудованием и позволяющих проводить мониторинг быстропротекающих процессов в ионосфере, магнитосфере и радиационных поясах. Полученная информация была бы крайне необходима для построения улучшенных моделей космической погоды и климата, которые помогли бы сделать системы космической связи более надежными, а системы глобального позиционирования — более точными. Предлагаемая многоярусность системы иллюстрируется на рис.



Группировка будет состоять из основного МКА «Союз–Сат» на высоте 500–550 км и 2–3 субспутников «Союз–Сат нано», выполненных на платформе “Cubesat”, запускаемых на орбиту с перигелием ~ 300 км. Дополнительно будут использоваться спутники серии «Метеор» и «Ионосфе-

ра» с идентичным оборудованием, что позволит делать срез радиационной обстановки на трех высотах: 300, 500 и 850 км одновременно.

В данной работе произведен анализ литературы и предполагаемых параметров группировки спутников с целью определения оптимальных характеристик телескопа заряженных частиц, который будет установлен на все аппараты проекта.

E-mail: georgy.gaykov@gmail.com

Литература

1. Предложение для совместного научно-образовательного космического проекта Союзного государства России и Белоруссии (Проект «Система СОЮЗСАТ»).
2. Bortnik, J. et al. Observation of two distinct, rapid loss mechanisms during the 20 Nov. 2003 radiation belt dropout event. *J. Geophys. Res.* 111, A12216 (2006).
3. Kellerman, A.C.; Shprits, Y.Y. (2012), On the influence of solar wind conditions on the outer-electron radiation belt *Journal of Geophysical Research*, Volume 117, Issue A5, CiteID A05217, 10.1029/2011JA017253.
4. Meredith, Nigel P.; Horne, Richard B.; Sicard-Piet, Angelica; Boscher, Daniel; Yearby, Keith H.; Li, Wen; Thorne, Richard M. (2012) Global model of lower band and upper band chorus from multiple satellite observations. *Journal of Geophysical Research*, Volume 117, Issue A10, CiteID A10225. 10.1029/2012JA017978.
5. Mourenas, D.; Artemyev, A.; Agapitov, O.; Krasnoselskikh, V. (2012), Acceleration of radiation belts electrons by oblique chorus waves. *Journal of Geophysical Research*, Volume 117, Issue A10, CiteID A10212, 10.1029/2012JA018041.
6. Orlova K. G., Shprits Y. Y., Ni B. (2012), Bounce-averaged diffusion coefficient due to resonant interaction of the outer radiation belt electrons with oblique chorus waves computed in a realistic magnetic field model. *Journal of Geophysical Research*, Volume 117, Issue A7, CiteID A07209, 10.1029/2012JA0117591.
7. Shprits, Yuri; Subbotin, Dmitry; Ni, Binbin; Horne, Richard; Baker, Daniel; Cruce, Patrick (2011), Profound change of the near-Earth radiation environment caused by solar superstorms *Space Weather*, Volume 9, Issue 8, CiteID S08007 10.1029/2011SW000662.
8. Reeves, G. D. et al. Acceleration and loss of relativistic electron during geomagnetic storms. *Geophys. Res. Lett.* 30, 1529 (2003).

ОЦЕНКА ФЛУКТУАЦИЙ СВЕТОВОХОДА В ЖИДКОМ ОРГАНИЧЕСКОМ СЦИНТИЛЛЯТОРЕ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Формозов А.А.

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

В настоящей работе дается оценка флуктуаций световыхода в жидком сцинтилляторе. Основные процессы, рассмотренные в работе и определяющие подобные флуктуации, — рождение дельта-электронов и ионизационное гашение. Явление ионизационного гашения приводит к нелинейной зависимости числа фотонов, рождаемых при прохождении заряженной частицы через объем сцинтиллятора, от энергии частицы. Вопрос об определении энергии частицы в случае нелинейной зависимости рассматривался достаточно подробно во многих статьях и монографиях [1, 3]. Для описания процесса ионизационного гашения используется эмпирическая формула Биркса, устанавливающая связь между световыходом и средними ионизационными потерями [1, 2]:

$$\frac{dY}{dx} = \frac{dE/dx}{1 + kB dE/dx}$$

Следующий этап исследования — рассмотрение второго важного фактора, излучения Вавилова-Черенкова. Начиная с энергии порядка 1 МэВ, этот процесс также должен давать ощутимый вклад в флуктуации световыхода.

В данной работе осуществлено Монте Карло моделирование электронов с энергией от 10 кэВ до 10 МэВ в программе GEANT4 и произведена оценка величины флуктуаций световых выходов. В качестве рабочей среды был выбран псевдокумол.

Исследование достаточно актуально, т. к. жидкие сцинтилляторы применяются повсеместно в физике элементарных частиц и ядерной физике. Флуктуации световых выходов могут оказать серьезное влияние на энергетическое разрешение и чувствительность эксперимента, поэтому оценка их величины может оказаться очень важной как на первых этапах планирования новых экспериментов, так и на этапе интерпретации полученных данных.

E-mail: formozoff@gmail.com

Литература

1. Birks J.B., The Theory and Practice of Scintillation Counting, Macmillan, New York, 1964.
2. Final results of Borexino Phase-I on low energy solar neutrino spectroscopy Borexino Collaboration (G. Bellini (INFN, Milan) et al.). Aug 2, 2013. 64 pp. e-Print: arXiv:1308.0443.
3. Peron M.N., Cassette P., Bulletin du BNM 105 (1996).

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ ПРИ ОБСЛЕДОВАНИИ ХРАНИЛИЩ ОТРАБОТАВШИХ РАДИОНУКЛИДНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Диордий М.Н., Баринова Э.А.

ФГУП «РАДОН», Москва, Россия

Радионуклидные источники (РНИ) широко используются в различных отраслях промышленности уже более полувека. По окончании срока службы, на протяжении многих лет отработавшие источники передавались на специализированные предприятия для длительного хранения или захоронения. На настоящий момент, в соответствии с законом об обращении с РАО в Российской Федерации №190-ФЗ от 11.07.2011, все отработавшие РНИ подлежат возврату производителю, однако на специализированных предприятиях все равно остается проблема обращения как с «потерянными» РНИ, так и с источниками, уже находящимися в хранилищах.

Сотрудниками ФГУП «РАДОН» проводятся обследования хранилищ источников по следующим параметрам: распределение мощности дозы гамма- и нейтронного излучения, загрязненность внутренней поверхности хранилища и поверхностей объектов в нем радионуклидами, распределение объемной концентрации Rn-222 по объему хранилища, проведение фото- и видеосъемки внутреннего объема хранилища для составления карты расстановки объектов в нем (Рис. 1а). Результатом обследования обычно является отчет, включающий в себя результаты измерений в виде таблиц с описаниями, а также приложения, представляющие собой схематические двумерные планы размещения объектов внутри хранилища с возможностью нанесения цветовой маркировки, обозначающей поля распределения различных радиационных характеристик хранилища.

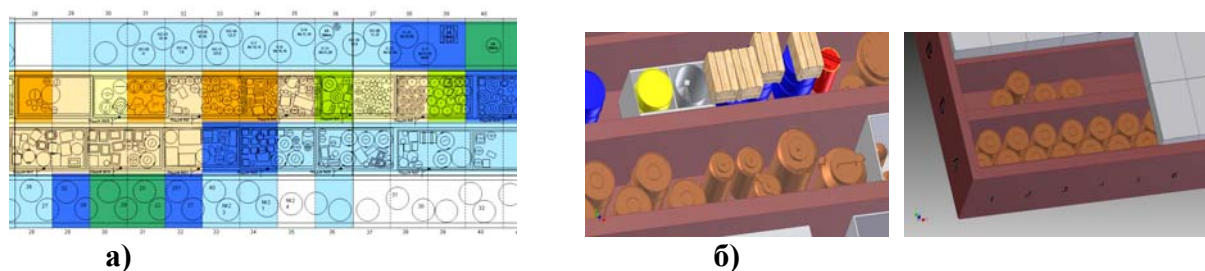


Рис. 1. План хранилища РНИ: а — схема; б — трехмерная модель.

По результатам обследования хранилища радиевых РНИ и препаратов, проведенного в 2012 году, впервые с использованием компьютерной системы трехмерного проектирования Autodesk Inventor 12 была построена трехмерная модель хранилища с указанием всех размещенных в нем объектов (Рис. 1б). Модель допускает совмещение с картой ранее измеренных радиационных полей хранилища, указание характеристик каждого объекта (мощность дозы, загрязненность, находящиеся в данном контейнере РНИ и т.п.).

Использование трехмерной модели позволяет осмотреть конструкции и содержимое хранилища, получая реальные представления о взаимном их расположении без непосредственного приближения к хранилищу, что позволит проводить различные расчеты и виртуальные эксперименты по перемещению контейнеров или последующему их извлечению.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.Е. Семёнову, к.х.н. О.К. Карлиной, А.М. Качаловой.

e-mail: diordy@mail.ru

ЗАВИСИМОСТЬ ГАРМОНИК АЗИМУТАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ОТ ИХ МНОЖЕСТВЕННОСТИ В РВ+РВ И Р+Р СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ЛНС

Головин Д.В.

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

Одной из задач на ЛНС является воспроизведение Большого Взрыва. В ходе столкновения частиц система проходит через несколько стадий эволюций, одной из которых является, как принято сейчас называть, кварк-глюонная плазма (или КГП). Но в конечном итоге измеряются только продукты реакции. Согласно текущим теоретическим представлениям, анализ азимутального распределения частиц может помочь в изучении КГП.

E-mail: golovin.dmitriy@physics.msu.ru

Литература

1. <http://home.web.cern.ch/> (сайт CERN).

ХИГГСОВСКИЙ БОЗОН КАК ШАГ ВПЕРЁД В СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКЕ

Фомиченко А.С.

*Волгоградский государственный технический университет,
факультет экономики и управления, Волгоград, Россия*

Бозон Хиггса является последней найденной частицей Стандартной модели элементарных частиц, что, безусловно, является одним из важнейших открытий в науке за последние годы.

«Почему вещество имеет массу?» — один из главных вопросов, который привёл к столь масштабным исследованиям частиц в рамках Стандартной модели [1]. Стандартная модель рассматривает электромагнитное, сильное и слабое взаимодействия. Частицы, описываемые данной моделью, которые не являются строительной частью материи, но отвечающие за перенос взаимодействия, и называются бозонами, так как подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна [2]. К бозонам относятся фотоны, глюоны,

W- и Z- бозоны, а так же знаменитый бозон Хиггса. Этот класс частиц имеет целочисленные значения спина.

Бозон Хиггса назван в честь Питера Хиггса, который показал в своей теории, что поначалу строительные блоки материи совсем ничего не весили, т.е. элементарные частицы были совершенно невесомы. Но вследствие Большого взрыва некоторое энергетическое поле захватило те самые безмассовые частицы, которые носились вокруг со скоростью света, и они обрели массу [3]. В основе данной теории лежит предположение о частице, связанной с массообразующем полем — хиггсовском бозоне.

Взаимодействие каждой элементарной частицы в полях, которые дают массы этим частицам, с бозоном Хиггса жёстко фиксировано. Чем больше масса частицы, тем сильнее взаимодействие; чем сильнее взаимодействие, тем более вероятен распад бозона Хиггса на пару частиц данного сорта. Распады бозона Хиггса на пары реальных частиц $t\bar{t}$, ZZ и W^+W^- запрещены законом сохранения энергии. Он требует, чтобы сумма масс продуктов распада была меньше массы распадающейся частицы, поэтому хиггсовский бозон охотнее всего распадается на пару $b\bar{b}$ [4].

При исчезновении или изменении напряжённости поля Хиггса, многие привычные для нас знания перестали бы существовать. Например, если бы в химии электроны считались безмассовыми, то они двигались бы слишком быстро и атомные ядра не успевали захватывать их на свои орбиты. «Безмассовость» электрона разрушила бы всю Периодическую систему элементов.

Предсказанный бозон в теории Хиггса после долгих поисков был обнаружен 4 июля 2012 года в Большом адронном коллайдере. В марте 2013 года в Европейском центре ядерных исследований было подтверждено, что данная частица действительно является бозоном Хиггса. После чего было завершено экспериментальное обнаружение предсказываемых Стандартной моделью элементарных частиц.

Однако Стандартная модель не включает в себя и никак не объясняет гравитационное взаимодействие. Именно поэтому многие теоретики считают, что существует необходимость выхода за рамки данной модели. Тем не менее, поиск отклонений от Стандартной модели в пользу так называемой «новой физики» пока остаётся безрезультатным [1].

С развитием физики элементарных частиц появляется много ответов, которые порождают ещё больше новых вопросов. Научный поиск становится наиболее адекватным отражением Вселенной, как прямое следствие самой ее бесконечности, а так же и бесконечной возможности человеческого познания.

E-mail: annafomichenko34@mail.ru

Литература

1. Емельянов В.М. Стандартная модель и ее расширения. М.: Физматлит, 2007.
2. Шредингер Э. Статистическая термодинамика, пер. с англ. Ижевск: РХД, 1999.
3. Сэмпл И. В поисках частицы Бога, или Охота на бозон Хиггса, пер. с англ. М.: Ко-Либри, 2012.
4. Рубаков В. Долгожданное открытие: бозон Хиггса // Наука и жизнь. 2012. No. 10. С. 2–17.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ИОНОВ В АСИММЕТРИЧНОМ ВЧ РАЗРЯДЕ

Богданова М. А.

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

Поверхностные процессы в плазме играют важнейшую роль при создании структур нанометрового масштаба в микроэлектронике. В этой области широко применяется так называемый процесс плазмохимического травления с помощью энергичных ионов.

Создание тонких ровных канавок возможно с помощью существенно анизотропного травления, которое обеспечивается строго направленным движением ионов определённой энергии. Для травления различных материалов (в том числе диэлектриков) необходимо использовать ВЧ разряды низкого давления.

Итак, для того, чтобы контролировать процесс плазмохимического травления, необходимо знать энергетический спектр ионов и уметь управлять им. Однако, измерить стандартными методами энергетический спектр ионов во время реального процесса плазмохимического травления невозможно. Для того, чтобы отслеживать энергетический спектр ионов в режиме реального времени, необходимо создать некую виртуальную диагностику, которая была бы основана на теоретической модели энергетического спектра ионов, построенной исходя из простых физических представлений. Данная диагностика позволила бы следить за изменением энергетического спектра ионов в зависимости от измеряемых параметров разряда.

Была проведена серия экспериментов с различными газами и с различными параметрами разряда с целью выявления границ применения используемой теоретической модели для расчёта энергетического спектра ионов.

В результате проведённого исследования было выявлено, что теоретическая модель энергетического спектра ионов на поверхности ВЧ электрода в слабоионизованной низкотемпературной неравновесной плазме, образованной в асимметричном ВЧ разряде низкого давления, построенная исходя из простых физических соображений, с достаточно хорошей точностью описывает экспериментальные данные, полученные с помощью анализатора энергий ионов методом отталкивающего поля.

Далее, с помощью проверенной теоретической модели была создана виртуальная диагностика плазмы в виде программы, позволяющей отслеживать энергетический спектр ионов на поверхности ВЧ электрода без использования дополнительных приборов, требующих размещения внутри разрядной камеры. Наличие такой виртуальной диагностики избавит от необходимости использования дополнительных приборов, таких, как, например, анализатор энергий ионов методом отталкивающего поля, и, следовательно, сэкономит время и труд исследователей, работающих в области плазменных технологий.

E-mail: bogdanova.marya@mail.ru

Литература

1. Michael A. Lieberman, Allan J. Lichtenberg. Principles of plasma discharges and materials processing. Second edition. John Wiley and Sons, 2005.
2. Kohler K., Coburn J.W., Horne D.E., Kay E. and Keller J.H. Plasma potentials of 13.56MHz rf argon glow discharges in a planar system. // J. Appl. Phys. 57, 59 (1985).
3. Gahan D., Daniels S., Hayden C., Sullivan DO' and Hopkins M.B. Characterization of an asymmetric parallel plate radio-frequency discharge using a retarding field energy analyzer. // Plasma Sources Sci. Technol. 21 (2012) 015002.
4. Gahan D., Dolinaj B., and Hopkins M.B. Retarding field analyzer for ion energy distribution measurements at a radio-frequency biased electrode. Rev. Sci. Instrum. 79, 033502 (2008).

РАЗРАБОТКА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ТЕСТИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ

Овчинникова Л.Ю.

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

В результате работы была изготовлена пушка, основной особенностью которой является смещение катода относительно оси пролетного отверстия. За основу конструкции пушки, рассматриваемой в данной работе, взята пушка с внеосевым размещением катода, описанная в [3].

Данная пушка может применяться для разрезных микротронов, ускорителей с магнитным зеркалом, а также в мощных ускорителях электронов с ускоряющей структурой на стоячей волне, для предотвращения эффекта обратной бомбардировки катода электронами, не захваченными в режим ускорения. Аналогичными преимуществами обладает пушка с кольцевым катодом, но [1], в силу большого эмиттанта [2] генерируемого ею пучка, она не позволит совершить последующее ускорение электронов с малыми потерями тока.

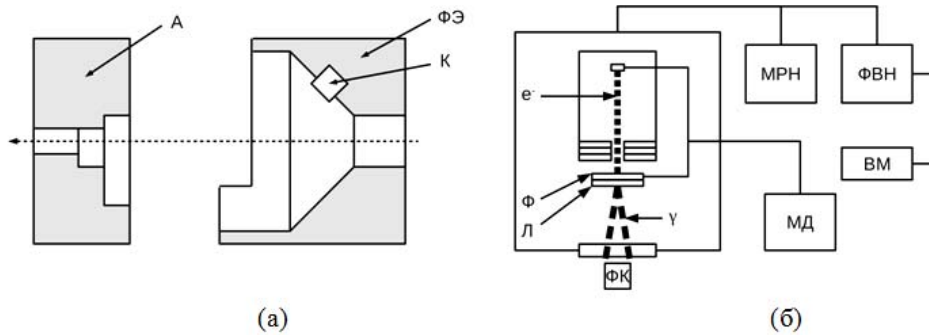


Рис. 1. Конструкция электронной пушки — (а), схема экспериментального стенда — (б).

Конечный расчет показал, что угол, под которым пучок выходит на ось ускоряющей структуры, составляет 8 мрад, диаметр пучка — меньше 2 мм, ток — 140мА.

Был произведен эксперимент по измерению характеристик пучка, генерируемого данной пушкой. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1б, где МРН — магнитоэридный насос, ФВН — форвакуумный насос, ВМ — вакуумметр, ВК — вакуумная камера, ФК — CCD-фотокамера, МД — модулятор. На выходе анодного отверстия помещалась фольга (Ф), на которую нанесен люминофор (Л), свечение которого регистрировала камера. В результате эксперимента были получены портреты пучка для различных значений тока.

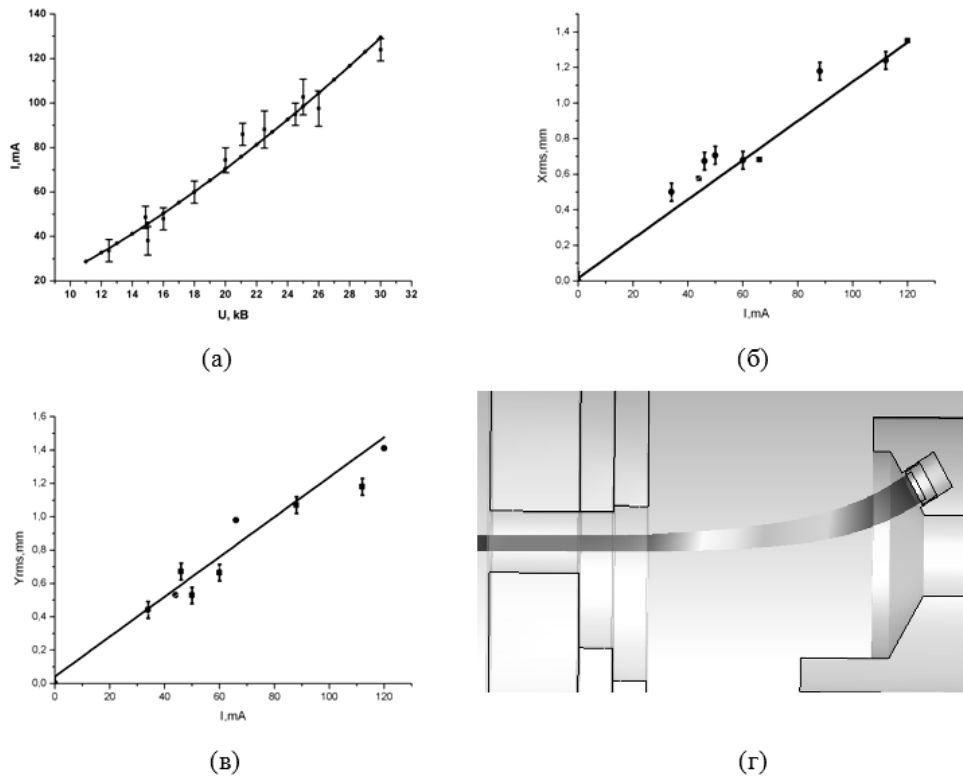


Рис. 2. Вольтамперная характеристика пушки — (а). Зависимость среднеквадратичного радиуса пучка по горизонтальной оси от тока пучка — (б). Зависимость среднеквадратичного радиуса пучка по вертикальной оси от тока пучка — (в), (г) — траектории частиц (расчет программы трехмерного моделирования). На всех графиках на экспериментальные данные наложена расчетная кривая.

На рис. 2 (а) представлена вольтамперная характеристика пушки. Рис. 2 (б) — зависимость среднеквадратичного радиуса пучка по горизонтальной оси, рис. 2 (в) — по вертикальной оси. Точки — экспериментальные данные, кривая — расчет программы трехмерного моделирования.

Ток пучка, измеренный в ходе эксперимента, составил 100–120 мА при диаметре пучка около 2 мм. В результате выполнения данной работы была изготовлена и протестирована пушка, характеристики пучка которой, соответствуют, требуем параметрам, что указывает на возможность применения в ускорителе электронов с магнитным зеркалом.

E-mail: lub.ovch@yandex.ru

Литература

1. Manca J.J., Edmonds D.S., Froelich H.R. Annular-cathode electron gun for in-line injection in a race-track microtron, *Rev. Sci. Instrum.*, 47 (1976) 1148.
2. Rosander S., Sedlacek M., Wernholm O., Babic H. The 50 MeV racetrack microtron at the Royal Institute of Technology, Stockholm, *Nucl. Instrum. and Meth.* 204 (1982) 1.
3. Aloe V.A., Carrillo D., Kubyshin Yu A., Pakhomov N.I., Shvedunov V.I. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 624(2010)39–46.

МЕТОДИКА МНОГОМЕРНОГО АНАЛИЗА ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА OPERA

Моргунова О.В.

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

OPERA — эксперимент по прямому детектированию осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [1]. OPERA является ускорительным экспериментом с длинной базой; источник нейтрино расположен в CERN на расстоянии 730 км от детектора. Основную массу гибридного детектора составляют эмульсионные блоки, регистрирующие треки проходящих через них частиц. Вывод о появлении ν_τ в чистом пучке ν_μ делается при обнаружении распада τ -лептона — продукта взаимодействия ν_τ и вещества детектора.

Существуют события со сходной топологией, но с первичным мюонным нейтрино. Они составляют фон для реакций с ν_τ . Коллаборацией используются стандартные кинематические ограничения параметров событий для разделения сигнала и фона. Ниже приведена таблица некоторых наиболее существенных ограничений для одного из четырех каналов распада таона — $\tau \rightarrow 1h$ (остальные — $\tau \rightarrow 3h$, $\tau \rightarrow \mu$ и $\tau \rightarrow e$). Этот канал был выбран первым для рассмотрения. В дальнейшем методика будет распространена на остальные.

φ_{excl}^* , rad	азимутальный угол между треком кандидата в таоны и направлением первичного адронного кластера.	$> \pi/2$
θ_{kink} , mrad	угол излома трека кандидата	> 20
p_T^{miss} , ГэВ/с	недостающий поперечный импульс в первичной вершине	< 1
$p_T^{2\gamma}$, ГэВ/с	импульс вторичных заряженных частиц	> 2

* индекс «excl» означает, что угол эксклюзивный, то есть, рассчитан с исключением худшего трека — его угол с треком кандидата в таоны максимальный из реализованных в данном распаде.

В данной работе рассмотрен один вид фоновых событий — распад очарованного адрона, рожденного от первичного мюонного нейтрино [2]. Наибольшую опасность он представляет для каналов $\tau \rightarrow 1h$ и $\tau \rightarrow 3h$.

У метода подавления фона наложением кинематических ограничений есть существенный недостаток — при нем эффективность эксперимента составляет не более 10 %.

Задачей настоящей работы является разработка альтернативного подхода [3] — многомерной классификации событий с помощью байесовского решающего правила. Метод позволит найти оптимальное соотношение примеси фоновых событий и эффективности детектирования сигнала.

На данном этапе использовались результаты моделирования на уровне генератора событий — выборка событий инициированных ν_μ с рождением очарованных адронов и выборка событий от ν_τ . Детально были рассмотрены одномерные и двумерные распределения по наиболее важным кинематическим параметрам. Варьировалась граница разделения классов сигнал/фон и для каждого ее положения рассчитывались значимость тестовых событий-кандидатов и эффективность. Результаты наглядно подтвердили закономерное предположение: с ростом ограничения по параметру уменьшается фон, это повышает значимость тестовых сигнальных событий. Однако, эффективность выделения ν_τ при этом уменьшается.

В дальнейшем планируется распространение этого подхода на многомерное пространство параметров и нахождение наилучшей границы разделения классов в нем. Также метод будет применен к более совершенным модельным данным, учитывающих отклик детектора.

E-mail: morgunova.olga@physics.msu.ru

Литература

1. Acquafredda R. et al JINST 4 2009 P04018.
2. Agafonova N. et al 2013 (OPERA collaboration) «New results on $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ appearance with the OPERA experiment in the CNGS beam», 2013.
3. Агафонова Н.Ю. и др. «Поиск осцилляций нейтрино в канале $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ с помощью гибридного детектора эксперимента OPERA». Физика элементарных частиц и атомного ядра. Т. 44. Вып. 4 2013.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА КАСТАНЬОЛИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ НУКЛОН

Коржавин А.В.

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

Основная концепция космического эксперимента НУКЛОН — это создание научной аппаратуры относительно небольшого веса (менее 200 кг) и габаритных размеров (менее 1.0 м³), способной решать актуальные задачи экспериментальной физики космических лучей в широком диапазоне энергий от 10¹¹ до 10¹⁵ эВ.

Массово-габаритные резервы спутника не позволяют использовать тяжёлую и объёмную установку. Поэтому в эксперименте НУКЛОН предложена и реализуется новая методика измерения энергии адронов КЛ в тонком калориметре с хорошим координатным разрешением – методика KLEM (Kinematic Lightweight Energy Meter).

В методике KLEM было предложено использовать комбинированный метод, основанный, с одной стороны, на определении Лоренц-фактора заряженных и нейтральных вторичных частиц, рожденных в первом акте неупругого взаимодействия первичной частицей в специальной мишени. Отметим, что эта часть метода восходит к кине-

матическому «методу Кастаньоли»[1] — определения энергии частиц в фотоэмульсиях по плотности лучей так называемых «звезд».

Написана программа для определения энергии частиц в системе измерения энергии космического аппарата (КА) НУКЛОН и создана его модель в GEANT4. Использо-

валась модификация формулы Кастаньоли $S = \sum I_k \ln^2(H/2x_k)$, где x_k — расстояние между осью ливня и стрипом (чувствительной полоской детектора) под номером k , I_k — сигнал в стрипе k , H — расстояние от точки взаимодействия в мишени. Зависимость S от энергии на нуклон первичной частицы имеет степенной характер $\langle S \rangle \sim E^{0.7-0.8}$.

Из формулы видно, что необходимо восстанавливать ось ливня. Эта методика была отработана на модели КА НУКЛОН в GEANT4, где генерировался пучок частиц и проходил сквозь экспериментальную установку. Для реализации методики KLEM восстанавливалась ось пучка и использовался метод Кастаньоли. Полученные значения энергии первичных частиц хорошо согласовывались с известным значением энергии в генераторе частиц в GEANT4.

Так же данный метод был проверен на данных, полученных на экспериментальном пучке в ЦЕРНе, и подтвердил свою состоятельность и адекватность.

E-mail: korzhavin.andrey@physics.msu.ru

Литература

1. Castagnoli C. An Investigation on Jets // Nuovo Cimento. 1953. Vol. X, p.1540-1558.
2. Atkin E. The NUCLEON Space Experiment for Direct High Energy Cosmic Rays Investigation in TeV-PeV energy range, 2013.
3. <http://geant4.cern.ch> (Сайт инструмента симуляции прохождения частиц через вещество).

ПРИМЕНЕНИЕ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА ДЛЯ ОБРАБОТКИ АКУСТИЧЕСКОГО СИГНАЛА НА БОЛЬШИХ НЕЙТРИННЫХ ТЕЛЕСКОПАХ

Бецис Д.С.

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

Регистрация нейтрино связана со многими техническими сложностями, огромными объемами детекторов и низкой статистикой, так как данные частицы взаимодействуют с веществом только по слабому каналу (сечение составляет порядка 10^{-40} см²). Наиболее развитыми методами регистрации нейтрино являются: черенковский, использующий эффект Вавилова-Черенкова от заряженных частиц — результата взаимодействия нейтрино, сцинтилляционный и радиохимический, регистрирующий ядерную реакцию.

Однако эти методы имеют ограничения по энергии и эффективности применения. Существуют альтернативные способы, например, акустический, предложенный советским ученым Аскарьяном [1]. Он особенно интересен для детектирования высокоэнергетичных нейтрино и исследования эффекта ГЗК-обрезания, происхождения частиц с такой энергией и проверки космологических теорий. Согласно термоакустическому механизму генерации звука, адронные и электромагнитные каскады, образованные в результате прохождения нейтрино из космических лучей (10^{10} ГэВ) через среду, могут выделить в нее достаточно тепловой энергии для создания соответствующей волны давления. Импульс распространяется под прямым углом к оси ливня, и теоретически его можно зарегистрировать современными гидрофонами.

Важным преимуществом является то, что длина затухания подобного звукового сигнала составляет порядка километра для частоты 20–30 кГц в морской воде, а в пресной в десятки раз больше [2]. Это позволяет использовать огромные объемы, так как

можно ставить детектирующие устройства дальше друг от друга, тем самым повышая вероятность регистрации. Сейчас акустический метод находится на стадии разработки, и некоторые нейтринные телескопы включают системы гидрофонов совместно с другими, например, черенковскими, детекторами [3]. Данная работа посвящена одному из таких проектов, NEMO Phase II.

Эксперимент проводится в Национальной Лаборатории Юга Итальянского института ядерной физики (LNS INFN) на Сицилии и является прототипом будущего телескопа Km³Net, также планирующегося в Средиземном море. Он будет состоять из сети "башен" на дне с прикрепленными к ним оптическими модулями для регистрации черенковского излучения. Гидрофоны для акустического детектирования также планируется включить в работу, и, помимо поиска нейтрино данным способом, важным применением является позиционирование структурных элементов установки. Для точного восстановления трека необходимо знать координаты в пространстве всех оптических модулей, а так как "этажи" детектора связаны между собой не жестко, то они подвержены морским течениям и другим перемещениям. Система акустических излучателей на дне и приемников на каждой структурной единице позволяет использовать технику измерения времени пролета звука. Специальные приборы следят за акустическими свойствами воды.

Для обработки сигнала и отделения шума применяются различные алгоритмы, главным образом основанные на Фурье-анализе. Однако такие полосовые фильтры интересующего диапазона частот довольно ресурсозатратны. Вторая проблема связана с не очень хорошим качеством отображения стартового момента каждого акустического импульса, посылаемого излучателем — вследствие чего возникает дополнительная неопределенность во времени прихода его на гидрофон.

В обоих вопросах перспективным может оказаться другой метод анализа — вейвлет-преобразования. Они представляют собой свертку сигнала с известными шаблонными функциями, и результат операции дает информацию о возникновении интересующих деталей на определенных частотах в определенные моменты. Это обеспечивает еще одно преимущество по сравнению с Фурье-спектроскопией, так как сохраняет данные и о временном, и о частотном представлении. Рис. 1. демонстрирует разницу в отображении стартового момента акустического импульса.

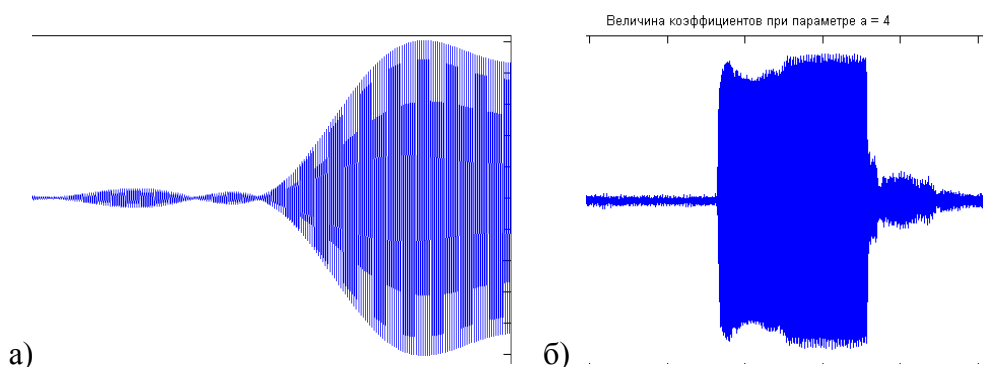


Рис. 1. Сравнение применения Фурье-фильтра (а) и вейвлет-преобразования (б). По оси x отложено время, по оси y — относительная амплитуда.

Сейчас на прототипе установки на морском дне недалеко от мыса Капо-Пассеро тестируются различные виды датчиков и алгоритмов. Для разных "этажей", разных модулей отличаются условия шума и калибровка, поэтому параметры нового метода предстоит подбирать и оптимизировать, а большое количество вейвлетов с различными свойствами дают широкие возможности [4].

В настоящей работе рассматривается возможность использования различных вейвлетов для акустической системы позиционирования, а также перспективы поиска непосредственно нейтринных сигналов этим способом. В обоих случаях данное направление может принести пользу в развитии телескопа Km³Net и других подводных детекторов большого объема.

E-mail: dasha-integral@yandex.ru

Литература

1. Лямшев Л.М. Радиационная акустика. Соросовский образовательный журнал, №5, 1999. Стр. 98–104.
2. Аскарьян Г.А., Долгошеин Б.А. Акустическая регистрация нейтрино высоких энергий на больших глубинах. Академия наук СССР. Физический институт им. П.Н.Лебедева. Препринт №160. Москва, 1976.
3. Бецис Д.С. Акустические детекторы нейтрино. XIV межвузовская научная школа молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине". Москва, 2013.
4. Смоленцев Н.К. Основы теории вейвлетов. Вейвлеты в Matlab. Москва, 2005.

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА В ИННОВАЦИОННЫХ РЕАКТОРАХ 4 ПОКОЛЕНИЯ

Сироткина А.Л.

СПбГПУ, Энергомашиностроительный, Санкт-Петербург, Россия

Современная ядерная энергетика в России и в мире строится на реакторах на тепловых нейтронах с водяным теплоносителем. Данная технология является безусловно надежной и отработанной, однако ее использование сопряжено с рядом проблем:

- открытый топливный цикл. Воспроизводство ядерного горючего в таких реакторах неэффективно (коэффициент воспроизводства, КВ, значительно меньше 1). Ежегодно образуется значительное количество отработанного ядерного топлива (ОЯТ), которое требует долговременного хранения с созданием соответствующих условий (отвод остаточных тепловыделений, герметичность и пр.);
- низкая эффективность использования природного урана. Фактически, в реакторах на тепловых нейтронах «сгорает» только изотоп U-235, содержащийся в природном уране в количестве 0.7 %, остальное идет в отвал.

Эти два фактора вместе говорят о приближении ресурсного кризиса в атомной энергетике. Кроме того, атомные энергоблоки имеют достаточно низкий К.П.Д. и низкую маневренность, что значительно снижает их конкурентноспособность по сравнению с тепловыми электростанциями на органическом топливе.

В рамках существующей технологической платформы, изложенные выше проблемы решены быть не могут. Для их преодоления в России и во всем мире разрабатываются проекты поколения 4 [1–2].

Проблему ресурсного кризиса возможно решить при полномасштабном использовании реакторов на быстрых нейтронах (БР) Из-за большой энергонапряженности активной зоны в качестве теплоносителя для БР изначально были выбраны жидкие металлы (ЖМТ): натрий, свинец, эвтектика свинец-висмут. Каждый из этих теплоносителей имеет как свои преимущества, так и недостатки.

Относительно новой идеей является использование для охлаждения БР сверхкритической воды (ВВЭР-СКД). Спектр нейтронов в таком реакторе более мягкий, чем у БР, охлаждаемых ЖМТ; однако и в таком реакторе достижим КВ=1, то есть полное воспроизводство ядерного горючего [3].

Инновационной идеей в использовании ядерного топлива является создание т.н. «пристанционного ядерного топливного цикла» (ПЯТЦ), реализуемого в рамках проекта «Прорыв» совместно с сооружением БР, охлаждаемого свинцом, БРЕСТ-ОД-300 [4]. Основные положения проекта следующие:

- БРЕСТ — реактор с естественной безопасностью, т.е. за счет природных свойств и применяемых в конструкции решений исключены два класса наиболее тяжелых

аварий — неуправляемый разгон реактора на мгновенных нейтронах и потеря теплоотвода от активной зоны;

- используется плотное нитридное топливо. Оно отлично совместимо с конструкционными материалами активной зоны и теплоносителем, обеспечивает оптимальный нейтронный баланс с полным воспроизводством. Запас реактивности — менее β (доли запаздывающих нейтронов);
- на площадке АЭС располагаются модули фабрикации и рефабрикации (МФР) топлива — ОЯТ после выдержки в приреакторном хранилище отправляется на переработку в МФР. Полученное регенерированное топливо отправляется обратно в реактор.

Т.о. при использовании данной технологии обращения с топливом:

- значительно уменьшается потребность в добыче ядерного топлива;
- значительно уменьшается количество отходов, их активность;
- значительно уменьшается «путь» наработанного плутония между «пунктами назначения» АЭС, МФР и пр.

Литература

1. Энергетическая стратегия России на период до 2030 года. // Прил. к обществ.-дел. журн. «Энергетическая политика». –М.:ГУ ИЭС, 2010. –184 с.
2. A TehnologyRoadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems // U.S. DOE NuclearEnergy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum. Desember 2002. 91 pages.
3. Кириллов П.Л. Водоохлаждаемые реакторы на воде сверхкритических параметров (предложения по программе и путям развития работ) // Сборник трудов отраслевого научно-технического семинара «Реакторы на сверхкритических параметрах воды». – Обнинск: ФЭИ, 2007. – с. 4–15.
4. Глазов А.Г., Леонов В.Н., Орлов В.В. и др. Реактор БРЕСТ и пристанционный ядерный топливный цикл // Атомная энергия, 2007. Т. 103, вып. 1, с. 15–21.

БИОФИЗИКА

Председатели:

проф. Твердислов Всеволод Александрович

проф. Хомутов Геннадий Борисович



ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СЫВОРОТОЧНОГО АЛЬБУМИНА ЧЕЛОВЕКА И ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ЗОНДОВ С НАНОЧАСТИЦАМИ ПОЛИТИТАНАТА КАЛИЯ

Мельников А.Г., Плугин И.А., Соломатин М.А.

Саратовский государственный технический университет

имени Ю.А. Гагарина

физико-технический факультет, Саратов, Россия

Работа посвящена изучению взаимодействия сывoroточного альбумина человека (САЧ) с полититанатами калия (ПТК), которые находят широкое применение в качестве функциональных наполнителей косметических и медицинских кремов и мазей, а также носителей для различных лекарственных и диагностических препаратов в медицине. Кроме того, применение ПТК весьма перспективно в качестве фотокатализаторов, активных в видимой области спектра и предназначенных для очистки воды от загрязнений различными углеводородами. В качестве люминесцентных зондов нами были использованы красители ксантенового, акридинового ряда, а также полициклические ароматические углеводороды. Матрицей служили базовый и протонированный полититанаты калия.

Нами получены спектры флуоресценции хромофоров САЧ ($C=1$ мг/мл) в фосфатном буфере pH 7.4, содержащем ПТК ($C=7$ мг/мл). Возбуждение осуществлялось на длине волны 280 нм. Максимум в спектре флуоресценции САЧ на 340 нм отнесен нами к флуоресценции триптофанила САЧ, а на 310 нм к флуоресценции тирозинового остатка САЧ. С добавлением ПТК в буферный раствор САЧ наблюдалось уменьшение интенсивности флуоресценции триптофанила и тирозина примерно в 4 раза при отсутствии смещения максимумов флуоресценции, что можно объяснить изменением структуры белка при взаимодействии с наночастицами ПТК.

Получены спектры флуоресценции эозина ($C=1$ мкм) в фосфатном буфере pH 7.4 и в фосфатном буфере, содержащем ПТК с максимумом на длине волны 538 нм. Установлено, что при переходе от водного раствора к ПТК наблюдается уменьшение интенсивности флуоресценции эозина в 1.3 раза без смещения максимума. Уменьшение интенсивности флуоресценции эозина может быть связано с влиянием матрицы на зонд.

Для остальных выбранных нами зондов триафлавина и метиленового голубого также наблюдалось уменьшение интенсивности флуоресценции при введении ПТК в водные растворы, что свидетельствовало о взаимодействии зондов с ПТК. Нами обнаружено, что для неполярного пирена, относящегося к классу полициклических ароматических углеводородов, при сорбции на ПТК наблюдается значительное увеличение интенсивности флуоресценции пирена.

Таким образом, полученные данные свидетельствуют об эффективном взаимодействии белков с ПТК. Установлено, что полярные и неполярные зонды с успехом могут применяться для изучения взаимодействия белков с полититанатами калия.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ мол_а 2012–2013 г.

E-mail: agmelnikov@yandex.ru, ilyaplygin@mail.ru, solomatin1994@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОПОЛОГИИ ГИДРАТНЫХ ОБОЛОЧЕК БЕЛКОВ С ПОМОЩЬЮ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рубцова Е.В.

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

Структура поверхности белок-растворитель — предмет противоречивых теоретических исследований. Данная область требует как прямых экспериментальных подтверждений, так и теоретических обоснований. Для многих белков хорошо известна их кристаллическая структура. Анализ поверхностей данных белков показывает, что существует первая гидратная оболочка, средняя плотность которой на 10 % больше, чем в объёмной воде при аналогичных условиях. Сравнения с результатами других исследований дают основания полагать, что это может быть общим свойством водных поверхностей. Определение топологии гидратной оболочки — непростая задача, как с точки зрения вычисления, так и с точки зрения понимания физических составляющих процесса: определения оптимального сочетания параметров моделирования (силового потенциала, типа модели воды, численных схем интегрирования), при которых моделирование имеет физический смысл и полученные результаты не противоречат известным экспериментальным данным, а также требования к компьютерным мощностям остаются в разумных рамках.

В работе изучались фибриллярные и глобулярные белки. Моделирование проводилось в рамках модели воды TIP3P, используя силовое поле CHARMM. Топология гидратной оболочки и внутренние параметры системы были проанализированы с точки зрения статистических характеристик (распределение торсионных углов O-O-O-O, распределение топологически различных частиц по типам), также были подробно изучены конкретные примеры водных оболочек. Некоторые из полученных структур соответствуют параметрической модели связанной воды Бульёнка.

Показано, что сеть водородных связей гидратных оболочек некоторых белков могут быть представлены в виде сети гексациклов, так как 95% молекул воды входят в состав хотя бы одного гексацикла (рис. 1). Дано объяснение функции распределения торсионных углов O-O-O-O (рис. 2).

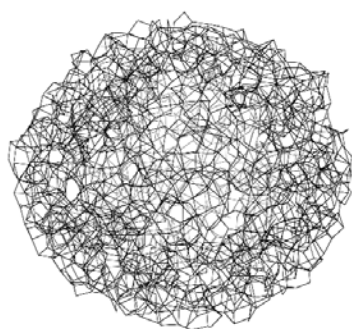


Рис. 1. Водная оболочка коллагена как система гексациклов водородных связей.

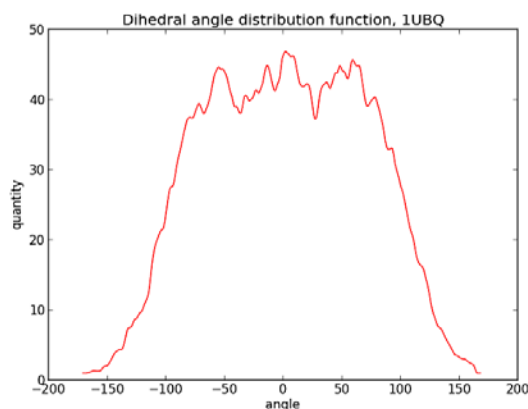


Рис. 2. Функция распределения торсионных углов O-O-O-O (белок 1UBQ.pdb).

E-mail: ev.rubcova@physics.msu.ru

Литература

1. Волошин В.П., Желиговская Е.А., Маленков Г.Г., Наберухин Ю.И., Тыгик Д.Л. Структуры сеток водородных связей и динамика молекул воды в конденсированных водных системах. Рос. хим. ж. (ж. Рос. хим. об-ва им. Д.И.Менделеева), 2001, т.XLV, №3, 31–37.

2. Lobyshev V.I., Solovey A.B., Bulienkov N.A. Computer construction of modular structures of water, *Journal of Molecular Liquids*, 106/2–3, pp 277–297, 2003.
3. Svergun D.I., Richard S., Koch M.H.J., Sayers Z., Kuprin S., and Zaccai G. Protein hydration in solution: Experimental observation by x-ray and neutron scattering, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, vol. 95 no. 5, pp 2267–2272, 1997.

АНАЛИЗ ЛИМФОЦИТОВ ДЕТЕЙ С МОНОНУКЛЕОЗОПОДОБНЫМ СИНДРОМОМ С ПОМОЩЬЮ КЛЕТОЧНОГО БИОЧИПА

Жулябина О.А.

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

Диагностика гематологических заболеваний включает в себя исследование различных параметров клеток крови. Самыми распространенными среди них являются исследование морфологии клеток крови в стандартных мазках и определение поверхностных антигенов лейкоцитов. Одной из важных проблем современной гематологии является невозможность установления соответствий между классификацией лейкоцитов по морфологическим признакам и иммунофенотипом (набором поверхностных дифференцировочных антигенов). Объединение двух данных принципов диагностики возможно с помощью клеточного биочипа. Клеточный биочип представляет собой прозрачную пластиковую подложку размером 22×22 мм, на которой в определённых местах иммобилизованы антитела, специфичные к поверхностным дифференцировочным антигенам лимфоцитов человека. Во время инкубации суспензии лимфоцитов с биочипом CD-антигены клеток связываются с соответствующими антителами. После отмывки неспецифически связавшихся клеток на подложке остаются области, покрытые лимфоцитами, несущими определённый поверхностный антиген. Использование клеточного биочипа особенно ценно при исследовании лимфотропных вирусов и иммунного ответа организма на них. Одним из наиболее ярких примеров таких вирусов является вирус Эпштейна – Барр.

Целью настоящей работы была разработка критериев предсказания риска развития хронической герпесвирусной инфекции в момент начала заболевания по данным иммунофенотипирования и морфологического анализа клеток крови, проводимых с помощью клеточного биочипа.

В работе использовалась панель из 36 антител специфичных к CD-антигенам лимфоцитов. Была исследована периферическая кровь 84 пациентов в возрасте до 14 лет с первичной острой Эпштейна-Барр вирусной инфекцией (ЭБВ инфекцией), реактивацией вируса Эпштейна-Барр и другими герпесвирусами (цитомегаловирус, простой герпес 1 и 2 типа, ветряная оспа). Диагнозы были подтверждены данными ИФА- и ПЦР-анализов. Отличительным морфологическим признаком острой ЭБВ инфекции являлось значительное увеличение числа атипичных мононуклеаров (более 10%) — крупных клеток с низким ядерно-цитоплазменным соотношением, ярко выраженной базофилией цитоплазмы, усиливающейся к периферии и перинуклеарным просветлением — что соответствует литературным данным. Характерным иммунофенотипическим признаком первичной острой ЭБВ-инфекции являлось увеличение доли лимфоцитов, положительных по маркерам CD8, CD38, HLA-DR. При реактивации вируса Эпштейна-Барр происходит увеличение числа клеток, положительных по маркерам CD2, CD3, CD38, HLA-DR.

В качестве предполагаемого критерия предсказывающего исход первичной острой Эпштейна-Барр вирусной инфекции был выбран процент атипичных мононуклеаров, положительных по маркеру CD8. У всех пациентов, перешедших в хроническую стадию, доля атипичных мононуклеаров, положительных по CD8, менее 10 %. Напротив, у

всех пациентов, у которых болезнь закончилась полным выздоровлением, доля CD8-положительных атипичных мононуклеаров была выше 10 %. Таким образом, процент атипичных мононуклеаров, положительных по маркеру активации CD8 позволяет предсказать исход первичной острой ЭБВ инфекции.

E-mail: zhulyabina.o@yandex.ru

Литература

1. Cohen J.I. Epstein-Barr virus infection //New England Journal of Medicine. – 2000. – Т. 343. – №. 7. – С. 481–492.
2. Thorley-Lawson D. A. Epstein-Barr virus: exploiting the immune system //Nature Reviews Immunology. – 2001. – Т. 1. – №. 1. – С. 75–82.

КИНЕТИКА БИФУНКЦИОНАЛЬНОГО ФЕРМЕНТА МЕТИЛЕНТЕТРАГИДРОФОЛАТ ДЕГИДРОГЕНАЗЫ / МЕТЕНИЛТЕТРАГИДРОФОЛАТ ЦИКЛОГИДРОЛАЗЫ

Зайцев А.В.

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

В организме фолиевая кислота (витамин В9) является важным коферментом и в виде различных форм выполняет функции донора или акцептора одноуглеродных групп. Фермент метилентетрагидрофолат дегидрогеназа / метенилтетрагидрофолат циклогидролаза (МТНFD/МТНFC) является ключевым звеном в метаболизме фолиевой кислоты и катализирует обратимое взаимопревращение 5,10-метилентетрагидрофолата (CH₂-ТНF), 5,10-метенилтетрагидрофолата (CH-ТНF) и 10-формилтетрагидрофолата (10-CHO-ТНF). МТНFD при помощи NADP катализирует превращение CH₂-ТНF в CH-ТНF, в то время как МТНFC катализирует превращение CH-ТНF и 10-CHO-ТНF. Обе этих активности разделяют единый сайт [1].

Промежуточное соединение CH-ТНF может «туннелировать» между двумя активностями в направлении вперёд (от МТНFD к МТНFC) с эффективностью в 50 %, в то время как в направлении назад «туннелирование» полное, причём эффективность «туннелирования» не зависит от соотношения каталитических констант двух активностей фермента [2]. Под эффективностью «туннелирования» здесь понимается доля скорости образования конечного продукта из субстрата: если нет выхода в среду промежуточного продукта, то она равна 100 %.

В работе фермента большую роль играет пространственное расположение субстрата на каталитическом сайте. Считается, что именно это определяет разницу в эффективности «туннелирования» для прямого и обратного направления. Для активности МТНFC более строгие требования к ориентации фолата, в то время как относительно подвижное кольцо никотинамида позволяет менее требовательное расположение фолата для МТНFD активности [3].

Несмотря на то, что существует довольно много работ, посвящённых исследованию фермента, пока не составлена полная схема его работы, которая объясняла бы все экспериментальные наблюдения. Поэтому на основе синтеза результатов и наблюдений ряда публикаций предложена новая кинетическая схема работы фермента, которая включает в себя особенности пространственного расположения субстрата во время реакции. Чтобы объяснить все экспериментальные наблюдения, предположено две простых гипотезы:

- Все фолаты присоединяются преимущественно после динуклеотидов.
- CH₂-ТНF изначально при присоединении закрепляется на ферменте тем или иным способом и от этого зависит, пройдёт ли только дегидрогеназная реакция или пространственное расположение окажется достаточно удобным для всего комплекса реакций.

На основе этой схемы, используя предположение о быстром равновесии субстратов с фермент-субстратными комплексами, получены уравнения, описывающие скорости реакций. Параметры для уравнений либо взяты из литературы, либо подобраны таким образом, чтобы воспроизводились все измеряемые константы.

Полученная модель фермента демонстрирует «туннелирование» в направлении вперед с эффективностью в 50 %, и в направлении назад с эффективностью в 100 %, а также воспроизводит все измеряемые константы и экспериментальные наблюдения. В новой схеме выполняется сохранения количества вещества в отличие от схемы, имеющейся в литературе [1].

Модель фермента описывает динамику концентраций некоторых фолатов и может быть включена в более крупные модели метаболизма, с помощью которых можно изучать регуляцию метаболических систем и их различные аспекты.

E-mail: zaycev.aleksandr@physics.msu.ru

Литература

1. Pelletier J.N. and MacKenzie R.E., “Binding and interconversion of tetrahydrofolates at a single site in the bifunctional methylenetetrahydrofolate dehydrogenase /cyclohydrolase.” *Biochemistry*, vol. 34, no. 39, pp. 12673–80, Oct. 1995.
2. Pawelek P.D., Allaire M., Cygler M., and MacKenzie R.E., “Channeling efficiency in the bifunctional methylenetetrahydrofolate dehydrogenase/cyclohydrolase domain: the effects of site-directed mutagenesis of NADP binding residues.” *Biochim. Biophys. Acta*, vol. 1479, no. 1–2, pp. 59–68, Jun. 2000.
3. Sundararajan S. and MacKenzie R.E., “Residues involved in the mechanism of the bifunctional methylenetetrahydrofolate dehydrogenase-cyclohydrolase: the roles of glutamine 100 and aspartate 125.” *J. Biol. Chem.*, vol. 277, no. 21, pp. 18703–9, May 2002.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛИЗАЦИИ ТРОМБОЦИТОВ ПРИ ИХ ОДНОВРЕМЕННОЙ АКТИВАЦИИ ТРОМБИНОМ И АДФ ЧЕРЕЗ PAR1 И P2Y₁₂ РЕЦЕПТОРЫ

Шатурный В.И., Шахиджанов С.С.

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

Для поддержания нормального гемостаза — остановки кровотечения в случае повреждения сосуда — необходимы специализированные клетки, тромбоциты. Активация тромбоцитов различными агонистами приводит к их адгезии к стенкам сосуда и агрегации. Кроме обычной активации, существует явление гиперактивации тромбоцитов, когда часть популяции выставляет на внешней стороне мембраны фосфатидилсерин и приобретает свойство на порядки ускорять свертывание плазмы крови. Гиперактивация вызывается сильными активаторами — коллагеном и тромбином, а АДФ не вызывает гиперактивацию и считается слабым активатором. Однако было показано, что сигнализация через P2Y₁₂ влияет на разделение тромбоцитов на субпопуляции [1].

Целью настоящей работы является исследование внутриклеточной сигнализации в тромбоците от P2Y₁₂ и PAR1 рецепторов с помощью математической модели, адекватно описывающей разделение тромбоцитов на две субпопуляции для предсказания ответа тромбоцита при его одновременной активации от АДФ и тромбина, а также проверка построенной модели на основе экспериментальных данных.

Сигнализация через P2Y₁₂ и PAR1 рецепторы представляет собой сложный каскад внутриклеточных событий, поэтому для построения корректной модели полный каскад был разбит на несколько блоков, каждый из которых был подтвержден на основе литературных данных. Модель описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений, которая решается с помощью пакета MatLab.

В настоящей работе теоретически показано, что при активации P2Y₁₂ уровень цАМФ (циклический аденозинмонофосфат) специфическим образом падает при повышении концентрации АДФ в физиологическом диапазоне, что подтверждается известными экспериментальными данными. Согласно теоретическим результатам колебания кальция, полученные в модели, также согласуются по частоте и амплитуде с экспериментальными. Разделение тромбоцитов на субпопуляции моделируется варьированием количества рецепторов PAR1 на поверхности тромбоцита. Построенная модель адекватно описывает активацию тромбоцита через P2Y₁₂ и PAR1 рецепторы, а также разделение тромбоцитов на две субпопуляции в зависимости от количества добавляемого АДФ и тромбина.

Работа поддержана грантом РФФИ № 12-04-31401.

E-mail: msuff@mail.ru

Литература

1. Kotova Y.N., Ataulakhanov F.I., Pantelev M.A.: Formation of coated platelets is regulated by the dense granule secretion of adenosine 5-diphosphate acting via the P2Y₁₂ receptor // Journal of Thrombosis and Haemostasis. 2008, № 6 (9). p. 1603–1605.

ПЕПТИД AEDG ВЗАИМОДЕЙСТВУЕТ С ДНК В РАСТВОРЕ

Морозова Е.А.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций, отделение медицинской физики и биоинженерии, Санкт-Петербургский институт биорегуляции и геронтологии, Россия, Санкт-Петербург

Введение. Короткие пептиды (до 20 аминокислотных остатков) выполняют различные регуляторные функции в биологических системах. В частности, они являются сигнальными молекулами, участвующими в регуляции гомеостаза на различных уровнях организации живой материи. Исследования показали высокую эффективность лекарственных препаратов на основе коротких пептидов, однако молекулярный механизм их биологической активности остается дискуссионным.

Пептид AEDG (эпиталон), был синтезирован в Санкт-Петербургском институте биорегуляции и геронтологии на основе анализа аминокислотного состава комплексного пептидного препарата эпиталамина, выделенного из пинеальной железы животных. Установлено, что пептид AEDG снижает риск развития опухолевых заболеваний, регулирует функциональную активность нейроиммуноэндокринной системы, способствует увеличению длины теломер, регулирует экспрессию более чем 90 генов [1, 5]. **Целью** исследования явилось изучение влияния пептида AEDG на структуру и свойства нативной молекулы ДНК в растворе.

Материалы и методы исследования. Раствор пептида AEDG смешивали с готовым раствором ДНК (коммерческий препарат фирмы Sigma) различной концентрации в 5 мМ и 1 М NaCl. Для анализа взаимодействия пептида с ДНК в растворе использовали методы спектрофотометрии, кругового дихроизма (КД), низкоградиентной вискозиметрии.

Взаимодействие пептида AEDG с ДНК в растворе оценивали по совпадению или отличию спектра комплекса ДНК с AEDG с суммой спектров компонентов взаимодействия. Анализ данных показал, что взаимодействие пептида AEDG с ДНК в растворе 5 мМ NaCl проявляется сразу после приготовления растворов и сохраняется спустя 7 суток при хранении растворов при 4° С. В растворе 1 М NaCl взаимодействие проявляется слабо, что может быть связано с ослаблением электростатических взаимодействий между молекулами в растворе большей ионной силы. При этом, однако, в спектре по-

глощения ДНК наблюдается плечо в длинноволновой области, сдвиг максимума, проявляется гипо- или гиперхромный эффект (в зависимости от концентрации пептида). Эти изменения могут свидетельствовать о связывании пептида с молекулой ДНК и влиянии этого связывания на вторичную структуру макромолекулы (пептид не поглощает в области длин волн более 240 нм). Так как спектральные свойства макромолекулы определяются поглощением азотистых оснований, мы полагаем, что взаимодействие произошло по большой бороздке макромолекулы, так как сходные спектральные изменения наблюдаются при связывании катионов с N7 гуанина в составе двуспиральной ДНК [3, 4].

Выводы, сформулированные на основе полученных данных, подтверждаются данными метода КД. Пептид AEDG при определенных концентрациях в растворе ДНК формирует структуру, подобную альфа-спирали белков. Можно полагать, что взаимодействии с ДНК по большой бороздке в растворе 5 мМ NaCl пептид укладывается таким образом, что формируется соответствующая спираль. В растворе 1 М NaCl подобный эффект не проявлялся.

Для изучения влияния пептида AEDG на стабильность молекулы ДНК было проведено плавление комплекса ДНК с пептидом AEDG. Так, под действием пептида AEDG понижается температура плавления ДНК по сравнению с контрольным образцом. Данный эффект может свидетельствовать о снижении энергетических затрат на разрушение водородных связей при плавлении ДНК в присутствии пептида [2].

Для исследования влияния пептида AEDG на третичную структуру молекулы ДНК была исследована вязкость раствора пептида и ДНК. Исследуемые образцы были представлены растворами ДНК и комплексов ДНК. Изучали вязкость растворов ДНК при увеличении концентрации пептида AEDG в растворе при отношении концентраций пептида к концентрации пар оснований ДНК 0, 1, 2, 5, 10, 15. Вязкость образцов была измерена концентрации NaCl 5 мМ и 1 М. Под влиянием пептида AEDG уменьшается вязкость раствора комплекса с ростом концентрации пептида при ионной силе 5 мМ. В растворе большей ионной силы (1 М NaCl) не наблюдается существенных изменений вязкости. Таким образом, ионная сила раствора влияет на взаимодействие пептида и ДНК. Эффект может быть объяснен экранировкой зарядов молекулы ДНК, достаточной для нивелирования электростатических взаимодействий. Связывание пептида приводит к уменьшению объема молекулярного клубка ДНК в растворе 5 мМ NaCl, что указывает на воздействие пептидов не только на вторичную, но и на третичную структуру макромолекулы.

Эти данные также свидетельствуют об уменьшении объема молекулярного клубка при взаимодействии. Совокупность экспериментальных данных позволяет заключить, что пептид AEDG может связываться с молекулой ДНК в растворе, образуя комплексы с определенными азотистыми основаниями, что лежит в основе его способности эпигенетически регулировать экспрессию генов.

E-mail: morozova.kate91@gmail.com

Литература

1. Хавинсон В.Х., Соловьёв А.Ю., Жилинский Д.В. и соавт. Эпигенетические аспекты пептидной регуляции старения // Успехи геронтологии. 2012. N 1(25). С. 11–22.
2. Хавинсон В.Х., Соловьёв А.Ю., Шатаева Л.К. Плавление двойной спирали ДНК при связывании с геропротекторным тетрапептидом // Биogerонтология. 2008. N 11(146). С. 561–562.
3. Касьяненко Н.А., Мухин Д.А., Перевязко И.Ю. Конформационные изменения молекулы ДНК, индуцированные формированием металлокомплексов в растворе // Высокомолекулярные соединения. 2010. N 7(52). С. 1360–1372.
4. Пучкова А.О., Касьяненко Н.А. Изучение взаимодействия молекулы ДНК с ионами двухвалентных металлов в присутствии катехина, эпикатехина и кофеина // Вестник СПбГУ. 2011. Сер.4. Вып. 2. С. 96–102.
5. Khavinson V.Kh., Malinin V.V. Gerontological aspects of genome peptide regulation. Basel (Switzerland). 2005.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ДИМЕРА ТРАНСМЕМБРАННОГО ДОМЕНА ИНСУЛИНОВОГО РЕЦЕПТОРА

Замалетдинов М.Ф.

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

Инсулиновый рецептор играет ключевую роль в регуляции гомеостаза углеводов, процесса, который в неблагоприятных условиях может привести к ряду клинических заболеваний. Принадлежит к семейству рецепторных тирозинкиназ и состоит из трех доменов: внеклеточный рецепторный домен, трансмембранный (ТМ) домен, внутриклеточный киназный домен.

Для понимания механизма функционирования данного рецептора необходимо знать пространственную структуру димера трансмембранного домена, поскольку он может играть ключевую роль в передаче сигнала в клетку. Исследование ТМ-домена экспериментальными методами затруднено, поэтому в настоящей работе использовали методы компьютерного моделирования.

С помощью метода гидрофобного соответствия были предсказаны 6 различных вариантов пространственной упаковки димера ТМ-домена инсулинового рецептора. Были рассчитаны их геометрические параметры. Для каждой из полученных структур проведён расчёт молекулярной динамики в гидратированном липидном бислое.

E-mail: zamaletdinov.miftakh@physics.msu.ru

Литература

1. Antonino Belfiore, Francesco Frasca, Giuseppe Pandini, Laura Sciacca, and Riccardo Vigneri. Insulin Receptor Isoforms and Insulin Receptor/Insulin-Like Growth Factor Receptor Hybrids in Physiology and Disease : Endocrine Reviews, October 2009, 30(6):586–623.
2. GROMACS USER MANUAL Version 4.5.6.

НОВЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ НАНОКОМПОЗИТНЫЕ НАНОПЛЕНОЧНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И КАПСУЛЫ НА ОСНОВЕ КОМПЛЕКСОВ ЛИПИДОВ, ПОЛИМЕРОВ И НАНОЧАСТИЦ

Потапенков К.В.

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

В настоящее время дальнейший прогресс в медицине, биотехнологиях, фармакологии, косметологии, сельском хозяйстве и в ряде других областей обусловлен необходимостью создания новых функциональных биосовместимых и биоактивных материалов и эффективных систем для инкапсулирования, адресной доставки и управляемого высвобождения различных лекарственных и биологически-активных веществ в различных водных средах, в том числе в организме человека. Разработка таких систем требует решения комплекса взаимосвязанных биологических, физических и химических задач. Нами в рамках междисциплинарного подхода на основе методов нанотехнологии и биохимической физики разрабатываются функциональные нанокompозитные нанопленочные материалы и коллоидные капсулы, представляющие собой гибридные конструкции, включающие липиды, поверхностно-активные соединения, полимеры (в том числе биополимеры), неорганические наночастицы и другие функциональные компоненты. Основу везикул составляют липосомы, содержащие электронейтральные био-генные липиды (фосфатидилхолин) и специальные катионные амфифильные молекулы, обеспечивающие связывание с липосомами полимеров и функциональных неорганических наночастиц. С использованием монослоев Ленгмюра и анализа изотерм сжатия было изучено взаимодействие коллоидных неорганических наночастиц магнетита и зо-

лота, а также полианионов со смешанным монослоем фосфатидилхолина и катионного ПАВ, сформированным на поверхности водной фазы, содержащей соответствующие коллоидные наночастицы или полианионы (ДНК, полистиролсульфонат, полиакриловая кислота). Нанокompозитные везикулы формировали путем последовательной адсорбции на предварительно полученные стандартным ультразвуковым методом катионные липосомы коллоидных неорганических наночастиц магнетита и золота, а также слоя полианиона. Полученные структуры исследовали методами просвечивающей электронной микроскопии, электронного магнитного резонанса, лазерного светорассеяния, электрофореза, кондуктометрии и др. Были получены суспензии модельных нанокompозитных везикул и капсул, содержащих во внутреннем объеме раствор NaCl, и проведены эксперименты по изучению воздействия на такие системы коротких электромагнитных импульсов высокой напряженности, вызывающих эффект электропорации. Полученные результаты указывают на возможность создания новых нанокompозитных магнитных гибридных везикул и капсул на основе комплексов липидов, полимеров и наночастиц, пространственная локализация которых, а также структура и проницаемость оболочек может изменяться контролируемым образом с помощью соответствующих физических и химических воздействий.

E-mail: metalsonic@inbox.ru

Литература

1. Ким В.П., Ермаков А.В., Глуховской Е.Г., Рахнянская А.А., Кормакова П.А., Потепенков К.В., Усманов Н.Н., Салецкий А.М., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Планарные наносистемы на основе комплексов амфифильного полиамина, наночастиц магнетита и молекул ДНК, *Российские нанотехнологии*, 2014, т. 9, № 5–6 (май–июнь), в печати.

РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ ИНТЕРЦЕПТОРНО-ПРОТЕКТОРНОГО ДЕЙСТВИЯ ПРИ СОВМЕСТНОМ СВЯЗЫВАНИИ БИОЛОГИЧЕСКИ АКТИВНЫХ СОЕДИНЕНИЙ С ДНК

Бучельников А.С.

*Белгородский государственный национальный исследовательский
университет,
биолого-химический факультет, Белгород, Россия*

Биологический синергизм, возникающий при введении в биосистему комбинации биологически активных соединений (БАС), составляет основу некоторых режимов современной химиотерапии онкологических заболеваний. Принято считать, что этот эффект является следствием проявления двух молекулярных механизмов: интерцепторного («перехват» молекулы препарата, делающий невозможным дальнейшее встраивание его в ДНК, т.е. реализацию его медико-биологической функции) и протекторного (блокировка молекулой-перехватчиком сайтов посадки молекулы препарата на ДНК). Умение использовать эти механизмы на практике открывает перспективу повышения эффективности комбинированной химиотерапии, улучшения химиотерапевтического индекса конкретных противоопухолевых препаратов.

В работе [1] была впервые построена количественная теория интерцепторно-протекторного действия (ИПД), описывающая указанный синергизм с позиций физико-химических взаимодействий вводимых препаратов с биорецепторами клетки (прежде всего, ДНК). Суть теории ИПД заключается в установлении количественной связи между откликом биологической системы на введение комбинации препаратов и данными аналогичного физико-химического эксперимента. Основу теории ИПД представляет собой набор уравнений баланса массы в системе.

Вместе с тем, накопленный к настоящему времени значительный биологический и физико-химический материал, а также имеющиеся представления о механизмах биологического действия в комбинациях ДНК-связывающихся БАС, явились предпосылками для разработки единой обобщенной теории ИПД [2], чему и посвящена данная работа. В частности, проведено объединение различных фрагментарных представлений и подходов к количественному описанию биологического синергизма в многокомпонентных системах в единую обобщенную теорию ИПД, оперирующую полимерной моделью ДНК в качестве биорецептора. Это стало возможным благодаря разработке новой статистико-термодинамической модели многокомпонентных взаимодействий в системах Препарат 1 — Препарат 2 — ... — Препарат N [3], а также применению хорошо известного подхода МакГи — фон Хиппеля. Показано, что все основные предложенные количественные модели многокомпонентных систем являются частным случаем данной теории. Была проведена серия физико-химических экспериментов в многокомпонентных ДНК-содержащих системах спектрофотометрическим методом, анализ результатов которых позволил установить взаимосвязь между относительным изменением биологического эффекта при комбинированном введении ароматических БАС и параметрами межмолекулярного взаимодействия. Выявлено фундаментальное проявление интерцепторного механизма действия в виде гиперболической взаимосвязи константы гетероассоциации и биологического эффекта на примере антимуtagenной активности хлорофиллина по отношению к мутагенам из ряда гетероциклических аминов. Впервые дано косвенное экспериментальное подтверждение значимости протекторного механизма действия в системах Препарат–Кофеин–ДНК. Обозначены границы применимости теории ИПД, сформулированы пути дальнейшего совершенствования теории и расширения ее на другие классы химиотерапевтических препаратов.

Обобщенная теория ИПД предоставляет «инструмент» анализа биологического эффекта при комбинированном использовании ДНК-связывающихся БАС как функции физико-химических параметров межмолекулярного взаимодействия. Данная теория формирует научную основу «управления» и «предсказания» биологического отклика системы, индуцированного введением комбинаций БАС.

E-mail: tolybas@rambler.ru

Литература

1. Evstigneev, M.P.; Lantushenko, A.O.; Evstigneev, V.P.; Mykhina, Yu.V.; Davies, D.B. Quantitation of the molecular mechanisms of biological synergism in a mixture of DNA-acting aromatic drugs // *Biophys. Chem.* 2008, V. 132(2–3), P. 148–158.
2. Buchelnikov, A.S.; Hernandez Santiago, A.A.; Gonzalez Flores, M.; Vazquez Ramirez, R.; Davies, D.B.; Evstigneev, M.P. General analysis of competitive binding in drug-interceptor-DNA systems // *Eur. Biophys. J.* 2012, V. 41(3). P. 273–283.
3. Buchelnikov, A.S.; Evstigneev, V.P.; Evstigneev, M.P. General statistical-thermodynamical treatment of one-dimensional multicomponent molecular hetero-assembly in solution // *Chem. Phys.* 2013, V. 421. P. 77–83.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА КРЕМНИЯ И МОНОЛАМЕЛЛЯРНЫХ ЛИПОСОМ ФОСФАТИДИЛХОЛИНА

Труль А.А., Абрашитова Н.А., Шибяев А.В.

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

Интерес к наноматериалам и их взаимодействию с биообъектами сейчас исключительно велик, поскольку широкое использование наноматериалов в перспективе способно обеспечить развитие наномедицины, нанофармакологии, пищевой промышленности и т.д. К сожалению, в настоящее время недостаточно изучено влияние наночастиц и других синтетических нанообъектов на организм человека. Опубликованные в

настоящее время работы содержат лишь отдельные данные, касающиеся их возможной токсичности [1]. Имитирующие клеточные мембраны липосомы являются наиболее простой и удобной моделью для проведения исследований по проникновению наночастиц в клетку. Целью настоящей работы было исследование взаимодействия наночастиц оксида кремния с липосомами фосфатидилхолина.

Для получения моноламеллярных липосом нужного размера (100–200 нм) был использован двухстадийный метод. На первом этапе методом Бангхама был получен раствор гигантских мультисламеллярных липосом, размером несколько микрон, что соответствует литературным данным [2]. Размер липосом контролировали методом светорассеяния. Для дальнейшей модификации размера липосом было использовано два метода — ультразвуковая обработка и экструзия. Размер липосом, получаемых данными способами (35 и 150 нм соответственно), хорошо согласуется с литературными данными [3]. Липосомы были визуализированы с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).

Моноламеллярность полученных липосом проверяли методом ЯМР на ядрах ^{31}P с использованием сдвигающих агентов, способных связываться с отрицательно заряженной фосфатной группой, входящей в состав головки фосфатидилхолина. Коэффициент ламеллярности составил 1.3, таким образом, раствор полученных липосом можно считать в достаточной степени моноламеллярным.

Растворы липосом с отрицательно заряженными наночастицами оксида кремния (размером 23 нм) были изучены методом ПЭМ с фиксацией. Показано, что наночастицы эффективно взаимодействуют с липосомами, прикрепляясь к их поверхности или проникая внутрь липосом. Было построено распределение наночастиц по количеству внутри липосом. Была исследована кинетика ассоциации наночастиц с мембраной липосом и показано, что связывание в растворе происходит чрезвычайно быстро (менее минуты) даже при малых концентрациях компонентов. Точно место локализации наночастиц (проникают ли наночастицы во внутреннюю полость липосомы или встраиваются в мембрану липосомы) будет выяснено в ходе дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ).

E-mail: trul@polly.phys.msu.ru

Литература

1. Oberdorster, G., Stone, V., Donaldson, K. Toxicology of nanoparticles: A historical perspective // *Nanotoxicology*, 2007, V.1, № 1, pp.2–25.
2. Deamer D., Bangham A.D. Large volume liposomes by an ether vaporization method // *Biochim. Biophys. Acta*, 1976, V. 443, № 3, pp. 629–634.
3. Lapinski M.M., Castro-Forero A., Greiner A.J., Ofoli R.Y., Gary J., Blanchard R.Y. Comparison of liposomes formed by sonication and extrusion: rotational and translational diffusion of an embedded chromophore // *Langmuir*, 2007, Vol. 23, pp. 11677–11683.

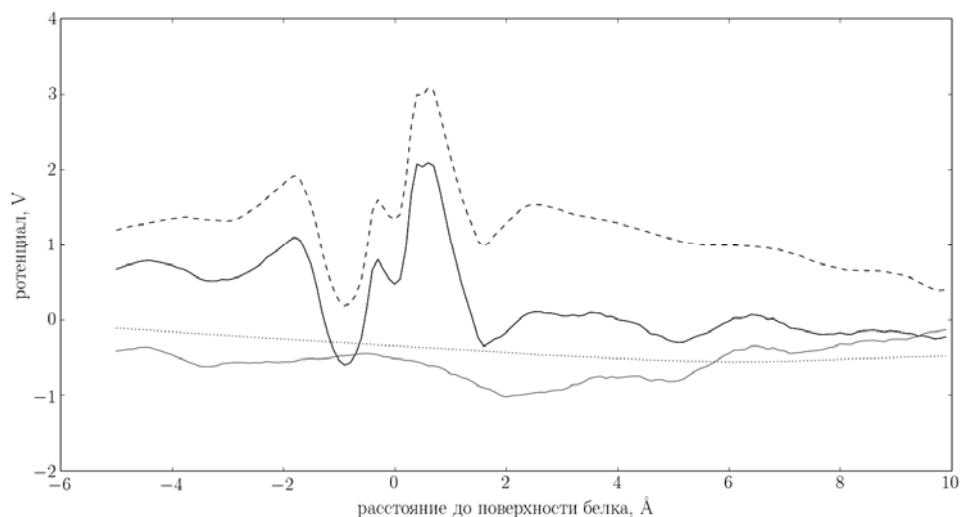
СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА БЕЛКОВОЙ ГЛОБУЛЫ

Кадукова М.Н., Зленко Д.В.

МГУ имени М.В.Ломоносова, биологический факультет, Москва, Россия

Гидратация белка тесно связана с его функциями. Моделированию гидратации посвящены несколько работ [1, 2], но они неполны, вследствие малой длины траекторий и грубости использованных моделей. Ранее [3] мы описали трансляционную подвижность молекул воды вблизи поверхности белка, а в настоящей работе сфокусировались на исследовании вращательной подвижности молекул воды и электростатического потенциала вблизи поверхности глобулы куриного лизоцима в 150 мМ растворе NaCl.

Расчеты проведены при помощи пакета GROMACS, в силовом поле OPLS-AA. Система состояла из белка, 56029 молекул TIP4P-воды, 156 ионов Na^+ и 164 ионов Cl^- . Шаг интегрирования составлял 0.5 фс, был использован метод PME, радиусы обрезания составляли 1.25 нм. Был проведен 100 нс релаксационный расчет, финальные координаты которого использовались как стартовые для 100 пс траекторий, предназначенных для анализа.



Электростатический потенциал вблизи поверхности белка: суммарный (черный сплошной), вклад белка (—), вклад воды (серый сплошной), ДЭС (...).

Показано, что вблизи поверхности белка время вращательной корреляции воды повышается на порядок. Значения параметра порядка свидетельствует о преобладании вблизи поверхности молекул воды с дипольным моментом, направленным вдоль нормали к поверхности. Это приводит к появлению дополнительной разности потенциалов между объемом глобулы и раствором. При этом основная часть потенциала обусловлена зарядом самого белка, а ДЭС вносит лишь локальное возмущение.

E-mail: dvzlenko@gmail.com

Литература

1. Makarov S.M. et al. Biophys. J. 75, 150–158, 1998.
2. Marchi M. et al. J. Am. Chem. Soc. 124, 6787-6791.
3. Кадукова. Подвижность воды вблизи поверхности белка. Тезисы на XXI международной конференции МКО. Дубна. 2014.

ЭВОЛЮЦИЯ ГЕНОМОВ БАКТЕРИЙ, РАЗВИВАЮЩИХ СОПРОТИВЛЯЕМОСТЬ К АНТИБИОТИКАМ

Кулаковский А.Ю.

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

Сравнительный анализ геномов бактерий выявил наличие участков генома, так называемых геномных островков, появившихся в результате горизонтального переноса [1]. Была установлена связь геномных островков с вирулентностью [2] и сопротивляемостью к антибиотикам [3]. Технологии секвенирования нового поколения сделали возможным быстрое получение последовательностей геномов одного и того же вида бактерий, развивающих сопротивляемость к антибиотикам. Были документированы геномные перестановки, связанные с возникновением сопротивляемости к антибиотикам у бактерий [4]. Нами произведен анализ генетических островков для 1570 бактерий из

базы данных IslandViewer [4], а также данных секвенирования нового поколения для геномов рода *Pneumococcus* [5]. Ранее нами была произведена аннотация геномов бактерий структурами типа стебель-петля; аннотация доступна на ftp-сайте [6]. Произведено исследование роли вторичных структур ДНК, в частности структур типа стебель-петля в формировании геномных островков. Было обнаружено, вопреки ожиданию, статистически значимое ($p < 0.05$) обеднение прилегающих к геномным островкам областей у 43 % проанализированных геномов, в то время как для 20 % геномов обнаружено статистически значимое обогащение. Был исследован отдельный класс мобильных генов, транспозаз, и было обнаружено два класса генов по степени обогащения или обеднения прилегающих областей структурами типа стебель-петля. Все эти данные свидетельствуют о важной роли данных структур в организации геномов бактерий. Планируется исследование роли структур типа стебель-петля в реорганизации геномов, развивающих сопротивляемость к антибиотикам.

E-mail: kulakovskiy@gmail.com

Литература

1. Langille M.G.I., Hsiao W.W.L., Brinkman F.S.L. Detecting genomic islands using bioinformatics approaches. // Nat. Rev. Microbiol. Nature Publishing Group, 2010. Vol. 8, № 5. P. 373–382.
2. Ho Sui S.J. et al. The association of virulence factors with genomic islands. // PLoS One. 2009. Vol. 4, № 12. P. e8094.
3. Didelot X. et al. Transforming clinical microbiology with bacterial genome sequencing. // Nat. Rev. Genet. Nature Publishing Group, 2012. Vol. 13, № 9. P. 601–612.
4. Dhillon B.K. et al. IslandViewer update: Improved genomic island discovery and visualization. // Nucleic Acids Res. 2013. Vol. 41, № Web Server issue. P. W129–32.
5. Golubchik T., Brueggemann A., Street T. Pneumococcal genome sequencing tracks a vaccine escape variant formed through a multi-fragment recombination event // Nat. 2012. Vol. 44, № 3. P. 352–355.
6. Структуры стебель-петля [Online]. URL: <ftp://dnapunctuation.phys.msu.ru>.

ДИПОЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИСТОЧНИКОВ АКТИВНОСТИ В ЗАДАЧЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИИ ЛИНИЙ У ЧЕЛОВЕКА

Крылова М.А.

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

В зрительном мире фрагменты линий являются базисными признаками большинства объектов, поэтому их быстрое и надежное выделение важно для опознания изображения. Механизмы этой операции детально изучены в экспериментах на животных. Вопрос механизмов ориентационной чувствительности человека остается во многом открытым.

Целью данной работы являлось изучение источников сенсорного этапа, соответствующего развитию комплекса волн P1 и N1 во временном окне (80–180 мс) в задаче определения линий разной ориентации. Конкретными задачами являлось определение зон активации на ранних этапах обработки информации, выявление гендерных особенностей.

В эксперименте участвовал 41 испытуемый (21 женщина, средний возраст 22.1 ± 0.5 и 20 мужчин, 21.3 ± 0.3). Испытуемого просили определить угол наклона базовых (вертикаль и горизонталь) и наклонных (45° и 135°) линий. Регистрация ЭЭГ производилась на оборудовании Geodesic Sensor Net (Electrical Geodesics Inc., USA) с 128-канальным шлемом GSN HydroCel 128. Предъявление стимулов, регистрация правильности ответа и времени реакции проводилось с помощью программы E-Prime 2.0 (Psy-

chology Software Tools, Inc., США). Электрические потенциалы при правильных ответах анализировали с помощью программного обеспечения NetStation.

Для моделирования источников волн P1 и N1 использовался модуль Brainstorm3.2. Локализация источников производилась методом MNE (minimum norm estimate) с использованием стандартной модели головы FSAverage (Fischl et al. 1999), и стандартного положения электродов. [1]

Моделирование источников волн P1 и N1 выявило выраженную асимметрию активации у мужчин: зона активации в правом полушарии больше, чем в левом, с ее распространением в правую теменную область. У женщин возбуждение обоих полушарий происходит симметрично. Во время волны P1 наблюдаются большие различия в площадях зон активации между базовыми и наклонными линиями, чем в период развития волны N1.

Таким образом, полученные данные показывают, что зоны обработки базовых характеристик зрительных образов у человека имеют широкое распространение, захватывающие не только первичные сенсорные зрительные зоны, но и теменные отделы коры. Это может указывать на важность выделения ориентационных характеристик среды для формирования зрительно обусловленного поведения. Обнаруженные особенности топографии мужчин и женщин могут быть связаны с разными стратегиями решения зрительно-пространственной задачи.

Работа выполнена при поддержке РФНФ Грант № 12-36-01291-a2 и РФФИ Грант №14-04-00706.

E-mail: krylova.marina@physics.msu.ru

Литература

1. Mosher J., Baillet S., Darvas F., Pantazis D., Yildirim E., and Leahy R., “Brainstorm electromagnetic imaging software,” in 5th International Symposium on Noninvasive Functional Source Imaging within the Human Brain and Heart (NFSI 2005), 2005.

ПОИСК СЕМЕЙСТВ ОРТОЛОГОВ НА ОСНОВЕ ДОМЕННОЙ АРХИТЕКТУРЫ

Серова Е.В.

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

Задача отбора семейств генов для любого заданного набора видов — одна из ключевых задач эволюционной геномики. Существующие алгоритмы отбора ортологов основаны на поиске схожих последовательностей с помощью программы BLAST [1] в качестве первичного шага. Очень часто при таком подходе в одну группу могут попасть белки всего лишь с одним общим доменом. Нами был разработан алгоритм, позволяющий разделять белки по группам на основе доменной архитектуры. Алгоритм основан на представлении группы белков, объединенных в одно суперсемейство по признаку статистически значимого сходства, в виде сети. Расстояния между белками в этой сети обратно пропорциональны коэффициенту сходства их доменной архитектуры, который вычисляется как

$$J_{PQ} = \frac{N'_{PQ}}{N'_P + N'_Q - N'_{PQ}},$$

где N'_P и N'_Q — число доменов в белках P и Q соответственно, а N'_{PQ} — число доменов, присутствующих в обоих белках [2]. Информация о доменной архитектуре бралась из базы данных Conserved Domain Database [3]. Далее, с помощью алгоритма ClusterONE [4] сеть разбивалась на непересекающееся множество подсетей, соответствующих группам гомологичных белков. С помощью алгоритма BranchClust [5] из этих групп

впоследствии были выделены семейства ортологов. Алгоритм был протестирован на разных наборах геномов бактерий и архей.

E-mail: kloven91@gmail.com

Литература

1. Altschul S.F., et al. Basic local alignment search tool // J Mol Biol, 1990. 215(3). p. 403–10.
2. Lin K., Zhu L., and Zhang D.Y. An initial strategy for comparing proteins at the domain architecture level // Bioinformatics, 2006. 22(17). p. 2081–6.
3. Marchler-Bauer A., et al. CDD: conserved domains and protein three-dimensional structure // Nucleic Acids Res, 2013. 41(Database issue). p. D348–52.
4. Nepusz T., Yu H., and Paccanaro A. Detecting overlapping protein complexes in protein protein interaction networks // Nat Methods, 2012. 9(5). p. 471–2.
5. Poptsova M.S. and Gogarten J.P. BranchClust: a phylogenetic algorithm for selecting gene families // BMC Bioinformatics, 2007. 8. p. 120.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА КРОВОСОСУЩИХ НАСЕКОМЫХ

Алыкова А.Ф., Алыкова О.М. Лихтер А.М.

*Астраханский государственный университет,
физико-технический факультет, Астрахань, Россия*

Поведение насекомых в заданных условиях отличается согласованностью. Насекомые имеют рецепторы, воспринимающие сигналы из внешней среды, обладают возможностью анализа и адекватного реагирования на полученный сигнал, который несет информацию, содержащуюся в акустической, электромагнитной, (тепловой) или оптической форме. Остановимся на влиянии, оказываемом на кровососущих насекомых, в частности, самок комаров акустическими полями. Воздушная, жидкая или твердая среды является акустическим каналом связи для передачи информации насекомым. Самки комаров являются как источниками, так и приемниками звука. Биологически важные сигналы условно можно разделить на «приманивающие» и «отпугивающие», а воспринимают их самки комаров с помощью джонстоновых органов (ДО), содержащих набор антенн. Антенны являются резонансными структурами. Вызванные акустическими волнами колебания жгутика «антенны» передаются сенсиллам джонстонова органа, а затем преобразуются в электрические потенциалы. [2, 3]

Для изучения акустического сигнала воспринимаемого комарами были проанализированы технологии, которые используются в ловушках, предлагаемых на современном рынке [3], были проанализированы результаты измерения снятия спектров звукоизлучения самок комаров; наложены усредненные частотно-пороговые характеристики, полученные в условиях имитации полета и в статичной системе [2, 3]. Анализ показал, что слуховая система самок комаров, «обладает» зеркальным каналом от 320 до 480 Гц, причем чувствительность слуховой системы самок резко падает после 420 Гц, т.е. теряется в шуме. Поэтому ставится под сомнение возможность восприятия летящими самками звуков полета самцов с частотой 455–470 Гц. Но также известно, что повышение частоты полетной вибрации приводит к пропорциональному сдвигу зеркального канала в область более высоких частот [4], что приводит к формированию дополнительной зоны чувствительности выше зеркального канала. Диапазон этой дополнительной зоны, скорее всего, имеет два назначения: функция защиты от хищников и обнаружение движущегося «источника корма». Естественными врагами комаров являются стрекозы, причем некоторые виды стрекоз имеют вечерний пик активности, приуроченный к массовому лёту двукрылых. Кроме того к потенциально опасной для комаров группе хищников можно отнести также мелких птиц. Обнаружение животных — «источника корма» — по шуму их движения в растительности также возможно, но спектр этих шумов,

естественно, будет существенно отличаться от спектра акустических волн от летящих стрекоз. Можно предположить способность комаров к частотному анализу звуковых сигналов с их последующим распознаванием на фоне шумов естественного и искусственного происхождения [3, 4].

Таким образом, для воздействия на комаров авторами выделены два диапазона частот:

- от 20 до 170 Гц, в этом диапазоне можно имитировать шум крыльев стрекозы, в этом же диапазоне находятся основные пороги реагирования рецепторов ДО самок комаров;
- от 340 до 640 Гц, в данный диапазон входит зеркальный канал, зону которого можно использовать для «раскачивания» частоты за время порядка сотых долей *мс* для дезориентации самки комара в пространстве.

Акустические сигналы воспринимаются насекомыми на фоне помех, так называемого акустического фона естественного и искусственного происхождения, которые можно обозначить как внешний сигнал ν_c . Собственные шумы атмосферы создаются такими источниками звукового поля как, например, ветер, шелест листьев деревьев, раскаты грома и т.д. Поскольку многие насекомые (в том числе комары) воспринимают информацию, содержащуюся в акустическом сигнале, в полете, то нельзя не учитывать воздействие, которое оказывает тело летящего насекомого, и акустические волны, исходящие от его крыльев. Таким образом, необходимо учитывать значения частот воспринимаемого сигнала ν_v и внешнего сигнала ν_c .

На основе анализа существующих косвенных аналогов для исключения нарушения экологической системы, одним из живых организмов которой являются кровососущие насекомые, авторами разрабатывается акустическая система воздействия на них. Для создания такой системы решались следующие задачи: 1) создать экспериментальную установку для передачи акустического сигнала кровососущим насекомым; 2) провести серию экспериментов по передаче акустического сигнала кровососущим насекомым; 3) с учетом результатов ее испытаний модернизировать установку.

Разрабатываемая система основана на возможности технической реализации комплексного воздействия на рецепторы насекомого физическими полями различной природы — акустического и теплового, что должно обеспечить более высокую эффективность системы по сравнению с существующими аналогами. Соответственно, сама система состоит из двух устройств: 1) акустическое отпугивающее устройство; 2) тепловое привлекающее устройство. Устройства находятся на стадии регистрации в ФИПСе (уведомления о поступлении заявок: 2013127055 от 13.06.2013; 2013151563 от 19.11.2013) рис. 1.



Рис. 1. а) пилотный образец отпугивателя; б) привлекающее устройство комплексного воздействия.

Принципиальное отличие предлагаемого отпугивателя от существующих аналогов заключается в возможности «качания» частоты генератора, что снижает к минимуму эффект привыкания кровососущих насекомых, существенно улучшает потребительские свойства товара, и исключает ультразвуковой диапазон, оказывающий негативное влияние на человека. [1]

Отпугиватель является экологически безопасным для природной экосистемы, поскольку в нем не предусматривается уничтожение популяции кровососущих насекомых. Модернизированное привлекающее устройство может быть использовано в качестве устройства для тестирования эффективности управления поведением различных кровососущих насекомых (комаров, мошек и т.д.).

Работа апробировалась на региональных, всероссийских, международных конференциях (н-р, Международной научной конференции «Инновационные технологии в управлении, образовании, промышленности «АСТИНТЕХ-2012», «АСТИНТЕХ-2013», Астрахань, 2012, 2013; Международной конференции молодых ученых «Экспериментальная и теоретическая биофизика», Пущино, 2012 и т.д.) По результатам работы были опубликованы статьи, в том числе в журнале из перечня ВАК РФ.

e-mail: waiste15@bk.ru

Литература

1. Алыкова (Махмудова) А.Ф., Лихтер А.М. Экспериментальное исследование влияния акустических сигналов (диапазона 16...20 кГц) на кровососущих насекомых. Сборник материалов международной конференции молодых ученых «Экспериментальная и теоретическая биофизика '13», Пущино, 21–23 октября 2013 г. С. 4–5.
2. Лапшин Д.Н. Слуховая система самок кровососущих комаров (Diptera, Culicidae): акустическое восприятие в условиях имитации полёта // Энтомологическое обозрение, 2012. Т. 91. № 3. С. 465–484.
3. Махмудова А.Ф., Лихтер А.М., Анализ процесса передачи акустической информации изучаемым объектам (насекомым). // Научно-технический ж-л «Прикаспийский журнал: управление и высокие технологии». – 2012 – №1 – С. 95–103.
4. Алыкова А.Ф. Алыкова О.М. Лихтер А.М. Экспериментальное изучение влияния акустических полей на биологические объекты (кровососущих насекомых). ж-л «Физическое образование в вузах». Специальный выпуск. 2014. С. 24–25.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ЛИПИД-ТРАНСПОРТИРУЮЩЕГО БЕЛКА LC-LTP2 ИЗ СЕМЯН ЧЕЧЕВИЦЫ *LENS CULINARIS* В АПО-ФОРМЕ И В КОМПЛЕКСЕ С ЛИЗО-ФОСФОЛИПИДОМ LPPG

Гизатуллина А.К., Минеев К.С., Богданов И.В. Шенкарёв З.О.,
Мельникова Д.Н., Финкина Е.И., Баландин С.В., Арсеньев А.С.,
Овчинникова Т.В.

*Институт биоорганической химии им. академиков
М.М. Шемякина и Ю.А. Овчинникова РАН, Россия, Москва*

Липид-транспортирующие белки характеризуются способностью неспецифически связывать и переносить липиды, выполняют разнообразные функции в растениях и обладают антимикробной активностью. Изучение пространственной структуры липид-транспортирующих белков чечевицы, как в свободном состоянии, так и в комплексе с липидными молекулами, позволит приблизиться к пониманию механизма антибиотического действия и биологической функции данных белков.

Методами ЯМР–спектроскопии была исследована пространственная структура и внутримолекулярная динамика липид-транспортирующего белка (LTP) из семян чечевицы *Lens culinaris* (Lc-LTP2). Пространственная структура белка включает в себя четыре α -спирали (Cys4–Leu18, Pro26–Ala37, Thr42–Ala56, Thr64–Lys73) и длинный C-концевой участок без регулярных элементов вторичной структуры. Боковые цепи гидрофобных остатков формируют большую внутреннюю полость (туннель), которая является основным сайтом связывания молекул липидов. Объем этой полости ($\sim 600 \pm 100 \text{ \AA}^3$) значительно превышает объемы полостей наблюдаемых в апо-формах известных на сегодня структурах белков семейства LTP (от 80 до 300 \AA^3), однако он меньше объема полостей наблюдаемых в комплексах LTP/липид (от 800 до 1400 \AA^3). Титрование образца Lc-LTP2 фосфолипидом DMPG выявило формирование нековалентных комплексов, сопровождаемое изменениями в пространственной структуре белка и увеличением объема внутренней полости. Комплекс Lc-LTP2/DMPG был нестабилен и диссоциировал с преципитацией липидов с характерными временами в диапазоне десятков часов.

Использование лизо-фосфолипида LPPG позволило получить стабильный комплекс Lc-LTP2/лизо-липид и исследовать его пространственную структуру и внутримолекулярную динамику. Полученная пространственная структура демонстрировала лишь небольшие отличия от пространственной структуры апо-формы белка. Объем внутренней полости Lc-LTP2 при связывании LPPG увеличился до $1000 \pm 100 \text{ \AA}^3$. Однако ориентация молекулы лизо-липид LPPG во внутренней полости Lc-LTP2 не соответствовала предполагаемой на основании литературных данных ориентации фосфолипида DMPG. Полученные данные указывают на то, что белки семейства LTP способны по-разному координировать молекулы фосфолипидов и лизо-фосфолипидов.

agizatullina546@gmail.com

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АЛЬБУМИНА С НАНОАЛМАЗНЫМИ ПЛЁНКАМИ МЕТОДОМ КР СПЕКТРОСКОПИИ

Брандт Н.Н., Приезжев А.В., Светлакова А.С., Чикишев А.Ю.

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

В последнее время бурно развиваются технологии по применению наночастиц в биомедицине. Одним из перспективных применений наночастиц является направленная доставка лекарств к пораженным или модифицированным органам и тканям [5]. Широкое применение получили углеродные наночастицы, в частности, наноалмазы, в связи с их низкой токсичностью по сравнению с другими наночастицами. Предполагается, что наночастицы или их конъюгаты будут распространяться в живом организме по кровеносной системе. Однако присутствие наночастиц в кровотоке может приводить к изменению свойств крови. Например, в работе [1] была показана возможность адсорбции основного белка плазмы крови альбумина (концентрация в плазме крови 30–50 мг/мл) на поверхности наноалмазов.

Поскольку альбумин участвует в минеральном, пигментном, гормональном и других видах обмена веществ [2], то задача определения степени влияния наноалмазов на структуру молекул альбумина на сегодняшний день является весьма актуальной. В связи с тем, что наноалмазные частицы агрегируют и образуют микрочастицы, в настоящей работе использовались наноалмазы, нанесённые на кремниевую подложку. Целью работы является определение изменений конформационно-чувствительных линий в КР спектрах альбумина при высушивании его водного раствора на поверхности наноалмазных плёнок.

Метод КР микроспектроскопии является эффективным инструментом для изучения состава и строения вещества, и позволяет получать субмикронное пространственное разрешение, что принципиально в задачах исследования взаимодействия альбумина с наноалмазами. Основными конформационно-чувствительными линиями в КР спектрах белков являются Амид I (1640 см^{-1}), Амид III (1272 см^{-1}), тирозиновый дублет ($830\text{--}850 \text{ см}^{-1}$) и дисульфидные мостики ($500\text{--}550 \text{ см}^{-1}$) (см., например [4]).

Измерения КР спектров производились на КР микроскопе DXR Raman Microscope. В качестве источника возбуждения была использована вторая гармоника (532 нм) твердотельного Nd:YAG лазера с диодной накачкой. Максимальная мощность излучения на образце составляла 10 мВт. Измерения проводились в спектральном диапазоне $60\text{--}3400 \text{ см}^{-1}$. Сравнение КР спектров производилось с помощью программы, предложенной в работе [3]. В программе сравнения используется алгоритм аппроксимации одного спектра другим или суперпозицией спектров с добавлением полинома заданной степени, который позволяет проводить сравнительный анализ спектров, не прибегая к устранению фонового сигнала.

Наноалмазные плёнки были получены методом газофазного химического осаждения (CVD), из смеси метана и водорода, активированной разрядом постоянного тока [6]. В качестве подложки для наноалмазной плёнки был использован кристаллический кремний. Были получены две наноалмазные плёнки (nd_1 и nd_2), отличающиеся по структуре и соотношению между углеродными фракциями, входящими в их состав. Поверхность плёнок состоит из глобул, размер которых варьируется в зависимости от времени осаждения. Каждая глобула имеет внутреннюю структуру и состоит из микроалмаза, наноалмаза и графита.

Водный раствор альбумина в концентрации 35 мг/мл наносился в количестве 10 мкл на наноалмазную плёнку и высушивался при комнатной температуре. В результате на поверхности наноалмазной плёнки возникала неоднородная по толщине белковая плёнка. В центре её толщина составляла порядка 1 мкм, а на краю — до 10 мкм.

Спектральный анализ плёнки nd_1 подтвердил присутствие в ней микроалмаза, наноалмаза и графита. Спектральный вклад всех трёх компонент приблизительно одинаковый. После высыхания раствора альбумина на наноалмазной плёнке nd_1, в белковой плёнке, помимо альбумина в аморфном состоянии, были обнаружены кристаллы. Сравнение КР спектров аморфной и кристаллической составляющих белковой плёнки не выявило существенных изменений структуры белка.

В КР спектр плёнки nd_2 преимущественный вклад дают микроалмаз и графит. Нанесения раствора альбумина на плёнку nd_2 не приводит к появлению кристаллов в отличие от предыдущего случая. Структура белка в случае плёнки nd_2 также практически совпадает со структурой лиофилизованного альбумина.

В результате проведённой работы показана возможность самопроизвольной кристаллизации белка при высыхании раствора на поверхности наноалмазной плёнки. Отсутствие спектральных отличий для альбумина в лиофилизованном состоянии и в плёнке на поверхности наноалмазной плёнки говорит о сохранении структуры белка, по крайней мере, в объёме белковой плёнки. Однако изменения конформации альбумина при взаимодействии с наноалмазными плёнками могут происходить в достаточно тонком приповерхностном слое плёнки белка.

Выражаем свою благодарность профессору кафедры полимеров и кристаллов физического факультета МГУ А.Н. Образцову за предоставление наноалмазных плёнок. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №13–02–01177-а) и Программы развития Московского университета.

E-mail: svetlakova.anastasiya@physics.msu.ru

Литература

1. Переведенцева Е.В., Су Ф.-И., Су Т.-Х., Лин И.-Ч., Ченг Ч.-Л., Приезжев А.В., Луговцов А.Е. Лазерно-оптическое исследование воздействия наночастиц алмаза на структуру и функциональные свойства белков. *Квантовая электроника*, 2010, т. 40 (12) стр. 1089.
2. Под редакцией Петровского Б.В. Большая медицинская энциклопедия. Москва: Советская энциклопедия, 1974, т. 1.
3. Brandt N.N., Chikishev A.Y. A Method of Comparing Raman Spectra. *Laser Physics* 2004, vol. 14 (11), pp. 1386–1392.
4. Carey P.R. *Biochemical Applications of Raman and Resonance Raman Spectroscopies*. New York: Academic Press, 1982.
5. Fu C.-C., Lee H.-Y., Chen K., Lim T.-S., Wu H.-Y., Lin P.-K., Wei P.-K., Tsao P.-H., Chang H.-C., Fann W. Characterization and application of single fluorescent nanodiamonds as cellular biomarkers. *Proceedings of the National Academy Sciences of the USA* 2007, vol. 104 (3), pp. 727–732.
6. Obratsov A.N., Zolotukhin A.A., Ustinov A.O., Volkov A.P., Svirko Yu.P. Chemical vapor deposition of carbon films: in-situ plasma diagnostics. *Carbon*, vol. 41 (4), pp. 836–839.

ЭФФЕКТ УВЕЛИЧЕНИЯ СКОРОСТИ РЕАКЦИИ
ПРИ ВЫСОКИХ КОНЦЕНТРАЦИЯХ АРАХИДОНОВОЙ КИСЛОТЫ
ДЛЯ ФЕРМЕНТА ЦИКЛООКСИГЕНАЗЫ-1

Фоменко Е.А.¹, Бархатов В.И.², Филимонов И.С.²

1 — МГУ имени М.В. Ломоносова, факультет биоинженерии и биоинформатики, 2 — МГУ имени М.В. Ломоносова, Международный биотехнологический центр, Москва, Россия

Фермент простагландин-Н-синтаза (циклооксигеназа, СОХ) катализирует превращение арахидоновой кислоты (АА) в простагландин H_2 – исходное вещество в биосинтезе таких физиологически активных соединений, как простагландины, простациклин и тромбоксан A_2 [1]. Ингибиторы PGHS используются как нестероидные противовоспалительные препараты. Фермент локализован в клетке на мембранах ЭПР и ядра. PGHS представляет собой гомодимер, каждая из двух идентичных субъединиц имеет активный центр.

В литературе принято считать, что уравнение зависимости скорости от концентрации субстрата можно описать в рамках модели Михаэлиса-Ментен. Получаемое в таких экспериментах значение константы Михаэлиса (K_M) равно 2–15 мкМ АА [2].

Наши эксперименты показали для зависимости скорости реакции от концентрации субстрата отклонение от модели Михаэлиса-Ментен. Этот эффект проявляется при концентрациях, превышающих указанное значение K_M на 2 порядка (примерно после 500 мкМ АА).

Зависимости скорости реакции от концентрации АА при двух разных концентрациях детергента твин-20, необходимого для функционирования СОХ *in vitro*, представлены на рис. 1. Мицеллы твина выполняют роль модели мембраны.

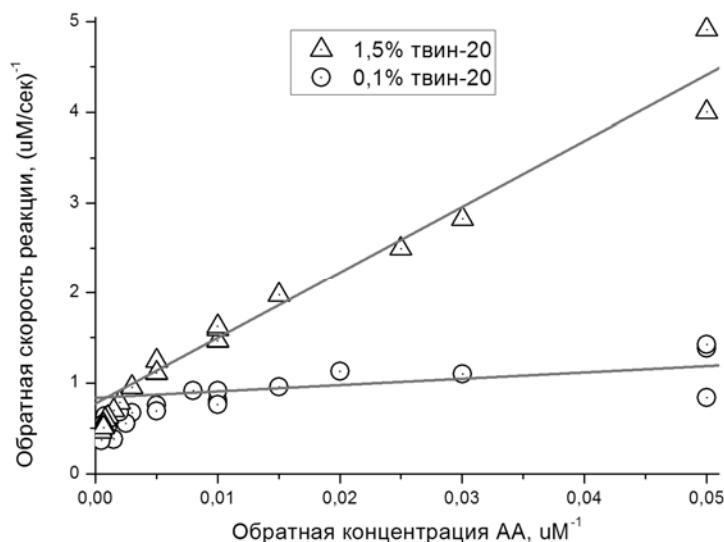


Рис. 1. Зависимость скорости СОХ-реакции от концентрации АА в двойных обратных координатах. Линейные аппроксимации проведены для участков, где кооперативный эффект не наблюдается.

Повышение скорости по сравнению с ожидаемой при высоких концентрациях АА можно интерпретировать как наличие отрицательной кооперативности по субстрату. В рамках этой модели связывание АА в первой субъединице снижает сродство к субстрату для второй субъединицы, то есть, вторая субъединица “включается” при более высокой концентрации АА.

Это предположение находится в согласии с данными об аллостерическом эффекте при связывании гемина, субстрата и ингибиторов [3, 4, 5].

E-mail: lenafomenko@fbb.msu.ru, barkhatovv@yandex.ru

Литература

1. Сергеева М.Г., Варфоломеева А.Т. Каскад арахидоновой кислоты. М.: Народное образование, 2006.
2. Tsai A.L., Kulmacz R.J. Prostaglandin H synthase: resolved and unresolved mechanistic issues // *Arch Biochem Biophys.*, 2010, № 493, pp. 103–24.
3. Берзова А.П., Бархатов В.И., Митрофанов С.И. Особенности кинетики ингибирования циклооксигеназы-1 напроксеном // *Материалы XX Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов»*, М., 2013.
4. Dong L., Vecchio A.J., Sharma N.P., Jurban B.J., Malkowski M.G., Smith W.L. Human Cyclooxygenase-2 Is a Sequence Homodimer That Functions as a Conformational Heterodimer // *The Journal of Biological Chemistry*, 2011, № 286, pp. 19035–19046.
5. Yuan C., Sidhu R.S., Kuklev D.V., Kado Y., Wada M., Song I., Smith W.L. Cyclooxygenase Allosterism, Fatty Acid-mediated Cross-talk between Monomers of Cyclooxygenase Homodimers // *J Biol Chem.*, 2009, № 284, pp. 10046–55.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КАЛЬЦИЕВЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ В ОДИНОЧНЫХ ТРОМБОЦИТАХ МЕТОДОМ КОНФОКАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

Пивоварова Е.И.

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

Свёртывание крови — каскад ферментативных пространственно-неоднородных реакций, в которых принимают участие белки свёртывания и клетки крови — тромбоциты. Для того, чтобы принять участие в каскаде свёртывания, клетка должна претерпеть определённые изменения, инициируемые активацией. Активированные тромбоциты формируют минимум две субпопуляции, которые различаются по поведению и по уровню экспрессии фосфатидилсерина — одного из липидов мембраны. Поведение клетки формируется системой сигнализации, благодаря которой сигналы воспринимаются и интерпретируются как на уровне клеток, так и на уровне внутриклеточных процессов. Одним из основных элементов системы сигнализации является кальций. Изменения в концентрации кальция в данной части клетки могут указывать не только на наличие реакций сигнализации, но и на характер их протекания.

Целью данной работы являлось исследование динамики концентраций кальция в одиночных тромбоцитах во время и после активации, подтверждение существования кальциевых осцилляций в активированных тромбоцитах и изучение их, а также разработка методики эксперимента.

Работа велась на тромбоцитах, выделенных из свежей человеческой крови методами центрифугирования и очистки на гелевой колонке, и активированных тромбином — ключевым белком свёртывания. Окраска очищенных тромбоцитов производилась с помощью флуоресцентной краски FuraRed. Активированные тромбоциты для дальнейшего изучения помещались на предметное стекло, покрытое фибриногеном. Анализ полученных препаратов проводился методами цитометрии и конфокальной микроскопии.

В ходе работы разработана методика эксперимента. Экспериментальные данные демонстрируют наличие кальциевых осцилляций в активированных тромбоцитах, а также позволяют углубиться в их динамику и сделать некоторые замечания о состоятельности существующих моделей кальциевой сигнализации.

e-mail: kation31@yandex.ru

Литература

1. Heemskerk J., Hoyland J., Mason W., Sage S. Spiking in cytosolic calcium concentration in single fibrinogen-bound fura-2-loaded human platelets // *Biochemistry Journal*, 1992, 283, pages 379–383.
2. Heemskerk J., Bevers E., Lindhout T. Platelet activation and Blood coagulation // *Journal of Thrombosis and Haemostasis*, 2002, 88, pages 186–193.
3. Topalov N. N., Kotova Y. N., Vasil'ev S. A., Panteleev M. A. Identification of signal transduction pathways involved in the formation of platelet subpopulation upon activation // *British Journal of Haematology*, 2012, 157, pages 105–115.
4. Waters J. Accuracy and precision in quantitative fluorescence microscopy. // *The journal of cell biology*, 2009, Vol. 185, № 7.
5. Zhenyu Li, Keegan D., O'Brien K. A., Xiaoping Du. Signaling During Platelet Adhesion and Activation // *Arteriosclerosis, Thrombosis and Vascular Biology* published online Nov 11, 2010.

ИЗУЧЕНИЕ РОЛИ ОТДЕЛЬНЫХ БЕЛКОВ СИСТЕМЫ СВЕРТЫВАНИЯ ПРИ РОСТЕ ФИБРИНОВОГО СГУСТКА В РЕАКЦИОННО-ДИФФУЗНОЙ СИСТЕМЕ

Купраш А.Д.

МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Плазменное свертывание крови — каскад ферментативных реакций, функцией которого является формирование фибринового сгустка. Белки, участвующие в этих реакциях, называются факторами свертывания крови. Свертывание — пространственно-неоднородный процесс, в котором можно выделить реакции активации, проходящие на поврежденном участке сосуда, и реакции распространения на поверхности активированных тромбоцитов и в плазме крови.

Целью работы являлось изучение роли отдельных факторов в формировании фибринового сгустка в пространстве. Для этого исследовался рост сгустка в пространственно-неоднородной *in vitro* системе при дефиците факторов FII, FV, FVII, FVIII, FIX, FXI.

Работа велась на замороженной свободной от тромбоцитов плазме пациентов с дефицитами факторов свертывания. Восполнение производилось плазмой здоровых доноров. В плазму добавлялось 4 мкМ фосфолипидов. Активация свертывания проводилась от поверхности с тканевым фактором, при исследовании сгустка использовалась видеомикроскопия. По кривой зависимости размера сгустка от времени рассчитывались время задержки роста сгустка (Tlag) и скорость роста, рассчитанная в диапазоне 15–25 (V1) и 70–90 (V2) минут от начала роста сгустка.

Было получено, что при дефиците FII время задержки Tlag возрастает в 1,5 раза относительно нормы ($0,83 \pm 0,08$ мин), при дефиците FV — в 8 раз, при дефиците FVII — в 18 раз. При дефиците FVIII, FIX и FXI Tlag не изменяется. Скорость роста сгустка V1 уменьшается в 2 раза относительно нормы ($34,6 \pm 0,9$ мкм/мин) при дефиците FVIII и FIX и в 1,5 раза при дефиците FV. При дефиците FII, FVII и FXI V1 не изменяется. Скорость роста сгустка V2 уменьшается в 2 раза при дефиците FXI и более чем в 3 раза при дефиците FII, FV, FVIII и FIX. При дефиците FVII V2 не отличается от V2 в нормальной плазме (26 ± 2 мкм/мин).

Полученные результаты позволяют предположить, что FII, FV и FVII более важны на стадии активации, а FVIII и FIX — на стадии распространения. На более поздних стадиях распространения активнее участвует FXI. При удалении от активатора возрастает роль FII, FV, FVIII и FIX.

kprsh@yandex.ru

АЛГОРИТМ СРАВНЕНИЯ ФИЛОГЕНЕТИЧЕСКИХ ДЕРЕВЬЕВ, ОСНОВАННЫЙ НА ТРЕУГОЛЬНЫХ МАТРИЦАХ

Жохова М.А.

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

Проблема сравнения топологии филогенетических деревьев актуальна для определения горизонтально перенесенных генов. В идеале нужно определить минимальное число трансформаций, необходимое совершить, чтобы получить из одной топологии дерева другую. Данная метрика сравнения филогенетических деревьев называется SPR-расстоянием (Subtree Pruning and Regrafting). Было показано, что задача нахождения SPR-расстояния принадлежит классу NP трудных задач [2]. Для преодоления вычислительной трудности в практике используются другие подходы, как, например, расстояния, основанные на спектре бипартиций [4] или квартетов [3], или метод, основанный на методах максимального правдоподобия —AU-test [1]. Каждый метод имеет свои ограничения и недостатки. Все методы имеют существенные ограничения на размер дерева. Здесь предлагается метод сравнения филогенетических деревьев, основанный на треугольных матрицах, в которых элементы матрицы являются нодальными расстояниями между листьями. При таком подходе, расстояния между деревьями может вычисляться с помощью алгебраических операций над матрицами. Метод был протестирован на семействах ортологов бактерий и архей.

E-mail: mariaalzh@mail.ru

Литература

1. Shimodaira, H. (2002) An approximately unbiased test of phylogenetic tree selection. *Syst Biol* 51, 492–508.
2. Bordewich M, Sempel C. On the computational complexity of the rooted subtree prune and regraft distance. *Ann. Combinatorics* 2004; 8:409–423.
3. Mao F, Williams D, Zhaxybayeva O, Poptsova M, Lapierre P, Gogarten JP, Xu Y. (2012) Quartet decomposition server: a platform for analyzing phylogenetic trees// *BMC Bioinformatics*. 2012 Jun 7; 13:123.
4. Hamel L, Nahar N, Popstova MS, Zhaxybayeva O, Gogarten JP (2008) Unsupervised learning in detection of gene transfer// *J. Biomed Biotech* 2008.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВАЦИИ ФАКТОРА X КОМПЛЕКСОМ ВНЕШНЕЙ ТЕНАЗЫ

Коваленко Т.А.

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

Механизм свертывания крови — это механизм, предотвращающий потерю крови при повреждении сосуда [1]. В запуске процесса свертывания крови большую роль играет интегральный мембранный белок тканевый фактор (TF), которые в норме экспрессируются на поверхности клеток организма, кроме клеток эндотелия сосудов. При повреждении сосуда клетки организма контактируют с кровью, и образуется комплекс TF с фактором VIIa (TF-VIIa) — внешняя теназа [1]. Фактор VII в основном присутствует в плазме крови в виде прозимогена VII. Только 1% фактора VII — это активная форма VIIa [1]. Кроме того, фактор VII может активироваться с помощью фактора Ха [2].

Внешняя теназа имеет два субстрата – факторы IX и X, которые являются витамин К-зависимыми белками плазмы крови и которые под действием внешней теназы расщепляются до своих активных форм IXa и Xa. Известно, что фосфолипидные поверхности играют большую роль в процессе свертывания крови, и отрицательно заряженные фосфолипиды (фосфатидилсерин) ускоряют протекание реакций свертывания [3,4]. Комплекс TF-VIIa формируется на мембране [4], а фактор X обладает способностью присоединяться к отрицательно заряженным фосфолипидам. В этом процессе, зависи-

мом от присутствия иона Ca^{2+} , принимает участие домен X-ого фактора из γ -карбокситглутаминовой кислоты (Gla-домен) [5].

Однако остается неясным, какой X-ый фактор является предпочтительным субстратом для комплекса VII-TF — мембранно-связанный или свободный в растворе. Экспериментальные данные позволяют предположить, что это будет мембранно-связанный X-ый фактор [4], и для проверки этого предположения построена математическая модель. Кроме того, фактор X может формировать мультимеры на поверхности мембраны, что значительно усложняет схему реакции в случае связанного субстрата.

В модели использованы экспериментальные данные из литературы [2,4–8]. Модель описана системой обыкновенных дифференциальных уравнений, решение которых получено с помощью пакета Matlab. В модели учтено, что внешняя теназа может активировать как мембранно-связанный фактор X, так и X фактор в растворе, а так же переход от трехмерных реакций в растворе в двумерные на мембране.

В результате получены временные зависимости концентраций всех участвующих веществ (TF, VII, VIIa, X, Xa) и сделаны предсказания, позволяющие спланировать эксперименты, с помощью которых можно будет сделать выбор между гипотетическими механизмами активации фактора X.

E-mail: after-ten@yandex.ru

Литература

1. Colman. Hemostasis And Thrombosis. Basic Principles And Clinical Practice.
2. Butenas, Mann. Kinetics of human factor VII activation. 1996.
3. Zwaal, Comfurius, Bevers. Lipid-protein interactions in blood coagulation. 1998.
4. Hathcock, Rusinova, Andree, Nemerson. Phospholipid surfaces regulate the delivery of substrate to tissue factor: VIIa and the removal of product. 2006.
5. Erb, Stenflo, Drakenberg. Interaction of bovine coagulation factor X and its glutamic-acid-containing fragments with phospholipid membranes. 2002.
6. Pantelev, Ovanesov, Kireev, Shibeko, Sinauridze, Ananyeva, Butylin, Saenko, Ataullakhanov. Spatial Propagation and Localization of Blood Coagulation Are Regulated by Intrinsic and Protein C Pathways, Respectively. 2006.
7. Hathcock, Rusinova, Gentry, Andree, Nemerson. Phospholipid Regulates the Activation of Factor X by Tissue Factor/Factor VIIa (TF/VIIa) via Substrate and Product Interactions. 2005.
8. Sen, Neuenschwander, Pendurthi, Rao. Analysis of factor VIIa binding to relipidated tissue factor by surface plasmon resonance. 2010.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ С ВИРУСОМ ГРИППА

Шевченко С.Н.

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

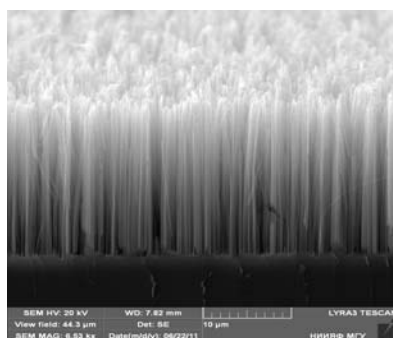
В настоящее время ученые стоят на пути к открытию новых, совершенно иных методов подавления активности вирусных инфекций — с помощью различных типов наночастиц. В первую очередь данные исследования направлены на изучение взаимодействия нанобъектов с наиболее часто встречающимися и опасными вирусами. В настоящей работе впервые продемонстрировано связывание кремниевых нанонитей (SiNWs) с вирусом гриппа.

Для получения SiNWs был применен двухступенчатый MACE метод. Образцы были сформированы химическим травлением пластин c-Si с двусторонней полировкой, р-типом проводимости, кристаллографической ориентацией (100) и удельным сопротивлением $0,001 \Omega \cdot \text{см}$ и $10 \Omega \cdot \text{см}$. MACE метод получения SiNWs можно разделить на несколько этапов. Сначала исходную пластину c-Si помещали в раствор AgNO_3/HF (0.02 моль AgNO_3 / 5 моль HF) на 15–60 секунд. В результате на поверхность пластины осаждались частицы серебра. Затем пластину помещали во второй раствор $\text{H}_2\text{O}_2/\text{HF}$ (30 % H_2O_2 / 5 моль HF в соотношении 1:10 по объёму) при комнатной температуре. В результате происходили окислительно-восстановительные реакции. Это приводило к хи-

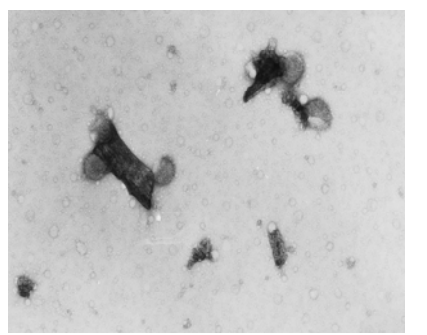
мическому протравливанию тех участков пластины, которые были покрыты частицами Ag. В зависимости от времени травления, менялась толщина слоя образовавшихся нитевидных структур. Полученные образцы промывались дистиллированной водой и высушивались при комнатной температуре. Если необходимо было удалить частицы серебра, образцы промывались в 65 % растворе HNO_3 в течение 15 минут. Таким образом были получены регулярные нитевидные структуры на подложке объёмного кремния (рис. 1а) как из высоколегированных пластин (удельное сопротивление $\sim 0,001 \Omega \cdot \text{см}$), так из низколегированных (удельное сопротивление $1\text{--}10 \Omega \cdot \text{см}$) [1–3].

Структура кремниевых нанонитей изучалась на сканирующем электронном (СЭМ) и просвечивающем электронном микроскопах (ПЭМ). По данным ПЭМ и СЭМ можно сделать вывод, что образцы SiNWs, полученные на подложке кристаллического кремния с высоким удельным сопротивлением, обладают непористой структурой, в то время как образцы, полученные на подложке с более низким удельным сопротивлением — пористые. Отметим, что пористость образцов может оказывать значительное влияние на их оптические и фотолюминесцентные свойства.

Впервые в экспериментах с помощью ТЕМ было зафиксировано связывание кремниевых нанонитей с вирусом гриппа (рис. 1б). Такой результат был получен путем простого смешивания вирусной суспензии и суспензии SiNWs в равных концентрациях и последующего суспендирования.



а)



б)

Рис. 1. а) Изображение СЭМ скола образца: пористые нанонити на кремниевой подложке; б) изображение ПЭМ нанонитей связанных с вирионами вируса гриппа.

Данные эксперимента не показали сильную зависимость от времени контакта вируса и нанонитей. Был также подсчитан процент связанных вирусных частиц. Оказалось, что около 80 % всех вирионов были в контакте с поверхностью нанонитей. На основе данных эксперимента предложен механизм вирулицидного действия SiNWs, согласно которому вирусы адсорбируются на пористую поверхность нанонитей, частично теряя при этом способность к заражению клеток.

На основе SiNWs могут быть созданы фильтры способные адсорбировать на своей поверхности вирусы, тем самым очищая жидкие среды от микробиологических объектов.

В заключении автор выражает благодарность Осминкиной Л.А., Тимошенко В.Ю., а также Манькину А.А. (НИИ вирусологии им. Д.И. Ивановского).

shevchenko.s.msu@gmail.ru

Литература

1. Osminkina L.A., Tamarov K.P., Sviridov A.P., Galkin R.A., Gongalsky M.B., Solovyev V.V., Kudryavtsev A.A. and Timoshenko V.Yu. "Photoluminescent biocompatible silicon nanoparticles for cancer theranostic applications"// *Journal of Biophotonics*, 5, 7, 2012, pp. 529–535.
2. Durnev A., Solomina A., Daugel-Dauge N., Janataev A., Shreder E., Nemova E. Shreder O., Veligura V., Osminkina L., Timoshenko V.Yu., Seredenin S. "Study on genotoxic and teratogenic activity of silicon nanoparticles in vivo"// *International Journal of Biomedical Nanoscience and Nanotechnology*. 2010. Vol. 1. No. 1. pp. 70–86.
3. Jae-Young Yu, Sung-Wook Chung and James R.Heath "Silicon nanowires: preparation, device fabrication, and transport properties"// *J. Phys. Chem. B*, 2000, 104 (50), pp. 11864–11870.

АЛЛОСТЕРИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ СУБЪЕДИНИЦАМИ ДИМЕРНОГО БЕЛКА ПРОСТАГЛАНДИН-Н-СИНТАЗА-1 (СОХ-1) ПРИ ИНГИБИРОВАНИИ НАПРОКСЕНОМ

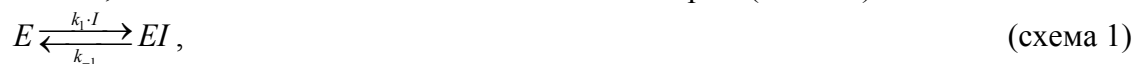
Берзова А.П.¹, Бархатов В.И.², Митрофанов С.И.², Кривошей А.В.², Филимонов И.С.²

¹ – Московский физико-технический институт, ² – МГУ им.

М.В. Ломоносова, Международный биотехнологический центр Москва, Россия

В ходе исследования кинетического механизма взаимодействия фермента СОХ с ингибитором напроксеном были получены экспериментальные зависимости активности препарата фермента от времени инкубации с ингибитором при различных концентрациях ингибитора. Было показано, что взаимодействие фермента с ингибитором – достаточно медленный процесс, занимающий от нескольких секунд до нескольких минут в зависимости от концентрации ингибитора.

Полученные экспериментальные результаты были интерпретированы в соответствии со схемой, не учитывающей димерную природу СОХ (схема 1), и в соответствии со схемой, предполагающей наличие аллостерических взаимодействий между субъединицами белка, влияющих на взаимодействие с ингибитором (схема 2):



Исходя из схем 1 и 2 рассчитаны теоретические зависимости концентраций всех интермедиатов (*E*, *EI*, *EE*, *EEI*, *IEEI*) от времени при различных концентрациях ингибитора, соответствующие различным начальным условиям: ассоциации фермент-ингибиторного комплекса при смешивании фермента и ингибитора и его диссоциации при разбавлении.

Для иллюстрации на рис.1 приведены результаты аппроксимации экспериментальных данных по ассоциации комплекса. Видно, что соответствие эксперимента и теории достигается в случае схемы, учитывающей аллостерическое взаимодействие между субъединицами фермента (рис.1Б). Аналогичные результаты были получены при обработке экспериментальных данных по диссоциации фермент-ингибиторного комплекса (данные не приведены).

Таким образом, взаимодействие фермента СОХ с ингибитором напроксеном не может быть описано в рамках модели, не учитывающей аллостерические взаимодействия между отдельными субъединицами (схема 1), и хорошо описывается в рамках модели, учитывающей подобные взаимодействия (схема 2).

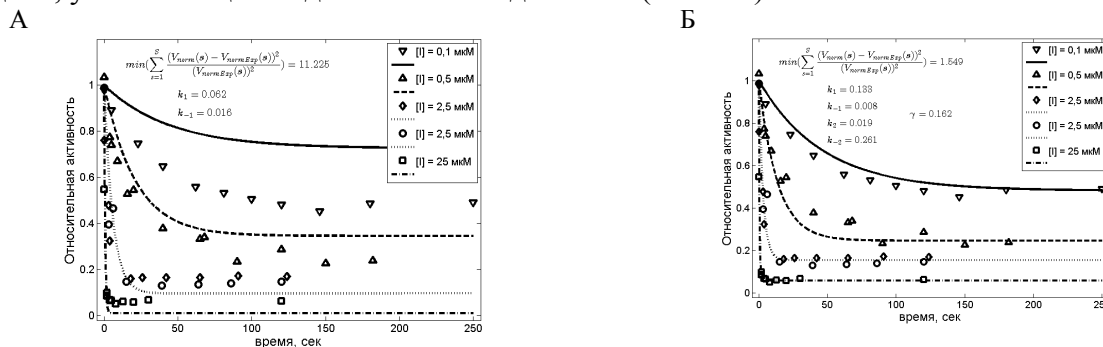


Рис. 1. Зависимость активности препарата фермента СОХ от времени инкубации с ингибитором при различных концентрациях ингибитора. Линии соответствуют аппроксимации экспериментальных данных (точки) в соответствии со схемой 1 (рис. 1А) и со схемой 2 (рис. 1Б). γ – относительная активность комплекса *EEI*

E-mail: dawqer@mail.ru

Литература

1. Rouzer C.A., Marnett L.J. Mechanism of Free Radical Oxygenation of Polyunsaturated Fatty Acids by Cyclooxygenases // Chemical Reviews, 2003, №103, pp. 2239–2304.
2. Smith W.L., Meade E.A., DeWitt D.L. Pharmacology of Prostaglandin Endoperoxide Synthase Isozymes-1 and -2 // Annals of the New York Academy Of Science, 1994, №714, pp. 136-142.
3. Dong L., Vecchio A.J., Sharma N.P., Jurban B.J., Malkowski M.G., Smith W.L. Human Cyclooxygenase-2 Is a Sequence Homodimer That Functions as a Conformational Heterodimer // The Journal of Biological Chemistry, 2011, №286, pp. 19035-19046.

Председатель:
проф. Максимочкин Валерий Иванович



ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ВЛИЯНИЯ РЕЛЬЕФА СТАВРОПОЛЬСКОГО КРАЯ НА ДИНАМИКУ ТЕПЛОВОЙ КОНВЕКЦИИ

Данилова Н.Е.

*Северо-Кавказский федеральный университет, институт математики и
естественных наук, Ставрополь, Россия*

Резко выраженная неоднородность территории Ставропольского края оказывает существенное влияние на развитие конвективных движений, а значит и на распределение характеристик конвективных облаков и явлений.

Исследованию влияния орографии Ставропольского края также посвящено достаточное количество работ. Но все эти работы основаны на статистическом анализе связи параметров конвекции с характеристиками рельефа местности. Поэтому разработка математических моделей влияния орографии Ставропольского края на развитие конвекции в настоящее время становится актуальным, потому что это позволит усовершенствовать методику прогноза погоды [1].

Приближенно вертикальная составляющая скорости, обусловленная влиянием гор, может быть вычислена по формуле: $w_{i0} = u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y}$, где h — высота горного хребта; u, v — горизонтальные составляющие скорости ветра.

Для вертикальной составляющей скорости восходящих потоков влажного ненасыщенного подоблачного воздуха имеет место выражение: $w_i^2 = w_{i0}^2 + \tilde{N}_{BV}^2 z(2h_{T0} - z)$, где w_{i0} — начальная скорость восходящих потоков динамического происхождения обусловленная орографией; $w_{i0} = V_r \cdot \operatorname{tg} \alpha$; V_r — горизонтальная скорость ветра у земли; $\operatorname{tg} \alpha$ — тангенс угла наклона поверхности горы к горизонту; $\tilde{N}_{BV} = \sqrt{\beta \cdot \Delta\gamma}$ — частота Брента–Вяйсяля, $\beta = \frac{g}{T}$ — параметр плавучести, \bar{T} — средняя температура в слое; $\Delta\gamma = (\gamma_a - \gamma)$; $\gamma_a = 0,98$ °C/100 м — сухоадиабатический градиент температуры поднимающегося воздуха; γ — градиент температуры окружающего воздуха; $h_{T0} = \frac{\Delta_0 T}{\Delta\gamma}$ — уровень выравнивания температур воздуха восходящего потока и окружающей атмосферы.

Для скорости восходящих потоков на уровне конденсации получено выражение:

$$w_{ик}^2 = w_{i0}^2 + 2\beta \frac{\Delta_0 T}{\Delta\gamma_\tau} d_0 - \beta \frac{\Delta\gamma}{(\Delta\gamma_\tau)^2} d_0^2, \quad (1)$$

где $\Delta\gamma = (\gamma_a - \gamma)$ — разность сухоадиабатического градиента температуры и градиента температуры окружающего воздуха; d_0 — дефицит точки росы у земли; γ_τ — градиент точки росы.

По полученным данным, построен график показывающий распределение значения дефицита точки росы для измеренных углов наклона рельефа для районов Ставрополь-

ского края. Тангенсы углов наклона поверхности горы к горизонту для районов Ставропольского края были измерены с помощью программы геоинформационной системы Map Info [1].

Полученные результаты показывают, что из исследованных районов Ставропольского края, при одинаковых характеристиках атмосферы наиболее вероятное развитие конвекции следует ожидать Предгорном, Кочубеевском, Андроповском и Шпаковском районах.

На графике показано, что при увеличении угла наклона поверхности рельефа к горизонту возрастает значение дефицита точки росы у земли.

Следовательно, орография способствует развитию облачной конвекции при более сухом приземном воздухе, чем это имело бы место при отсутствии орографического подъема воздуха.

Надо отметить, что из-за ограничений геоинформационной системы Map Info не удастся проанализировать в полном объеме неоднородности рельефа. По данным полученным в программе Map Info максимальное значение для скорости восходящих потоков было достигнуто в Предгорном районе 1,45 м/с а по данным СКЦГМС среднее значение скорости восходящих потоков по краю достигает значения 4,7 м/с.

На рис. 2 схематически показано, как программа усредняет параметры наклона рельефа местности и не позволяет в полном объеме проанализировать неоднородности рельефа, а также рассчитать значения скоростей восходящих потоков.

Следует обратить внимание еще на одну роль рельефа на развитие приземной и облачной конвекции. Как правило, в приземном слое атмосферы наблюдаются задерживающие слои, обусловленные изотермическими слоями или слоями инверсии. Эти слои являются препятствием для развития конвекции. То есть при некоторых условиях эти слои не пробиваются восходящими потоками воздуха. В этом случае рельеф местности может сыграть роль «пускового механизма», то есть, задав начальный импульс восходящему потоку, способствует пробиванию им задерживающего слоя. А далее, восходящий поток, пробившийся сквозь задерживающий слой, может оказаться в условиях, способствующих развитию облачной конвекции.

Учет орографии в условиях сложного рельефа Ставропольского края позволит дать точный прогноз параметров конвекции, а тем самым спрогнозировать явления, сопровождающиеся интенсивными конвективными процессами.

Таким образом, в работе показано, что влияние орографии приводит к возникновению начальной скорости всех потоков у земли. А это приводит к тому, что конвекция может возникать и при более сухой атмосфере.

E-mail: ninochka841@mail.ru

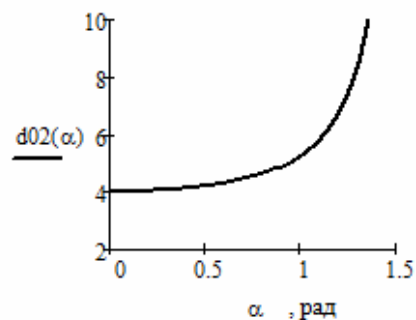


Рис. 1. Распределение значения дефицита точки росы при полученных значениях углов наклона рельефа для районов Ставропольского края.



Рис. 2. Схема определения программой Map Info среднего наклона рельефа местности.

Литература

1. Полянская Н.Е., Каторгин И.Ю., Закинян Р.Г. Исследование распределения скоростей восходящих потоков по территории Ставропольского края. // Современная наука и инновации, Ставрополь, 2012, С. 22–25.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КСЕНОЛИТОВ ИЗ КИМБЕРЛИТОВЫХ ТРУБОК ЯКУТИИ

Целебровский А.Н.

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

Нижняя континентальная кора является слабо изученной в силу своей ограниченной доступности. Одним из источников информации о формировании нижних частей коры является изучение ксенолитов, встречающихся в кимберлитах, в основном это перидотиты, эклогиты и др. породы, вынесенные кимберлитовой магмой на поверхность с больших глубин. С помощью магнитных методов могут быть решены задачи, связанные, с одной стороны, с определением фазового состава природных ферромагнетиков, ответственных за магнитные свойства горных пород, а с другой — с установлением термодинамических условий, в которых они формировались, т.е. с их генезисом. Например, в работах [1, 2] были обнаружены различия в магнитных свойствах кимберлитов, отобранных из трубок различной алмазоносности.

В настоящей работе были проведены исследования магнитных свойств и минералогии ксенолитов из 10 кимберлитовых трубок Якутии, любезно предоставленных доктором геолого-минералогических наук В.К. Гараниным.

Установлено, что естественная остаточная намагниченность (NRM) и магнитная восприимчивость (k_0) исследованных образцов колеблется в широких пределах: $I_n=(0.002-12.59)$ А/м, $k_0=(0.23-59.9)*10^{-3}$ ед. СИ. Магнитные свойства различаются по породам: среднее значение NRM перидотитов (0.002–0.32) А/м на порядок меньше эклогитоподобных пород (0.58–12.59) А/м. Термомагнитный анализ исследованных образцов ксенолитов показал наличие ферромагнитной фазы с точкой Кюри близкой к T_c магнетита. Учитывая высокую корреляцию между величинами NRM, k_0 и (намагниченность насыщения ферромагнетика) можно сделать вывод, что магнитные свойства изученных пород при температурах выше комнатной в основном определяются концентрацией в них магнетита. Кроме магнетита термомагнитным анализом были также выявлены ферромагнитные фазы с точками Кюри от -50°C до -125°C .

Минералогический анализ, проведённый на трех образцах перидотитов из трубок Удачная, Юбилейная и Мир и двух образцах эклогитов из трубок Удачная и Комсомольская, показал, что при температурах ниже комнатной магнитные свойства перидотитов обусловлены ферришпинелидами с большим содержанием хрома, титана и алюминия, а эклогитоподобных пород — гомоильменитами.

Среди изученных ксенолитов, перидотиты из трубок с высокой продуктивностью алмаза (Удачная, Мир, Юбилейная) характеризуются малыми величинами NRM, k_0 , (намагниченность насыщения ферромагнетика) и высоким парамагнитным вкладом. Нами сделан вывод, что концентрация магнетита в них очень мала, а магнитные свойства перидотитов при температурах выше комнатной определяются, в основном, парамагнитными минералами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 11-05-00740.

E-mail: tselebr@physics.msu.ru

Литература

1. Трухин В.И., Жилыева В.А., Зинчук Н.Н., Романов Н.Н. Магнетизм кимберлитов и траппов. М.МГУ. 1989. с. 165.
2. Трухин В.И., Веричев Е.М., Гаранин В.К. и др. Магнитоминералогия кимберлитоподобных пород Севера Европейской части СССР // Физика Земли. 1991. № 7. с. 39–51.

ДВИЖЕНИЕ ТЕЛ РАЗЛИЧНЫХ РАЗМЕРОВ И ФОРМ НА ПОВЕРХНОСТИ
КОНЦЕНТРИРОВАННОГО ВИХРЯ

Косенко В.Н.

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

В последние три десятилетия изучение вихревых движений жидкости получило дополнительные стимулы в связи с многочисленными физическими, технологическими и математическими проблемами. Проблемы устойчивости и контроля течений, аэродинамики треугольного крыла, летательные аппараты с большой подъемной силой, опасности, связанные со струйными следами крупных летательных аппаратов, и т.д. породили огромное количество исследований. Во всем многообразии вихревых движений отчетливо выделяются концентрированные вихри (рис. 1), которые привлекают повышенный интерес с точки зрения, как для фундаментальных исследований, так и практики. В литературе не дается строгого определения концентрированных вихрей, как, впрочем, и вообще понятия вихря. Достаточно четкое определение концентрированного вихря можно дать для случая идеальной жидкости: это локализованная в пространстве область с ненулевой завихренностью, окруженная потенциальным течением.

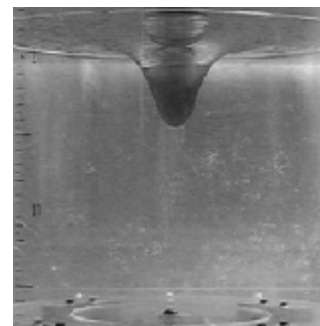


Рис. 1. концентрированный вихрь.

Вихревые течения остаются одним из постоянно изучаемых объектов на протяжении всей культурной истории человечества. Структурные особенности вихревых течений — замкнутые или спиральные геометрии (и такие же траектории выделенных частиц), позволяют идентифицировать отдельные вихри на фоне сложных процессов и разрабатывать их теорию. Изучение вихревых течений представляет большой практический интерес. Гигантские атмосферные вихри (ураганы, тайфуны) и более компактные вихри (торнадо) обладают огромным разрушительным действием, а наносимый ими ущерб трудно оценить [1].

Особый практический интерес представляет изучение процессов переноса вещества в атмосфере и океане. По мере роста экономики и развития производства в природную среду попадает все большее количество химически активных веществ и соединений, в том числе экологически опасных, которые попадают и в воздушный бассейн, и в гидросферу. Для контроля уровня загрязненности и обеспечения экологической безопасности или даже для планирования эвакуации людей необходимо оценивать перенос вещества из компактного источника в сложившихся гидрометеорологических условиях.

Для реализации условия стационарности вихревого течения в качестве объекта исследования выбран составной вихрь, образующийся при равномерном вращении диска, установленного на дне цилиндрического контейнера, который для уменьшения оптических искажений помещался в открытый прямоугольный бассейн из прозрачного полиметилметакрилата. Эксперименты проводились на стенде для моделирования вихревых течений с кручением (ВТК), входящим в УСУ «ГФК ИМПех РАН». В качестве маркеров использовались полипропиленовые объекты в форме квадрата и звезды размером 2 и 1,5 см соответственно, а также пробирка среднего размера.

В нашем эксперименте в установку помещалось одновременно три маркера: квадрат, звезда и пробирка. Во всех случаях квадрат быстрее всего «садился» в центр, звезда несколько медленнее приближалась, а затем крутилась чуть дальше квадрата вокруг центра. Пробирка же иногда подбиралась на небольшое расстояние к звезде и квадрату, но тут же уходила обратно «на периферию», затем картина повторялась, но «сесть» в центр ей не удавалось.

На графике (рис. 2) видны явные экспоненциальные зависимости, которые с достаточной долей точности остаются и при повторных проведениях эксперимента. В связи с этим можно сделать определенные выводы о характере движения различных частиц в вихре. Опыты подтверждают неоднозначность поведения в вихре твердотельных маркеров различной формы. Ранее проводились опыты, в которых траектория движения жидкости оценивалась по поведению плавучих поплавков, но теперь можно сказать, что такие оценки не корректны.

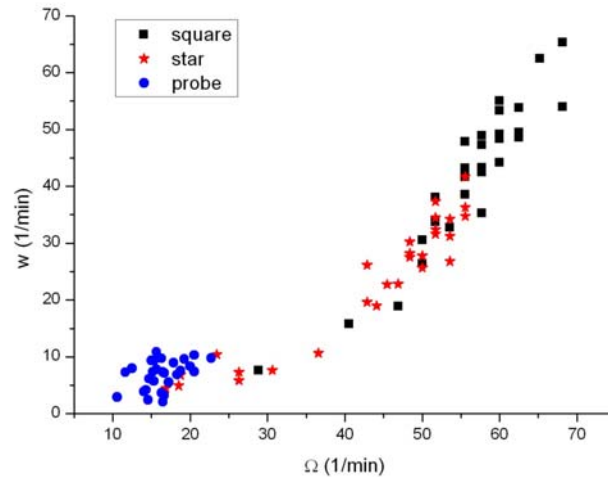


Рис. 2. График зависимости угловой скорости вращения маркера вокруг своей оси ω от угловой скорости вращения вокруг центра Ω .

К настоящему времени еще не сложилась целостная картина динамики концентрированных вихрей. Что касается экспериментов, то существует ограниченное число работ, где получены результаты по устойчивости и динамике концентрированных вихрей, приемлемые для детальной проверки теоретических моделей [2].

E-mail: kosenko@physics.msu.ru

Литература

1. Наливкин Д.В. Ураганы, бури и смерчи. // Л.: Наука, 1969. 487с.
2. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. // Новосибирск: ИТФ СО РАН. 2003. 504с.

ИЗУЧЕНИЕ КАРТИНЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ПРИМЕСЕЙ В СОСТАВНОМ ВИХРЕВОМ ТЕЧЕНИИ

Василевский А.Ю.

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

Опыты последних лет, посвященные изучению поведения несмешивающихся примесей в составном вихре, показывают, что общий вид поверхности раздела в образованных несколькими слоями жидкостях зависит как от свойств самой среды, так и от различных параметров рабочей установки, как-то: размеры контейнера, угловая скорость вращения и положение индуктора.

Результаты изучения движения и деформации масляного пятна в составном вихревом течении показывают, что возникающее в контейнере течение с двухслойной жидкостью имеет довольно сложный вид, который зависит как от параметров течения, так и объемов примеси.

В данной работе в лабораторных условиях было произведено моделирование процессов переноса на поверхности и в толще жидкости несмешивающейся примеси в вихревом течении, создаваемом вращающимся на дне цилиндрического контейнера диском. В качестве примеси использовались рафинированное подсолнечное масло, дизельное топливо и их смеси. Описание установки, физические параметры эксперимента приведены в [1].

Серия проведенных экспериментов показала, что при изменении характеристик используемой примеси общий вид течения сохраняется неизменным. Пятно, которое первоначально размещается на свободной водной поверхности, увлекается в сформированный индуктором вихрь, формируя утолщение под центром свободной поверхности – так называемое масляное тело. Примесь покрывает свободную поверхность частично, создавая на ней спиральные рукава (рис. 1).

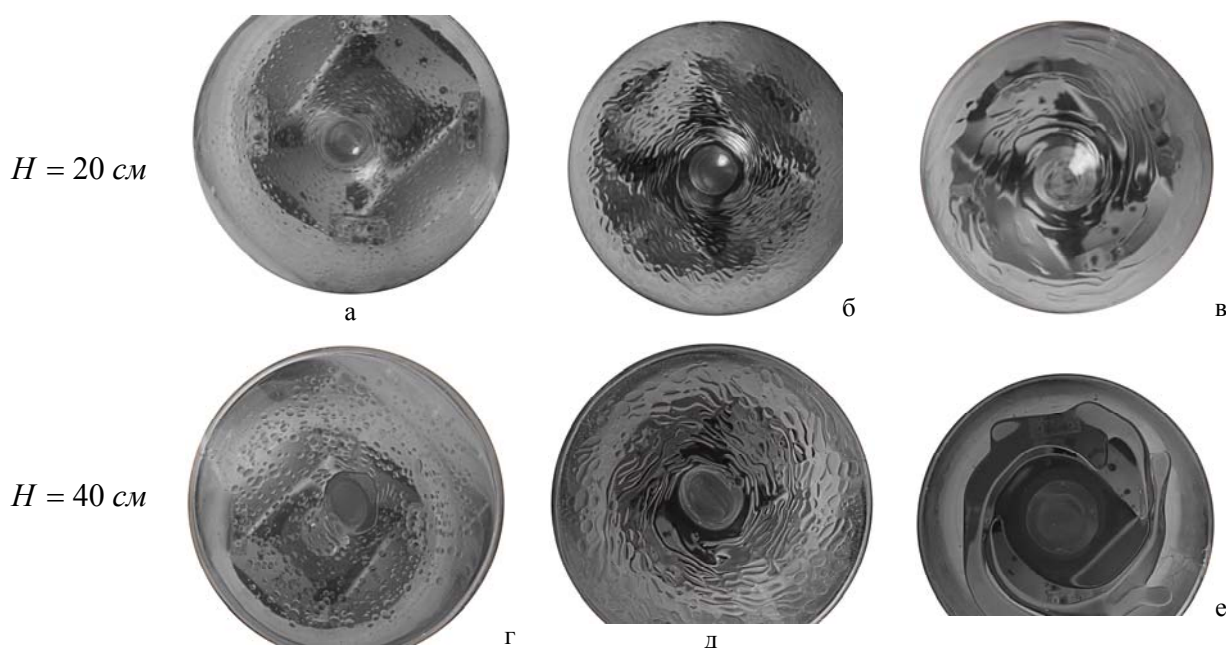


Рис. 1. Формы пятна подсолнечного масла на поверхности составного вихря на близких частотах ($R = 7.5$ см): а-в) – $H = 20$ см, $\Omega = 320, 310, 320$ об/мин, $V_k = 30, 90, 150$ мл; г-е) – $H = 40$ см, $\Omega = 310, 310, 260$ об/мин, $V_k = 30, 90, 150$ мл.

Формирование спиральных рукавов происходит с удлинением в сторону периферии течения. Уменьшение коэффициента поверхностного натяжения приводит к прекращению формирования капель примеси на свободной поверхности, а спиральные рукава приобретают размытые очертания с более сглаженными краями.

В результате качественного анализа размеров масляного тела для различных значений глубины слоя воды было замечено, что при увеличении вязкости маркирующей примеси наблюдалось уменьшение вертикальных размеров масляного тела. Помимо этого, на вертикальный размер области несмешивающейся жидкости также оказывает влияние коэффициент поверхностного натяжения: чем он выше, тем больше глубина втягивания в течение примеси (рис. 2).

Результаты эксперимента свидетельствуют об уменьшении вертикальных размеров масляного тела при уменьшении поверхностного натяжения используемой примеси.

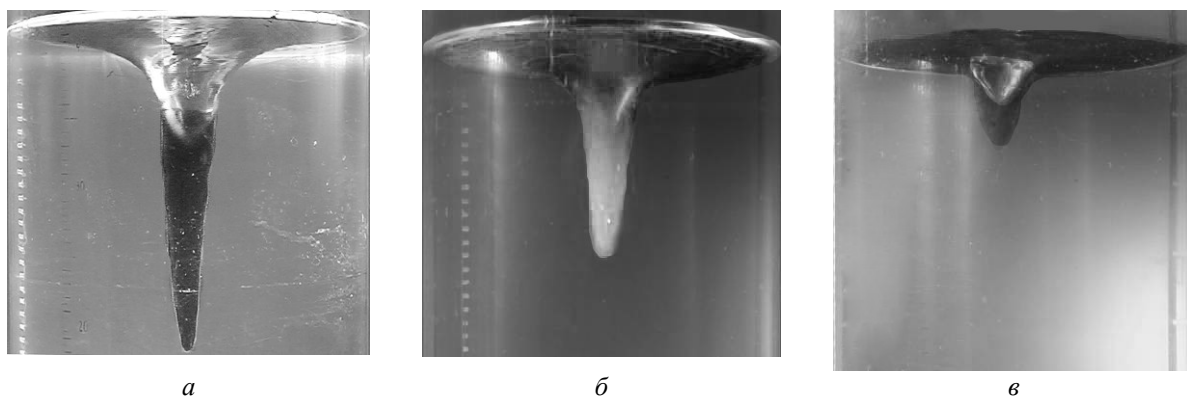


Рис. 2. Картина течения в составном вихре при добавлении $V_k = 150$ мл несмешивающейся примеси ($H = 40$ см, $R = 7.5$ см): а) подсолнечное масло, $\Omega = 770$ об/мин; б) смесь равных долей подсолнечного масла и дизельного топлива, $\Omega = 750$ об/мин; в) дизельное топливо, $\Omega = 820$ об/мин.

Проведенные опыты показали, что компактное пятно несмешивающейся примеси на поверхности каверны составного вихря, трансформируется в спиральные рукава. Основное течение и рост спиральных рукавов имеют противоположные направления. Рост спиральных рукавов происходит во всем диапазоне исследованных параметров течения. Траектории отделившихся от основного пятна капель воспроизводятся с точностью не хуже 15–20 % от места отрыва отдельной капли при сохранении всех параметров эксперимента. Во всех проведенных экспериментах примесь ведет себя активно, ее распространение по поверхности не соответствует средней скорости течения основной жидкости, смещение отдельных капель масла и положение спиральных рукавов не отражают картину течения воды в составном вихре.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 14-01-00015 а.

E-mail: anton.vasilevskiy@gmail.com

Литература

1. Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Особенности переноса примеси в стационарном вихревом течении // Вестник Московского университета. 2012, Серия 3, Физика и Астрономия, № 4. С. 73–79.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕНОСА РАСТВОРИМОЙ ПРИМЕСИ В БЛИЗИ ДНА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРАХ ТЕЧЕНИЯ

Шевцов Н.И.

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

Вихревые течения имеют место и в атмосфере, и в океане, именно поэтому их детальное изучение является актуальной задачей. Необходимо отметить, что помимо природных вихревых течений, такие потоки жидкости или газа используются во многих промышленных устройствах. Один из способов изучения вихревых течений – моделирование таких процессов в лабораторных установках с помощью маркирования определенных участков жидкости смешивающейся примесью [см. 1].

В экспериментальной установке «Вихревые течения с кручением» (ВТК), входящей в комплекс ГФК «УСУ ИПМех РАН», исследуемое вихревое течение жидкости можно представить, как суперпозицию двух вихрей: цилиндрического с вертикальной осью и тороидального, с круговой осью [2]. Жидкость движется по спиральным или винтовым траекториям. Установка, на которой проводятся исследования, представляет собой резервуар в форме параллелепипеда, с установленным на дне вращающимся диском, диаметр которого может изменяться. Вихревое течение ограничено вертикально располо-

женным цилиндрическим контейнером. В ходе эксперимента изменялись параметры системы (диаметр и угловая скорость вращения диска, уровень жидкости в резервуаре). Проводимый эксперимент направлен на визуализацию течения вблизи дна контейнера, а также анализ характера изменения переноса примеси при различных параметрах потока.

В проведенной серии экспериментов примесь вводится вблизи кромки вращающегося диска. Первоначально наблюдается распространение примеси в ограниченной области, имеющей форму сектора с изогнутыми границами вблизи дна, затем происходит подъем красителя вдоль боковой стенки цилиндрического контейнера. С помощью двух камер, регистрирующих картину течения сбоку во взаимно перпендикулярных направлениях, были зафиксированы размеры и форма границы окрашенной области, в результате обработки получены данные о ее размерах и форме в зависимости от параметров течения.

На основе сравнения с ранее проведенными экспериментами установлено, что распространение примеси носит существенно различный характер при введении через свободную поверхность и вблизи диска-активатора [3].

Благодарности: Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-05-00417-а.

E-mail: red3991@ya.ru

Литература

1. Алексеенко С.В., Куйбин П.А., Окулов В.Л. Введение в теорию концентрированных вихрей. – Новосибирск: Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе. 2003. 504 с.
2. Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Перенос маркера в составном вихре // Изв. РАН. МЖГ. 2010 №6. С. 12–29.
3. Stepanova E.V., Chashechkin Yu.D. Anisotropic transport of an admixture in a compound vortex // Doklady Physics, 2008, V. 53, No 12, P. 634–638.

СТРУКТУРА ПЕРЕНОСА НЕСМЕШИВАЮЩЕЙСЯ ПРИМЕСИ В ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЯХ

Дьяконов Д.В.

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

Интерес к изучению динамики многофазных и многокомпонентных сред стимулируется проблемами экологии и в условиях роста объема производства и транспортировки инертных, а также химически и биологически активных веществ. Границы раздела несмешивающихся жидкостей, вовлеченных в вихревые течения в природных условиях и промышленных установках, как правило, имеют сложную форму, затрудняющую разработку адекватных физических и математических моделей динамики их формирования и развития [1]. Склонность смесей жидкостей к фрагментации, образованию эмульсий и пен используется в одних промышленных технологиях и может являться нежелательным фактором в других. Научный и практический интерес представляет исследование процессов распада контактных поверхностей в вихревых течениях.

Эксперименты проводились на установке Вихревые течения с кручением (ВТК), входящей в комплекс УСУ «ГФК ИПМех РАН», основу которой составляет цилиндрический контейнер радиуса R_c , на дне которого соосно установлен диск радиуса R_d . Диск приводится во вращение электродвигателем постоянного тока с частотой Ω_d . Более подробно методика эксперимента приведена в [3]. Перед началом эксперимента контейнер заполнялся водой (высота слоя H_w), поверх которой наливался слой масла высотой H_o , покрывающий поверхность воды при всех режимах течения (рис. 1).

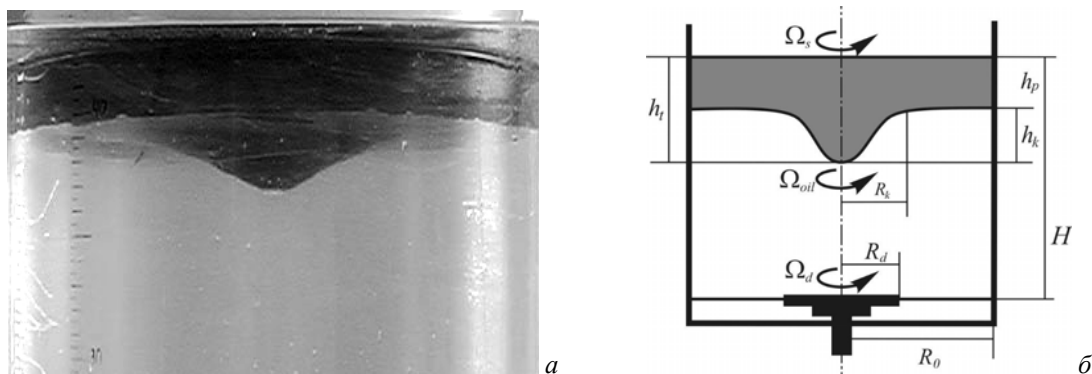


Рис. 1. Составной вихрь с порцией подсолнечного масла ($V_o = 2000$ мл, $H_w = 40$ см, $R_d = 7.5$ см, $\Omega_d = 220$ об/мин): а, б) – фотография (вид сбоку через поверхность раздела жидкость–воздух) и схема течения.

Форма каверны, которая заметно меняется при добавлении масла, зависит от параметров течения и количества примеси. В чистой воде при $\Omega_d = 500$ об/мин образуется каверна, сечение которой близко к классической параболе вихря Рэнкина ($h = A_1 r^{B_1}$, $A_1 = 0.26 \pm 0.06$, $B_1 = 1.91 \pm 0.12$, начало координат помещается на нижний полюс каверны) (рис. 2, а). На поверхности жидкости наблюдается семейство спиральных волн.

Добавление небольшого количества масла ($V_o = 30$ мл) приводит к увеличению глубины каверны до 15.2 см и изменению ее формы (рис. 2, б). Масло собирается в узкое тело в окрестности оси вращения $h = A_2 r^{B_2}$ ($A_2 = 1.09 \pm 0.49$, $B_2 = 2.55 \pm 0.07$) во всех случаях аппроксимации контура масляного тела начало координат помещается на нижний полюс), его боковая поверхность искажена крупномасштабными волнами (рис. 2, б). Часть масла остается на свободной поверхности, где системы капель собираются в спиральные рукава [2]. При раскрутке в двухслойной жидкости ($V_o = 2000$ мл подсолнечного масла, $H_o = 4.9$ см) часть легкой примеси затягивается в воду, где формирует масляное тело вращения ($h = A_3 r^{B_3}$, $A_3 = 3.44 \pm 0.54$, $B_3 = 7.48 \pm 0.67$) (рис. 2, в).

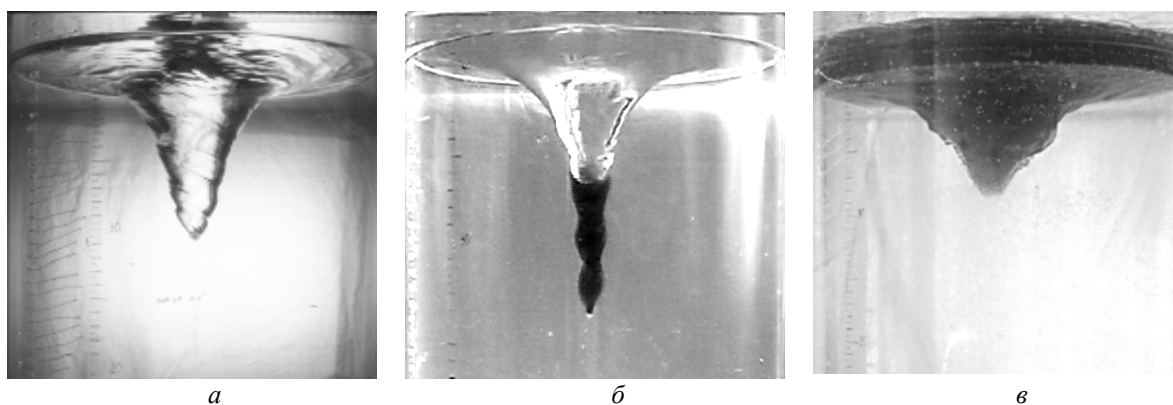


Рис. 2. Характерные формы контактной поверхности масло – вода в составном вихре ($H_w = 40$ см, $R_d = 7.5$ см): а) – чистая вода, $\Omega_d = 500$ об/мин; б, в) – вода и подсолнечное масло: $V_o = 30, 2000$ мл, $\Omega_d = 530, 330$ об/мин.

Контактная поверхность масло–воздух остается гладкой при малых угловых скоростях вращения диска, с увеличением скорости вращения на ней появляется выраженная поверхностная каверна, инерциальные и капиллярные волны. Первоначально гладкая форма контактной поверхности вода–масло возмущается с увеличением угловой скорости вращения диска, постепенно на ней появляются мелкомасштабные спиральные волны с острыми гребнями, с которых масло срывается в толщу воды в форме отдельных капель. Постепенно нижняя поверхность масляного тела теряет целостность и ока-

зывается покрытой отдельными каплями масла, наибольшая плотность которых наблюдается у нижнего полюса тела.

Проведенные опыты с двухслойной жидкостью масло–вода показали, что форма масляного тела в составном вихре зависит от всех параметров задачи — типа и объема маркера, высоты слоя жидкости, диаметра и угловой скорости вращения диска.

На границе раздела масляного тела и подстилающей жидкости, как и на поверхности каверны в чистой жидкости, наблюдаются два типа возмущений — крупномасштабные инерциальные волны и мелкомасштабные спиральные волны.

В опытах наблюдались несколько форм распада масляного тела.

Во всех проведенных экспериментах примесь не может считаться пассивной, смещения отдельных полос, положение капель масла и ориентация спиральных рукавов не отражают картину течения в составном вихре.

Все наблюдаемые картины течения устойчиво воспроизводятся при повторении экспериментов и сохранении условий в пределах точности опытов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ 14-01-00015 а.

E-mail: dyakonov.dmitriy.1991@mail.ru

Литература

1. Кутепов А.М., Латкин А.С. Вихревые процессы для модификации дисперсных систем. М.: Наука. 1999. 268 с.
2. Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Особенности переноса примеси в стационарном вихревом течении // Вестник Московского университета. 2012, Серия 3, Физика и Астрономия, № 4. С. 73–79.
3. Chaplina T.O., Dyakonov D.V. Modeling of Transport of Substances in the Vortex Flows with a Free Surface // Fluxes and structures in fluids. Proceedings of International Conference. Saint-Petersburg. 2013. P. 63–66.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНТРОЛЯ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД С ПОМОЩЬЮ ПРОДОЛЬНЫХ УПРУГИХ ВОЛН

Коникина О.С.

Муромский институт (филиал) федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Владимирский Государственный университет имени А.Г. и Н.Г. Столетовых» г. Муром Владимирской обл.

Геодинамические вариации приповерхностного слоя геологической среды, вызываемые экзогенными процессами и усиленные постоянно возрастающей техногенной нагрузкой в природно-технических системах (ПТС), являются опасными факторами возможного развития экологических катастроф.

Разработка и применение новых методов в системах геодинамического контроля зон расположения техногенных объектов позволяет своевременно получить оперативную информацию о текущем состоянии геологической среды и возможностью принятия оперативных решений при возникновении катастрофических ситуаций на объектах. Отдельно следует выделить методы геофизической разведки, основанные на сейсмо-электрических эффектах в горных породах. Их применение при построении систем геодинамического контроля позволяет повысить селективную чувствительность к малым геодинамическим вариациям в среде.

Как показали многочисленные исследования, электрические параметры горных пород проводимость и диэлектрическая проницаемость легко изменяют свои значения в зависимости от внешних упругих воздействий, как естественного, так и природного происхождения.

Целью работы является разработка базовых моделей распространения упругих волн для применения в алгоритмах обработки геодинимической информации, позволяющих повысить достоверность оценок при контроле геодинимических процессов и явлений в приповерхностных слоях геологической среды.

В классических методах электроразведки (электропрофилеировании и электроразведывании) информационным параметром является кажущее сопротивление. При геодинимическом контроле изучаются вариации передаточных функций геоэлектрического разреза. При использовании сейсмоэлектрического эффекта для контроля сред в качестве передаточной функции необходимо рассматривать общее сопротивление контролируемого участка среды.

Для простоты рассмотрим одномерную модель контролируемого участка среды, представив ее в виде последовательного соединения n элементарных элементов среды, находящихся под совместным деформационным воздействием продольной и поперечной мод упругой волны. В соответствии с законом Гука существует формальная зависимость между удельным сопротивлением ρ и модулем Юнга χ горных пород [1].

Предположим, что изучаемый объект представлен в виде модели раздела двух сред с параметрами ρ_1, ε_1 и ρ_2, ε_2 , расположенными на расстоянии $a = k\Delta x$ от начала координат, где $l < k < n$. В соответствии с этими предположениями получено уравнение [2]:

$$H(j\omega) = \frac{l_x}{S_{yz}} \cdot \left\{ \frac{\rho_1}{1 + j\omega\rho_1\varepsilon_1} \sum_{i=1}^{k-1} (1 + u_x^i) + \frac{\rho_2}{1 + j\omega\rho_2\varepsilon_2} \sum_{i=k}^n (1 + u_x^i) \right\},$$

где ρ_i, ε_i — электрические параметры i -той ячейки; u_x^i — тензор деформации i -той ячейки; l — длина участка однородного слоя геологической среды с поперечным сечением S и плотностью δ , находящегося под деформационным воздействием;

На основании теоретических исследований проведено компьютерное моделирование воздействия упругих волн на границу раздела двух сред с различными параметрами проводимости и диэлектрической проницаемости. Моделирование проводилось в среде MatLab. На рис. 1 приведена временная зависимость действительной части коэффициента передачи раздела двух сред, полученная в результате математического моделирования на частоте регистрации геодинимических вариаций $\omega = 100 \text{ Гц}$ и при параметрах сейсмического воздействия $\Omega = 1000 \text{ Гц}$ и $c_n = 5000$, $T = 0,1$.

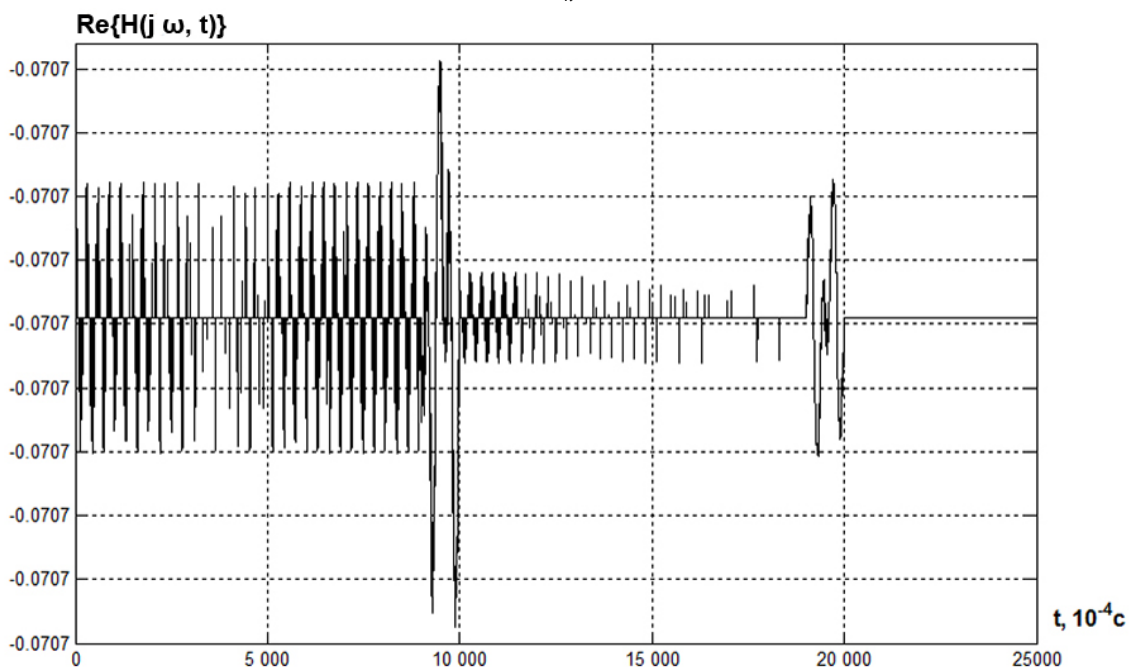


Рис. 1. Временные вариации коэффициента передачи контакта двух сред.

Исследования показали, что положение раздела двух сред хорошо определяется даже при незначительных различиях в электрических параметрах сред. Это показывает

хорошие перспективы для применения сейсмоэлектрического эффекта в системах геодинамического контроля.

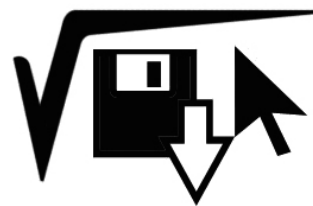
e-mail: sapres@mivlgu.ru

Литература

1. Набока М.В. Разработка и использование комплексного подхода при изучении опасных экзогенных процессов // XX Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов 2013». Секция «Физика». С. 83–84.
2. Быков А.А., Кузичкин О.Р. Применение сейсмоэлектрического метода при геодинамическом контроле в природно-технических системах // Машиностроение и безопасность жизнедеятельности. 2013. № 2. С. 22–28.

МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

Председатель:
проф. Ягола Анатолий Григорьевич



МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОЛЛИМАТОРА С КРАЯМИ, ПОКРЫТЫМИ ПОГЛАЩАЮЩИМ МАТЕРИАЛОМ

Хлебников Ф.Б.

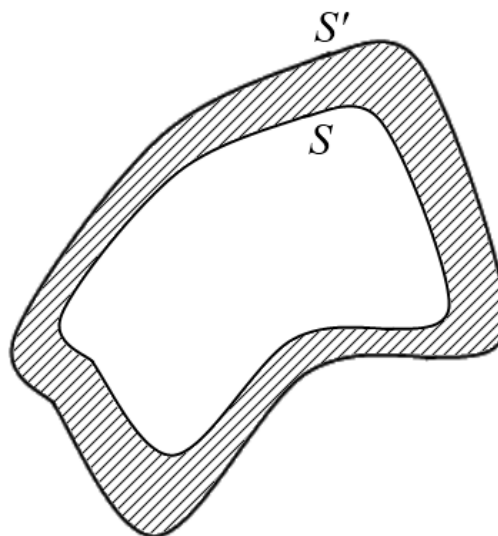
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Одной из важнейших проблем при разработке коллиматоров для безэховых камер является борьба с краевыми эффектами, возникающими на границе зеркала. В качестве перспективного способа снижения этих эффектов на практике часто используется плавное отгибание краев коллиматора, которое позволяет существенно улучшить структуру электромагнитного поля в рабочей зоне, но побочным эффектом скругления краев является увеличение боковых лепестков диаграммы направленности и, как следствие, усиление переотражения лучей от стенок камеры.

Для того чтобы уменьшить интенсивность таких лучей, сохранив при этом преимущества отогнутых краев коллиматора, предлагается нанести на закругленную кромку зеркала поглощающий материал. В данной работе рассматривается двумерная математическая модель такого зеркала.

Постановка задачи имеет следующий вид: волна от точечного источника падает на тело сложной формы, состоящее из проводящего материала, покрытого диэлектрическим слоем. В общем случае диэлектрический слой может представлять собой разрывную область и не полностью покрывать проводящую часть:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta u_e + k_e^2 u_e = -f(M), M \in D_e, \\ \Delta u_i + k_i^2 u_i = 0, M \in D_i, \\ \frac{\partial u_i}{\partial n} \Big|_S = 0, \\ u_i \Big|_{S'} = u_e \Big|_{S'}, \\ \frac{\partial u_i}{\partial n} \Big|_{S'} = \frac{\partial u_e}{\partial n} \Big|_{S'}, \\ u_e = O\left(\frac{1}{\sqrt{r}}\right), \\ \frac{\partial u_e}{\partial r} - ik_e u_e = o\left(\frac{1}{\sqrt{r}}\right), r \rightarrow \infty. \end{array} \right.$$



Здесь S — поверхность металлической области, S' — граница раздела диэлектрика и вакуума. Внутри проводящей области поле отсутствует, поле внутри диэлектрика обозначается как u_i , вне диэлектрика — u_e .

Численное решение задачи строится с помощью среды MATLAB. Построены примеры поверхностей, обладающих необходимыми свойствами и исследованы распределения отраженных от них полей.

e-mail: iwaagh@gmail.com

Литература

1. Балабуха Н.П., Зубов А.С., Солосин В.С. Компактные полигоны для измерения характеристик рассеяния объектов. — М.: Наука, 2007.
2. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. — М.: Радио и связь. 1988.
3. Свешников А.Г., Могилевский И.Е. Математические задачи теории дифракции. — М.: Физический факультет МГУ. 2010.
4. Хлебников Ф.Б. Математическое моделирование электромагнитного поля в ближней зоне зеркального коллиматора, 5-я международная конференция «Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации». Суздаль, 18–19 сентября 2012.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ОКЕАНА С ПОМОЩЬЮ КОНТРАСТНЫХ СТРУКТУР

Николаева О.А.

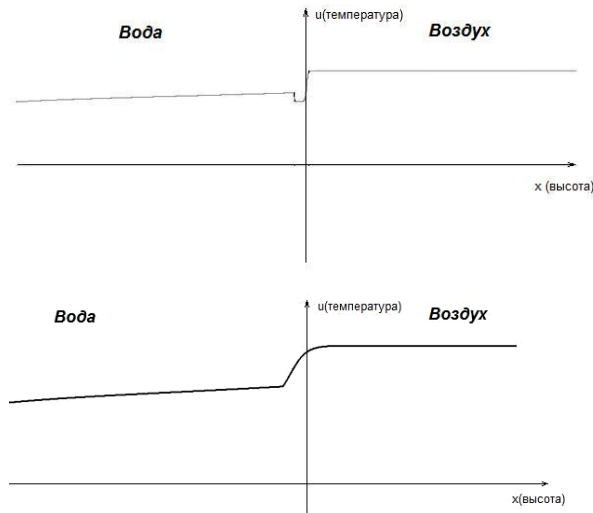
МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

В данной работе предлагается модель для описания распределения температуры в приповерхностном слое океана — холодной пленке. Возникновение холодной пленки связано с такими явлениями, как испарение, излучение и турбулентный теплообмен в океане. Процессы, происходящие на границе раздела вода-воздух, осуществляемые в глобальном масштабе в природе, играют ключевую роль в тепло- и массообмене между океаном и атмосферой и являются одним из основных факторов, определяющих климатическую систему Земли. Поэтому проблема моделирования этих процессов весьма актуальна.

$$\begin{cases} s \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\partial u}{\partial t} \right) = \frac{q_1}{\sqrt{s}} \frac{\partial u}{\partial x} + (u - u_a)(u - u_w)(u - \varphi(x)) - q_3 \frac{10}{\sqrt{s}}, & x \in (-1; 1) \\ \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=-1} = 0, \quad \left. \frac{\partial u}{\partial x} \right|_{x=1} = 0 \\ q_1 = \begin{cases} 1, & x \in [x_1; x_2], \\ 0, & x \notin [x_1; x_2], \end{cases} \quad q_3 = \begin{cases} 1, & x < x_2, \\ 0, & x > x_2, \end{cases} \quad \varphi(x) = x^2 + \frac{u_a + u_w}{2} \end{cases}$$

Здесь $u(x, t)$ — функция, описывающая температуру воды. u_a — это температура в воздухе, u_w — температура в воде.

Слагаемое $\frac{q_1}{\sqrt{s}} \frac{\partial u}{\partial x}$ описывает охлаждение поверхности, вызванное испарением. Это основной поток тепла в атмосферу, который уравнивает поступление тепла в воду за счет радиационного нагрева (слагаемое $q_3 \frac{10}{\sqrt{s}}$). Попадая в атмосферу, это тепло перемещается как в вертикальном, так и в горизонтальном направлении, поэтому основной эффект происходит в непосредственной близости с границей раздела вода-воздух, образуя холодную плёнку. Величина $s \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ описывает турбулентную диффузию.



бота: Математическая обработка экспериментальных данных, полученных при исследовании приповерхностного слоя океана. Физфак МГУ 2010.

3. Гилл А. Динамика атмосферы и океана. М.: Мир, 1986
4. Зилитинкевич С.С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеорологическое издательство, 1970.

Коэффициент турбулентной диффузии ϵ — малая величина. Слагаемое с кубической нелинейностью обеспечивает вид графика температуры в виде «ступеньки». С увеличением турбулентной диффузии эффект «провала» графика температуры вблизи границы исчезает, как и должно быть в случае волнения воды в пограничном слое.

E-mail: o.a.nikolaewa@gmail.com

Литература

1. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа, 1990.
2. Быстрова А.В. Дипломная работа: Математическая обработка экспериментальных данных, полученных при исследовании приповерхностного слоя океана. Физфак МГУ 2010.

АНАЛИЗ ВАЖНОСТИ ВХОДНЫХ ПРИЗНАКОВ В ЗАДАЧЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПОТОКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ВНЕШНЕМ РАДИАЦИОННОМ ПОЯСЕ ЗЕМЛИ

Широкий В.Р., Доленко С.А., Мягкова И.Н., Персианцев И.Г.

*НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына
МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва*

В работе описан подход к уменьшению размерности пространства входных признаков задачи нейросетевого прогнозирования потока релятивистских электронов (РЭ) ($E > 2$ МэВ) внешнего радиационного пояса Земли.

Ранее авторами была показана возможность прогнозирования среднечасовых значений потока РЭ с помощью многослойного перцептрона с 1 скрытым слоем с погружением временного ряда и горизонтом прогноза от 1 до 4 часов. В качестве физических входных признаков использовались среднечасовые значения геомагнитных индексов Dst, Kp и AE, скорости и плотности плазмы солнечного ветра, компонентов межпланетного магнитного поля, а также значения гармонических функций с суточным и годовым периодами, соответствующие текущему времени. Значения потока электронов использовались в логарифмическом масштабе. Глубина погружения временного ряда составляла 25 часов для всех физических признаков, кроме гармонических функций. В случае пропусков в данных производилась линейная интерполяция значений или экстраполяция последнего известного значения.

В настоящей работе был проведен анализ существенности используемых признаков следующими методами: кросс-корреляция, кросс-энтропия, метод группового учета аргументов, анализ весов нейронной сети, нейронная сеть с общей регрессией. Выполнено сравнение результатов нейросетевого прогнозирования, полученных на наборах существенных признаков, отобранных различными методами, с результатами прогнозирования на полном наборе признаков и с результатами, показанными тривиальной моделью.

shiroky@srd.sinp.msu.ru

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ЦИРКОНИЯ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

Давыдов Р.В.

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
институт прикладной математики и механики, Санкт-Петербург, Россия*

Результаты, полученные на основании фундаментальных исследований в области физики высоких плотностей энергии, имеют множество практических применений в различных отраслях промышленности и энергетики. Круг задач, которые решают различные исследователи и разработчики новых технологий, очень широк, начиная от простой обработки металлов лазерным излучением до проблем с термоядерным синтезом. Особенно быстро развиваются направления, связанные с воздействиями мощного излучения на вещество [3]. Проведение экспериментальных исследований часто является дорогостоящим процессом и требует, как специального оборудования, так и привлечения значительного числа обслуживающего персонала, причем вероятность получения в них положительного результата не высока. Это объясняется тем, что сложен эксперимент, и его проведение зависит от большинства мало связанных между собой факторов и условий. Поэтому перед тем как проводить дорогостоящие и трудоемкие экспериментальные исследования необходимо на основе теории и компьютерного моделирования оценить будущие возможные результаты, на основании чего сделать вывод о целесообразности исследований в этом конкретном направлении, особенно если теория и моделирование показывают отсутствие возможного положительного результата.

Цирконий и его сплавы являются важнейшими элементами активных зон атомных энергетических реакторов. Это объясняется очень малым сечением захвата тепловых нейтронов, хорошей стойкостью к коррозии и высокой температурой плавления [2]. Для повышения эффективности и безопасности атомной энергетики требуется улучшение функциональных свойств конструкционных материалов. В связи с этим сейчас идет активное исследование циркония и материалов на основе его [1, 4].

Более того, цирконий в силу высокой стойкости к воздействию биологических сред и отличной биосовместимости так же нашел свое применение в протезировании. В стоматологии керамика на основе диоксида циркония является материалом для изготовления зубопротезных изделий. Причем в процессе создания протезов часто применяется воздействие на материал лазерного излучения [5].

Для успешного моделирования воздействия мощного излучения на цирконий необходимо знание термодинамических свойств вещества в широком диапазоне температур и давлений. Таким образом, существует потребность в создании широкодиапазонного уравнения состояния этого металла, что и является целью данной работы.

E-mail: romanvproze@gmail.com

Литература

1. Востриков А.А., Дубов Д.Ю., Сокол М.Я. Свойства наноструктурированного оксида, образующегося при окислении циркониевого проводника сверхкритической водой // ПЖТФ. 2014. Т. 40, № 7. С. 16–24.
2. Дуглас Д. Металловедение циркония. Москва: Атомиздат, 1975, 360 с.
3. Макаров Г.Н. Применение лазеров в нанотехнологии: получение наночастиц и наноструктур методами лазерной абляции и лазерной нанолитографии // УФН. 2013. Т. 183, № 7. С. 673–718.
4. Чернов И.П., Пушилина Н.С., Березнеева Е.В., Лидер А.М., Иванова С.В. Исследование влияния водорода на свойства модифицированного импульсным электронным пучком циркониевого сплава $Zr_{1\%}Nb$ // ЖТФ. 2013. Т. 83, № 9. С. 38–42.
5. Delgado-Ruiz R. A., Calvo-Guirado J. L., Moreno P., Guardia J., Gomez-Moreno G., Mate-Sánchez J.E., Ramirez-Fernández P., Chiva F. Femtosecond laser microstructuring of zirconia dental implants // J Biomed Mater Res B Appl Biomater. 2011. Vol 96. Issue 1. Pp. 91–100.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗВЕЗДНОЙ АКТИВНОСТИ В ОДНОСЛОЙНОЙ И ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДАХ

Юхина Н.А.¹, Попова Е.П.¹, Потеемина К.А.²

*1 — физический факультет, 2 — механико-математический факультет,
МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

Генерацию и эволюцию магнитного поля звезд и планет принято связывать с действием механизма динамо, который основан на учете совместного действия альфа - эффекта и дифференциального вращения. Применение таких представлений позволяет получить осциллирующее решение в виде волны тороидального поля, распространяющегося от средних широт к экватору. На основании такого подхода были построены динамические системы для однослойной и двухслойной сред с учетом меридиональных потоков и толщины конвективной зоны звезды. Показано, как в таких моделях возможно воспроизведение двойного цикла (квазидвухлетнего на фоне 22-летнего), а также наличие режима, аналогичного одновременному присутствию квазидвухлетнего, 22-летнего и 100-летнего циклов. В работе исследовано поведение динамо-волн в рамках нелинейного динамо с учетом толщины конвективной зоны, коэффициента турбулентной диффузии, меридиональной циркуляции и амплитуд альфа-эффекта и дифференциального вращения. Численное исследование данной модели показало, что существуют режимы такие как осцилляции, васцилляции, динамо-всплески, аналогичные двойному и тройному циклам, наблюдаемым на солнце. Были построены и проанализированы баттерфляй — диаграммы для полоидальной и тороидальной компонент магнитного поля и спиральности для всех этих режимов.

na.jukhina@physics.msu.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОДНОВРЕМЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ НА МОДЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

Исаев И.В.

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

Обратная задача (ОЗ) электроразведки представляет собой построение распределения электропроводности в толще Земли по измеренным на ее поверхности компонентам электромагнитных полей. Она является нелинейной, некорректной, многопараметрической обратной задачей высокой размерности [1]. Понижение сложности задачи при нейросетевом решении может достигаться путем разбиения исходной задачи с N выходами на N задач с одним выходом и отбора существенных входных признаков для каждого из них [3].

В предыдущих работах авторов рассматривался промежуточный подход с объединением искомым параметров в небольшие группы и одновременным их определением [2]. Был обнаружен эффект понижения погрешности решения ОЗ в случае сходных зависимостей группируемых параметров от входных данных.

В настоящей работе произведена экспериментальная проверка наблюдаемого эффекта на модельных данных.

E-mail: isaev_igor@mail.ru

Литература

1. Бердичевский М.Н., Дмитриев В.И. Обратные задачи магнитотеллурики в современной постановке. // Физика Земли. 2004. № 4. С. 12–29.

2. Гужва А.Г., Доленко С.А., Исаев И.В., Оборнев Е.А., Персианцев И.Г., Шимелевич М.И. Исследование влияния количества одновременно определяемых параметров на погрешность нейросетевого решения обратной задачи электроразведки. «Нейроинформатика-2012». XIV Всероссийская научно-техническая конференция. Сборник научных трудов, ч. 3, с. 55–65. М., НИЯУ МИФИ, 2012.
3. Dolenko, S., Guzhva, A., Osborne, E., Persiantsev, I., Shimelevich, M. Comparison of Adaptive Algorithms for Significant Feature Selection in Neural Network Based Solution of the Inverse Problem of Electrical Prospecting. // Lecture Notes in Computer Science. 2009. Vol. 5769. P. 397–405.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ ЭЛЕКТРОНОВ И ДЫРОК В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$

Орлов А.О.

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

Кремний и германий позволяют получать на подложках слоистые структуры, называемые гетероструктурами. При облучении, напряженный слой твердого раствора SiGe в $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -гетероструктурах образует потенциальную яму для дырок в валентной зоне. Был проведен расчет волновых функций носителей заряда в зависимости от параметров слоя.

В настоящей работе для моделирования волновых функций электронов и дырок в гетероструктуре $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ использована теория контрастных структур. Предлагается следующая модель системы:

$$(0) \quad \begin{cases} \mu^2 \frac{d^2 \Psi_e}{dz^2} = (V_e(z) - \varphi(z) - E_e) \Psi_e - N |\Psi_e|^{1/2} \Psi_e; \\ \mu^2 \frac{d^2 \Psi_h}{dz^2} = (V_h(z) + \varphi(z) - E_h) \Psi_h - N |\Psi_h|^{1/2} \Psi_h; \\ \frac{d^2 \varphi}{dz^2} = \frac{e^2}{a_x E_x \varepsilon \varepsilon_0 \mu} n_0 \cdot a_x^2 (|\Psi_e|^2 - |\Psi_h|^2). \end{cases}$$

Движение носителей заряда описывается двумя одночастичными уравнениями Шредингера, где Ψ_e, Ψ_h — волновые функции электронов и дырок; n_0 — плотность носителей, возникающих в системе за счет внешнего облучения. Слагаемые $N |\Psi|^{1/2} \Psi$ описывают вклад в энергию системы за счет корреляционного взаимодействия носителей. Потенциалы $V_h(z), V_e(z)$ — описывают потенциальный барьер для электронов и яму для дырок соответственно; $\varphi(z)$ — потенциал Хартри-Фока, вызванный электрическим взаимодействием носителей; E_e, E_h — безразмерные единицы энергии, L — ширина слоя, μ — малый параметр, a_x, E_x, N — константы, связанные с параметрами системы; ε_0 — диэлектрическая константа, ε — диэлектрическая проницаемость слоя.

Основные выводы, полученные в результате численного моделирования следующие:

- Барьер для электронов высокий и широкий (туннельно-непрозрачный). $V_e \approx 15$ мэВ, $L \geq 4$ нм. В этом случае реализуется пространственно не-

прямая электронно-дырочная система (ЭДС). Дырки хорошо локализованы в слое SiGe. Электронная волновая функция имеет двухпиковый вид с 2-мя максимумами в слое Si вблизи гетерограницы SiGe/Si по обе стороны от барьера.

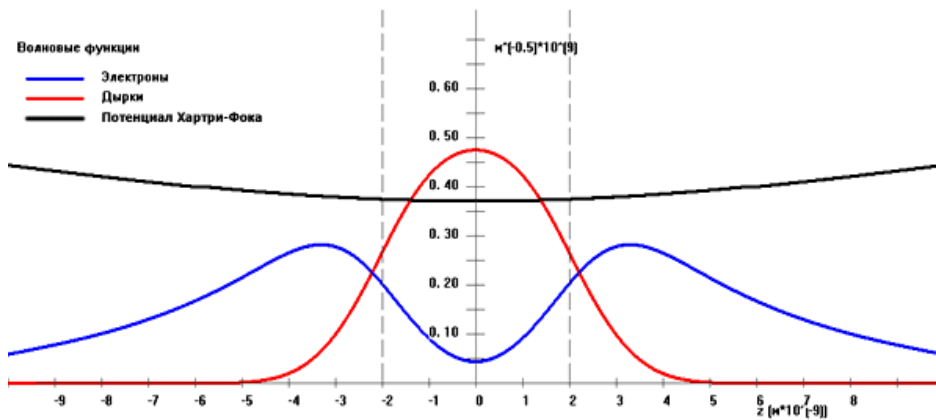


Рис. 1. Волновые функции электронов и дырок и потенциал Хартри-Фока.

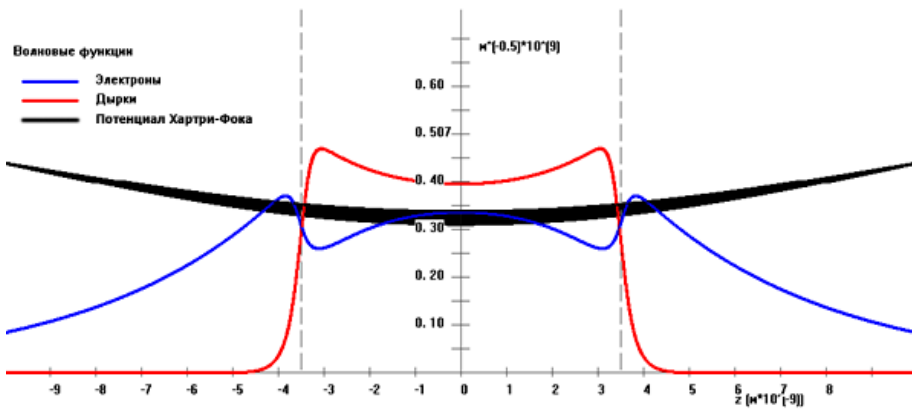


Рис. 2. Волновые функции электронов и дырок и потенциал Хартри-Фока в случае двухкомпонентной ЭДС.

- Барьер для электронов широкий, но не очень высокий $V_e \approx 10$ мэВ, $L \geq 5$ нм. В этом случае реализуется двухкомпонентная ЭДС. Дырки по-прежнему хорошо локализованы в слое. Потенциал Хартри-Фока меньше, чем V_e . Электронная волновая функция имеет 3 максимума: 2 симметричных максимума в слое Si и менее интенсивный максимум в центре слоя. В такой системе возможно наблюдение 2-х компонентных возбужденных состояний, – пространственно прямых и дипольных.

E-mail: orlov.andrey@physics.msu.ru

Литература

1. Baier T., Mantz U., Thonke K., and Sauer R. Abteilung Halbleiterphysik, Universität Ulm, D-89069 Ulm, Germany: Type-II band alignment in Si/Si_{1-x}Ge_x quantum wells from photoluminescence line shifts due to optically induced band-bending effects: Experiment and theory // Phys. Rev. B 50. 1994, volume 50, issue 20, p. 15191–15196.
2. Васильева А.Б., Бутузов В.Ф. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. Москва: Высшая школа. 1990. 208 стр.

ЧИСЛЕННАЯ ДИАГНОСТИКА РАЗРУШЕНИЯ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ
БЕНДЖАМЕНА-БОНА-МАХОНИ-БЮРГЕРСА

Выборова В.В.

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

Большой интерес представляют нелинейные математические модели, в которых наблюдается коллапс (blow-up), т.е. решение или его производные обращаются в бесконечность за конечное время (см., напр., [1]–[3]). В последнее время эта тематика привлекает значительное внимание исследователей. Для большого количества конкретных задач аналитически получены достаточные, порой близкие к необходимым, условия коллапса. В то же время, как показывает простой пример явной схемы Эйлера для задачи Коши $y' = y^2$, $y(0) = 1$, численные методы далеко не всегда «чувствуют» наличие коллапса и способны ввести в заблуждение относительно существования решения и его поведения.

В работах Н.Н. Калиткина, П.В. Корякина и Е.А. Альшиной [4], [5] (см. также [1]) предложен подход, основанный на оценке эффективного порядка точности разностной схемы с помощью метода Рундсона (также известного как метод Рунге). Пока решение остаётся гладким, эффективный порядок на не слишком грубых сетках близок к теоретическому, тогда как появление особенностей решения снижает порядок, а затем, как правило, приводит к бессмысленным результатам (порядок становится отрицательным или комплексным). Поэтому нахождение эффективного порядка точности для каждого узла (x, t) -сетки позволяет отследить момент разрушения решения с точностью порядка шага сетки по времени. Разностная схема строится с помощью метода прямых, причём для решения полученной ОДУ рекомендуется использовать комплексную схему Розенброка. Эта схема имеет значительные вычислительные достоинства: аппроксимация 2-го порядка и L2-устойчивость, что особенно ценно для нелинейных задач, т. к. позволяет избежать итерационных процедур при переходе на следующий временной слой.

В нашей работе описанная идея применена к начально-краевой задаче

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(u_{xx} - u) + u_{xx} + uu_x &= 0, \quad x \in [0; L], \quad t \in [0; T]; \\ u(x, 0) &= u_0(x), \quad x \in [0; L]; \\ u(0, t) &= 0, \quad Lu_x(0) = u(L, t) \quad t \in [0; T], \end{aligned}$$

достаточные условия разрушения решения которой впервые получены в работе [6]. Численно найденное значение момента разрушения для нескольких рассмотренных начальных значений $u_0(x)$, как и следовало ожидать, не превосходит теоретически предсказанной в оценке сверху. Поскольку мы имеем дело с уравнением соболевского типа (производная по времени берётся не от решения, а от значения на решении оператора с производными по пространству), система ОДУ метода прямых имеет вид

$$\frac{d}{dt} My_n = F(y), \quad n = \overline{1, N_x},$$

т.е. осложнена наличием матрицы M , отличной от единичной. Отметим также, что наличие первой производной в граничных условиях задачи потребовало для сохранения второго порядка аппроксимации по x введения фиктивного узла вне отрезка $[0; L]$. Во избежание вырожденности матрицы M значения в граничных узлах были исключены из системы явно.

В таблице 1 приведены некоторые результаты расчётов, где было положено $L = 1$. Здесь $T_{\text{разр теор}}$ — это теоретическая оценка сверху времени разрушения решения полученная в [6], $T_{\text{разр числ}}$ — оценка, полученная описанным выше численным методом.

Таблица 1. Оценка времени разрушения решения

№	$u_0(x)$	$T_{\text{разр теор}}$	$T_{\text{разр числ}}$
1	$4x$	1,00	0,24
2	$4x + 20x^2(L-x)^2$	0,67	0,19
3	$20x^2(L-x)$	1,00	0,29
4	$120x^2\left(\frac{2}{3}L-x\right)(L-x)$	1,00	0,43

Как видно, теоретическая оценка времени разрушения в наших примерах завышена приблизительно в 2,5–4 раза, но в этом нет ничего удивительного, поскольку она получена с помощью единственной пробной функции.

В качестве примера функции, для которой коллапса не происходит, можно привести $u_0(x) = -4x$. Для неё достаточное условие разрушения решения не выполнено, и численные расчёты демонстрируют разрешимость на больших промежутках времени.

Численные эксперименты показывают, что предложенный в [1], [4], [5] подход действительно является эффективным средством численного детектирования момента разрушения решения и может быть применён к начально-краевым задачам для различных нелинейных уравнений, в том числе соболевского типа.

E-mail: black-lark@yandex.ru

Литература

1. Свешников А.Г., Альшин А.Б., Корпусов М.О., Плетнер Ю.Д. Линейные и нелинейные уравнения соболевского типа. М.: Физматлит, 2007.
2. Корпусов М.О. Разрушение в параболических и псевдопараболических уравнениях с двойными нелинейностями. М.: Книжный дом «Либроком», 2012.
3. Galaktionov V.A., Vasquez J.L. The problem of blow-up in nonlinear parabolic equations // Discrete and continuous dynamical systems, 2002, vol. 8, no. 2, pp. 399–433.
4. Альшина Е.А., Калиткин Н.Н., Корякин П.В. Диагностика особенностей точного решения при расчётах с контролем точности // ЖВМиМФ, 2005, т. 45, № 10, с. 1837–1847.
5. Альшина Е.А., Калиткин Н.Н., Корякин П.В. Диагностика особенностей точного решения методом сгущения сеток // ДАН, 2005, т. 404, № 3, с. 1–5.
6. Корпусов М.О., Панин А.А. Локальная разрешимость и разрушение решения для уравнения Бенджамена–Бона–Махони–Бюргера с нелокальным граничным условием // Теоретическая и математическая физика, 2013, т. 175, № 2, с. 159–172.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВОЛНОВОДА С НЕОДНОРОДНЫМ БИ-ИЗОТРОПНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Монгуш О.О.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра математики, Москва, Россия*

В настоящее время большой интерес представляет исследование свойств искусственных материалов (метаматериалов), сильно взаимодействующих с электромагнитным полем. К их числу относятся и так называемые би-изотропные материалы, представляющие собой наиболее общий случай линейной изотропной среды. В би-изотропных средах проявляется магнито-электрическая связь, за счет которой электрическое или магнитное поле вызывает одновременно и поляризацию, и намагниченность. Материальные уравнения в такой среде в частотной области имеют вид:

$$\begin{cases} \mathbf{D} = a_{11}\mathbf{E} + a_{12}\mathbf{H}, \\ \mathbf{B} = a_{21}\mathbf{E} + a_{22}\mathbf{H}. \end{cases}$$

Разработка эффективных алгоритмов расчета электромагнитного поля в метаматериалах является весьма актуальной задачей, так как они могут быть использованы для многократного решения прямой задачи при решении задач синтеза материалов с заданными свойствами. Одним из широко используемых методов решения электродинамических задач является метод конечных элементов, но этот метод в случае задач в полной векторной постановке может давать нефизические решения (так называемые “духи”). Существуют два основных способа борьбы с ними: апостериорный, когда истинное решение отделяют от фиктивных после процесса вычислений, и априорный, когда используют такие постановки задач, при которых фиктивные решения не возникают. Второй подход является предпочтительным. Примером может служить метод смешанных конечных элементов, который эффективно подавляет нефизические решения, но обладает меньшей точностью, чем метод лагранжевых элементов. В данной работе предложен численный алгоритм решения спектральной задачи в волноводе с идеально проводящими стенками и неоднородным би-изотропным заполнением, основанный на специальной обобщенной постановке векторной задачи, позволяющей использовать лагранжевы конечные элементы и исключаяющей появление нефизических решений.

Рассмотрим волновод с осью Oz и поперечным сечением $S = \{(x, y) : x \in [0, a], y \in [0, b]\}$. Пусть волновод имеет идеально проводящую боковую поверхность и неоднородное би-изотропное заполнение вида:

$$a_{11} = a_{11}^p, \quad a_{12} = a_{12}^p, \quad a_{21} = a_{21}^p, \quad a_{22} = a_{22}^p, \quad (x, y) \in S_p, \quad p = 1, \dots, N,$$

где $a_{11}^p, a_{12}^p, a_{21}^p, a_{22}^p$ – константы при каждом $p = 1, \dots, N$, S_p – подобласти области S , $S = \bigcup_{p=1}^N S_p$. Будем рассматривать невырожденный случай, когда для всех p выполнено

условие $a_{11}^p a_{22}^p - a_{12}^p a_{21}^p \neq 0$. Исключим из системы уравнений Максвелла вектор магнитного поля \mathbf{H} и будем искать вектор электрического поля $\mathbf{E}(x, y, z, t) = \mathbf{E}(x, y)e^{i(yz - \omega t)}$, соответствующий бегущей волне. Умножая полученные уравнения на пробный вектор $\mathbf{E}^*(x, y)$ и производя ряд преобразований, приходим к следующей обобщенной постановке задачи: найти постоянные распространения γ и соответствующие им вектор-функции $\mathbf{E}(x, y) = \{E_1(x, y), E_2(x, y), E_3(x, y)\}$, компоненты которых принадлежат Соболевскому пространству $W_2^1(S)$, их сужения на границу ∂S удовлетворяют условиям

$$E_1|_{y=0} = E_1|_{y=b} = E_2|_{x=0} = E_2|_{x=a} = E_3|_{x=0} = E_3|_{x=a} = E_3|_{y=0} = E_3|_{y=b} = 0, \quad (1)$$

а сами функции $E_j(x, y)$ удовлетворяют уравнению

$$\begin{aligned} & \iint_S \frac{1}{a_{22}} \{(\nabla E_1, \nabla E_1^*) + (\nabla E_2, \nabla E_2^*) + (\nabla E_3, \nabla E_3^*)\} ds - k^2 \iint_S \frac{a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21}}{a_{22}} (\mathbf{E}, \mathbf{E}^*) ds + \\ & + \iint_S \frac{1}{a_{22}} \left\{ 2 \frac{\partial E_1}{\partial x} \frac{\partial E_2^*}{\partial y} + 2 \frac{\partial E_2}{\partial y} \frac{\partial E_1^*}{\partial x} - \frac{\partial E_2}{\partial x} \frac{\partial E_1^*}{\partial y} - \frac{\partial E_1}{\partial y} \frac{\partial E_2^*}{\partial x} + \frac{\partial E_1}{\partial x} \frac{\partial E_2^*}{\partial y} + \frac{\partial E_1}{\partial x} \frac{\partial E_1^*}{\partial x} + \frac{\partial E_2}{\partial y} \frac{\partial E_2^*}{\partial y} \right\} ds + \\ & + ik \iint_S \left\{ \frac{a_{21}}{a_{22}} \left(E_3 \frac{\partial E_1^*}{\partial y} - E_1 \frac{\partial E_3^*}{\partial y} - E_3 \frac{\partial E_2^*}{\partial x} + E_2 \frac{\partial E_3^*}{\partial x} \right) + \frac{a_{12}}{a_{22}} \left(\frac{\partial E_3}{\partial y} E_1^* - \frac{\partial E_1}{\partial y} E_3^* - \frac{\partial E_3}{\partial x} E_2^* + \frac{\partial E_2}{\partial x} E_3^* \right) \right\} ds + \\ & + i\gamma \iint_S \frac{1}{a_{22}} \left\{ 2 \left(E_3 \frac{\partial E_1^*}{\partial x} - \frac{\partial E_1}{\partial x} E_3^* \right) + \frac{\partial E_3}{\partial x} E_1^* - E_1 \frac{\partial E_3^*}{\partial x} + 2 \left(E_3 \frac{\partial E_2^*}{\partial y} - \frac{\partial E_2}{\partial y} E_3^* \right) + \frac{\partial E_3}{\partial y} E_2^* - E_2 \frac{\partial E_3^*}{\partial y} \right\} - \end{aligned}$$

$$-k\gamma \iint_S \frac{a_{21} - a_{12}}{a_{22}} \{E_2 E_1^* - E_1 E_2^*\} ds + \gamma^2 \iint_S \frac{1}{a_{22}} \{(\mathbf{E}, \mathbf{E}^*) + E_3 E_3^*\} ds = 0, \quad (2)$$

где $k = \omega/c$ для любой вектор-функции $\mathbf{E}^*(x, y)$, компоненты которой принадлежат пространству $W_2^1(S)$, а их сужения на границу области S удовлетворяют условиям (1).

Указанная обобщенная постановка задачи была использована при численном решении методом лагранжевых конечных элементов. Показано, что фиктивные решения при этом не возникают, и получен ряд дисперсионных кривых при различных параметрах заполнения волновода.

E-mail: orlanatuv15@mail.ru

Литература

1. Lindell I.V., Sihvola A.H. Bi-isotropic constitutive relations.// *Microwave and Opt. Tech. Lett.* 1991, Vol. 4, pp. 295–297.
2. Боголюбов А.Н., Делицын А.Л. Расчет диэлектрических волноводов методом конечных элементов, исключая появление нефизических решений// *Вестник Московского университета.* 1996, Серия 3, Физика. Астрономия, № 1, с. 9–13.
3. Боголюбов А.Н., Гао Ц., Мухартова Ю.В. Возбуждение электромагнитных колебаний в области с киральным заполнением.// *Журнал вычислительной математики и математической физики.* 2011, № 9(51). с. 1721–1728.
4. Боголюбов А.Н., Мухартова Ю.В., Гао Ц. Расчет плоскопараллельного волновода с киральной вставкой методом смешанных конечных элементов.// *Матем. Моделирование.* 2013, № 2(25), с. 65–85.

ПРИМЕНЕНИЕ АЛГОРИТМОВ КЛАСТЕРИЗАЦИИ ДЛЯ АНАЛИЗА СОСТАВА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ РАСТВОРОВ

Гущин К.А.

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

В работе рассматривается подход к определению ионного состава водных растворов посредством анализа спектров комбинационного рассеяния с помощью алгоритмов машинного обучения. Влияние каждой соли на спектр нелинейно, что является основанием для использования адаптивных алгоритмов. В данной работе использовались алгоритмы обучения без учителя (кластеризации), как более устойчивые к изменению входных данных, — самоорганизующаяся нейронная сеть Кохонена и алгоритм k-means.

Полученные кластеры были проанализированы на предмет компактности и разделенности в исходном пространстве, а также проверено соответствие между солевым составом растворов и полученными кластерами. Для оценки общего качества кластеризации использовались известные показатели (Dunn index, гамма-коэффициент Пирсона и др.) Для оценки соответствия были введены специальные показатели — степень разделения и контрастность. Получены и проанализированы самоорганизующиеся карты Кохонена для различного количества кластеров от 2 до 40.

В дальнейшем планируется провести аналогичные исследования после применения различных методов снижения размерности входного пространства. Предполагается, что это позволит повысить качество кластеризации и ее соответствие солевому составу растворов.

E-mail: kirgush@yandex.ru

РАЗРАБОТКА КОМПЬЮТЕРИЗИРОВАННОЙ ПОДСИСТЕМЫ АНАЛИЗА И ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ПОТРЕБЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОЭНЕРГИИ

Пешнина М.А.

*Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина,
физико-математический факультет, Рязань, Россия*

Затраты на электроэнергию (ЭЭ) — одна из основных расходных статей в бюджете высшего учебного заведения (ВУЗ). Поэтому получение полной картины расхода электроэнергии, возможность анализа этой информации, прогнозирование и управление потреблением на всех этапах имеет стратегическое значение.

Проблема закупки необходимых объемов ЭЭ содержится в специфике этого товара. Производство, доставка и потребление ЭЭ происходят практически одновременно и ее невозможно накапливать. ЭЭ поставляется от разных производителей в ГРЭС, куда и распределяется по потребителям. Невозможно определить, кто произвел ЭЭ, потребляемую тем или иным потребителем — можно лишь контролировать объемы заказа и объемы потребления. В соответствии с приказом Федеральной службы по тарифам № 44-э/3 от 24 августа 2004 г. все факты превышения или снижения потребляемого объема электроэнергии за месяц (час) по сравнению с заказываемым объемом могут привести к увеличению стоимости киловатта – до полутора раз. Так же с 23.11.2009 г. вступил в силу Федеральный закон № 261 «Об энергосбережении и о повышении энергетической эффективности...», который обязывает уменьшать затраты на энергоресурсы в размере 3 % ежегодно на протяжении 5 лет с ежеквартальной отчетностью, при этом стоит отметить, что тарифы на ЭЭ возрастают периодичностью раз в 3–4 месяца, а техническая оснащенность увеличивается, т.к. современные устройства дают больше возможностей для обучения студентов. Для выполнения законов и приказов электроэнергетики, сохранения субсидий и внебюджетных средств, которые можно направить на проведение ряда мероприятий, способствующих усовершенствованию учебного процесса в ВУЗе необходимо внедрять автоматизированные системы учёта и анализа.

Сложность прогноза энергопотребления обусловлена необходимостью учета факторов, влияющих на потребление ЭЭ: температура воздуха; степень освещенности; долгота дня; день недели; переходы с зимнего на летнее время и обратно; увеличение объемов электропотребляемого оборудования, строительство, наличие экстраординарных событий (катастрофы; массовые акции); прогнозы погодных условий и т.п. Все отклонения от прогноза влекут за собой дисбаланс между поставкой и потреблением.

В процессе изучения вопроса потребления энергоресурсов необходимо установить зависимости потребления от различных параметров. Установить, как именно они связаны с потреблением и обеспечить реализацию полученной модели в программном продукте, например Deductor Studio. Также необходимо решить задачу: какие именно методы анализа и прогнозирования наиболее оптимальны при полученной модели.

Цель работы Deductor Studio — формализовать процесс принятия решений и поставить его "на поток". Ключевым лицом в данном процессе является аналитик. Работа аналитика с Deductor Studio сводится к визуальному построению сценариев. Сценарий – последовательность действий, позволяющих получить из данных знания. Вся работа выполняется при помощи мастеров и сводится к комбинированию всего 5 операций:

Подключение коннектора. Для взаимодействия со сторонними системами необходимо настроить параметры доступа: местоположение, пользователь, пароль и прочее. Через единожды настроенное подключение осуществляется выгрузка и загрузка данных во внешнюю систему. Deductor поддерживает десятки систем: СУБД, хранилища данных, учетные системы, веб-сервисы, офисные программы, файлы...

Импорт данных. Анализ в Deductor начинается с получения набора данных. При помощи мастера выбираются интересующие таблицы, объекты, файлы и запускается процесс импорта.

Обработка. Под обработкой подразумевается любое преобразование данных. Поддерживаются десятки методов обработки от расчета по формулам до самообучающихся алгоритмов: очистка данных, трансформация, Data Mining. Механизмы обработки можно комбинировать произвольным образом, реализуя сколь угодно сложную логику анализа.

Визуализация. Просмотреть данные в Deductor Studio можно на любом этапе обработки. Программа самостоятельно анализирует, каким образом можно отобразить информацию, пользователь должен только выбрать нужный вариант. Deductor включает множество удобных интерактивных визуализаторов: OLAP, таблицы, графики, деревья, карты...

Экспорт результатов. Завершающим шагом в сценарии обработки чаще всего является экспорт данных. Результаты выгружаются для последующего использования в других программах

Чтобы строить адекватные модели и грамотные прогнозы необходимо:

- теоретическая база;
- навык работы в статистическом программном обеспечении;
- опыт построения моделей и прогнозов.

Задачу прогнозирования можно решить несколькими способами. В большинстве ситуаций при разработке модели аналитик вправе применить несколько подходов, и внедрить на практике самый эффективный. Для проверки прогностических качеств модели используют процедуру кросс-проверки. Модель строится по выборке с обрезанным «хвостом», а затем сравниваются «хвост» и прогноз. Кроме этого, принято тестировать прогноз на устойчивость путем удаления нескольких наблюдений из исходной выборки. Получив качественную модель прогноза, не следует пренебрегать процедурой мониторинга.

E-mail: m.peshnina@rsu.edu.ru

РАЗРАБОТКА ПРОГРАММНОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ И ПОЛУЧЕНИЕ ДАННЫХ ПО ГРОЗОВОЙ АКТИВНОСТИ ДЛЯ СОПОСТАВЛЕНИЯ С АВАРИЙНЫМИ ОТКЛЮЧЕНИЯМИ ОБОРУДОВАНИЯ ЭНЕРГОСИСТЕМЫ МУРМАНСКОЙ ОБЛАСТИ

Бурцев А.В.

*Центр физико-технических проблем энергетики Севера
Кольский научный центр РАН, Апатиты, Россия*

Для определения плотности разрядов молний на территории Кольского полуострова и прилегающих территорий, информация о которых позволит уменьшить аварийность линий электропередач еще на стадии проектирования, в лаборатории Центра физико-технических проблем энергетики Севера КНЦ РАН установлена система StromTracker канадской фирмы Voltek предназначена для обнаружения атмосферных электрических разрядов (молний) на удалении до 450 км от места расположения базовой станции и состоит из компьютерной платы формата PCI, полярной антенны и программного обеспечения NexStorm Lite фирмы Astrogenic. Регистрация событий происходит круглосуточно в автоматическом режиме. Зарегистрированные системой события подразделяются на шумы и разряды. В свою очередь, разряды делятся по полярности на положительные и отрицательные, и по типу: междуоблачные и в землю. События, соответствующие разрядам, отображаются на карте в полярной системе координат, центром которой является г. Апатиты.

Зарегистрированные события сохраняются в файлы в двоичном (бинарном) формате. События, произошедшие за одни сутки, хранятся в одном файле. Посредством

программы NexStorm можно просмотреть все зарегистрированные события на карте, как в реальном масштабе времени, так и в ускоренном до 1024 раз. Основным недостатком программы NexStorm Lite является отсутствие экспорта зарегистрированных данных в удобный для анализа вид и предоставление этих данных только в визуальной форме. Одним из решений данной проблемы является разработка собственного программного обеспечения для экспорта данных в текстовый формат и состоит из аналитического (изучение структуры файла данных) и технического (написание программного обеспечения) этапов.

Для определения состава данных были взяты два файла с наименьшим числом событий за сутки и контрольный, содержащий в себе все типы разрядов. Файлы можно открыть любой программой, способной представить данные в двоичном и шестнадцатеричном виде. Основную сложность в исследовании структуры файла данных составляет то, что она известна только разработчику оригинального программного обеспечения. Исследование файла было начато с определения даты и времени события, типа и полярности события, удаленности от центра и угла для определения положения в полярных координатах.

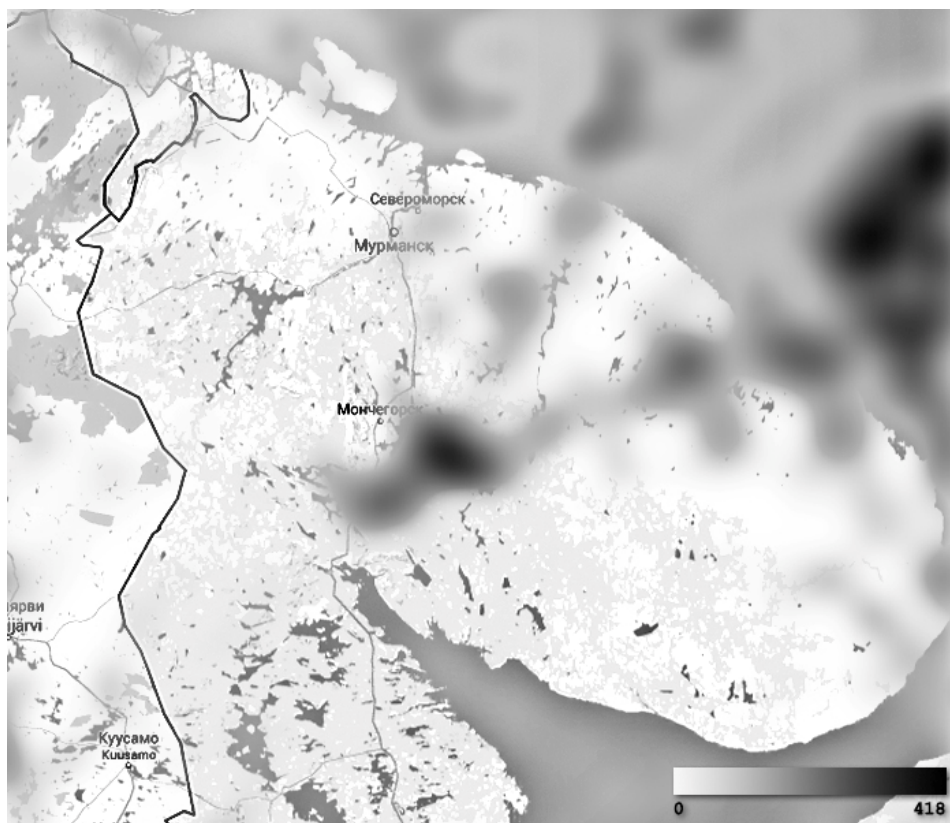


Рис. 1. Карта плотности ударов молний в землю по территории Мурманской области за грозовой период 2013 года.

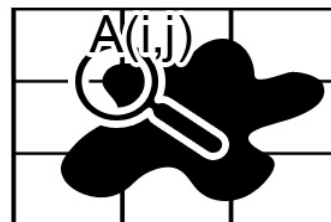
Полученные данные будут сопоставлены с аварийными отключениями линий электропередач в энергосистеме.

С целью повышения точности определения местоположения возникающих атмосферных электрических разрядов в 2014 году планируется установка дополнительно-го идентичного комплекса на удалении до 200 км от уже установленного.

E-mail: tonyburt@rambler.ru

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Председатель:
проф. Чуличков Алексей Иванович



СИНТЕЗ ГАРАНТИРУЮЩЕГО УПРАВЛЕНИЯ В ЗАДАЧЕ НОРМАЛИЗАЦИИ УРОВНЯ ГЛЮКОЗЫ В КРОВИ БОЛЬНЫХ САХАРНЫМ ДИАБЕТОМ

Преснова А.П.

*Научно исследовательский университет Высшая школа экономики
Московский институт электроники и математики,
факультет прикладной математики и кибернетики, Москва, Россия*

В данной работе синтезируется гарантированное управление для нелинейной математической модели [3], с помощью теории дифференциальных игр и SDRE-метода. Построенное управление осуществляет контроль над подачей инсулина для нормализации уровня глюкозы в крови больного сахарным диабетом. В норме содержание глюкозы в крови колеблется в достаточно узких пределах: от 70 до 140 мг/дл (миллиграмм на декалитр). Выход из этих норм ведет в организме человека, больного сахарным диабетом, к серьезным осложнениям, поэтому он должен постоянно делать инъекции инсулина и следить за уровнем сахара в крови. Главной целью всех работ, ведущихся в этом направлении, является создание аппарата, выполнявшего бы функцию искусственной поджелудочной железы. Необходимое нам управление будем синтезировать на данной математической модели [3]:

$$\frac{d}{dt}G(t) = [P_1 - X(t)]G(t) - P_1G_b + \frac{F_G}{V_G} + F_M, \quad (0.1)$$

$$\frac{d}{dt}X(t) = P_2X(t) + P_3[I_1(t) - I_b], \quad (0.2)$$

$$\frac{d}{dt}I_1(t) = a \max[0, I_2(t)] - n[I_1(t) - I_b] + \frac{F_I}{V_I}, \quad (0.3)$$

$$\frac{d}{dt}I_2(t) = \beta\gamma[G(t) - h] - nI_2(t), \quad (0.4)$$

где G и I_1 — концентрации глюкозы и инсулина в плазме крови, $X(t)$ — эффект, оказываемый введением инсулина на концентрацию глюкозы в крови; F_I — экзогенный (внутривенный) поток инсулина; F_G — парентеральный поток глюкозы; F_M — неизвестное возмущение; V_G — пространство распределения глюкозы; V_I — пространство распределения инсулина.

Математическую модель (1.1)–(1.4) запишем в виде SDC-модели — модель объектов с линейной структурой и параметрами, зависящими от состояния (State Dependent Coefficients – SDC). Линейность структуры преобразованной нелинейной системы и квадратичный функционал качества позволяют при синтезе оптимального управления перейти от необходимости поиска решений уравнения Гамильтона-Якоби к уравнению типа Риккати с параметрами, зависящими от состояния (State Dependent Riccati Equation – SDRE)[2].

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} G(t) \\ X(t) \\ I_1(t) \\ I_2(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 & -G & 0 & 0 \\ 0 & P_2 & P_3 & 0 \\ 0 & 0 & -n & 0 \\ \beta\gamma & 0 & 0 & -n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G(t) \\ X(t) \\ I_1(t) \\ I_2(t) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ a^* \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -P_1 G_b \\ -P_3 I_b \\ n I_b \\ -\beta\gamma h \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1/V_G & 0 \\ 0 & 0 \\ 0 & 1/V_I \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_G \\ F_I \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} F_M. \quad (0.5)$$

Мажорирующая модель объекта записывается в виде [1,2]

$$\frac{d}{dt} z(t) = \bar{A}z(t) + Bu_M(t) + Dw(t), \quad (1.6)$$

$$z(t_0) = x_0.$$

Для синтеза гарантирующего управления введем квадратичный функционал:

$$J(z, u_M, w) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2} \int_0^T \{ qG^2(t) + u^T(t)Ru(t) - \eta w^2(t) \} dt. \quad (1.7)$$

Управления, организованные по принципу обратной связи и минимизирующие функционал (1.7), имеют вид

$$u(t) = \begin{pmatrix} F_G \\ F_I \end{pmatrix} = -R^{-1}B^T S z(t), w(t) = F_M = \frac{1}{\eta} D^T S z(t). \quad (1.8)$$

Положительно определенная матрица S (находится с помощью функции lqr в Matlab) является решением уравнения Риккати

$$S\bar{A} + \bar{A}^T S - \left[B^T R B - \frac{1}{\eta} D^T D \right] + Q = 0, \quad (1.9)$$

Результаты моделирования

Рассмотрим пример, когда начальные значения параметра $G = 207$ мг/дл, то есть значительно превышают необходимый интервал значений (от 70 до 120 (мг/дл)). График переходного процесса в этом случае имеет вид рис. 1. На графике видно, что при наличии управления система успешно справляется с критическими начальными условиями, приходит в нужный нам интервал значений и устанавливается на уровне $G \approx 81$ мг/дл. Отметим, что гарантированное управление приводит нашу систему в целевую область значений уже к 300 секунде переходного процесса. На рис. 2, кроме завышенных начальных условий, на 150-ой секунде подается возмущение и график показывает, что система справляется с ним.

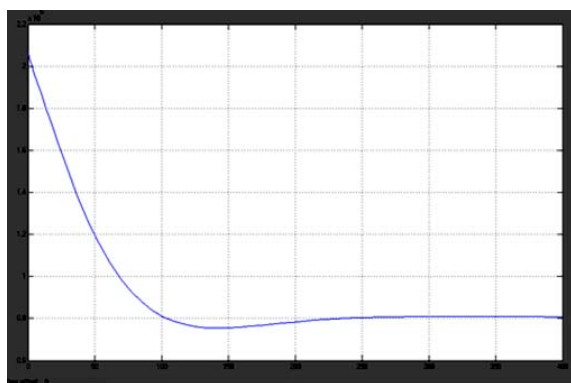


Рис. 1. Изменение уровня глюкозы в крови при действии управления.

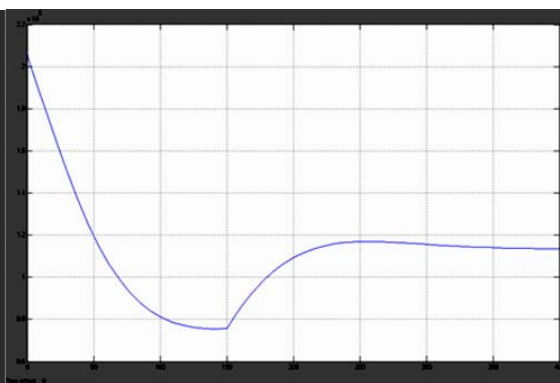


Рис. 2. Изменение уровня глюкозы в крови с возмущающим воздействием на 150-ой секунде.

Заключение

В работе предложено построение системы управления с использованием SDRE-метода, основанного на параметризации исходного нелинейного уравнения элементами пространства состояния и применением квадратического функционала качества, однако реализация решения уравнения SDRE требует достаточных вычислительных мощностей и соответствующих пакетов символьной математики. Реализуемое решение использует метод мажорирующей модели, что приводит к гарантирующему управлению.

Результаты моделирования различных ситуаций доказывают эффективность гарантирующих управлений.

E-mail: Anechkar1@yandex.ru

Литература

1. Афанасьев В.Н. Концепция гарантированного управления в задачах управления неопределенным объектом. // Изв. РАН: ТиСУ. 2010. №1. С. 16–23.
2. Афанасьев В.Н. Управление нелинейными объектами с параметрами, зависящими от состояния // А и Т. — 2011. — №4. С. 43–56.
3. Tom Van Herpe, Moritz Diehl, Greet Van den Berghe, Bart De Moor. Nonlinear model predictive control with moving horizon state and disturbance estimation of blood glucose in the critically ill. // Proc. of the 17th IFAC, Seoul, Korea, July 6–11, 2008.
4. Sarah Wild, Gojka Roglic, Anders Green, Richard Sicree, Hilary King. Global Prevalence of Diabetes. *Diabetes Care*, Volume 27, Number 5, May 2004.

ГАРАНТИРУЮЩЕЕ УПРАВЛЕНИЕ В ЗАДАЧЕ НОРМАЛИЗАЦИИ УРОВНЯ ГЛЮКОЗЫ В КРОВИ

Хилько М.О.

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

По данным Всемирной Организации Здравоохранения более 150 млн. человек в мире больны сахарным диабетом в той или иной форме [1]. Поэтому проблема нормализации уровня глюкозы в крови является одной из наиболее актуальных на сегодняшний день и вызывает повышенный интерес не только со стороны медиков, но и ученых многих областей науки, в том числе ученых, занимающихся проблемами автоматизации. В настоящий момент ведется активная работа по синтезу математических моделей, которые впоследствии будут применяться в современной медицине.

В предлагаемом докладе приводятся результаты исследований по проблеме построения системы автоматического слежения и нормализации уровня глюкозы путем введения глюкозы и инсулина в организм пациента при возмущающих воздействиях (например, несбалансированное питание). Целью управления является выведение уровня глюкозы в заданный интервал значений (70, 120) мл/дл.

Синтез управляющих воздействий производится с использованием нелинейной математической модели, описывающей динамику изменения уровня глюкозы в крови [2], и квадратического функционала качества. Для получения аналитического решения задачи синтеза в данной постановке задачи используется метод «расширенной» линеаризации исходного описания процесса.

В силу отсутствия полной информации о параметрах процесса (условия параметрической неопределенности) задача синтеза решается с применением метода дифференциальных игр [3, с. 479]. В этом случае можно рассматривать стратегию поддержания заданного уровня глюкозы в крови в условиях действия возмущений как антагонистическую игру «врач–неразумный пациент». Практическая реализация результатов синтеза, основанного на необходимости решения нелинейного уравнения типа Риккати с параметрами, зависящими от состояния в реальном масштабе времени, может потребовать значительных вычислительных мощностей. В силу этого, для построения реализуемых управлений применяется метод теории гарантирующего управления [4, с.64], [5, с. 16–23].

Полученные теоретические результаты проверены путем математического моделирования с использованием пакета MATLAB.

E-mail: maria.khilko.msu@gmail.com

Литература

1. Уоткинс Питер Дж., Балаболкина М.И. Сахарный диабет = ABC of Diabetes. М.: Бинном, 2006.
2. Herpe Tom Van, Diehl Moritz, Berghe Greet Van den, De Moor Bart. Nonlinear model predictive control with moving horizon state and disturbance estimation of blood glucose in the critically ill. // Proc. of the 17th IFAC, Seoul, Korea, July 6–11, 2008.
3. Айзекс Р. Дифференциальные игры. М.: Мир, 1967. С. 479.
4. Красовский Н.Н., Третьяков В.Е. Задачи управления с гарантированным результатом. Свердловск, 1986, С. 64.
5. Афанасьев В.Н. Концепция гарантированного управления в задачах управления неопределенным объектом.// Изв. РАН: ТиСУ. 2010. №1. С. 16–23.

ВЫЧИСЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ КЭВ-НЫХ ЭНЕРГИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Нгуен-Чьонг Хиеу Тхань

*Волгоградский государственный технический университет,
факультет электроники и вычислительной техники, Волгоград, Россия*

Распределение энерговыведения пучка электронов кэВ-ных энергий в твердых телах играет важную роль в электронной литографии и необходимо для понимания физических процессов в современных электронно-эмиссионных методах диагностики поверхности, таких как Оже-электронная спектроскопия, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, микротомография обратно рассеянных электронов и т.д. Тем не менее, такое распределение не легко измерено в экспериментах. С теоретической точки зрения это распределение может быть определено аналитической теорией транспорта Спенсера [1], или методом Монте-Карло (МК).

Надежность МК симуляции сильно зависит от точности сечения рассеяния электронов. При движении в твердых телах электрон теряет свою энергию при неупругих столкновениях с атомами в веществе и рассеивается на основном атомном потенциале, отличающемся от потенциала свободного атома вследствие образования валентной зоны и зоны проводимости при конденсации отдельных атомов в кристаллическое твердое тело. В предыдущей работе, мы предложили вычисления неупругого и упругого сечений рассеяния электронов энергий от 10 эВ до 30 кэВ с учетом потенциала кристаллической решетки. Эти сечения используются в настоящей работе для определения распределения энерговыведения плоского моноэнергетического мононаправленного источника электронов с начальной энергией 25 кэВ в медном мишени вычислено методом МК в приближении непрерывного замедления (ПНЗ).

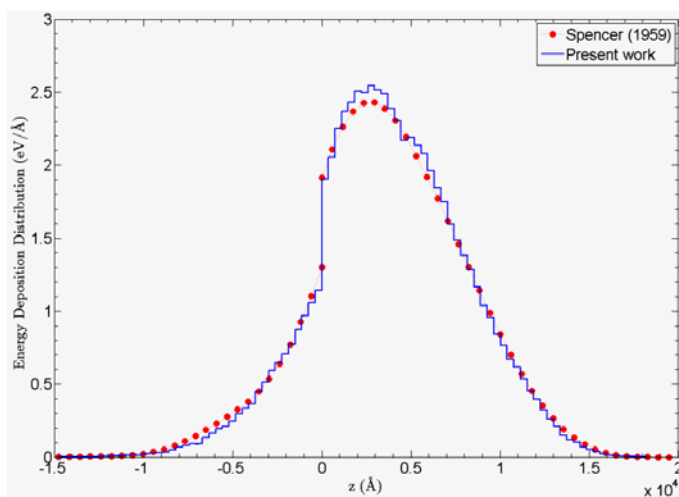


Рис. 1. Распределение энерговыведения плоского моноэнергетического мононаправленного источника электронов с начальной энергией 25 кэВ в медном мишени вдоль оси OZ. Сравнение результатов настоящей работы с вычислением Спенсера [1].

На рисунке показано распределение энерговыделения плоского моноэнергетического мононаправленного источника электронов с начальной энергией 25 кэВ в медном мишени вдоль оси OZ.

Сравнение настоящего результата с вычислением Спенсера [1] показало хорошее совпадение.

E-mail: ntthieu@hcmus.edu.vn

Литература

1. Spencer L.V. Theory of Electron Penetration / L. V. Spencer // Phys. Rev. – 1955 – V. 98 – P. 1597.
2. Nguyen-Truong H.T. Determination of the maximum energy loss for electron stopping power calculations and its effect on backscattering electron yield in Monte-Carlo simulations applying continuous slowing-down approximation / H. T. Nguyen-Truong // J. Appl. Phys. – 2013. – V. 114 – P. 163513.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПОПРАВКИ К ЧАСТОТАМ ВНУТРЕННИХ И ВНЕШНИХ ВОЛН В ДВУХСЛОЙНОЙ ЖИДКОСТИ

Федоров М.С.

*Ярославский государственный университет имени П.Г. Демидова,
факультет физики, Ярославль, Россия*

В настоящей работе в асимптотических расчётах третьего порядка малости аналитически рассчитаны нелинейные поправки к частотам поверхностных и внутренних волн.

Рассмотрим волны на заряженной границе раздела $z = \xi_2(x, t)$, и на свободной поверхности $z = h + \xi_1(x, t)$, двух несмешивающихся, несжимаемых жидкостей, где $\xi_1(x, t)$ и $\xi_2(x, t)$ - возмущения свободной поверхности слоя и границы раздела сред, соответственно, амплитуды которых $|\xi_1| \sim |\xi_2| \ll h$ принимаются в качестве малого параметра задачи. Верхняя жидкость — диэлектрик с диэлектрической проницаемостью ϵ имеет толщину h , поверхностное натяжение σ_1 и плотность ρ_1 , а нижняя — идеальный проводник с поверхностным натяжением σ_2 , и плотностью ρ_2 (по определению $\rho_2 > \rho_1$) заполняет в поле сил тяжести \vec{g} полубесконечное пространство $z \leq 0$. Примем, что часть пространства над верхней жидкостью является вакуумом. На границе раздела жидкостей равномерно распределён электрический заряд, который создает в области пространства $z > 0$ электростатическое поле.

Поставленная задача решается классическими методами гидродинамики, решения которой ищутся в виде асимптотических разложений. В нулевом порядке малости находятся аналитические выражения для распределения гидродинамических и электростатических давлений в равновесном состоянии системы. В первом порядке находятся решения для полей скоростей, электростатических потенциалов и дисперсионное уравнение. В задаче второго порядка малости находятся нелинейные поправки к амплитудам волн, которые требуются для отыскания нелинейных поправок к частотам волн. Сами же поправки к частотам волн определяются в расчетах третьего порядка, имеют второй порядок и сказываются лишь на частотах волн первого порядка малости. Для того, чтобы отыскать нелинейные поправки к частотам волн второго порядка малости все расчёты нужно проводить в четвёртом порядке разложений по малому параметру, но в этой работе они не рассчитываются в связи с громоздкостью вычислений. Нелинейные поправки третьего порядка малости к амплитудам волн так же не будут вычисляться в виду незначительности их влияния на амплитуду волн в целом (хотя это и не сложно сделать по найденным решениям). Следует отметить, что задачи о внутренних и поверхностных волнах в слоисто-неоднородной жидкости в последние годы неодно-

кратно решались, как в линейной, так в нелинейной постановках, но нелинейные расчёты, как правило, ограничивались вторым порядком малости в виду громоздкости проблемы. А как было сказано выше, нелинейные поправки к частотам волн, возможно, отыскать лишь в расчетах третьего порядка.

Математическая формулировка задачи третьего порядка малости имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 z = 0: \quad & -\frac{\partial \varphi_0^{(3)}}{\partial T_0} + \frac{\partial \varphi_2^{(3)}}{\partial z} = \Xi_{11}; \quad \frac{\partial \Phi_0^{(3)}}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial \Phi_2^{(3)}}{\partial z} = \Xi_{12}; \\
 & \frac{\partial \zeta_1^{(3)}}{\partial x} \frac{\partial \Phi_0^{(0)}}{\partial z} - \frac{\partial \zeta_1^{(3)}}{\partial x} \frac{\partial \Phi_1^{(0)}}{\partial z} + \frac{\partial \Phi_0^{(3)}}{\partial x} - \frac{\partial \Phi_1^{(3)}}{\partial x} = \Xi_{13}; \\
 & -g\rho_1 \zeta_1^{(3)} - \rho_1 \frac{\partial \varphi_1^{(3)}}{\partial T_0} + \frac{\varepsilon - 1}{4\pi\varepsilon} \frac{\partial \Phi_0^{(0)}}{\partial z} \frac{\partial \Phi_0^{(3)}}{\partial z} + \sigma_1 \frac{\partial^2 \zeta_1^{(3)}}{\partial x^2} = \Xi_{14}; \\
 z = h: \quad & \frac{\partial \varphi_1^{(3)}}{\partial z} - \frac{\partial \varphi_2^{(3)}}{\partial z} = \Xi_{21}; \quad -\frac{\partial \zeta_2^{(3)}}{\partial T_0} + \frac{\partial \varphi_2^{(3)}}{\partial z} = \Xi_{22}; \quad \Phi_1^{(3)} + \zeta_2^{(3)} \frac{\partial \Phi_1^{(0)}}{\partial z} = \Xi_{23}; \\
 & g\zeta_2^{(3)} (\rho_1 - \rho_2) + \rho_2 \frac{\partial \varphi_2^{(3)}}{\partial T_0} + \rho_1 \frac{\partial \varphi_1^{(3)}}{\partial T_0} + \frac{\varepsilon}{4\pi} \frac{\partial \Phi_1^{(0)}}{\partial z} \frac{\partial \Phi_1^{(3)}}{\partial z} + \sigma_2 \frac{\partial^2 \zeta_2^{(3)}}{\partial x^2} = \Xi_{24}. \quad (1)
 \end{aligned}$$

где Ξ — функции неоднородностей, определяющиеся решениями первого и второго порядков малости; φ_1, φ_2 и Φ_1, Φ_2 — гидро и электростатические потенциалы (индексы 1 и 2 относятся к верхнему слою и нижней бесконечно глубокой жидкости, соответственно).

Решая систему (1) с неоднородными граничными условиями, помимо поправок к профилям волн и потенциалам третьего порядка малости $\zeta_1^{(3)}, \varphi_1^{(3)}, \Phi_1^{(3)}$ (что не является целью данного исследования), получаем два дифференциальных уравнения относительно ζ_{11} и ζ_{12} из которых можно найти нелинейные поправки к частотам волн:

$$iC_1 \frac{\partial \zeta_{11}}{\partial T_2} = A_1 \zeta_{11}^2 \bar{\zeta}_{11} + B_1 \zeta_{11} \zeta_{12} \bar{\zeta}_{12}; \quad iC_2 \frac{\partial \zeta_{12}}{\partial T_2} = A_2 \zeta_{12}^2 \bar{\zeta}_{12} + B_2 \zeta_{11} \zeta_{12} \bar{\zeta}_{11}. \quad (2)$$

где черта над амплитудами ζ означает комплексное сопряжение; i — мнимая единица; A, B, C — константы.

Подставив в систему дифференциальных уравнений (2) функции ζ_{11}, ζ_{12} в виде $\zeta_{11} = \zeta_{11}(T_2) \exp[i\beta_1(T_2)]$, $\zeta_{12} = \zeta_{12}(T_2) \exp[i\beta_2(T_2)]$ и проинтегрировав их, получаем два уравнения, в каждом из которых будет реальная и мнимая части. Приравняв каждую из них нулю, получаем новую систему, состоящую уже из четырех уравнений:

$$\frac{\partial \zeta_{11}(T_2)}{\partial T_2} = 0; \quad \frac{\partial \zeta_{12}(T_2)}{\partial T_2} = 0; \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
 A_1 \zeta_{11}^3(T_2) + B_1 \zeta_{11}(T_2) \zeta_{12}^2(T_2) - C_1 \zeta_{11}(T_2) \frac{\partial \beta_1(T_2)}{\partial T_2} &= 0; \\
 A_2 \zeta_{12}^3(T_2) + B_2 \zeta_{12}(T_2) \zeta_{11}^2(T_2) - C_2 \zeta_{12}(T_2) \frac{\partial \beta_2(T_2)}{\partial T_2} &= 0. \quad (4)
 \end{aligned}$$

Решением уравнений (3) будут произвольные функции времени T_2 . Считаем, что $\zeta_{11}(T_2) \neq 0$, $\zeta_{12}(T_2) \neq 0$, в противном случае будем иметь невозмущенную поверхность жидкостей, отсутствие полей скоростей внутри жидкостей и невозмущенное электрическое поле. Поэтому, поделив (4) на $\zeta_{11}(T_2)$ и $\zeta_{12}(T_2)$, получим:

$$\beta_1(T_2) = \left(\frac{A_1}{C_1} \zeta_{11}^2 + \frac{B_1}{C_1} \zeta_{12}^2 \right) T_2 + \mu_1(T_2);$$

$$\beta_2(T_2) = \left(\frac{A_2}{C_2} \zeta_{12}^2 + \frac{B_2}{C_2} \zeta_{11}^2 \right) T_2 + \mu_2(T_2).$$

где μ_1, μ_2 — произвольные функции времени T_2 , которые возникают при интегрировании уравнений (4), а при удовлетворении начальным условиям принимаются равными нулю.

Коэффициенты, стоящие в скобках при T_2 , это и есть нелинейные поправки к частотам волн, которые имеют второй порядок малости.

Заключение. В аналитических асимптотических расчётах третьего порядка малости по безразмерной амплитуде рассчитаны нелинейные поправки к частотам поверхностных и внутренних капиллярно-гравитационных волн. Изучено их поведение при изменении волнового числа, толщины слоя верхней жидкости и напряженности внешнего электростатического поля. Показано, что нелинейные поправки в зависимости от значений физических параметров могут, как увеличивать частоту волн, так и уменьшать. Так же оказалось, что поправки имеют резонансный вид, т.е. при определённых значениях физических величин они неограниченно растут, выходя за рамки асимптотичности. Нелинейная поправка к частоте волн на свободной поверхности в положении резонанса может менять свой знак и, значит, она может, как увеличивать частоту волн, так и уменьшать. Нелинейная поправка к частоте волн на границе раздела всегда отрицательна кроме ближайшей окрестности точки резонанса, следовательно, она, как правило, снижает частоты волн.

E-mail: yardemid@mail.ru

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН, ПОРОЖДЕННЫХ ПЛОСКИМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ РАЗДЕЛА В СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ СО СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Петрушов Н.А.

*Ярославский государственный университет имени П.Г.Демидова,
физический факультет, Ярославль, Россия*

Волны в слоисто-неоднородной жидкости издавна привлекали внимание исследователей. Изучение линейного и нелинейного взаимодействия как поверхностных, так и внутренних волн в слоисто-неоднородной жидкости представляет как академический интерес для физики моря и физики атмосферы, так и чисто практический в связи с проблемами судоходства и воздухоплавания.

Решена задача о расчёте характеристик капиллярно-гравитационных поверхностных и внутренних волн на плоских поверхностях раздела сред в стратифицированной по плотности жидкости в электростатическом поле. Полагалось, что верхней средой является вакуум, напряженность электростатического поля в котором равна \vec{E}_0 , \vec{g} — ускорение свободного падения. Толщина верхнего слоя идеальной несжимаемой диэлектрической жидкости с массовой плотностью ρ_1 и диэлектрической проницаемостью ϵ_2 равна h . Нижняя идеально проводящая идеальная несжимаемая жидкость с плотностью ρ_2 заполняет нижнее полубесконечное пространство (полагаем $\rho_1 < \rho_2$). Коэффициент поверхностного натяжения свободной поверхности верхней жидкости σ_1 , а границы раздела сред σ_2 .

Математическая постановка задачи имеет вид:

$$\frac{\partial \vec{u}_j}{\partial t} + (\vec{u}_j, \nabla) \vec{u}_j = -\frac{1}{\rho_j} \nabla p_j + \vec{g}; \quad \operatorname{div} \vec{u}_j = 0; \quad \operatorname{div} \vec{E}_m = 0$$

Граничные условия на свободной поверхности $z = h + \xi_0$.

$$\begin{aligned} \frac{dF_0}{dt} = 0; \quad F_0 \equiv z - h - \xi_0; \quad E_{n0} = \varepsilon_d E_{n1}; \quad E_{\tau 0} = E_{\tau 1} \\ p_1 - p_0 - \frac{1}{8\pi} (E_0^2 - 2E_{n0}^2) + \frac{\varepsilon_d}{8\pi} (E_1^2 - 2E_{n1}^2) - \sigma_1 \operatorname{div} \vec{n}_0 = 0; \quad \vec{n}_0 = \frac{\nabla F_0}{|\nabla F_0|} \end{aligned}$$

Граничные условия на границе раздела сред $z = \xi_1$

$$\begin{aligned} \frac{dF_1}{dt} = 0; \quad F_1 \equiv z - \xi_1; \quad E_{n1} = 0; \quad E_{\tau 1} = 0 \\ p_2 - p_1 + \frac{\varepsilon_d E_1^2}{8\pi} - \sigma_2 \operatorname{div} \vec{n}_1 = 0; \quad \vec{n}_1 = \frac{\nabla F_1}{|\nabla F_1|} \end{aligned}$$

Начальные условия:

$$\xi_0(x, 0) = a \cos(kx); \quad \xi_1(x, 0) = b \cos(kx); \quad \frac{\partial \xi_m}{\partial t} = 0$$

где \vec{u}_j — профиль скорости в слое; p_j — давление в слое; p_0 — внешнее давление; E_1 — напряженность электростатического поля в верхнем слое диэлектрической жидкости; F_m и ξ_m — форма и возмущение поверхностей раздела, $\xi_0 \sim \xi_1$. Индекс j принимает значения «1» и «2», индекс m принимает значения «0» и «1».

Задача решалась асимптотическим методом многих временных масштабов с точностью до второго порядка малости включительно. В качестве малого параметра была выбрана амплитуда начальных возмущений.

В аналитических асимптотических расчетах установлено, что в слоисто-неоднородной жидкости, стратифицированной по плотности, имеет место внутреннее нелинейное взаимодействие. Амплитудные множители в решениях второго порядка малости содержат сомножители, которые при определенных значениях физических параметров обращаются в бесконечность, другими словами, являются резонансными. Всего насчитывается восемь нелинейных резонансов:

$$\begin{aligned} \Omega_1 \sim [4(\omega_1(k))^2 - (\omega_1(2k))^2]^{-1}; \quad \Omega_2 \sim [4(\omega_2(k))^2 - (\omega_2(2k))^2]^{-1} \\ \Omega_3 \sim [4(\omega_1(k))^2 - (\omega_2(2k))^2]^{-1}; \quad \Omega_4 \sim [4(\omega_2(k))^2 - (\omega_1(2k))^2]^{-1} \\ \Omega_5 \sim [(\omega_1(k) + \omega_2(k))^2 - (\omega_1(2k))^2]^{-1}; \quad \Omega_6 \sim [(\omega_1(k) + \omega_2(k))^2 - (\omega_2(2k))^2]^{-1} \\ \Omega_7 \sim [(\omega_1(k) - \omega_2(k))^2 - (\omega_1(2k))^2]^{-1}; \quad \Omega_8 \sim [(\omega_1(k) - \omega_2(k))^2 - (\omega_2(2k))^2]^{-1} \\ \omega_1(k) = \sqrt{-\frac{\eta(k)}{2\gamma(k)} + \sqrt{\left(\frac{\eta(k)}{2\gamma(k)}\right)^2 + \frac{\chi(k)}{\gamma(k)}}; \quad \omega_2(k) = \sqrt{-\frac{\eta(k)}{2\gamma(k)} - \sqrt{\left(\frac{\eta(k)}{2\gamma(k)}\right)^2 + \frac{\chi(k)}{\gamma(k)}} \end{aligned}$$

где $\omega_j(k)$ — частота волны с волновым числом k ; $\eta(k)$, $\gamma(k)$ и $\chi(k)$ — функции от физических параметров задачи. Волны с частотами $\omega_1(k)$ порождаются свободной поверхностью, а волны с частотами $\omega_2(k)$ порождаются границей раздела сред, в чём легко убедиться, переходя к пределу: $\sigma_j \rightarrow 0, E_0 \rightarrow 0, \rho_j \rightarrow 0$. При таком предельном переходе мы приходим к гравитационным волнам, дисперсионное соотношение для которых известно, а граница раздела исчезает, также как и порождаемые ею волны. Т.е. при указанном предельном переходе должно выполняться: $\omega_1(k) \rightarrow \sqrt{gk}$, $\omega_2(k) \rightarrow 0$.

В первых двух резонансных ситуациях: $\Omega_1 \rightarrow \infty, \Omega_2 \rightarrow \infty$; мы имеем дело с вырожденным резонансным взаимодействием волн, заданных в начальный момент, и волн,

возбуждающихся из-за нелинейности уравнений гидродинамики, порождаемых одной и той же поверхностью. В вырожденных резонансах $\Omega_3 \rightarrow \infty$ и $\Omega_4 \rightarrow \infty$ волны, порождённые на одной из границ, взаимодействуют с волнами, порождёнными другой границей. В последних четырех вторичных комбинационных резонансах: $\Omega_3 \rightarrow \infty$, $\Omega_6 \rightarrow \infty$, $\Omega_7 \rightarrow \infty$ и $\Omega_8 \rightarrow \infty$; волны с частотами, являющимися линейными комбинациями частот волн, порождённых на разных границах $\omega_1(k)$ и $\omega_2(k)$, взаимодействуют с вторичными волнами, порождёнными одной из границ $\omega_j(2k)$.

Для детального исследования резонансов из динамического граничного условия второго порядка малости были получены эволюционные уравнения для амплитуд волн (обыкновенные дифференциальные уравнения второго порядка по времени). Исключение секулярных слагаемых из эволюционных уравнений позволило получить системы дифференциальных уравнений первого порядка для каждой резонансной ситуации относительно амплитуд взаимодействующих волн. Например, для резонанса Ω_5 система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} iA \frac{\partial \alpha_1(2k, T_1)}{\partial T_1} + B \alpha_2(k, T_1) \alpha_1(k, T_1) e^{i\delta T_1} &= 0 \\ iC \frac{\partial \alpha_2(k, T_1)}{\partial T_1} + D \alpha_1(k, T_1) \alpha_1(2k, T_1) e^{-i\delta T_1} &= 0 \\ iE \frac{\partial \alpha_1(k, T_1)}{\partial T_1} + F \alpha_2(k, T_1) \alpha_1(2k, T_1) e^{-i\delta T_1} &= 0 \end{aligned}$$

где $\alpha_j(k, T_1)$ — амплитуда волны с частотой $\omega_j(k)$; A, B, C, D, E и F — функции от физических параметров задачи. Решение системы дифференциальных уравнений позволило получить временные зависимости амплитуд волн, взаимодействующих в резонансе Ω_5 .

Исследование комбинационных резонансов показало, что взаимодействие реализуется между поверхностными волнами, однако при катализационном влиянии внутренней волны, обусловленной наличием границы раздела сред, которая не меняет своих параметров, но необходима для реализации резонанса.

E-mail: mikola_imba@mail.ru

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОГРЕВА ПОРОД-КОЛЛЕКТОРОВ «СЛАНЦЕВОЙ НЕФТИ» ПРИ ПЕРЕМЕЩЕНИИ ВНУТРИПЛАСТОВОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛОТЫДЕЛЕНИЯ

Федорова О.В., Исаева А.В., Доброжанский В.А.

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

Проблема эффективной разработки месторождений «сланцевой нефти» является одной из наиболее актуальных технологических проблем нефтяных компаний во всем мире. Для российских компаний приоритетность этой проблемы в настоящее время возрастает, поскольку, во-первых, Россия признана мировым лидером по запасам «сланцевой нефти» [1], во-вторых, в 2013 году государство ввело ряд мер по налоговому стимулированию освоения подобных запасов [2].

Данная работа посвящена разработке специальной математической модели процесса извлечения углеводородного сырья из пород-коллекторов «сланцевой нефти». Модель отражает основные представления о физическом механизме таких способов разработки залежей, при которых в пласте создается источник тепловыделения (внутрипластовое горение, термогазовый метод [3]). В ходе разработки залежи источник тепловыделения перемещается внутри пласта, меняя его температурный режим. Перераспределение тепла при разработке пород-коллекторов «сланцевой нефти» представляется

важным фактором, влияющим на конечную эффективность извлечения углеводородного сырья. Поэтому в данной работе основное внимание уделено изучению эволюции температурного режима залежи в процессе ее разработки.

С математической точки зрения изучаемая в данной работе математическая модель представляет собой систему нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных [4]. Для данной системы формулируется соответствующая начальнокраявая задача, которая в упрощенной постановке решается с применением численных методов [5]. В рамках решения поставленной задачи был создан программный комплекс, позволивший в вычислительном эксперименте получить оценки температурного режима модельного пласта «сланцевой нефти», исследовать «робастность» модели, сделать предварительные выводы о достигаемых уровнях прогрева пласта при перемещении в нем источника тепловыделения различной мощности.

E-mail: Fedorovaov.msu@gmail.com

Литература

1. Kuuskraa, V., Stevens, S., Moodhe, K. Technically Recoverable Shale Oil and Shale Gas Resources: An Assessment of 137 Shale Formations in 41 Countries Outside the United States. EIA, U.S. Department of Energy report. 2013.
2. Налоговый кодекс Российской Федерации: Ст. 342.2. № 213–ФЗ (ред. от 23.07.2013).
3. Новый отечественный способ разработки месторождений баженовской свиты: часть 1 / В.Ю. Алекперов [и др.] // Нефтяное хозяйство. 2013, № 12. С. 100–105.
4. Исаева А.В. Исследование математической модели термогазового воздействия на нефтяной пласт в вычислительном эксперименте // Материалы XIX Международной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов». Москва, 2012. С. 110–111.
5. Петров И.Б., Лобанов А.И. Лекции по вычислительной математике. М.: БИНОМ. 2006.

НЕЛИНЕЙНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЗАРЯЖЕННОЙ КАПЛИ В ОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Ширяев А.А.

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

Проблема выяснения физических закономерностей реализации неустойчивости заряженной капли в однородном электростатическом поле рассматривалась многими исследователями как экспериментально, так и теоретически. Но дело осложнилось тем, что капля в однородном электростатическом поле принимает равновесную форму близкую к вытянутому по полю сфероиду. Во всяком случае, в линейном приближении по квадрату эксцентриситета капля имеет такую форму. Отличия от сфероидальности проявляются лишь в более высоких порядках малости. При решении задачи приходится сталкиваться с двумя малыми параметрами: безразмерной амплитудой осцилляций и квадратом эксцентриситета заряженной капли в электростатическом поле. Поэтому исследование, проводящееся в линейном приближении по каждому из параметров, в реальности является нелинейным, имеющим второй порядок малости.

В работе рассматривается капля радиуса R идеальной, идеально проводящей, несжимаемой жидкости плотностью ρ , с коэффициентом поверхностного натяжения σ , зарядом Q , помещённая в однородное электрическое поле E_0 . Всё рассмотрение проводится в сферической системе координат с началом в центре масс капли. Задача решается в приближении потенциального течения жидкости в безразмерных переменных $R=\rho=\sigma=1$. Рассматривается осесимметричная постановка, зависимость искомых величин от азимутального угла не рассматривается.

Математическая постановка задачи имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla) \mathbf{V} &= -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{\mathbf{F}_{\text{ин}}}{\rho}; & \text{div} \mathbf{V} &= 0; & \Delta \Phi &= 0; \\ r &= r(\theta) + \xi(\theta, t); & P - P_{\text{атм}} + P_E &= P_0, & \Phi &= \text{const}; \\ r \rightarrow \infty: & \Phi = E_0 r \cos \theta; & r = 0: & |\mathbf{V}| < \infty; \end{aligned}$$

$$\iiint_V dV = \frac{4}{3} \pi R^3; \quad \iiint_V r dV = 0; \quad \iint_S \kappa dS = Q.$$

Искомые функциями являются: $\mathbf{V}(r, t)$ — поле скоростей жидкости; $r(\theta)$ — образующая формы поверхности капли; $\xi(\theta, t)$ — волновое возмущение бесконечно малой амплитуды равновесной поверхности сфероида; (r, θ, t) — электрический потенциал в окрестности капли.

Решения искомых функций ищутся в виде разложений по полиномам Лежандра. Задача скаляризуется переходом к гидродинамическому потенциалу $\mathbf{V} = \nabla \psi$ и линейруется по малой величине возмущения $\frac{|\xi(\theta, t)|}{\min |r(\theta)|} \ll 1$ и по квадрату эксцентриситета $e^2 \ll 1$. Разбирая задачу по порядкам малости, получим задачи первого по квадрату эксцентриситета и второго порядка по комбинации малых параметров.

Из задачи первого порядка определяется $r(\theta)$ — равновесная форма поверхности капли, которая является сфероидальной. Величина эксцентриситета сфероидальной капли определяется параметрами Тейлора ($w = E_0^2 R / 16\pi \sigma$) и Релея ($W = Q^2 / 16\pi \sigma R^3$).

Из задачи второго порядка малости получаем искомые функции – электрический потенциал в окрестности капли, гидродинамический потенциал, дисперсионное

$$\begin{aligned} \omega_n(w, W) &= \left(n(n-1)(2+n+4W) + w \left(\frac{24n}{1-W} - \frac{24nW}{1-W} - 36n^2 U_{1,n-1+n,n} U_{1,n,-1+n} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - 36n(2+n) U_{1,n,1+n} U_{1,1+n,n} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{3n(18-3n^2-8W+4W^2-n(3+16W-4W^2)) U_{2,n,n}}{1-W} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{3(2-7n-n^2-4W) Y_{2,n,n}}{1-W} \right); \end{aligned}$$

$$U_{n,m,l} = (C_{n,0,m,0}^{l,0})^2; \quad Y_{n,m,l} = -\sqrt{n(n+1)m(m+1)} C_{n,0,m,0}^{l,0} C_{n,-1,m,1}^{l,0};$$

где $C_{l_1, m_1, l_2, m_2}^{j, m_0}$ — коэффициенты Клебша-Гордана, и эволюционное уравнения:

$$\begin{aligned} \alpha_n''(t) + \omega_n^2 \alpha_n(t) + C d_{-2}(n) \alpha_{n-2}''(t) + C d_2(n) \alpha_{n+2}''(t) + \\ + C f_{-2}(n) \alpha_{n-2}(t) + C f_{-1}(n) \alpha_{n-1}(t) + C f_1(n) \alpha_{n+1}(t) + C f_2(n) \alpha_{n+2}(t) = 0. \end{aligned}$$

Из эволюционного уравнения, определяем набор критических значений w в зависимости от номера моды n и параметра W , что проиллюстрировано рис. 1.

На рис. 1. кривые расположены сверху вниз, в порядке возрастания параметра Релея: $W=0; 0.05; 0.1; 0.3$. Как видно из графика, с ростом заряда на капле происходит уменьшение критических значений w , что приводит к потере устойчивости поверхности капли при меньшем внешнем поле.

Заключение. В проведенном рассмотрении главное, что обнаружилось, что критические значения параметра Тейлора (для заряженной или незаряженной капли) с увеличением номера моды выходят на насыщение в отличие от критического значения параметра Релея для сильно заряженной капли в отсутствие внешнего поля, который стремится к бесконечности, пропорционально полуторной степени от номера моды. Показано, что зависимость критической величины полевого параметра (параметра Тейлора) от номера моды n выходит на насыщение при $n \approx 50$, и можно указать значение w , при котором все моды неустойчивы — капля выбросит струю, как это отмечено в экспериментах Кима и Данна, проведенных пару лет назад.

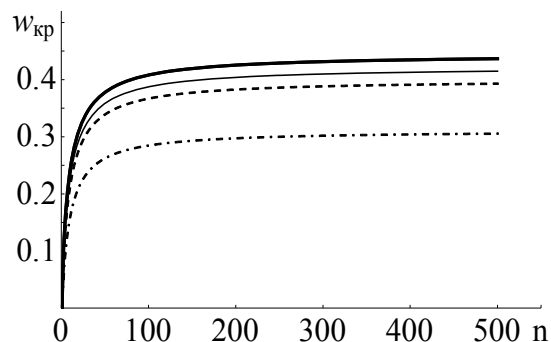


Рис. 1.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИСТЕМЫ СЛЕЖЕНИЯ ЗА ТОЧКОЙ МАКСИМАЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПАНЕЛИ, ОСНОВАННОЙ НА БАЗЕ МЕТОДА ИНКРЕМЕНТНОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Хегази Резк^{1,2}, Tikhonov A.V.³

¹Университет г. Минья, Минья, Египет

²Московский государственный машиностроительный университет, Москва,

³Всероссийский электротехнический институт им.В.И. Ленина», Москва, Россия,

Мощность, генерируемая фотоэлектрической панелью (ФЭП), зависит от ее выходного напряжения, которое постоянно изменяется в зависимости от погодных условий, времени суток, температуры ФЭП и нагрузки. Оптимальное значение напряжения определяет точку максимума мощности при текущих условиях. Для отслеживания уровней напряжения на выходе ФЭП, при которых ее эффективность максимальна, применяются системы слежения за точкой максимальной мощности (СТММ).

Существует несколько методов слежения за точкой максимальной мощности ФЭП для получения пиковой мощности. Наиболее часто используемые методы: поддержания постоянного напряжения (ПН); возмущения и анализа (ВА); инкрементной проводимости (ИП); на основе искусственных нейронных сетей (ИНС); на основе нечёткой логики (НЛ) [1–4].

В данной работе представлены результаты моделирования системы слежения за точкой максимальной мощности (ТММ) фотоэлектрической панели, основанной на базе метода инкрементной проводимости с помощью дискретного И-регулятора. Моделирование осуществлено с помощью программы PSIM при различной интенсивности солнечного излучения.

Значение производной функции выходной мощности по напряжению должно быть равно нулю в ТММ: сигнал рассогласования определяется по формуле [5–7];

$$e = \frac{I(n) - I(n-1)}{U(n) - U(n-1)} + \frac{I(n)}{U(n)}$$

Структурная схема системы слежения за ТММ, основанной на методе инкрементной проводимости, представлена на рис. 1.

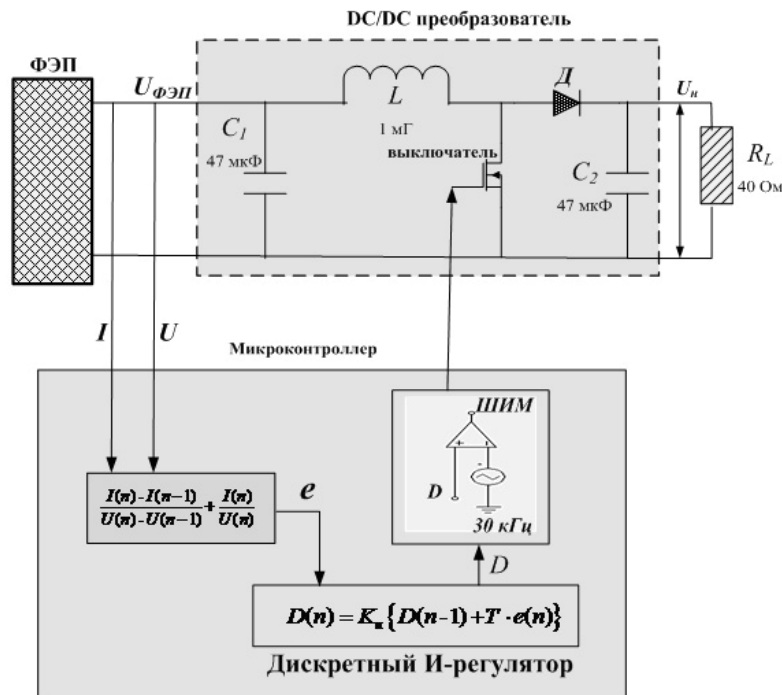


Рис. 1. Структурная схема системы слежения за точкой максимальной мощности, основанной на методе инкрементной проводимости: e — сигнал рассогласования; T — период дискретизации; D — коэффициент заполнения, численно равный отношению времени замыкания ключа к периоду следования импульсов управления ключом; ШИМ — широтно-импульсная модуляция; K_I — коэффициент И-регулятора.

Схема, представленная на рис. 1 была смоделирована с помощью PSIM. Динамические характеристики выходной мощности ФЭП при различных условиях представлены на рис. 2.

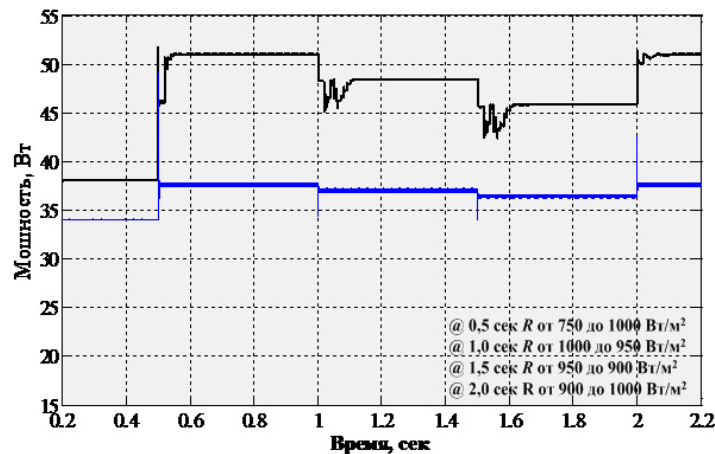


Рис. 2. Динамическая характеристика мощности ФЭП.

По результатам моделирования системы слежения за точкой максимальной мощности, основанной на базе метода инкрементной проводимости, можно свидетельствовать о ее высокой эффективности.

hegazy.hussien@mu.edu.eg, antikhonov_86@mail.ru

Литература

1. Хегазы Резк, Виссарионов В.И. Моделирование системы слежения за максимумом мощности фотоэлектрической панели // ISSN 0013–5380. Электричество. 2012, №. 2, 50–53 с.

2. Хегази Резк, Виссарионов В.И. Сравнительный анализ методов инкрементной проводимости и искусственных нейронных сетей для систем слежения за точкой максимальной мощности фотоэлектрической панели // Вестник МЭИ. 2012, № 2.
3. Eltamaly Ali. M. Modeling of Fuzzy Logic Controller for Photovoltaic Maximum Power Point Tracker // Solar Future 2010 Conf. Proc., Istanbul, Turkey, Feb. 2010, p. 4–9.
4. Piegari L., Rizzo R. Adaptive perturb and observe algorithm for photovoltaic maximum power point tracking// IET Renew. Power Gener., Vol. 4, Iss. 4, 2010, p. 317–328.
5. Liu F., Duan S., Liu B., and Kang Y. A variable step size INC MPPT method for PV Systems // IEEE Trans. Ind. Electron., vol. 55, no.7, pp. 2622–2628, Jul. 2008.
6. Emad M. Ahmed, Masahito Shoyama. Stability Study of Variable Step Size Incremental Conductance/Impedance MPPT for PV systems// Power Electronics and ECCE Asia (ICPE & ECCE), 2011 IEEE 8th International Conference, May 30 2011–June 3 2011, p. 386–392.
7. Emad M. Ahmed, Masahito Shoyama. Modified Adaptive Variable Step-Size MPPT Based-on Single Current Sensor// TENCON 2010 - IEEE Region 10 Conference, 21–24 Nov. 2010, p. 1235–1240.

ТОЧНОЕ АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МАГНИТОСТАТИКИ В СЛУЧАЕ ОДНОРОДНО НАМАГНИЧЕННОЙ ТРЕУГОЛЬНОЙ ПРИЗМЫ

Балашов И.С., Герасименко Т.Н.

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

При решении прикладных задач электродинамики нередко возникает необходимость оценки магнитных полей, создаваемых различными источниками [Panhorst, 2005; Соколов, 2007; Печенков, 2007]. В качестве таких источников обычно выступают различные системы токов или постоянных магнитов. В подавляющем большинстве случаев расчет намагниченности и магнитных полей постоянных магнитов ведется численными методами [Резинкина, 2009]. Этот подход при всех несомненных достоинствах имеет и свои недостатки: зачастую может приводить к численным неустойчивостям, требовать большого времени счета, и самое главное, не позволяет провести анализ решаемой задачи без большого количества повторных расчетов.

В связи с этим представляет значительный интерес разработка аналитических решений задач такого рода. Использование аналитических решений дает существенный выигрыш и при численном моделировании, так как их использование даже на отдельных этапах, может не только существенно сократить время счета, но и повысить точность результата.

Среди известных точно решаемых задач магнитостатики общеизвестной является задача об однородно намагниченном эллипсоиде и его предельных случаях: шаре и бесконечных цилиндре и плоскости [Тамм, 1989]. Точное аналитическое выражение для величины магнитного поля, создаваемого равномерно намагниченным прямоугольным параллелепипедом, было найдено относительно недавно, в 2005 году [Engel-Herbert R, 2005].

В данной работе получено точное аналитическое решение задачи о магнитном поле, создаваемом однородно намагниченной вдоль высоты правильной треугольной приз-

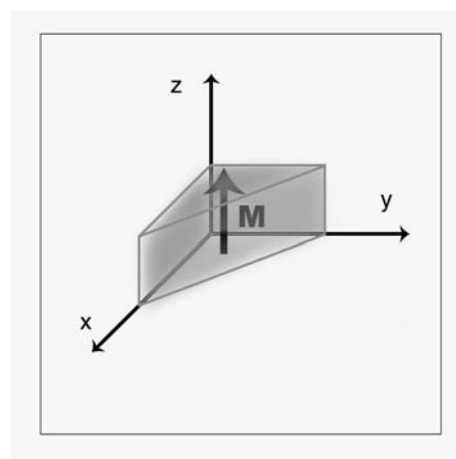


Рис. 1. Рассматриваемая призма

мой (рис. 1). В силу принципа суперпозиции магнитных полей, это решение значительно расширяет количество объектов различной геометрической формы, для которых в аналитическом может быть вычислено магнитное поле.

При расчете магнитного поля предполагалось, что объемная плотность токов свободных зарядов внутри призмы равняется нулю, что позволило использовать метод скалярного потенциала. Поскольку этот метод формально аналогичен задаче электростатики, полученное решение также может быть использовано и для решения электростатических задач.

Таким образом, в результате проделанной работы были получены точные аналитические выражения для компонент магнитного поля, создаваемого однородно намагниченной правильной треугольной призмой.

E-mail: Pike94@bk.ru

Литература

1. Engel-Herbert R. and Hesjedal T. Calculation of the magnetic stray field of a uniaxial magnetic domain. // J. Appl. Phys, 97, 074504 (2005).
2. Panhorst M. On-chip manipulation and positioning of biomolecules with magnetic beads. // PhD thesis, Bielefeld University, 2005.
3. Печенков А.Н. Алгоритмы расчетов и моделирования прямых и обратных задач магнито-статической дефектоскопии и устройств технической магнитостатики: Дис.д. техн. наук: 05.02.11. – Екатеринбург, – 2007.
4. Резинкина М.М. Численный расчет магнитного поля и магнитного момента ферромагнитных тел сложной пространственной конфигурации. // ЖТФ, 2009, том 79, вып. 8.
5. Соколов Д.Ю. Синтез высокооднородного поля постоянного магнита МР-томографа и задача реконструкции плотности объекта: Дис. канд. техн. наук: 05.11.01 – СПб., 2007.
6. Тамм И.Е. Электричество. – М.: Наука, 1989.

ГИБРИДНАЯ СХЕМА МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ В ЗАДАЧАХ РАССЕЙНИЯ СВЕТОВЫХ ВОЛН ЧАСТИЦАМИ НА ПОДЛОЖКЕ

Лопушенко И.В.

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

Развитие современных технологий и расширение сферы применимости металлических и диэлектрических наноструктур в различных прикладных задачах приводит к тому, что необходимо корректно анализировать рассеивающие свойства различных наночастиц, а так же их систем [1]. Особенный интерес вызывают наночастицы из благородных металлов, таких как серебро (Ag) или золото (Au) в силу своих уникальных оптических свойств в видимом диапазоне длин волн. Проявление этих свойств связано с явлением локализованного поверхностного плазмонного резонанса (англ. LSPR — Localized Surface Plasmon Resonance). Это явление наблюдается при облучении светом металлической наночастицы, характерный размер которой меньше длины свободного пробега электрона в металле, и заключается в резком росте амплитуды электромагнитного поля вблизи наночастицы на несколько порядков по сравнению с внешним возбуждением [2]. Зависимость свойств LSPR от формы и показателя преломления наночастицы даёт возможность контролировать усиление электромагнитного поля на масштабах, меньших длины волны внешнего возбуждения, которая успешно применяется в таких прикладных эффектах, как комбинационное рассеяние света (англ. SERS — Surface-Enhanced Raman Scattering), а так же при разработке современных оптических наноантенн и биосенсоров. В связи с этим актуальной задачей является построение строгой математической модели, предназначенной для решения подобных задач. В данной

работе предлагается гибридная схема метода дискретных источников (МДИ) для анализа рассеяния световых волн проницаемыми наночастицами, расположенными на подложке.

Задача дифракции плоской линейно поляризованной волны $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$ на локальном объекте в слоистой среде [2] формулируется в нашем случае следующим образом. Пусть задана среда с двумя однородными изотропными слоями $D_{0,1}$, плоскостью границы раздела Σ , и однородной проницаемой частицей D_i с гладкой границей $\partial D_i \subset C^2$ вблизи Σ в верхнем полупространстве D_0 . Полагая все необходимые параметры системы известными и вводя цилиндрическую систему координат (ρ, ϕ, z) , в которой ось z направлена перпендикулярно границе раздела полупространств $\{\Sigma: z=0\}$ в D_0 , математическую постановку задачи рассеяния плоской волны $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$, падающей под углом $\pi - \theta_0$ относительно оси z на частицу D_i , можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H}_\zeta &= jk\varepsilon_\zeta \mathbf{E}_\zeta; & \operatorname{rot} \mathbf{E}_\zeta &= -jk\mu_\zeta \mathbf{H}_\zeta \quad (\mathbf{B} D_\zeta, \zeta = 0,1,i), \\ \mathbf{n}_p \times (\mathbf{E}_i(p) - \mathbf{E}_0(p)) &= 0, & \mathbf{e}_z \times (\mathbf{E}_0(p) - \mathbf{E}_1(p)) &= 0, \\ \mathbf{n}_p \times (\mathbf{H}_i(p) - \mathbf{H}_0(p)) &= 0, \quad p \in \partial D_i; & \mathbf{e}_z \times (\mathbf{H}_0(p) - \mathbf{H}_1(p)) &= 0, \quad p \in \Sigma; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \cdot \left(\sqrt{\varepsilon_0} \mathbf{E}_0^s \times \frac{\mathbf{r}}{r} - \sqrt{\mu_0} \mathbf{H}_0^s \right) = 0, \quad r = |M| \rightarrow \infty, z > 0;$$

$$(|\mathbf{E}_1^s|, |\mathbf{H}_1^s|) = o(\exp\{-|\operatorname{Im} k_1| r\}), \quad z < 0.$$

Здесь $\{\mathbf{E}_\zeta, \mathbf{H}_\zeta\}$ — полное поле в соответствующей области D_ζ , $\{\mathbf{E}_\zeta^s, \mathbf{H}_\zeta^s\}$ — рассеянное поле, \mathbf{n}_p — единичная нормаль к поверхности ∂D_i , $k_\zeta = \omega \cdot \sqrt{\varepsilon_\zeta \mu_\zeta}$, M — некоторая точка соответствующего полупространства D_ζ , а параметры сред удовлетворяют соотношениям $\operatorname{Im} \varepsilon_0, \mu_0 = 0, \operatorname{Im} \varepsilon_1, \mu_1 < 0$. Поставленная граничная задача (1) имеет единственное решение. Временная зависимость выбирается в виде $\exp(j\omega t)$.

В основу разрабатываемой математической модели для решения поставленной задачи положена гибридная схема метода дискретных источников (МДИ, или DSM — Discrete Sources Method). Её суть состоит в том, что рассеянное поле $\{\mathbf{E}_\zeta^s, \mathbf{H}_\zeta^s\}$ всюду вне объекта D_i можно представить в виде конечной линейной комбинации полей дипольных дискретных источников (ДИ), распределённых внутри объекта. Поля ДИ строятся на основе тензора Грина полупространства. Такое выражение для рассеянного поля аналитически удовлетворяет уравнениям Максвелла, условиям на бесконечности и условиям сопряжения на границе раздела сред Σ . Таким образом, для решения задачи дифракции (1) необходимо определить неизвестные амплитуды ДИ, аппроксимируя условия сопряжения полей на поверхности тела ∂D_i [1]. Особенности данного метода заключаются в том, что в качестве ДИ выбираются электрические и магнитные диполи, распределённые вдоль линии внутри частицы, а представление для рассеянного поля не зависит от типа линейной поляризации плоской волны. Кроме того, преимуществами данного метода являются возможность эффективно проводить соответствующие расчёты для наночастиц произвольной формы, осуществлять апостериорную оценку погрешности полученного результата, а так же низкие требования к вычислительным операциям.

Амплитуды ДИ определяются с помощью обобщённого метода коллокаций, который приводит к переопределённой системе уравнений [2]. Решение такой системы ищется в норме l_2 на поверхности частицы методами минимизации невязки, а вычисление значения поверхностной невязки выполнения граничных условий на другом наборе точек коллокаций даёт апостериорную оценку погрешности приближённого решения. Физическим результатом решения исходной задачи является диаграмма рассеяния $\mathbf{F}(\theta, \phi)$ в верхнем полупространстве:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) / |\mathbf{E}^0(\mathbf{r})| = \frac{\exp\{-jk_0 r\}}{r} \mathbf{F}(\theta, \phi) + O(1/r^2), \quad r \rightarrow \infty, z > 0 \quad (2)$$

В случае расчётов с помощью МДИ математическое представление $F(\theta, \phi)$ сводится к конечной линейной комбинации элементарных функций [1], что позволяет избежать процедуры интегрирования и обеспечивает низкие вычислительные затраты на исследование характеристик рассеяния, одной из которых является дифференциальное сечение рассеяния (англ. DSC — Differential Scattering Cross-Section), характеризующее интенсивность рассеяния:

$$DSC(\theta_0, \theta, \phi) = |F_\theta(\theta_0, \theta, \phi)|^2 + |F_\phi(\theta_0, \theta, \phi)|^2$$

Полученные в ходе моделирования результаты для дифракции плоской линейно поляризованной волны на металлических и диэлектрических наночастицах в среде с рассмотренной выше конфигурацией будут представлены в ходе презентации.

E-mail: lopushenko.ivan@physics.msu.ru

Литература

1. Ерёмин Ю.А., Свешников А.Г. Математические модели задач нанооптики и биофотоники на основе метода дискретных источников //Журн. вычисл. матем. и матем. физ., 47:2 (2007), стр. 269–287.
2. Лопушенко И.В. Исследование влияния подложки на рассеивающие свойства пролиааемых частиц //Акустооптические и радиолокационные методы измерений и обработки информации: Материалы 6-й Международной научно-технической конференции ARMIMP-2013, стр. 79.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЧЕНИЙ ВЯЗКОЙ НЕСЖИМАЕМОЙ ЖИДКОСТИ В ОБЛАСТЯХ С ПОДВИЖНЫМИ ГРАНИЦАМИ МЕТОДОМ РЕШЕТОЧНЫХ УРАВНЕНИЙ БОЛЬЦМАНА

Сенин Д.С.

МГУ имени М.В. Ломоноова, физический факультет, Москва, Россия

В настоящее время во многих задачах вычислительной гидродинамики возникает необходимость моделировать области со сложной геометрией, движущимися или деформируемыми границами [1, 2]. Часто для решения задач данного вида используют криволинейные сетки, соответствующие границам области и объектов. Генерация подобных сеток связана с дополнительными вычислительными затратами и усложнением алгоритма расчета.

Использование метода погруженных границ (Immersed Boundary Method) в сочетании с методом решеточных уравнений Больцмана [4] (Lattice Boltzmann Method) позволяет использовать прямоугольную декартову сетку для решения уравнений массопереноса. Учет влияния криволинейной границы происходит путем добавления в систему уравнений дополнительного члена. Данный подход позволяет сохранить естественную параллельность метода решеточных уравнений Больцмана и дает возможность эффективно реализовать данный алгоритм на массивно-параллельных архитектурах.

Автором был разработан программный комплекс, который позволяет моделировать течение вязкой несжимаемой жидкости в областях сложной геометрии с подвижными границами. В основе решения лежат метод решеточных уравнений Больцмана с много-релаксационным (Multiple Relaxation Time) интегралом столкновений [3] и метод погруженных границ. Параллельная реализация алгоритма выполнена с использованием фреймворка OpenCL [5], что позволило производить расчеты, как на многопроцессорных системах, так и на системах с графическими ускорителями.

Проведенное исследование ряда модельных задач показало правильность получаемых с помощью разработанного программного комплекса выходных данных. Результатом работы стала оценка с помощью компьютерного моделирования качества переме-

шивания суспензии фототрофных микроорганизмов в модели фотобиореактора, а также спектра шума, возникающего в случае поломки электроцентрабегового насоса в нефтяной скважине.

E-mail: seninds@gmail.com

Литература

1. Мортиков. Е.В. Применение графических процессоров для численного моделирования течения вязкой несжимаемой жидкости в областях сложной конфигурации методом погруженной границы // Вычисл. методы и программирование. 2012. Т. 13. 177–191.
2. Мортиков. Е.В. Применение метода погруженной границы для решения системы уравнений Навье-Стокса в областях сложной конфигурации // Вычислительные методы и программирование. 2010. Т. 11. 32–42.
3. D'Humieres D., Ginzburg I, Krafczyk M, Lallemand P, Luo LS. Multiple-relaxation-time lattice Boltzmann models in three dimensions // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 2002 360, 437–451.
4. Nourgaliev R.R., Dinh T.N., Theofanous T.G., Joseph D. The lattice Boltzmann equation method: theoretical interpretation, numerics and implications // International Journal of Multi-phase Flow. 2003. 29. 117–169.
5. www.khronos.org/opensl/ (The open standard for parallel programming of heterogeneous systems).

АНАЛИЗ ВРЕМЕННОГО РЯДА ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА ПО ДАННЫМ ДОЛГОСРОЧНЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ

Овсянников Т.А.

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

Глобальное изменение климата, приводящее к непредсказуемым последствиям во всём мире, представляет сегодня наиболее актуальную проблему выживания человечества. Нестационарность климата оказывает влияние на развитие отраслей экономики, успешность которых обеспечивается умением адаптироваться к условиям окружающей среды. Таким образом, определение тенденций динамики метеорологических показателей приобретает особое практическое значение. Для анализа климатических изменений требуется верификация и обобщение данных долгосрочных наблюдений (30–40 лет) в районе проведения исследования [3, 5]. В связи с этим в качестве объекта изучения выбран среднесуточный показатель — температура воздуха за период с 1971 по 2011 годы в Центральном-Лесном государственном природном биосферном заповеднике, Тверская область.

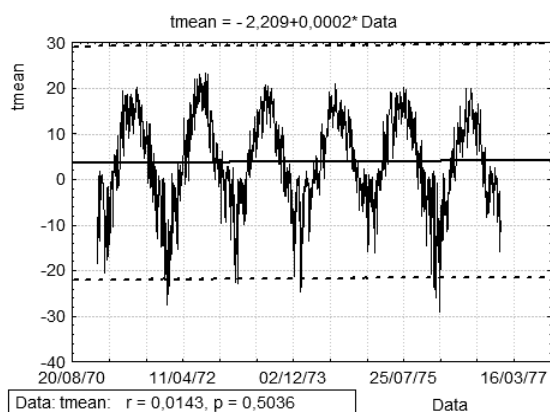


Рис. 1. Исходный ряд температуры за 1971–1976 гг.

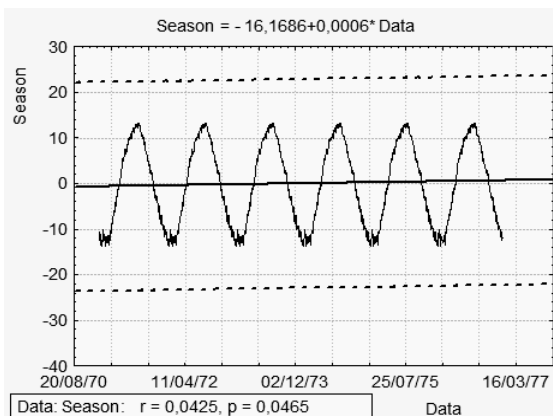


Рис. 2. Сезонная компонента ряда температуры 1971–1976 гг

Анализ ряда динамики температуры проводится в данной работе методами классической сезонной декомпозиции и аналитического выравнивания. В качестве ряда дина-

мики показателя рассматривается упорядоченная по времени последовательность его наблюдений x_1, x_2, \dots, x_n , где x_t — значения показателя в n равноотстоящих моментов времени $t = 1, \dots, n$. (рис. 1). Аддитивная модель временного ряда представима в виде

$$x_t = u_t + s_t + \varepsilon_t, \quad (1)$$

где

$$u_t = \beta_0 + \beta_1 t \quad (2)$$

— основная тенденция в виде линейного тренда, s_t — сезонная составляющая (рис. 2), ε_t — остаточная составляющая [4].

Для анализа значимости линейной регрессионной модели ряда (2) проверяется гипотеза $H_0 : \beta_1 = 0$ при альтернативе $H_1 : \beta_1 \neq 0$ на уровне значимости 1 % [2]. Линейная регрессионная модель считается значимой, если гипотеза H_0 отвергается. Отметим, что если декомпозиция временного ряда проведена успешно, то закон распределения случайной составляющей ε_t должен быть близок к нормальному.

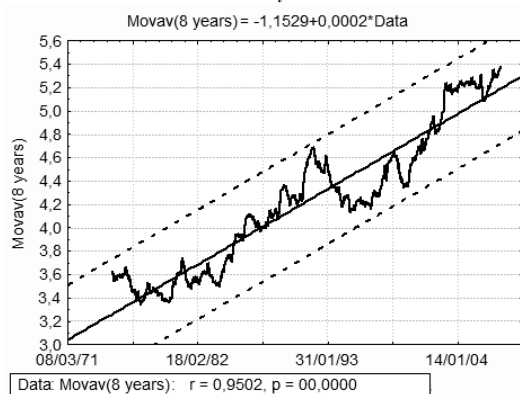


Рис. 3. Скользящие средние временного ряда температуры за 1971–2011 гг. с интервалом сглаживания 8 лет.

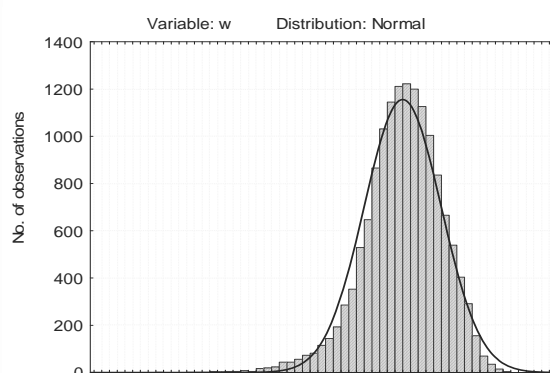


Рис. 4. Распределение остатков (ряд температуры за 1971–2011 гг. без линейного тренда и сезонной компоненты).

Далее было реализовано аналитическое сглаживание временного ряда (1) методом простых скользящих средних, и построена линейная регрессионная модель сглаженного ряда динамики. Показано, что качество регрессионной модели, определяемое степенью линейной взаимосвязи сглаженного ряда температуры и времени t , зависит от интервала сглаживания, максимальное значение коэффициента корреляции r равно 0,9502.

Анализ компонент разложения ряда динамики температуры (1) за 40 лет показывает, что при определённом выборе параметров декомпозиции линейная регрессионная модель (2) является значимой на уровне значимости 1 % (рис. 3), а распределение остаточной компоненты ε_t близко к нормальному (рис. 4).

На основании анализа временного ряда динамики температуры и построенной линейной регрессионной модели можно сделать вывод о наличии статистически значимого увеличения среднегодовой температуры за 40 лет в рассматриваемом регионе на $2,0^\circ\text{C}$ при погрешности измерений $0,1^\circ\text{C}$ и размахе вариации 47°C .

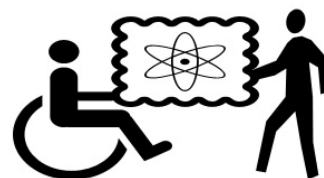
tim-ovs@yandex.ru

Литература

1. Андерсон Т. Статистический анализ временных рядов. М.: Мир. 1976.
2. Вуколов Э.А. Основы статистического анализа. М.: Форум. 2008.
3. Дещеревская О.А., Авилов В.К., Динь Ба Зуй, Чан Конг Хуан, Курбатова Ю.А. Современный климат национального парка Кат Тьен (Южный Вьетнам) // Геофизические процессы и биосфера. 2013, Т. 12, №2, с. 5–33.
4. Плохотников К.Э., Колков С.В. Статистика: учеб. пособие. М.: Флинта. 2006.
5. Deshmukh D.T., Lunge H.S. A study of temperature and rainfall trends in Buldana District of Vidarbha, India // International Journal of Scientific & Technology Research, volume 2, issue 2, February 2013.

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Председатель:
проф. Пирогов Юрий Андреевич



ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВНОСТИ КИСЛОЙ ФОСФАТАЗЫ НОРМАЛЬНЫХ И ПАТОЛОГИЧЕСКИХ ЛЕЙКОЦИТОВ ПЕРИФЕРИЧЕСКОЙ КРОВИ С ПОМОЩЬЮ КЛЕТОЧНОГО БИОЧИПА

Аширова А.А.

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

Волосатоклеточный лейкоз (ВКЛ) — хроническое В-клеточнолимфопротеративное заболевание, выделенное из хронического лимфолейкоза в 1958 году в связи со своеобразием морфологии, клинического течения и тактики лечения. Заболевание протекает с вовлечением костного мозга и селезенки и проявляется цитопенией, спленомегалией. Особенностью заболевания является присутствие характерных лимфоидных клеток с «ворсинчатой» морфологией и особым иммунофенотипом [1]. Для диагностики ВКЛ необходимо определение иммунофенотипа опухолевых лимфоцитов с «ворсинчатой» морфологией и цитохимическое исследование опухолевых лимфоцитов в мазке крови или костного мозга для определения в них активности кислой фосфатазы (КФ). Как правило, у пациентов ВКЛ наблюдается лейкопения, в результате чего ворсинчатые клетки могут быть не обнаружены в мазке. Кроме того, мазок крови не дает информацию об иммунофенотипе лимфоцитов. Поэтому актуальной задачей является исследование активности кислой фосфатазы нормальных и опухолевых лимфоцитов пациентов с ВКЛ с использованием какой-либо дополнительной информации о наблюдаемых клетках. Такой информацией может служить наличие на поверхности клетки того или иного дифференцировочного поверхностного антигена.

Для решения поставленной задачи нами были использованы клеточные биочипы [2]. Основу биочипа составляет прозрачная подложка с иммобилизованными на ней в определенных местах антителами к различным поверхностным CD-антигенам лимфоцитов: CD2, CD3, CD4, CD5, CD7, CD8, CD10, CD11c, CD16, CD19, CD20, CD22, CD23, CD25, CD38, CD41, CD43, CD45, CD56, CD103, CD200, κ , λ , смесь мышиных IgG. За счет инкубации биочипа с суспензией лимфоцитов в области иммобилизации антител достигается плотность связывания клеток, в 100-1000 раз превышающая плотность лимфоцитов в мазке, что позволяет обнаруживать даже редко встречающиеся ворсинчатые клетки, и в то же время лимфоциты оказываются «рассортированными» по своим поверхностным антигенам. Нами с помощью клеточного биочипа была исследована периферическая кровь трех здоровых доноров, показано, что среди лимфоидных клеток, положительная реакция КФ проявлялась только в единичных Т-лимфоцитах, а в В-лимфоцитах реакция была отрицательная. Исследованы образцы крови трех пациентов с ВКЛ. Активность кислой фосфатазы выявлялась в В-лимфоцитах в виде гранул яркого красного цвета в цитоплазме, в не-Т-лимфоцитах реакция была отрицательная, либо мелкогранулярная.

Клеточный биочип на основе анти-CD антител совмещает анализ иммунофенотипа и цитохимическое исследование, что позволит применять его в дифференциальной диагностике волосатоклеточного лейкоза.

E-mail: aschirova.a@physics.msu.ru

Литература

1. Воробьев А.И. Атлас. Опухоли лимфатической системы. 2007 М.: Ньюдиамед.
2. Шишкин А.В., Шмырев И.И., Кузнецова С.А., Овчинина Н.Г., Бутылин А.А., Атауллаханов Ф.И., Воробьев А.И. Иммунологические биочипы для параллельного определения поверхностных антигенов и морфологического исследования клеток. (2008) Биологические мембраны, том 25, № 4, с. 277–284.

ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА СУСПЕНЗИЙ НАНОЧАСТИЦ КРЕМНИЯ МЕТОДАМИ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Мананков А.А., Гонгальский М.Б.

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

В современной научной литературе много внимания уделяется исследованию свойств кремниевых наночастиц и суспензий на их основе. Практический интерес возник после открытия фотолюминесценции (ФЛ) пористого кремния и объяснения природы этого явления в рамках модели квантового размерного ограничения экситонов в нанокристаллах Л. Кэнэмом [1]. В настоящее время особый интерес вызывают возможные применения кремниевых наночастиц в медицине, ввиду их высокой биосовместимости и биodeградируемости. Так, в качестве одного из примеров возможных применений нанокристаллов в медицине можно привести люминесцентную визуализацию раковых опухолей *in vivo*.

Основной задачей данной работы является исследование оптических свойств суспензий кремниевых наночастиц, полученных с помощью метода лазерной абляции в атмосфере гелия [2]. Полученные при низком давлении слои кремниевых наночастиц, затем подвергались механической обработке, за счёт чего частицы наноструктурированных слоёв переводились в водную суспензию. Размер частиц составил около 100 нм по данным динамического светорассеяния. Затем были измерены спектры ФЛ в видимой и ближней инфракрасной области при возбуждении лазером с длиной волны 361 нм. Спектр исходных слоёв нанокристаллов имел форму гауссовой кривой с максимумом в красной области (650-700 нм), что указывает на экситонную природу фотолюминесценции. После изготовления водной суспензии форма спектра существенно изменяется: она становится несимметричной, максимум спектра сдвигается на 450 нм. Вероятно, изменение спектра ФЛ вызвано окислением нанокристаллов, образованием оксида кремния на их поверхности с большим количеством структурных дефектов, в то время, как вклад экситонной ФЛ уменьшается.

Полученные суспензии кремниевых наночастиц были использованы в экспериментах *in vitro* с использованием конфокального микроскопа. Полученные изображения позволяют утверждать, что кремниевые частицы хорошо проникают внутрь клетки и демонстрируют эффективную ФЛ. Эффект сохранения ФЛ свойств нанокристаллов, предположительно, связан с влиянием культуральной среды, в которую помещаются клетки при получении снимков. Подобные среды содержат большое число органических молекул, которые могут покрывать поверхность нанокристаллов, защищая, тем самым, их ФЛ свойства от деградации, вызванной окислением в воде. Продемонстрированные результаты могут послужить основой для новых методов лечения и оптической диагностики различных заболеваний, в том числе онкологических.

E-mail: andrewmanankov@gmail.com

Литература

1. Canham L.T. Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers. Appl. Phys. Lett. 57, 1046 (1990).

2. Kabashin A.V. Nanofabrication with Pulsed Lasers. *Nanoscale Research Letters*, March 2010, Volume 5, Issue 3, pp 454–463.

ДИФРАКТОМЕТРИЯ КАК МЕТОД АНАЛИЗА ДЕФОРМИРУЕМОСТИ ЭРИТРОЦИТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С НАНОЧАСТИЦАМИ

Кормачева М. А.

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

Дифрактометрия — лазерная методика для анализа характеристик, в основном размеров, частиц. В частности, этот метод используется в эктацитометрии, для определения деформируемости эритроцитов в сдвиговом потоке. Деформируемость эритроцитов — один из важнейших параметров микрореологии крови. Он определяет способность красных клеток крови к деформации, которым они подвергаются в реальности в организме человека, преодолевая тонкие сосуды — капилляры. В настоящее время эктацитометры позволяют измерить только среднее значение по деформируемости, что помогает проследить основные тенденции в изменении жесткости эритроцитов в связи с различными болезнями, возрастом или в результате внешних воздействий, например, введения в кровь наночастиц [1]. Этот метод состоит в том, что лазерный пучок рассеивается на суспензии эритроцитов, вытянутых в одной плоскости под действием вязких сил в сдвиговом потоке. Сдвиговой поток формируется в зазоре куэттовской ячейки между двумя коаксиальными стаканчиками, один из которых может приводиться в движение с программно изменяемой скоростью. Все измерения проводятся вне организма (*in vitro*), для одного измерения требуется очень малый объем свежезятой из организма крови (около 0.1 мл). Для измерений был использован лазерный агрегометр-деформометр эритроцитов «РеоАДВ-КФ» (ООО «РеоМедЛаб», Россия).

В настоящее время многими группами развивается перспективная методика направленной доставки лекарств непосредственно в очаг болезни или опухоли с использованием лекарственных конъюгатов наночастиц, вводимых в организм внутривенно. При этом возникает вопрос о возможном негативном влиянии их на микрореологические свойства крови. Наша группа занимается исследованием таких эффектов при использовании углеродных частиц, в частности, наноалмазов на деформируемость эритроцитов. Ранее проводились измерения на пробах крови как крыс, так и людей. Перед измерением образец крови инкубировался с наноалмазами размером от 5 до 200 нм в различных концентрациях от 5 до 1000 мг/мл. Эти эксперименты показали значительное ухудшение деформируемости эритроцитов при больших концентрациях наночастиц в крови [2, 3]. Было показано, что функционализация поверхности наночастиц путем их карбоксилирования снижет негативные эффекты. Мною проведен цикл опытов на крысах при непосредственном введении наноалмазов в сам кровоток (режим инкубирования *in vivo*) и забором крови через 30 минут после инъекции. Эксперименты не показали негативного эффекта карбоксилированных наноалмазов размером 100 нм с концентрацией 5 мг/кг на деформируемость эритроцитов. Этот результат является положительным с точки зрения перспектив будущего применения наноалмазов для направленной доставки лекарств в организм человека. Однако требуются многочисленные дополнительные исследования.

В частности нами планируется поднимать концентрации вводимых частиц и уменьшать время между вводом суспензии и забором крови. Ввиду быстрого оборота крови у крыс, может оказаться, что наночастицы оседают в печени и селезенке или головном мозге.

E-mail: kormacheva.marie@gmail.com

Литература

1. Фадюкова О.Е., Тюрина А.Ю., Луговцов А.Е., Приезжев А.В., Андреева Л.А., Кошелев В.Б., академик Мясоедов Н.Ф. Семакс увеличивает деформируемость эритроцитов в сдвиговом потоке интактных крыс и у крыс с ишемией головного мозга // Доклады Академии Наук, 2011, Т. 439, No 5, С. 700–703.
2. Приезжев А.В., Луговцов А.Е., Ли К., Кошелев В.Б., Фадюкова О.Е., Лин М.Д., Наумова Г.М., Переведенцева Е.В., Ченг Ч.Л. Влияние наноалмазов на микрореологические свойства крови человека и крысы // IX Международная конференция по микроциркуляции и гемореологии. Ярославль, Россия, 2013, Материалы конференции, с. 56.
3. Yu-Chung Lin, Lin-Wei Tsai, Perevedentseva Elena, Hsin-Hou Chang, Ching-Hui Lin, Der-Shan Sun, Andrei E. Lugovtsov, Alexander Priezzhev, Jani Mona, and Chia-Liang Cheng. The influence of nanodiamond on the oxygenation states and micro rheological properties of human red blood cells in vitro // Journal of Biomedical Optics, 2012, No 17(10).

ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАРЫ ЭРИТРОЦИТОВ В РАСТВОРЕ БЕЛКОВ МЕТОДОМ ОПТИЧЕСКОГО ЗАХВАТА

Ли К.¹, Хохлова М.Д.¹, Федянин А. А.¹, Приезжев А.В.^{1,2}

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

²Международный лазерный центр, Москва, Россия

Лазерный пинцет позволяет захватывать и манипулировать микроразмерными частицами с помощью жестко сфокусированного лазерного излучения. При надлежащей калибровке лазерный пинцет может с большой точностью измерять силы порядка нескольких пиконьютонов. Эти силы сопоставимы с силами межклеточных или молекулярных взаимодействий, тем самым лазерный пинцет позволяет прецизионно изучать биофизику отдельных клеток или молекул. Лазерный пинцет, таким образом, открывает новые горизонты во многих областях биофотоники и биомедицины, находя все больше и больше применений [1].

Процесс обратимой агрегации эритроцитов, который изучается в данной работе, является фундаментальным процессом, который определяет вязкость крови при низких сдвиговых скоростях. Наряду с гематокритом крови и деформируемостью эритроцитов, агрегация в основном определяет реологию крови. Именно поэтому, исследование механизмов образования агрегации эритроцитов остающихся еще не до конца изучены, является одной из важной задач реологии крови.

В данной работе с помощью двухканального лазерного пинцета измерены силы взаимодействия между эритроцитами и исследована кинетика их взаимодействия в растворах основных белков плазмы крови, участвующих в агрегации эритроцитов: иммуноглобулина, фибриногена и альбумина.

Основные элементы экспериментальной установки: объектив с масляной иммерсией 100X (NA = 1.25), CMOS камера (DCC1645C, Thorlabs), система линз, диодные лазеры 980 нм (LU 980, Lumics). Длина волны лазерного излучения выбрана из соображения минимизации нагрева живой клетки и соответствует минимуму поглощения эритроцита. При этом нагрев эритроцита за время эксперимента согласно расчетам не превышал нескольких градусов. Калибровка лазерного пинцета проводилась по методу вязкого трения, с использованием формулы Стокса.

Подготовка образца проходила следующим образом, кровь, взятая из пальца, разбавлялась в PBS (фосфат буферный раствор) и отмывалась центрифугированием 2 раза, затем разбавлялась повторно в PBS в соотношении 1:2000 для достижения концентрации эритроцитов 0,05 %. Это было необходимо для захвата и манипуляцией от-

дельными клетками. Затем в раствор добавлялись белки плазмы крови для изучения их влияния на взаимодействие эритроцитов. Для предотвращения прилипания эритроцитов ко дну стеклянной кюветы ее внутренняя поверхность обрабатывалась раствором человеческого сывороточного альбумина.

При исследовании зависимости кинетики агрегации от типа белка были использованы следующие концентрации: фибриноген 4, 5, 6, 8 мг/мл, иммуноглобулин 10, 15, 20, 25 мг/мл, альбумин 35, 70 мг/мл. При изучении синергического действия двух белков использовались следующие концентрации: фибриноген 2,5 мг/мл с альбумином 35 и 75 мг/мл, глобулин 12,5 мг/мл с альбумином 35 мг/мл и 70 мг/мл. В растворе, содержащем только фибриноген и иммуноглобулин, эти белки агрегировали с образованием крупных частиц типа комков. Поэтому такие растворы не использовались.

Использовались также растворы белков, имитирующие плазму. При этом были взяты две разные концентрации белков: фибриноген 3,5 и 7,5 мг/мл, альбумин 35 и 70 мг/мл, иммуноглобулин 12,5 и 25 мг/мл соответственно. В первом случае концентрации белков соответствовали физиологической концентрации белков в аутологической плазме, во втором — превышала её примерно в 2 раза.

Получены зависимости возможных исходов процесса агрегации-деагрегации эритроцитов от белкового состава раствора и концентрации белков. Результаты измерения силы взаимодействия показывают хорошую корреляцию увеличения силы взаимодействия эритроцитов с увеличением концентрации белков.

Характер взаимодействия можно разделить на три вида: образование практически неразрывных нитевидных тяжей между эритроцитами, равномерное взаимодействие клеток по всей их площади соприкосновения и точечные взаимодействия. При этом в предыдущих работах в аутологической плазме можно было наблюдать все три вида взаимодействия эритроцитов [2, 3]. Данные результаты позволяют определить вклад каждого из белков, влияющих на агрегацию эритроцитов, во взаимодействие между ними.

E-mail: leekisung1991@gmail.com

Литература

1. Ramser K., Hanstorp D. Optical manipulation for single-cell studies. *Journal of Biophotonics*, 2010, vol. 3 (4), pp. 187–206.
2. Khokhlova M.D., et al. Normal and system lupus erythematosus red blood cell interactions studied by double trap optical tweezers: direct measurements of aggregation forces. *Journal of Biomedical Optics*, 2012, vol. 17 (2), p. 025001.
3. Маклыгин А.Ю. и др. Измерение силы взаимодействия между эритроцитами в агрегате с помощью лазерного пинцета, *Квантовая Электроника*, 2012, т. 42 (6), стр. 500–504.

ВЫЯВЛЕНИЕ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ ПРИЗНАКОВ БИПОЛЯРНОГО АФФЕКТИВНОГО РАССТРОЙСТВА В СИГНАЛАХ ЭЛЕКТРОЭНЦЕФАЛОГРАММЫ ЧЕЛОВЕКА

Панищев О.Ю., Дёмин С.А.

Казанский федеральный университет, Институт физики, Казань, Россия

Несмотря на значительные успехи внедрения новых диагностических методов, в современной медицине сохраняется ряд очевидных трудностей, связанных с идентификацией психических расстройств. Для многих заболеваний, к примеру, шизофрении, биполярного аффективного расстройства (БАР) не существует клинических лабораторных критериев для проведения диагностики. В этом случае постановка диагноза осуществляется в ходе анализа жалоб пациента и сопоставления их с существующими клас-

сификациями симптомов (МКБ-10, DSM), полученными на основе обобщения большого количества практических случаев. Вместе с тем в ряде работ [1–4] указывается на возможность определения объективных диагностических признаков из анализа биоэлектрических сигналов коры головного мозга — электроэнцефалограмм (ЭЭГ). В работе [1] показано, что наличие патологий мозга (БАР, эпилепсия) ведет к изменению проявления эффектов синхронизации между различными областями коры головного мозга и спектральных характеристик, связанных с альфа-активностью. В работе [2] на основе анализа клинических ЭЭГ-данных, представляющих собой совокупность флуктуирующих значений электрических потенциалов, регистрируемых с кожной поверхности головы в различных областях скальпа, демонстрируются возможности диагностирования предрасположенности к шизофрении у детей/подростков 11–14 лет. Поиск диагностических признаков осуществлялся в рамках фликкер-шумовой спектроскопии (ФШС) и параметризации сигналов, регистрируемых на отведениях $F3$ и $F4$, симметрично расположенных в левой и правой фронтальных областях скальпа, а также кросс-корреляционных взаимосвязей между указанными сигналами. Использование формализма функций памяти позволило связать проявление частотно-фазовой синхронизации в определенной полосе частот спектров кросс-корреляторов с повышением риска развития шизофрении (см. работу [3]). В работе [4] показано, что одним из характерных популяционных признаков шизофрении является уменьшение выраженности альфа-активности ЭЭГ при увеличении вкладов низкочастотных дельта- и тета-активности.

В настоящей работе проводится исследование разнообразия индивидуальных особенностей ЭЭГ-сигналов здоровых испытуемых (контрольная группа) и пациентов с биполярным аффективным расстройством. Поиск информационно значимых для диагностирования БАР электродов, соответствующих определенным областям коры головного мозга человека, осуществляется в рамках фликкер-шумовой спектроскопии. Основой ФШС-подхода является введение соотношений для описания различных типов нерегулярностей — нерегулярностей-всплесков и нерегулярностей-скачков, отражающих резонансные и хаотические вклады анализируемой динамики. Это позволяет провести параметризацию – количественное и качественное «описание» эволюции исследуемых систем на основе извлечения информации с помощью небольшого набора параметров. Принципиальное отличие ФШС от других методов анализа временных рядов динамических переменных состоит во введении информационных параметров, характеризующих составляющие исследуемых хаотических сигналов в разных диапазонах частот.

Экспериментальные данные представляют собой записи ЭЭГ с 16 электродов: $Fp1$, $Fp2$, $F7$, $F3$, $F4$, $F8$, $T3$, $C3$, $C4$, $T4$, $T5$, $P3$, $P4$, $T6$, $O1$, $O2$, расположенных согласно международной системе размещения электродов «10–20». Регистрация ЭЭГ-сигналов для представителей контрольной группы (9 человек, средний возраст — 32.5 лет) без выявленных психических патологий и пациентов с диагнозом БАР (9 человек, средний возраст — 30.5 лет) осуществлялась в состоянии спокойного бодрствования с закрытыми глазами. Электроэнцефалограммы фиксировались в течение 10 секунд с частотой дискретизации 200 Гц [5].

Проведенный ФШС-анализ данных двух групп испытуемых показал, что для большинства параметров наибольшие различия в динамике ЭЭГ-сигналов наблюдались для электродов $T3$, $T4$, $C3$, $C4$, соответствующих центральной и височным областям коры головного мозга. В частности, для сигналов, регистрируемых с указанных электродов у пациентов с биполярным аффективным расстройством, характерна трендоустойчивая динамика (показатель Херста, $H > 0.5$) на фоне повышения интенсивности высокочастотных хаотических составляющих ЭЭГ-сигналов. Биоэлектрическая активность данных областей коры головного мозга здоровых людей характеризуется антиперсистентной динамикой ($H < 0.5$) с меньшей степенью проявления эффектов нестационарности. Исследование многообразия индивидуальных особенностей электроэнцефалограмм выявило больший разброс в значениях ФШС-параметров для представителей контрольной группы. При биполярном аффективном расстройстве значения

ФШС-параметров сигналов изменялись в определенном диапазоне. Дальнейшее исследование особенностей взаимной динамики ЭЭГ-сигналов, фиксируемых на указанных отведениях, а также эффектов частотно-фазовой синхронизации, как проявления определенных соотношений между характерными частотами и фазами возбуждений в функционировании мозга как целостной системы, представляется авторам весьма перспективным. Поиск диагностических признаков психических расстройств на основе выявления изменений в характере динамики как отдельных ЭЭГ, так и перекрестных корреляций между сигналами различных комбинаций электродов будет способствовать разработке принципов диагностики, в том числе предупреждающей, ряда психических отклонений: шизофрении, биполярно-аффективного и обсессивно-компульсивного расстройств.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-02-31385 мол_а.

E-mail: opanischev@gmail.com

Литература

1. Bhattacharya J., Kanjilal P.P., Nizamie S.H. Decomposition of posterior alpha rhythm // IEEE Transactions On Biomedical Engineering. 2000. V. 47. P. 738–747.
2. Timashev S.F., Panischev O.Yu., Polyakov Yu.S., Demin S.A., Kaplan A.Ya. Analysis of cross-correlations in electroencephalogram signals as an approach to proactive diagnosis of schizophrenia // Physica A. 2012. V. 391. P. 1179–1194.
3. Panischev O.Yu., Demin S.A., Kaplan A.Ya., Varaksina N.Yu. Use of Cross-Correlation Analysis of EEG Signals for Detecting Risk Level for Development of Schizophrenia // Biomedical Engineering. 2013. V. 47, No. 3. P. 153–156.
4. Борисов С.В., Каплан А.Я., Горбачевская Н.Л., Козлова И.А. Анализ структурной синхронности ЭЭГ подростков, страдающих расстройствами шизофренического спектра // Физиология человека. 2005. Т. 31, № 3. С. 16–23.
5. Bhattacharya J. Complexity analysis of spontaneous EEG // Acta Neurobiologiae Experimentalis. 2000. V. 60. P. 495–501.

ДВИЖЕНИЕ ТВЕРДЫХ ЧАСТИЦ В ГЕЛЕОБРАЗНОЙ СРЕДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ РАДИАЦИОННОЙ СИЛЫ

Корольков З.А.

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

Теоретическое и экспериментальное исследование движения жестких сферических объектов в вязкоупругой среде под действием акустической радиационной силы представляет большой интерес, так как данное исследование может быть использовано для медицинской диагностики раковых опухолей молочной железы. Известно, что развитие раковой опухоли сопровождается образованием твердых микрочастиц — кальцификатов. Радиационное давление ультразвука на частицы значительно превышает давление на мягкие ткани, что приводит к заметным смещениям микрочастиц. По измерениям смещения частиц можно определить модуль сдвига, характеризующий упругость среды, зная параметры частицы. Также, зная свойства среды, можно оценить акустическое радиационное давление в среде.

В работе проведено численное моделирование смещения твердой частицы в вязкоупругой среде под действием акустической радиационной силы. В программе задавались параметры среды (плотность, сдвиговый модуль, вязкость) и параметры твердой частицы, имеющей форму шарика. Радиационная сила задавалась в форме импульса длительностью порядка 100 мкс. Проведены расчеты для смещений сферических частиц в гелеобразной среде для упругих и вязких параметров, характерных для мягких биологических тканей и частиц с различной плотностью и диаметром. Построены зависимости смещения частиц от параметров среды, частицы и радиационной силы. Полу-

чены значения смещений, которые можно ожидать в реальных условиях. Показано, что характер смещения частиц определяется отношением плотностей частицы и среды и имеет осцилляционный характер, если ее плотность выше, чем 0,7 плотности среды. Результаты расчетов сравнивались с данными экспериментов, выполненных с использованием частиц, помещенных в фантом биологической ткани, изготовленный из желатина и крахмала (пример приведен ниже на рисунке).

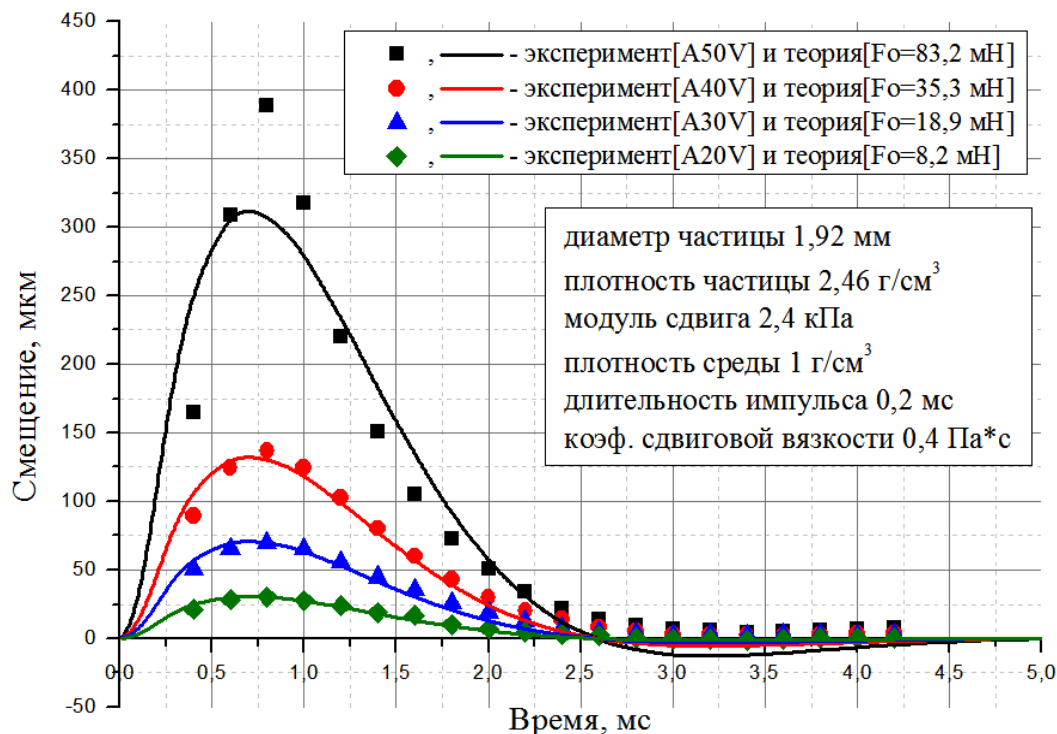


Рис. 1. Смещение сферической частицы под действием радиационной силы различной амплитуды. Символы соответствуют экспериментальным значениям, линии – результатам расчетов.

На рис. 1 представлены численный расчет смещения частицы от времени под действием акустической радиационной силы и экспериментальные данные.

E-mail: korolkov.zahar@physics.msu.ru

Литература

1. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука. 1966.
2. Aglyamov S.R., Karpiouk A.B., Ilinskii Y.A., Zabolotskaya Y.A., Emelianov S.Y. Motion of a solid sphere in a viscoelastic medium in response to applied acoustic radiation force: Theoretical analysis and experimental verification // J. Acoust. Soc. Am., Vol. 122, No. 4, 2007, p. 1927–1936.

МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКАЯ ИММЕРСИОННАЯ СРЕДА ДЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВОГО ТРОМБОЛИЗИСА

Екельчик М.Д.

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Несмотря на достижения в лечении сердечнососудистых заболеваний, данная патология продолжает оставаться главной причиной заболеваемости и смертности в мире, ежегодно унося 17 млн. жизней. Так, один из 8 мужчин и одна из 17 женщин в мире умирают от сердечнососудистых заболеваний до 65-летнего возраста. При этом в

структуре болезней системы кровообращения отмечается рост уровня заболеваемости ишемической болезнью сердца и цереброваскулярной патологией, которые в 91% случаев являются причинами смертельных исходов от болезней системы кровообращения среди всего населения [1].

Наиболее перспективным способом ультразвукового разрушения тромбов является ультразвуковой тромболитический метод, который предполагает введение ультразвукового волновода вместе с тромболитическими препаратами (в частности, стрептокиназой) в сосуд с тромбом, после чего, благодаря суммарному воздействию высокоинтенсивного ультразвука и препаративного лизиса, тромб эффективно разрушается. Причем ультразвук в данном случае, кроме механического кавитационного воздействия, также значительно увеличивает степень проникновения тромболитического препарата внутрь тромба [2].

Низкочастотный высокоинтенсивный ультразвук вызывает изменения структурно-функционального состояния клеток крови и сосудистого эндотелия, а также коагуляционных показателей плазмы крови, выраженность которых зависит от параметров ультразвукового воздействия и формы головки используемого волновода [3]. Кроме прочего, повреждение стенок сосуда в области тромба обусловлено несфокусированностью кавитационной струи. По сути, повреждение эндотелия сосудов при ультразвуковом тромболитическом методе — это одна из немногих оставшихся нерешенными задач, стоящая перед широким внедрением метода в клиническую практику. Поэтому целью данной работы является разработка способа уменьшения повреждения стенок сосудов при ультразвуковом тромболитическом методе.

В ходе исследования:

- Предложена модификация метода ультразвукового тромболитического метода: использование магнитореологической жидкости (коллоидный раствор, содержащий высокодисперсные частицы (0,5–20 мкм) оксидов Fe (II, III) (магнетит), обладающий свойствами жидкости и реагирующий на магнитное поле) в качестве иммерсионной среды. Результаты калориметрических опытов показывают, что магнитореологическая жидкость имеет порог кавитации ниже, чем кровь, вследствие чего необходима меньшая энергия для возникновения кавитации, что уменьшает повреждения сосудистой стенки.
- Разработаны 3 различные магнитореологические жидкости, отличающиеся составом и методикой изготовления (магнитореологическая жидкость на основе физиологического раствора, магнитореологическая жидкость на основе реополиглобулина (декстрана), магнитореологическая жидкость на основе водного раствора 10 % лимонной кислоты). Магнитореологические жидкости показали крайне высокие показатели бионейтральности и гемонейтральности: проведены опыты *in vitro* на эритроцитарную гемонейтральность, а также опыты *in vivo* на лабораторных крысах (внутривенное введение рабочего объема магнитореологической жидкости (0,5 мл); проведен общий анализ крови и морфологические исследования органов).

На данный момент проводятся исследования эффективности разрушения фибриновых сгустков *in vitro* с использованием магнитореологической жидкости в качестве иммерсионной среды, далее будут проведены соответствующие исследования *in vivo*. Несущий раствор высокодисперсных частиц магнетита в магнитореологической жидкости является отличным переносчиком тромболитических препаратов. А благодаря схожести размеров образующихся кавитационных пузырьков и частиц магнетита, последним передается большая кинетическая и тепловая энергия, что увеличивает степень разрушения фибриновой сети тромба. Также, путем воздействия тороидального магнитного поля на магнитореологическую жидкость, существует возможность изменить форму иммерсионного мостика между тромбом и волноводом таким образом, что

реализуется эффект полного внутреннего отражения, т.е. практически вся ультразвуковая энергия будет направлена в тромб, чем будет значительно уменьшено повреждение сосудистой стенки. Кроме прочего, при попадании частиц магнетита в тромб, можно применить метод гипертермии: при воздействии на ткань с ферромагнитными частицами высокочастотного переменного магнитного поля, частицы разогреваются трением и разрушают данную ткань. При реализации вышеописанных методик в настоящем исследовании, предполагается оптимальное ультразвуковое разрушение тромба.

E-mail: yekelchuk@yahoo.com

Литература

1. Оганов Р.Г. Профилактика сердечно-сосудистых заболеваний – реальный путь улучшения демографической ситуации в России / Р.Г. Оганов [и др.] // Кардиология. – 2007. - №1. – С. 4–7.
2. Адзериho, И.Э. Ультразвуковой тромболизис в лечении артериального тромбоза: Дисс. Доктора Мед. Наук: 14.00.06 / И.Э.Адзериho. – Минск, 2004. – 322 л.
3. Ефимова Н.Н. «Влияние ультразвука на эффективность тромборазрушения и состояние системы гемостаза при использовании волноводов различных конструкций (экспериментальное исследование)». Дисс. Канд. Мед. Наук: 14.00.06. / Н.Н. Ефимова. – Минск, 2009. – 115 с.

НЕИНВАЗИВНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ГЕМОГЛОБИНА В КРОВИ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО УЛЬТРАЗВУКА

Троянова К.С.

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

Неинвазивный способ измерения параметров артериальной крови, таких как общая концентрация гемоглобина и насыщение кислородом (оксигенация), имеет важное значение для диагностики большого числа пациентов. Измерение общей концентрации гемоглобина и оксигенации (насыщения гемоглобина кислородом) играет большую роль в управлении и контроле опасных для жизни заболеваний и хронических заболеваний (ишемия, шок, анемия и др.). Существующие методы измерения этих параметров являются инвазивными. Использование оптико-акустической техники позволяет создать неинвазивный метод измерения этих параметров с помощью зондирования отдельных кровеносных сосудов, в том числе лучевой артерии и внутренней яремной вены.

В докладе приведены результаты испытаний оптоакустического датчика, сконструированного для неинвазивного измерения концентрации гемоглобина в лучевой артерии. В конструкции оптоакустического датчика использовались импульсы твердотельного лазера длительностью 10 нс на длине волны 1.06 мкм. Лазерное излучение доставлялось через световод на поверхность матового стекла, где происходило рассеяние излучения и формирование на поверхности исследуемого объекта светового пятна диаметром 9 мм. Плотность лазерного излучения на поверхности не превышало 4 мДж/см², что значительно ниже предельно допустимого уровня для медицинских приложений. Поглощение лазерного излучения приводило к нестационар-

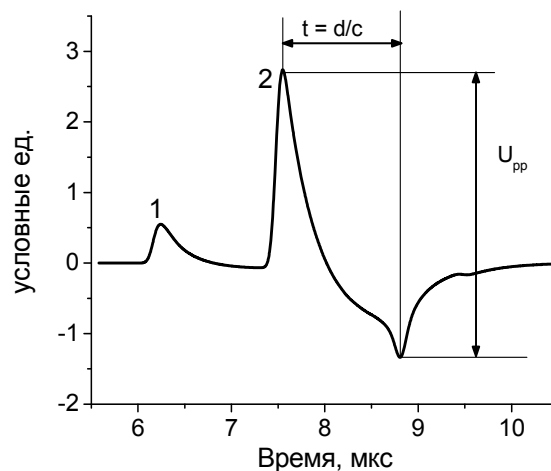


Рис. 1. Форма акустического импульса от трубки диаметром 2 мм на глубине 2 мм от поверхности ОА датчика. Трубка заполнена кровью с концентрацией гемоглобина 15

ному нагреву объекта и генерации короткого акустического импульса. Регистрация акустического сигнала проводилась решеткой акустических приемников, расположенных на верхней грани призмы, изготовленной из плексигласа. Приемники имели форму прямоугольных полосок размером 1x10 мм.

Работа оптоакустического датчика проверялась на модели кровеносного сосуда. В экспериментах были использованы силиконовые трубки диаметром от 1.6 до 2.5 мм, которые заполнялись овечьей кровью с разной концентрацией гемоглобина. Трубки помещались в водный раствор интралипида с коэффициентом рассеяния света 1.5 см^{-1} , что близко к реальной биологической ткани, на различной глубине от освещаемой поверхности. На рис. 1 приведены измеренный профиль акустического сигнала, зарегистрированного приемником, расположенным прямо над сосудом. Сначала на приемник приходит однополярный импульс, возникающий на поверхности жидкости (отмечен цифрой 1), а затем, с задержкой, связанной с конечной скоростью распространения звука в жидкости (порядка 1.5 мм/мкс), импульс, возбуждаемый в трубке. Импульс 2 имеет область сжатия и область разряжения, что объясняется симметрией трубки, однако пиковое значение области сжатия в несколько раз превышает пиковое разряжение вследствие различия в количестве поглощенных фотонов сверху и снизу трубки. Интервал между пиками импульса 2 определяется диаметром трубки d и скоростью звука в крови c : $t = d/c$. Амплитуда от пика до пика при выбранной геометрии лазерного пятна и акустического приемника прямо пропорциональна концентрации гемоглобина. Расчеты профилей ОА импульсов в трубке были выполнены с учетом случайного поглощения фотонов и решения термоакустического уравнения. Распределение поглощенных фотонов рассчитывалось методом Монте Карло.

В результате проведенных исследований было показано, что амплитуда акустического сигнала линейно зависит от концентрации гемоглобина, что позволяет применять оптоакустический метод для измерений *in vivo*.

E-mail: troyanova.k@yandex.ru

Литература

1. Гусев В.Э., Карабуов А.А. «Лазерная оптоакустика», «Наука», Физматлит, 1991.
2. Andreev V.G., Petrov Y.Y., Prough D.S., Petrova I.Y., Esenaliev R.O.. Novel optoacoustic array for noninvasive monitoring of blood parameters. Proc. SPIE, 2009, vol. 7177, pp. 1–6.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НАНОЧАСТИЦ ЗОЛОТА И ИОНОВ ЦЕЗИЯ С НАТИВНЫМИ ОБРАЗЦАМИ СЫВОРОТКИ КРОВИ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

Шленская А.В., Комарова А.В., Гибизова В.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра молекулярной физики, Москва, Россия*

В настоящее время в медицине разрабатываются наиболее рациональные способы лечения многих заболеваний, связанных с изменением концентрации и свойств основных компонент сыворотки крови — глобулярных белков (альбумина и γ -глобулина).

Золотые наночастицы (НЧ) являются объектами интенсивного исследования в современной нанобиотехнологии. Одно из основных свойств НЧ золота состоит в том, что они хорошо рассеивают и поглощают свет. НЧ золота могут быть использованы в качестве переносчиков лекарства, а также с помощью них можно определить местоположение раковой опухоли, т.е. использовать их в качестве биомаркеров.

Известны многие альтернативные методы лечения онкологических заболеваний, среди которых достойное место занимает лечение с помощью хлорида цезия. Многочисленные клинические испытания показали, что хлорид цезия может быть эффективным противоопухолевым средством при комплексной терапии некоторых форм рака [1].

Данная работа посвящена исследованию влияния наночастиц золота и ионов хлорида цезия на глобулярные белки — альбумин и γ -глобулин в водных растворах сыворотки крови здоровых и онкологически больных людей.

Исследования на нативных образцах сыворотки крови показали, что для здоровых пациентов концентрационная зависимость параметра рассеяния cH/R_{90} имеет положительный наклон, для больных пациентов наклон зависимости становится отрицательным. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с полученными ранее данными в нашей лаборатории [2].

В первом случае знак коэффициента межмолекулярного взаимодействия не меняется с добавлением хлорида цезия (положительный наклон сохраняется), а в образцах сыворотки крови больных пациентов — меняется на противоположный (отрицательный наклон становится положительным). Таким образом, коэффициент межмолекулярного взаимодействия B — его знак и величина — является наиболее значимым диагностическим параметром.

Наибольшее значение эффективной массы рассеивающих части наблюдается для нативных растворов сыворотки крови онкологически больных людей с добавлением соли хлорида цезия, что указывает на взаимодействие ионов с цезия с белком γ -глобулином в данном случае.

Также проведены исследования, показывающие наличие взаимодействия НЧ золота с γ -глобулином в нативных образцах сыворотки крови онкобольных пациентов. В водных растворах сыворотки крови здоровых пациентов с добавлением НЧ золота знак коэффициента межмолекулярного взаимодействия не меняется (положительный наклон сохраняется), а в образцах сыворотки крови больных пациентов — меняется на противоположный (отрицательный наклон становится положительным).

На основании проведенных экспериментов могут быть разработаны альтернативные методы диагностики и лечения онкологических заболеваний на ранних стадиях.

E-mail: anastasi.sh@gmail.com

Литература

1. Low J.C., Wasan K.M., Fazli L., Eberding A., Adomat H., Guns E. S. Assessing the therapeutic and toxicological effects of cesium chloride following administration to nude mice bearing PC-3 or LNCaP prostate cancer xenografts // *Cancer Chemother Pharmacology*, № 6, 2007, 821–829.
2. Petrova G.P., Boiko A.V., Fedorova K.V., Sergeeva I.A., Sokol N.V, Tichonova T.N. “Optical properties of solutions consisting of albumin and γ -globulin molecules in different ratio modeling blood serum” // *Int. Conf. Advanced Laser Technologies “ALT-08”*. Laser Physics. 2009. Vol. 19. No.6.PP.1303–1307.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ КРЕАТИНКЕНАЗЫ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

Егоров П.Г., Аненкова К.А., Федорова К.В.

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

Несмотря на успехи современной медицины, инвалидизация и смертность от сердечно сосудистых патологий возрастают. Основной проблемой является острая сердечная недостаточность, одной из главных причин которой остается инфаркт миокарда. Исследования последних лет показали, что увеличение смертности происходит главным образом среди мужчин молодого и среднего возраста. Это делает вопрос профилактики и лечения инфаркта миокарда, а также выявления ранней сердечной недостаточности в разряд приоритетным для здравоохранения.

Один из методов диагностики ранней сердечной недостаточности — определение уровня креатинкиназы в крови у человека. Известно, что в течение 2–4 часов после острого болевого приступа наблюдается значительное его повышение.

Метод динамического рассеяния света [1] позволяет исследовать влияние различных примесей, имитирующих стрессовые ситуации, на структуру фермента, а также выявить форму, в которой фермент существует в растворе при больших концентрациях (димеры или октамеры) [2].

В качестве первого этапа таких исследований было изучено поведение креатинкиназы в чистом водном растворе и определены пороговые значения концентрации, при которых происходит переход от мономеров к более сложным формам (димерам и октамерам) [3].

Измерения проводились на установке «Photocor Complex». Длина волны используемого лазера $\lambda=647$ нм, мощность 25 мВт. В работе использовался ФЭУ фирмы

«Perkin Elmer». Все измерения проводились при температуре $T \sim 25^\circ\text{C}$. Регистрировалась интенсивность света, рассеянного под углом 90° . [4]. В ходе эксперимента была получена зависимость коэффициента трансляционной диффузии от концентрации (рис. 1.).

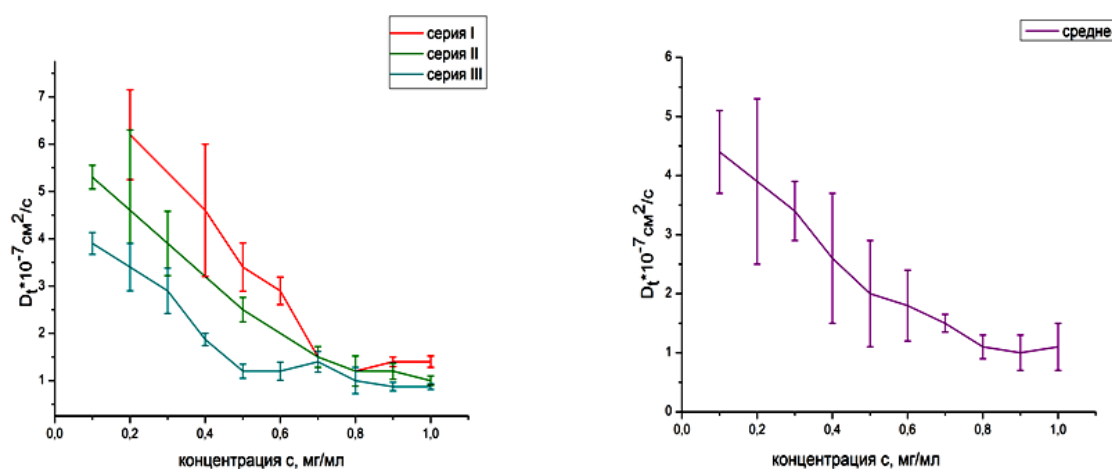


Рис. 1. Зависимость коэффициента трансляционной диффузии от концентрации креатинкиназы в водном растворе.

Каждый из трех участков зависимости соответствует определенному состоянию фермента — мономерам, димерам и октамерам. Значение концентрации 0,5 мг/мл при котором изменяется вид зависимости, совпадает со значением переходной концентрации, найденным в литературе ($\approx 0,55$ мг/мл) [3]

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. проф. Петровой Г.П. за ценные советы.

E-mail: holland16@rambler.ru

Литература

1. Петрова Г.П. «Оптические спектральные методы исследования жидкостей и растворов. Часть 1. Учебное пособие по спецкурсу кафедры молекулярной физики» // Москва, Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 2008, с. 34–35.
2. Gregg G.G. Hoffman, "Octamer Formation and Stability in a Mitochondrial Creatine Kinase from a Protostome Invertebrate" // Electronic Theses, Treatises and Dissertations, paper 3992, The Florida State University, 2005.
3. Marcillat O., Mazon H., Vial C. «Creatine kinase» // Nova Science Publishers, 2006, с. 90–100.
4. Официальный сайт приборов «Photocor» — <http://photocor.ru/>

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛАЗЕРНО-МОДИФИЦИРОВАННОЙ ХРЯЩЕВОЙ ТКАНИ

Касьяненко Е.М., *Омельченко А.И.

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

**Институт Проблем Лазерных и Информационных Технологий РАН,
Отдел перспективных лазерных технологий, Троицк, Москва, Россия*

В основе новой медицинской технологии лазерного изменения формы хрящевой ткани лежит явление лазерно-индуцированной релаксации механических напряжений. Известно [1], что механические свойства этой ткани определяются взаимодействием зарядов молекул хрящевого матрикса. Изменение формы хряща при лазерном нагреве связано с изменением хрящевого матрикса [3], а также с возможным переносом его зарядов и электропроводности ткани [2], измеренной на переменном токе.

Целью данной работы было изучение электрофизических свойств хрящевой ткани при лазерном нагреве в тепловом режиме, близком к применяемому в этой технологии.

Проводилось изучение механизма изменения электропроводности хрящевой ткани. В эксперименте на постоянном токе использовалась выделенная хрящевая ткань сустава бычка при облучении импульсно-периодическим излучением Er-лазера, с кольцевым распределением интенсивности.

При изучении электропроводности ткани на постоянном токе и измерении ее сопротивления использовался коаксиальный датчик диаметром 10 мм (диаметр внутреннего электрода $r = 1.25$ мм, внешнего электрода $R = 4.7$ мм). Для измерения температуры образца и распределения теплового поля использовался тепловизор TestoAG. В компьютерной системе сбора и обработки данных использовалась плата L780 и программное обеспечение LGraph фирмы L-CARD.

В результате были измерены зависимость удельного сопротивления образца от времени лазерного облучения и динамика его нагрева. В ходе эксперимента была обнаружена немонотонная падающая зависимость сопротивления от времени нагрева. Данная зависимость имеет активационный характер: первые падения сопротивления слабые, с каждым последующим лазерным импульсом резко увеличиваются. Наблюдаемую немонотонность можно объяснить температурной зависимостью электропроводности хрящевой ткани. При малых температурах сопротивление ткани растет при нагреве от комнатной температуры на несколько градусов, а затем падает при дальнейшем нагреве до 30 °С. Наблюдаемая температурная зависимость подчиняется линейному закону роста сопротивления вследствие уменьшения подвижности ионов $\sim 1/T$, и уменьшению сопротивления за счет активационного закона роста концентрации носителей заряда от температуры:

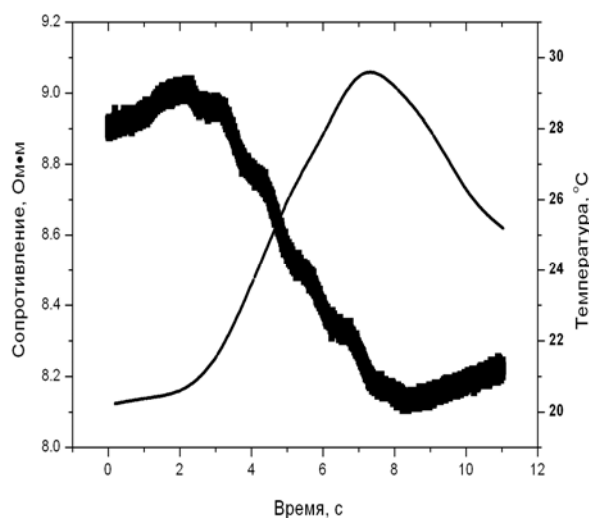


Рис. Зависимость сопротивления (жирная линия) и температуры (тонкая линия) образца хряща от времени при лазерном облучении импульсно-периодическим излучением Er-лазера в режиме: $P = 2.2$ Вт; $\Delta t = 0.5$ с; $f = 1$ Гц.

$$\sigma = \sum e^2 Z_i n_i \frac{D_0}{kT} e^{-\frac{U_a}{kT}}$$

где U_a — энергия активации, Z_i — заряд i -ого иона, n_i — концентрация i -ого иона, D_0 — коэффициент диффузии, k — постоянная Больцмана, T — температура, e — заряд электрона.

Свободными носителями заряда в хрящевой ткани являются свободные ионы Na^+ и Cl^- , H^+ и OH^- . Кроме того, в ткани присутствуют связанные ионы в гидратных оболочках заряженных протеогликанов. Эти ионы могут отделяться от агрегатов при воздействии лазерного излучения. Концентрация этих ионов растет с ростом температуры. Она растет активационным образом при достижении температуры фазового перехода. В результате сопротивление ткани падает, что свидетельствует об изменении состояния хрящевого матрикса.

Таким образом, наблюдаемые изменения сопротивления ткани свидетельствуют о структурных изменениях ткани, индуцируемых лазерным излучением.

Измерение зависимости электропроводности ткани может использоваться в контрольных системах управления лазером для медицинской технологии лазерного изменения формы хрящевой ткани.

e-mail: ekkassianenko@gmail.com

Литература

1. Лазерная инженерия хряща / под ред. Соболя Э.Н., Баскова А.В. и Баграташвили В.Н. М.: Физмат Лит – 2006. 407С.
2. Омельченко А.И., Соболев Э.Н. Изменения электропроводности тканей межпозвоночных дисков при импульсно-периодическом лазерном воздействии. *Квантовая Электроника*. 2009, 39, № 3, с. 279–282.
3. Sobol E.N., Milner T.E., et al. Laser reshaping and regeneration of cartilage. *Laser Phys. Lett.* 2007, 4, No. 7, p. 488–502.

УСКОРИТЕЛИ В МЕДИЦИНЕ

Лысухин Д.Д., Ларченков А.С.

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

Значение ускорителей для цивилизации сегодня трудно переоценить. Будучи изначально инструментом для решения задач научно-исследовательского поиска, в наши дни ускорители проникли во многие области человеческой деятельности: энергетика, промышленное производство, разработка материалов, контроль качества продуктов и т.д. Важное место в этом ряду занимает применение ускорителей в медицине.

С момента появления первых идей о возможности терапии пучками частиц и по мере развития в XX веке ускорительной техники совершенствовались и методики лечения. Различают несколько видов терапии: адронная (с применением пучков тяжелых частиц), электронная и фотонная. Различие видов терапии кроется преимущественно в формах дозного профиля для пучков разных частиц, т.е. в особенностях их взаимодействия с веществом тканей. Для повышения эффективности лечения и снижения медицинских рисков применяются различные методики коллимации пучков (для улучшения конформности облучения) и системы планирования.

Помимо лучевой терапии ускорители применяются также в области ядерной медицины, имеющей дело с производством радиоизотопов. Важное место в ядерной медицине занимают методики позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ) и однофотонной электронной компьютерной томографии (ОФЭКТ), позволяющие диагностировать широкий круг заболеваний различного характера. [1]

В России статистика применения ускорителей в медицине не выдерживает сравнения с западными показателями: в то время, как в США количество жителей, которое приходится на один медицинский ускоритель, составляет примерно 70 тыс. человек, в

России это число достигает 1.5 миллиона человек. Распределение количества ускорителей в мире по странам приведено на рис.1. [2, 3].

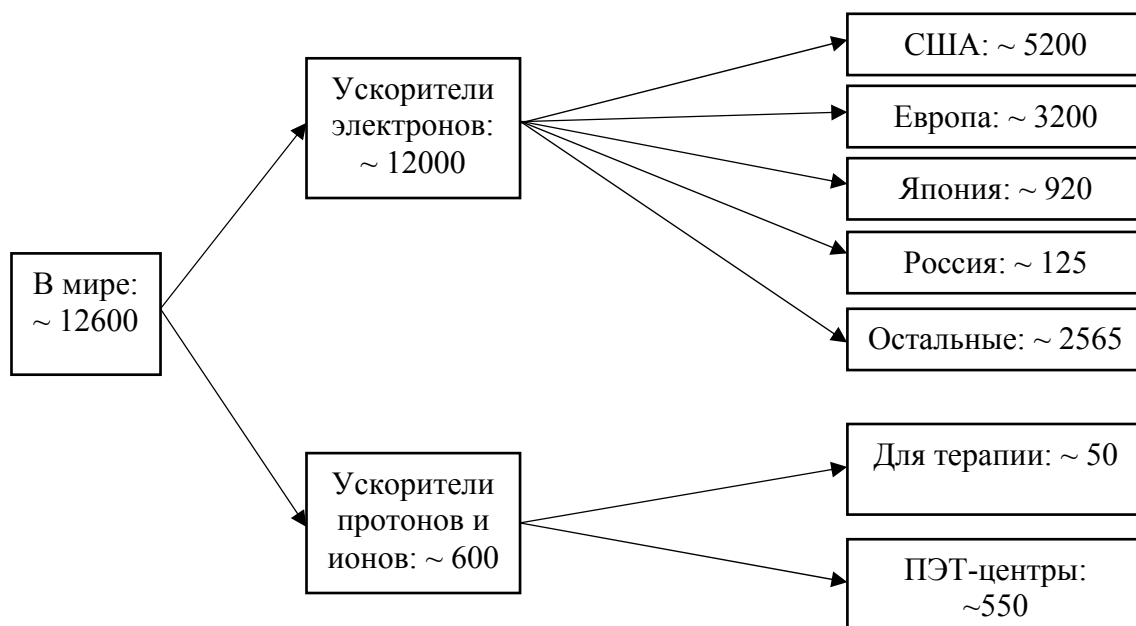


Рис. 1. Ускорители в медицине.

Будущее медицины во многом определяется темпами развития и внедрения новых технологий, ярким примером которых и служат ускорители.

E-mail: dd.lysukhin@physics.msu.ru

Литература

1. Костылев В.А. Медицинская физика. Краткая история (прошлое, настоящее и будущее). Препринт АМФР, 16 с., 2000.
2. Черняев А.П. Введение в физику ускорителей. Москва, Типография МГУ, 2009.
3. Stuart Henderson, Steve Holmes, Jose Alonso et al. Accelerators for America's future. U.S. Department of Energy, 2009.

АНАЛИЗ ДИНАМИЧЕСКОЙ КОРКОВОЙ ТОПОГРАФИИ В ЗАДАЧЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТАЦИИ ЛИНИЙ У ЧЕЛОВЕКА

Изьюров И. В.(2), Крылова М. А.(2),
Герасименко Н. Ю.(1), Славущкая А.В.(1)

(1) ФГБУН Институт высшей нервной деятельности нейрофизиологии
РАН Москва, Россия

(2) МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет Москва, Россия

Давно установлено, что зрительная система человека и некоторых животных является более чувствительной к информации, поступающей от базовых (вертикальных и горизонтальных) ориентаций, чем от наклонных (Appelle, 1972). Такая анизотропия, возможно, происходит из-за различий нейронных механизмов детекции ориентационных свойств базовых характеристик зрительных образов — отрезков линий.

Хотя результаты поведенческих работ указывают на возможность существования в зрительной системе человека механизма аналогичного тому, который есть в мозге животных, реальные экспериментальные подтверждения существования нейрофизиологических коррелятов предпочтения кардинальных ориентаций (“oblique effect”) у человека практически отсутствуют.

В настоящей работе исследована топография ранней корковой активации в задаче определения линий разного наклона. Цель состояла в определении областей активации

ции на разных временных этапах обработки информации. Также рассматривались особенности проведения этой операции в зрительной системе мужчин и женщин.

В эксперименте участвовал 41 испытуемый (21 женщина, средний возраст 22.1 ± 0.5 и 20 мужчин, 21.3 ± 0.3). Испытуемого просили определить угол наклона базовых (вертикаль и горизонталь) и наклонных (45° и 135°) линий. ЭЭГ высокой плотности регистрировалось на оборудовании Geodesic Sensor Net (Electrical Geodesics Inc., USA) с 128-канальным шлемом GSN HydroCel 128. Предъявление стимулов, регистрация правильности ответа и времени реакции проводились с помощью программы E-Prime 2.0 (Psychology Software Tools, Inc., США). Электрические потенциалы при правильных ответах анализировали с помощью программного обеспечения NetStation, Brainstorm 3.1 и BESA Research 5.3.

Проведен анализ чувствительности к ориентациям линий ранних компонентов ВП P1 (80–120 мс после стимула) и N1 (150–170 мс после стимула), отражающих этап сенсорного анализа, связанного с переработкой физических характеристик стимула, в частности, ориентации линий. Статистическому анализу подвергали значения адаптивного (усреднение по 4 мс) максимума или минимума анализируемых волн ВП. Максимум активности во временном диапазоне волн зарегистрирован в симметричных затылочно-теменных областях зрительной коры. При этом площадь зоны активации на наклонные ориентации больше, чем на базовые. На этапе развития P1 более чувствительны к различиям ориентации линий теменные области ($F_{3,99}=5.72$; $p<0.002$). Позже во время развития N1 различия между ориентациями значимы в затылочных областях ($F_{3,99}=10.10$; $p<0.0005$). При анализе ранних компонентов ВП выявлены значимые гендерные различия в виде более низких амплитуд и меньших площадей активации у женщин по сравнению с мужчинами.

Согласно полученным результатам, у человека операция раннего выделения ориентационных характеристик среды локализована в каудальных отделах коры. Новые данные о ранней дискриминации ориентаций в теменной области, относящейся к дорзальному зрительному пути обработки пространственных характеристик среды, расширяют представления о механизмах формирования зрительно-обусловленного поведения.

Работа выполнена при поддержке РФНФ (№ 12–36–01291–а2) и РФФИ (№ 14–04–00706).

E-mail: izeurov@physics.msu.ru

Литература

1. Appelle S. 1972 .Perception and discrimination as a function of stimulus orientation: the "oblique effect" in man and animals. Psychol. Bull. 78: 266–278.
2. Hugdahl K., Thomsen T., Ersland L. 2006. Sex differences in visuo-spatial processing: an fMRI study of mental rotation, Neuropsychol. 44, 1575–1583.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ НАНОКОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ И БИОСОВМЕСТИМЫХ ПОЛИМЕРОВ

Безсуднова Ю.И.

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

Наночастицы пористого кремния открывают большие возможности для лечения онкологических заболеваний, благодаря высокой биосовместимости и биodeградируемости (что позволяет их использовать для доставки лекарств), а также обладают эффективной фотолюминесценцией с квантовым выходом 1–10% (что перспективно для их использования как люминесцентных меток) [1]. В данной работе наночастицы были получены путём измельчения пористого кремния в планетарной мельнице. Сразу после приготовления поверхность наночастиц была покрыта водородом, что определяло их

гидрофобные свойства. Для успешного применения наночастиц в медицине необходимо их внутривенное введение в организм человека, а это возможно только в случае гидрофильных наночастиц. Для решения этой проблемы наночастицы кремния были покрыты лекарственным препаратом декстраном ((C₆H₁₀O₅)_n, группа полисахаридов) [2]. Основной целью работы являлась проверка сохранения физических свойств кремниевых наночастиц в результате покрытия их декстраном.

Было проведено исследование фотолюминесцентных свойств нанокompозитных материалов на основе кремниевых наночастиц и биосовместимых полимеров. В эксперименте сравнивались фотолюминесцентные свойства (а именно, время деградации фотолюминесценции в водных суспензиях наночастиц и их квантовый выход) наночастиц пористого кремния без полимерного покрытия и композиты декстрана с наночастицами. Результаты эксперимента показали, что времена деградации составляли 2–3 дня и не зависели от наличия полимерного покрытия. Квантовый выход составлял 1 % и также не зависел от покрытия поверхности. Таким образом, исследованный нанокompозитный материал сохранил оптические свойства наночастиц без полимерного покрытия, но, при этом, согласно литературным данным, его биосовместимость увеличилась. Также было изучено влияние размеров наночастиц на их оптические свойства. Эксперимент проводился с двумя видами частиц: исходными наночастицами, полученными в результате помола пористого кремния, характерный размер которых около 500 нм, и наночастицами, подверженными центрифугированию, размер которых составлял порядка 50 нм. В ходе эксперимента было обнаружено значительное увеличение (больше, чем на порядок) квантового выхода у наночастиц, подвергнутых центрифугированию.

На основании полученных результатов можно утверждать, что нанокompозитный материал на основе наночастиц пористого кремния и низкомолекулярного декстрана сохраняет свои люминесцентные свойства и, поэтому, может быть использован в медицинских целях как в качестве средств доставки лекарств, так и люминесцентных меток.

Автор благодарит м.н.с. М.Б. Гонгальского за помощь в работе и проф. В.Ю. Тимошенко за поставленную задачу и полезные обсуждения.

E-mail: Julia1514@yandex.ru

Литература

1. Cullis A.G., Canham L.T., Calcott P.D: The structural and luminescence properties of porous silicon. *J. Appl. Phys.* 1997, 82:909–965.
2. Park, J.-H., Gu, L., Von Maltzahn, G., Ruoslahti, E., Bhatia, S.N., Sailor, M.J., Biodegradable luminescent porous silicon nanoparticles for in vivo applications, *Nat. Mat.*, Volume 8, Issue 4, April 2009, Pages 331–336.

РАЗРАБОТКА МОДЕЛИ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО УСКОРИТЕЛЯ

Далечина А.В.¹, Горлачев Г.Е.², Ксенофонтов А.И.¹

¹ *Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,
факультет теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия*

² *НИИ Нейрохирургии имени академика Н.Н. Бурденко,
отделение радиологии и радиохимирии, Москва, Россия*

Расчет дозовых распределений играет решающую роль в планировании лучевой терапии и верификации. Единственным методом вычисления, позволяющим с высокой точностью проводить расчет дозы в случае сложной геометрии полей облучения и облучаемого объекта, является моделирование транспорта излучения методом Монте-Карло. Погрешность расчета может быть в пределах 1 % [3]. Развитие компьютерной техники и методов ускорения расчетов позволило активно применять метод Монте-Карло для моделирования процессов, происходящих внутри радиотерапевтических ус-

тановок. Основным препятствием на пути применения данного метода в практическом планировании лучевой терапии является отсутствие обобщенной модели источника излучения укорителя.

Целью данной работы является разработка модели источника излучения радиохирургической системы Cyberknife (Accuray Inc.) [2]. Схема конструкции головки электронного ускорителя представлена на рис. 1.

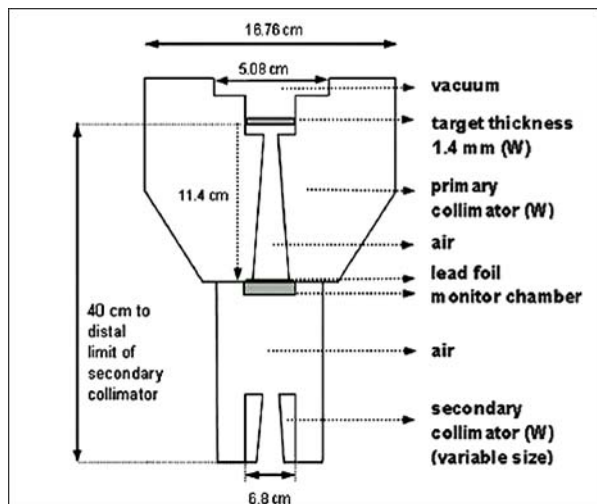


Рис. 1. Схематическое представление конструкции головки ускорителя Cyberknife (Accuray Inc.).

транспорта и взаимодействия частиц полностью переписаны на языке C++.

Плоскость модели источника расположена после первичной коллимации головки ускорителя. Схему моделирования и полученные гистограммы распределений иллюстрируют рисунки 2 и 3.

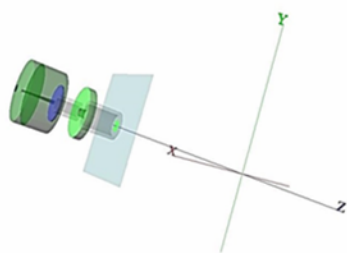


Рис. 2. Схема моделирования источника излучения методом Монте-Карло

В качестве модели источника использовалось фазовое пространство. Подход заключается в выполнении полного моделирования переноса излучения в головке ускорителя и создании, при этом моделировании, фазового пространства, содержащего необходимые данные (координату, угол, энергию) для каждой частицы, пересекающей плоскость фазового пространства, перпендикулярную оси пучка.

Расчеты, проводились с использованием программного обеспечения, разработанного в НИИ нейрохирургии им. акад. Н.Н. Бурденко, основанного на пакете EGS4 [1]. Из EGS4 заимствованы алгоритмы расчета взаимодействия излучения с веществом, а также сечения взаимодействия. Процедуры

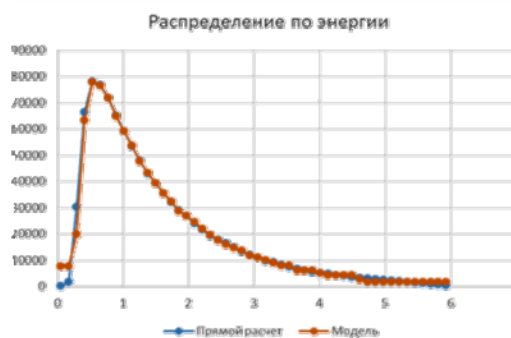


Рис. 3. Распределения частиц, полученные в результате моделирования при параметрах электронного пучка на мишени $E=6$ МэВ, размер пучка 0,1 см.

Сравнение гистограмм распределений частиц, сгенерированных непосредственно из модели источника, показало хорошее соответствие с распределениями частиц, полученными в результате прямого транспорта.

Следующим этапом работы является автоматическая подгонка параметров модели источника. С помощью экспериментальных данных система подберет значения энергии, размера электронного пучка на мишени и углового разброса. Используя эту информацию, будет разработана новая модель, которая подвергнется более тонкой настройке, учитывая вес частицы и масштабируя коэффициент по энергии.

E-mail: adalechina@nsi.ru

Литература

1. Bielajew A.F., Hirayama H., Nelson W. R. et al. History and overview of EGS4// Report NRC-PIRS-0436. 1994. P. 1–25.
2. Francescon P., Cora S., Cavedon C. Total scatter factors of small beams: A multidetector and Monte Carlo study// Med. Phys. 2008. V. 35. №2. P. 504–513.
3. Ma C.-M., Li J.S., Deng J. et al. Implementation of Monte-Carlo Dose calculation for Cyber Knife treatment planning // J. Phys. 2008. Conf. Ser. 102. P. 1–10.

РАЗРАБОТКА БЛОКА ИОННО-ПЛАЗМЕННОГО НАНЕСЕНИЯ АЛЮМИНИЯ НА ФТОРПОЛИМЕР

Скрипаченко К.К.

*Саратовский государственный технический университет
им. Гагарина Ю.А., физико-технический факультет, Саратов, Россия*

Уникальный комплекс свойств фторполимеров определяет их широкое использование в медицине. Из них получают биоинертные сосуды, уплотнители, протезы. Изделия из фторполимеров обладают значительным комплексом свойств по твердости, плотности, прочности, эластичности, каркасности, изгибоустойчивости. Изделия из фторполимеров используют как комплектующие детали, т.к. они обладают низкой набухаемостью в растительных маслах, углеводах, белках, кислотах. В сборных конструкциях из эластичной резины и каркасного термопласта обычно используются фторсодержащие сополимеры на основе ТФЭ (тетрафторэтилен), ГФП (гексафторпропилен) и ВФ (винилиденфторид), а также композиты на их основе [1]. Для таких конструкций необходима высокая адгезия фторсодержащей резины к политетрафторэтилену (ПТФЭ) для исключения их расслоения при эксплуатации. ПТФЭ вследствие особенностей химического строения инертен, однако обладает низкой адгезией к большинству материалов. Для повышения адгезии ПТФЭ к фторсодержащей резине используются химические и физические методы обработки поверхности ПТФЭ. Мы остановились на физическом модифицировании поверхности фторполимера, в частности, ионно-плазменном (магнетронном) напылении (МН) подслоя металла. **Целью** настоящего исследования являлась разработка блока ионно-плазменного нанесения алюминия на поверхность фторполимера. В качестве объектов исследования использовались фторсодержащая резина 420-264В/5 на основе СКФ-264В/5 и ПТФЭ. Данное сочетание материалов может использоваться в протезах клапанов сердца (ПКС) и стентах. В механической части камеры для МН предусмотрен шаговый двигатель и устройство для крепления ПКС. На рис. 1 изображена функциональная схема блока для нанесения покрытия на ПКС и характер массового распределения алюминия при МН.

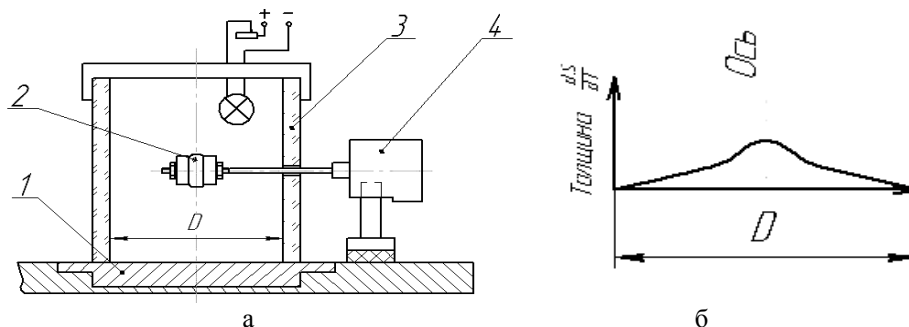


Рис. 1. а — функциональная схема блока для нанесения покрытия на ПКС (1 — Al мишень, 2 — ПКС в сборе, 3 — стакан кварцевый, 4 — двигатель шаговый); б — распределение скорости осаждения металла.

Толщина металлического слоя алюминия S , нанесенного на фторполимер, может задаваться и зависит от времени МН (рис. 1,б). Рост слоя металла происходит при оса-

ждении отдельных атомов металла, что способствует хорошей заполняемости пористой поверхности фторполимерного основания. Высокая энергия частиц металла, осаждаемого на фторполимер, способствует активации химических взаимодействий основы и напыляемого покрытия. Основной реакцией при осаждении алюминия является дефторирование полимерной цепи и образование фторида алюминия. Обычно, в ходе таких превращений возрастает прочность адгезии фторсодержащей резины к фторопласту, что важно для совулканизации.

Работа выполнена под руководством к.т.н. Шумилина А.И. и д.т.н. Пичхидзе С.Я.

kсениya.skripachenko@mail.ru

Литература

1. Нудельман З.Н. Фторкаучуки: основы, переработка, применение/ З.Н. Нудельман. – М.: ООО «ПИФ РИАС», 2007. – 384 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДЕФОРМАЦИИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ХРЯЩЕВОЙ ТКАНИ

Василькова Ю.А.¹, Баум О.И.², Соболев Э.Н.², Южаков А.В.²

МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия¹

*Институт проблем лазерных и информационных технологий
Российской академии наук, г. Троицк, Московская обл., Россия²*

В настоящее время лазерные технологии активно используются в медицине. Примером такого использования является лазерное воздействие на хрящевую ткань, применяемое при исправлении хрящевой перегородки носа и лечении патологий межпозвоночных дисков [1]. В будущем подобные технологии могут быть использованы в отоларингологии: при некоторых заболеваниях гортани необходимо правильно изготовить имплантат, который бы в дальнейшем являлся полноценной заменой удаленного участка. Как известно [2], с помощью лазерного воздействия ИК излучением на хрящевую ткань, можно изменять форму хряща. При этом благодаря релаксации механических напряжений в ткани, форма будет сохраняться в большей степени неизменной [1]. Поэтому целью работы является исследование воздействия лазерного излучения с изменяемыми параметрами на различные по форме и размеру образцы хрящевой ткани, что в дальнейшем поможет создать эффективные режимы облучения для применения в отоларингологии.

В рамках данного исследования была проведена серия экспериментов. Они заключались в том, что деформированная хрящевая пластина подвергалась лазерному воздействию. Данные параметры оставались неизменными: длина волны излучения 1.56 мкм, мощность излучения 1 Вт, толщина хрящевой пластины 2 мм.

В ходе данной работы была изучена зависимость интенсивности прошедшего и отраженного излучения от времени для разных случаев ориентации деформированной хрящевой пластины. На рис.1, рис.2 соответственно показаны графики, характеризующие эти зависимости. В первом случае лазерному воздействию подвергалась растянутая сторона образца, во втором случае согнутая. Проведя анализ результатов, можно сделать такой вывод: от растянутой поверхности отразилось большее количество ИК излучения, чем от согнутой поверхности, и соответственно, в первом случае интенсивность прошедшего света меньше, чем во втором. Этот результат можно объяснить тем, что при изгибе из согнутой стороны хрящевой пластины молекулы воды диффундируют в более растянутую часть образца. При этом изменяется структура ткани, и, следовательно, положение и форма рассеивающих центров, что непосредственно влияет на оп-

тические свойства ткани. С растянутой стороны ткань более пористая и концентрация воды в поверхностном слое больше, поэтому излучение больше отражается. А более плотная упаковка хрящевой ткани с согнутой стороны лучше фокусирует и, соответственно, пропускает излучение. Очевидно, воздействие на согнутую сторону ткани более эффективно.

Так же были проведены опыты по исследованию динамики радиуса кривизны хрящевой пластины после лазерного воздействия. Образцы ткани изгибали на деформационном кольце, закрепляли и подвергали облучению, как и с растянутой стороны, так и с согнутой. Параметры излучения и хрящевой пластины такие же, как и в описанном выше эксперименте. Проанализировав результаты зависимости радиуса кривизны от времени в обоих случаях, оказалось, что более эффективно облучение с согнутой стороны образца, так как радиус кривизны пластины быстрее достигает постоянного значения.

В результате исследования показано, что, если деформированный хрящ подвергнуть лазерному излучению, то, благодаря процессам релаксации механических напряжений в ткани, форма хряща не будет стремиться к первоначальному виду. Таким образом, с помощью лазерного воздействия можно произвольно изменять форму хряща. Показано, что более эффективно оказалось воздействие на вогнутую часть образца ткани, если рассматриваемый вид деформации – кольцевой изгиб. Эти выводы и дальнейшие исследования в данной области могут лечь в основу разработки медицинского метода по изготовлению индивидуальных трансплантатов, не подверженных короблению после приживления.

E-mail: vavasilkova@list.ru

Литература

1. Баграташвили В.Н., Басков А.В., Борщенко И.А., Игнатъева Н.Ю., Овчинников Ю.М., Омельченко А.И., Свиридов А.П., Свистушкин В.М., Соболев Э.Н., Шехтер А.Б. Под редакцией В.Н. Баграташвили, Э.Н. Соболева, А.Б. Шехтера Лазерная инженерия хрящей. ФИЗМАТЛИТ, 2006 г.
2. Baum O.I., Soshnikova Y.M., Sobol E.N., Korneychuk A.Ya., Obrezkova M.V., Svis-tushkin V.M., Timofeeva O.K., and Lunin V.V. Laser Reshaping of Costal Cartilage for Transplantation /Lasers in Surgery and Medicine 43:511–515 (2011).

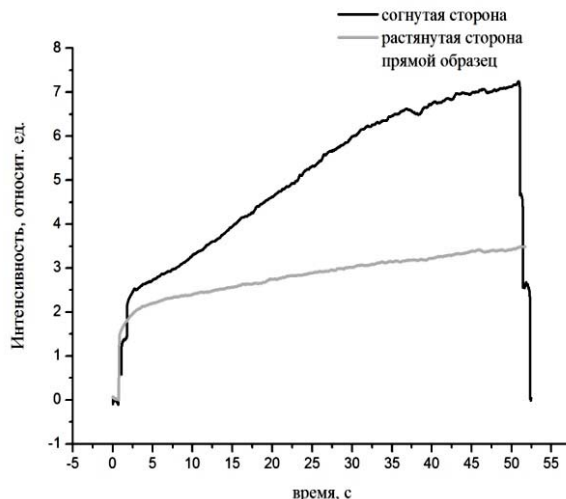


Рис. 1.

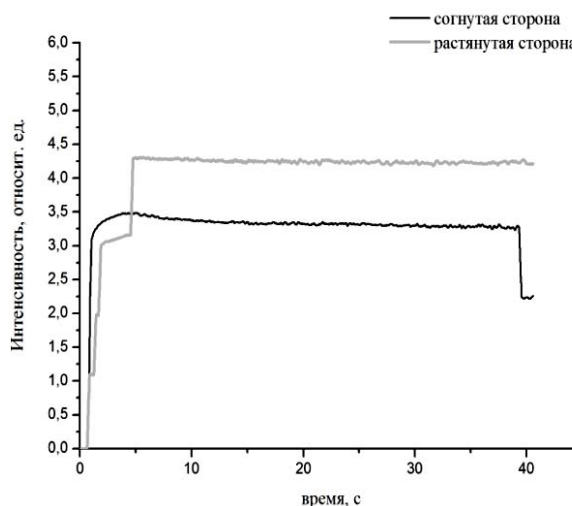


Рис. 2.

ИЗУЧЕНИЕ БИОДЕГРАДАЦИИ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ
В СРЕДАХ С РАЗЛИЧНЫМ ЗНАЧЕНИЕМ pH

Наташина У.А. Цуриков К.Э.

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

Наноформы кремния, такие как пористый кремний и кремниевые нанонити (SiNWs) находят свое применение в электронике, оптических устройствах и биомедицине. SiNWs представляют собой нитевидные структуры с диаметром 100–200 нм, и длиной от 1 до нескольких мкм. SiNWs характеризуются эффективными фотолуминесцентными (ФЛ) свойствами в видимой области спектра при комнатной температуре [1]. ФЛ свойства образцов объясняются наличием на стенках SiNWs мелких кремниевых нанокристаллов (с размерами менее 5 нм), в которых, вследствие квантового ограничения носителей зарядов образуются экситоны при воздействии на них лазерного излучения. Наличие ФЛ свойств SiNWs обуславливает возможность их применения в качестве люминесцентных меток [2]. Однако острым является вопрос биodeградации как структуры нанонитей так и ФЛ свойств при их взаимодействии с биологическими средами. Действительно, проф. Кенамом в 2005 году были показаны свойства биodeградации пористого кремния [3] и изучение подобных свойств SiNWs является актуальной задачей.

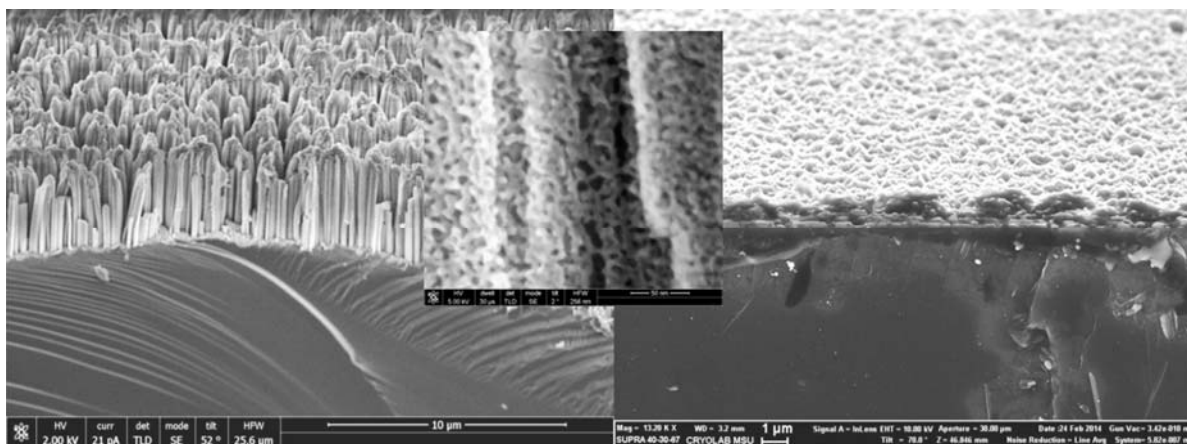


Рис. 1. (а) Микрофотографии СЭМ SiNWs, вставка показывает пористую структуру нанонити; (б) микрофотографии SiNWs после выдержки в течение 7 дней в водном растворе NaOH (pH=9).

В работе образцы SiNWs получались с помощью химического травления пластин c-Si (100) с удельным сопротивлением 0.001 Ом*см в растворе 5М HF:30 % H₂O₂, взятых в соотношении 10:1. Время травления составляло 60 минут. До травления поверхность c-Si покрывалась наночастицами серебра. После травления частицы серебра удалялись путем погружения образцов в 65 % раствор HNO₃ на 15 минут. Структурные свойства образцов исследовались методом сканирующей и просвечивающей электронной микроскопии (СЭМ, ПЭМ). Спектры ФЛ снимались при возбуждении аргоновым лазером 364 нм с помощью ПЗС-матрицы.

На рис. 1 представлены микрофотографии СЭМ SiNWs. Согласно изображениям СЭМ (рис. 1а) образцы SiNWs представляют собой упорядоченный массив кремниевых нанонитей с диаметром 100–200 нм и высотой 5 мкм, ориентированных вдоль кристаллографического направления [100]. Видно, что SiNWs имеют пористую структуру (см. вставку рис. 1а) с размером нанокристаллитов порядка 4–5 нм. На рис. 1б представлен вид SiNWs после выдержки в течение 7 дней в водном растворе NaOH с pH =9. Видно, что SiNWs практически полностью растворились в исследуемом щелочном растворе за это время.

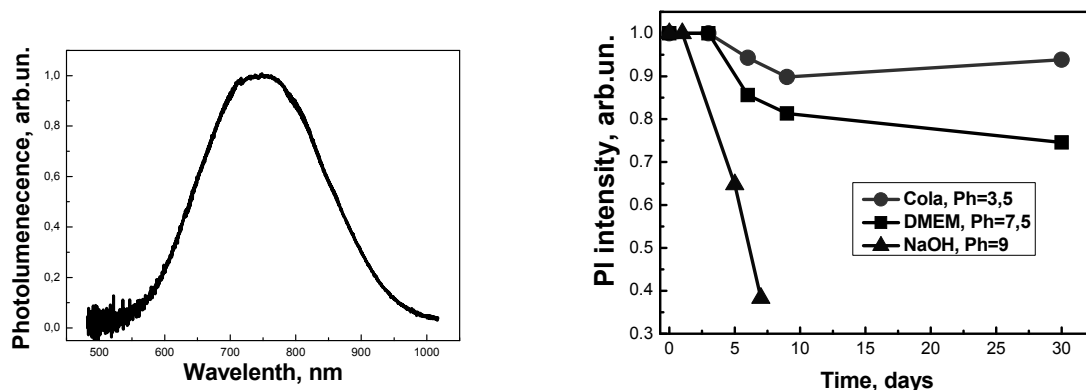


Рис. 2. (а) Спектр ФЛ свежеприготовленных SiNWs, (б) зависимость максимумов интенсивности ФЛ SiNWs от времени их выдержки в средах с различными значениями pH.

На рис. 2а представлены спектры ФЛ свежеприготовленных массивов SiNWs. Образец характеризуется широким спектром ФЛ с максимумом в области длин волн около 750 нм. Причиной ФЛ SiNWs является излучательная аннигиляция экситонов, образующихся в кремниевых нанокристаллах размерами 3–5 нм при их фотовозбуждении. Действительно, такие мелкие нанокристаллы присутствуют в объеме пористых SiNWs, как было показано на вставке к рис. 1а.

На рис. 2б представлены зависимости максимумов интенсивности ФЛ SiNWs от времени их выдержки в средах с различными значениями pH. Видно, что в интенсивность ФЛ падает за 1 день примерно до нулевого значения в среде с щелочным значением pH (NaOH), в то время как в кислой среде, pH = 3.5 (Coca-Cola), ФЛ свойства SiNWs остаются практически неизменными в течение 30 дней. В биологическом растворе DMEM с нейтральным значением pH, также наблюдается деградация ФЛ свойств SiNWs.

Стоит отметить, что обнаруженные свойства биodeградации пористых SiNWs (их сохранность в кислой и быстрая биodeградация в щелочной средах) можно использовать для доставки лекарств. Действительно, такие загруженные лекарствами SiNWs будут сохраняться в кислой среде желудка, и растворяться, выпуская лекарства, в щелочной среде пищевода.

В заключении авторы выражают благодарность своим научным руководителям к.ф.м.н. Осминкиной Л.А. и проф. Тимошенко В.Ю.

E-mail: natashina78@yandex.ru, E-mail: tsurikovk@mail.ru

Литература

1. Sivakov V., Voigt F., Berger A., Bauer G. and Christiansen S. "Roughness of silicon nanowire sidewalls and room temperature photoluminescence," *Physical Review B*, vol. 82, 2010.
2. Gonchar K.A., Osminkina L.A., Galkin R.A., Gongalsky M.B., Marshov V.S., Timoshenko V.Yu., Kulmas M.N., Solovyev V.V., Kudravnsev A.A., and Sivakov V.A. "Growth, Structure and Optical Properties of Silicon Nanowires Formed by Metal-Assisted Chemical Etching", *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, vol. 7, 602–606, 2012.
3. Canham L.T. "Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive"// *Nanotechnology*, 2007, 18, 185704, pp. 1–6.

УСКОРЕНИЕ СРАБАТЫВАНИЯ ИНТЕРФЕЙСА МОЗГ-КОМПЬЮТЕР
НА ОСНОВЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ О САККАДАХ,
ДЕТЕКТИРУЕМЫХ ПО ЭЛЕКТРООКУЛЛОГРАММЕ

Фасхиев М.Н.^{1,2}, Нуждин Ю.О.¹

¹НИИЦ “Курчатовский институт”, НБИКС-центр, Москва, Россия

²МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Интерфейсы мозг-компьютер (ИМК) — это устройства для ввода команд в компьютер на основе анализа сигналов мозгового происхождения, прежде всего электроэнцефалограммы (ЭЭГ). С помощью ИМК парализованные пациенты могут общаться с другими людьми или передавать команды устройствам, соединенным с компьютером. Например, уже существуют ИМК-системы, при помощи которых можно управлять роботизированным инвалидным креслом (Rebsamen et al., 2010). Однако минимальное время подачи команды в наиболее эффективной из таких систем составляет приблизительно 6 секунд, что, очевидно, слишком много для практического применения. Существуют и более быстрые ИМК, но при их использовании невозможно избежать частой спонтанной генерации команд (ложных срабатываний) в периоды, когда пользователь не занят управлением.

Для решения данной проблемы мы решили разработать так называемый интерфейс глаз-мозг-компьютер (ИГМК), в котором надежность детекции команды пользователя повышалась с помощью информации о саккадах. В качестве ИМК использовалась «одностимульная» модификация ИМК на основе волны P300 (Шишкин и др., 2013), в которой для отдачи команды пользователь должен сначала сделать саккаду в позицию предъявления стимулов. В данной модификации в онлайн-режиме удается снизить время подачи команды роботу до 3–4 секунд при сохранении низкой частоты ложных тревог (Fedorova et al., in press). В работе использовались данные, полученные в экспериментах на четырех здоровых испытуемых, осуществлявших управление с помощью такого ИМК в онлайн-режиме.

Саккады могут быть легко детектированы с помощью электроокулограммы (ЭОГ). Мы разработали алгоритм, детектирующий саккады на стимул. Данный алгоритм состоит из двух частей. Сначала строится шаблон на основе усреднения фрагментов короткой записи ЭОГ данного испытуемого. Создание единого шаблона, подходящего для всех испытуемых, нецелесообразно, так как саккады у разных испытуемых несколько различаются. Затем в новых записях выявляют «кандидатов в саккады» по превышению амплитудой ЭОГ заданного порога, и отбраковывают те, которые имеют низкую корреляцию с шаблоном. Выявленные саккады, в свою очередь, используются для уточнения детекции команд с помощью ИМК, т.е. при использовании лишь ЭЭГ-сигнала. Окончательное решение о подаче команды принимается лишь в случае, если превышению порога значением на выходе классификатора ИМК происходит в заданном коротком интервале времени после саккады.

Показатели	Сигналы, используемые для детекции команды	№ испытуемого			
		1	2	3	4
RT, с	ЭЭГ	2,9	3,0	3,7	3,7
	ЭЭГ+ЭОГ	2,5	2,7	3,0	3,2
FA, мин ⁻¹	ЭЭГ	0,3	2,3	1,5	1,4
	ЭЭГ+ЭОГ	0,3	0,7	1,7	1,1

RT – средняя скорость срабатывания интерфейса, FA – частота ложных срабатываний.

В оффлайн-анализе благодаря использованию информации о саккадах удалось уменьшить число усредняемых реакций на стимулы, используемых в ИМК, и это обеспечило ускорение срабатывания интерфейса. Ниже представлена таблица, в которой показаны усредненные результаты по каждому из испытуемых.

Как видно из таблицы, при использовании информации о саккадах срабатывание интерфейса происходило в среднем на 0,5 с раньше без изменения частоты ложных срабатываний. Данная работа — лишь первый шаг в разработке ИГМК, объединяющего «одностимульный» ИМК и детекцию саккад, и мы считаем, что дальнейшая доработка алгоритма может повысить эффективность работы системы.

E-mail: Liquidmole@mail.ru

Литература

1. Rebsamen B., Guan C., Zhang H., Wang C., Teo C., Ang M.H. Jr., Burdet E. 2010. A brain controlled wheelchair to navigate in familiar environments. IEEE TNSRE 18: 590–598.
2. Шишкин С.Л., Федорова А.А., Нуждин Ю.О., Ганин И.П., Осадчий А.Е., Величковский Б.Б., Каплан А.Я., Величковский Б.М. На пути к высокоскоростным интерфейсам глаз-мозг-компьютер: сочетание «одностимульной» парадигмы и перевода взгляда // Вестник Московского ун-та. 2013, Серия 14, Психология, № 4, стр. 4–19.
3. Fedorova A.A., Nuzhdin Y.O., Shishkin S.L. A «single-stimulus» brain-computer interface for sending a rapid command to a robotic arm: first results of online testing. The 6th International Conference on Cognitive Science. Kaliningrad, 23–27.06.2014 (in press).

РАЗОГРЕВ КОЛЛОИДНЫХ РАСТВОРОВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

Рудик Е. Л., Каргина Ю.В., Тамаров К.П.

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

В настоящее время сохраняется большой интерес к получению и использованию пористого кремния (PSi) в различных областях, включая опто- и микроэлектронику, химический синтез, биомедицинский технологии. Применение наночастиц пористого кремния (PSiNPs) при диагностике и лечении различных заболеваний открывает ряд неоспоримых преимуществ перед используемыми в настоящее время методами. Так, в работах [1,2] показаны свойства биосовместимости и биodeградируемости PSiNPs, что открывает большие перспективы для их применения в биомедицине. Известно, что наночастицы кремния при освещении могут сенсibilизировать активные формы кислорода [3], а, следовательно, применяться при фотодинамической терапии. В [4] представлены данные по уничтожению раковых клеток с помощью сочетанного действия PSiNPs и ультразвука.

В данной работе изучается взаимодействие наночастиц кремния и электромагнитного поля высокой частоты (ЭМП ВЧ).

Пленки пористого кремния формировались стандартным методом электрохимического травления пластин c-Si (100) p++ 25 мОм·смв растворе HF(50%):C₂H₅OH при плотности тока травления 60 мА/см² и времени травления 60 минут. Пленка отслаивалась кратковременным увеличением плотности тока до 600 мА/см². Водные суспензии PSiNPs получались вследствие помола пленки пористого кремния в планетарной мельнице. Для воздействия на суспензии частиц пористого кремния электромагнитным полем высоких частот использовался медицинский аппарат УВЧ-терапии с автоматической подстройкой частоты УВЧ-70-01А «Стрела». Аппарат представляет собой высокочастотный автогенератор с частотой 27,12 МГц ± 0,6%. Для непосредственно созда-

ния ЭМП используются плоские конденсаторные электроды (ЭМП с преобладающей электрической частью).

На рисунке 1 представлены фотографии просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) исследуемых образцов. Согласно полученным данным, PSiNPs представляют собой кластеры размерами от 50 нм до 200 нм, состоящие из наночастиц с размерами от 2 до 20 нм.

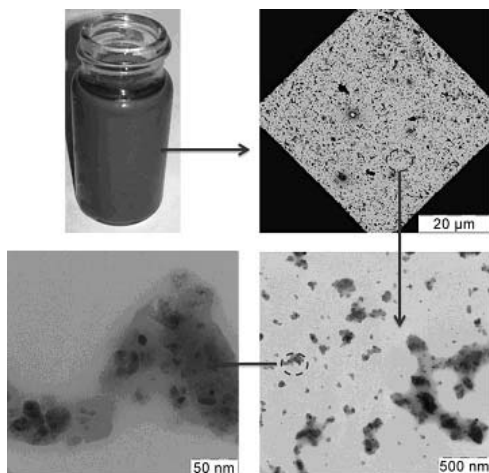


Рис 1. (а): Исследуемая суспензия М-PsiNPs; (б), (в), (г): Изображения ПЭМ М-PsiNPs в различных приближениях

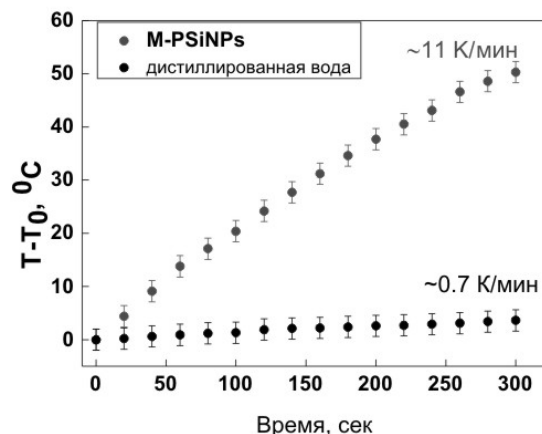


Рис 2. Зависимость изменения температуры суспензии М-PSiNPs и дистиллированной воды от времени воздействия ЭМП ВЧ.

Нами была поставлена задача исследовать воздействие электромагнитного поля высокой на водные суспензии кремниевых и золотых наночастиц.

На рисунке 2 представлен график зависимости разогрева ($T-T_0$) суспензии М-PSiNPs и дистиллированной воды от времени воздействия ВЧ излучения (мощность 66 Вт). Здесь T – температура суспензий после воздействия ЭМП ВЧ, T_0 – начальная температура суспензий. Из представленной зависимости видно, что дистиллированная вода под действием высокочастотного излучения практически не нагревается, скорость ее нагрева около 0,7 К/мин. Раствор М-PSiNPs же нагревается до 70°C со скоростью нагрева 11 К/мин. Как известно, уже при температуре 42-45°C происходит денатурация белка, то есть клетка погибает. Следовательно, раствор пористых кремниевых наночастиц может быть использован для уничтожения нежелательных клеток.

В работе было обнаружено значительное повышение температуры суспензии PSiNPs по сравнению с чистой водой при воздействии на них ЭМП ВЧ (27,12 МГц).

В проведенных экспериментах *in-vivo* показано, что при сочетанном действии PSiNPs и ЭМП ВЧ на опухолевую ткань, происходит уменьшение ее размеров по сравнению с контрольным экспериментом.

Авторы выражают благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любове Андреевне; также отдельную благодарность проф. Тимошенко Виктору Юрьевичу.

E-mail: rudik.katherine@gmail.com, Julech-ka@mail.ru, k.tamarov@gmail.com

Литература

1. Low S.P., Voelcker N.H., Canham L.T. etc, The biocompatibility of porous silicon in tissues of the eye, *Biomaterials*, 2009, 30, pp. 2873–2880. Canham L.T. “Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive”// *Nanotechnology*, 2007, 18, 185704, pp. 1-6.

2. Park J., Gu L., von Maltzahn G., Ruoslahti E. etc, Biodegradable luminescent porous silicon nanoparticles for in vivo applications, Nature Materials, 2009, Vol. 8, pp. 331-336.
3. Тимошенко В.Ю., Кудрявцев А.А., Осминкина Л.А и др., Кремниевые нанокристаллы как фотосенсибилизаторы активного кислорода для биомедицинских применений, Письма ЖЭТФ, 2006, том 83, No 9, стр. 492-495.
4. Осминкина Л.А., Лукьянова Е.Н., Гонгальский М.Б., Кудрявцев А.А., Гайдарова А.Х., Полтавцева Р.А., Кашкаров П.К., Тимошенко В.Ю., Сухих Г.Т., Влияние нано-структурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток, БЭБМ, 2011, том 151, No1, стр. 91-96.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ КРЕМНИЕВЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ ПОРИСТЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ, ДЛЯ БИМЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Мысов Г.А.

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

Кремний является востребованным материалом в современных электронных устройствах. Однако его наноформы, такие как пористый кремний и кремниевые нанонити (КНН), также находят широкое применение в электронике, оптических устройствах и биомедицине (в частности, в качестве люминесцентных меток). Они характеризуются эффективными фотолюминесцентными (ФЛ) свойствами в видимой области спектра при комнатной температуре [1,2]. ФЛ объясняется наличием в представленных образцах мелких кремниевых нанокристаллитов (с размерами менее 5 нм), в которых, вследствие квантового ограничения носителей зарядов, могут образовываться экситоны. ФЛ образцов можно управлять, изменяя параметры их изготовления. Уже доказаны свойства биосовместимости и биodeградируемости пористого кремния [3,4], и можно предполагать наличие подобных свойств у КНН [5].

Так как проникновение КНН в клетки затруднено, было предложено использовать кремниевые наночастицы (КНЧ): продукт ультразвукового измельчения КНН.

В работе образцы КНН получались с помощью химического травления пластин c -Si (100) с удельным сопротивлением и 0.01 Ом*см в растворе 5М HF:30% H₂O₂, взятых в соотношении 10:1. Время травления составляло 20 минут. До травления поверхность c -Si покрывалась наночастицами серебра. После травления частицы серебра удалялись путем погружения образцов в 65% раствор HNO₃ на 15 минут. Водные суспензии КНЧ были получены с помощью ультразвукового помола (2 часа, 37кГц, 90Вт) КНН. После этого суспензии были центрифугированы в течении 3 минут на скорости 2000 об./мин. Для того, чтобы избежать влияние деградации КНЧ на экспериментальные результаты, все биоэксперименты проводились только с использованием свежих суспензий КНЧ. Структурные свойства образцов исследовались методами сканирующей

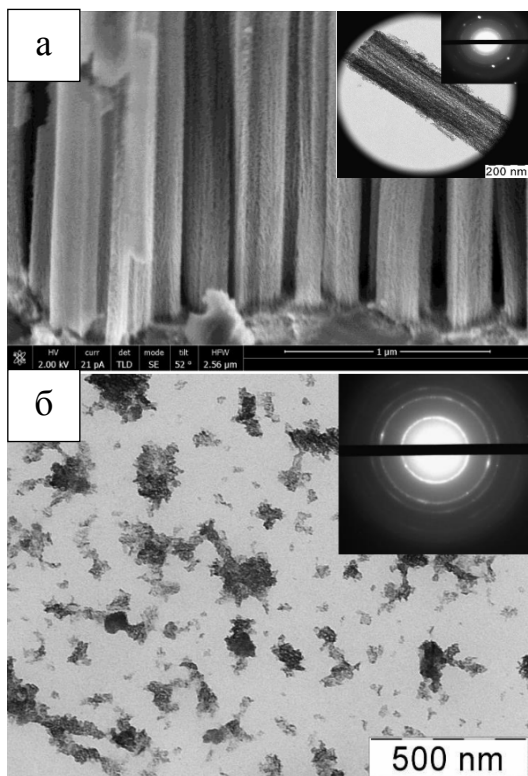


Рисунок 1. а – СЭМ КНН, на вставке – ПЭМ КНН. б – ПЭМ КНЧ, на вставке – диффракция электронов на КНЧ

шей и просвечивающей электронной микроскопии (СЭМ и ПЭМ, соответственно). Спектры ФЛ снимались при возбуждении аргоновым лазером 364 нм с помощью ПЗС-матрицы.

На рисунке 1 представлены данные СЭМ и ПЭМ КНН и КНЧ. Видно, что образцы КНН – это упорядоченный массив нанонитей, кристаллических по своей структуре, а КНЧ – их осколки со средним размером порядка 250 нм, причём они так же кристаллически.

На рисунке 2 в приведён спектр ФЛ КНЧ. КНЧ характеризуются широким спектром ФЛ с максимумом в области длин волн около 775 нм. Как уже было сказано выше, причиной ФЛ КНЧ является излучательная аннигиляция экситонов, образующихся в кремниевых нанокристаллах малых размеров при их фотовозбуждении. Такие мелкие нанокристаллы появляются, видимо, на поверхности КНН при их химическом травлении, и в их объеме и не разрушаются при их дроблении до КНЧ. Широкий спектр ФЛ образцов вызван распределением кремниевых нанокристаллов по размеру.

При помещении клеток Нер2 в суспензию КНЧ наблюдается проникновение КНЧ в клетки. Заметная ФЛ КНЧ наблюдалась в клетках после 24 часов инкубации. Предположительно, КНЧ проникают в клетки по механизму эндоцитоза. Так же была показана низкая цитотоксичность КНЧ: только при концентрациях КНЧ выше 150 мкг/мл выживаемость клеток упала ниже 80%.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любове Андреевне; также отдельную благодарность проф. Тимошенко Виктору Юрьевичу.

E-mail: afflictor@yandex.ru

Литература

4. L.T. Canham, "Silicon Quantum Wire Array Fabrication by Electrochemical and Chemical Dissolution of Wafers" // *Appl. Phys. Lett.*, 1990, v.57, №10, pp.1046-1048.
5. V.Sivakov, F.Voigt, A.Berger, G.Bauer and S.Christiansen, "Roughness of silicon nanowire sidewalls and room temperature photoluminescence," *Physical Review B*, vol. 82, 2010.
6. Canham L.T. "Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive" // *Nanotechnology*, 2007, 18, 185704, pp. 1-6.
7. Л.А. Осминкина, Е.Н. Лукьянова, М.Б. Гонгальский, А.А. Кудрявцев, А.Х. Гайдарова, Р.А. Полтавцева, П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Г.Т. Сухих "Влияние наноструктурированного кремния на процессы пролиферации стволовых и раковых клеток" // *БЭБМ*, 2011, том 151, №1, стр. 91-96.
8. K. A. Gonchar, L. A. Osminkina, R. A. Galkin etc "Structure and optical properties of silicon nanowire arrays formed by metal-assisted chemical etching" *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, 2012, 7, 6, 602-606.

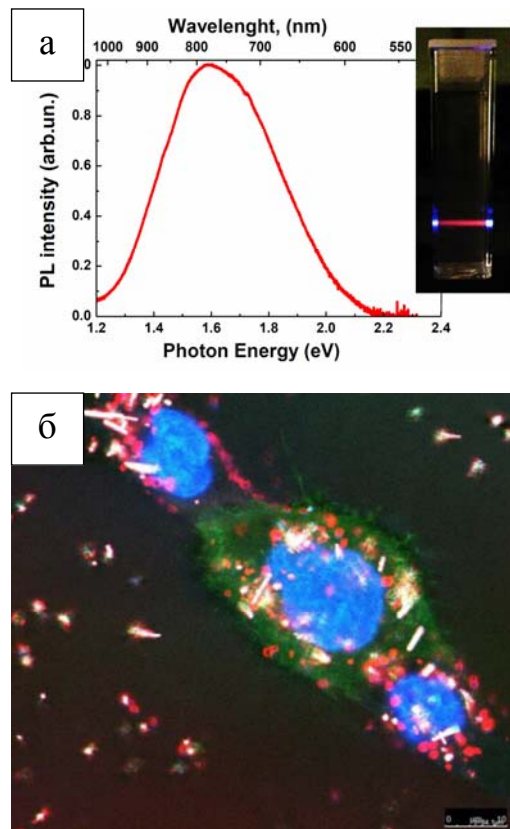
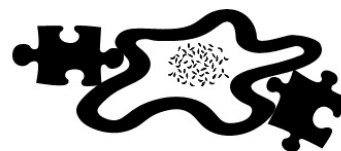


Рисунок 2. а – спектр ФЛ КНЧ, на вставке – фото суспензии КНЧ. б – Фотография ФЛ живой CF2Th клетки с КНЧ

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Председатель:
проф. Уваров Александр Викторович



ТЕПЛОТДАЧА ПУЧКОВ ЗМЕЕВИКОВЫХ ТРУБ СЕПАРАТОРОВ- ПАРОПЕРЕГРЕВАТЕЛЕЙ ВЛАЖНОПАРОВЫХ ТУРБИН АЭС И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ТАКИХ ПУЧКОВ

Егоров М.Ю.

*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
институт прикладной математики и механики, Санкт-Петербург, Россия*

Введение. Проектирование сепараторов-пароперегревателей (СПП) в России в ближайшие годы будет расширяться в связи с ростом номенклатуры ядерных энергоблоков с реакторами на тепловых и быстрых нейтронах, а также в связи с разработкой новых энергетических установок для атомных ледоколов. При этом можно использовать уже реализованные конструктивные решения для СПП, а также использовать те решения, которые могут быть перспективными для новых проектов. В частности, в конструкциях пароперегревателей СПП могут найти применение поперечно обтекаемые паром низкого давления пучки змеевиковых труб (см. рис.), хорошо себя зарекомендовавшие при эксплуатации аппаратов СПП-500 первой очереди Ленинградской АЭС [1]. Поперечное обтекание обеспечивает более высокие коэффициенты теплоотдачи, чем продольное, а большие длины змеевиковых труб (до ~100 м) — значительные перепады статического давления, способствующие надёжному и устойчивому удалению конденсата греющего пара.

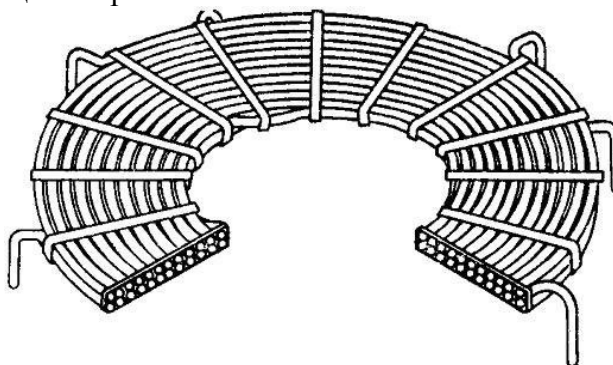


Рис. Двухрядный элемент пучка змеевиковых спиральных труб СПП-500.

Проектирование аппарата СПП-500 велось в тот период (конец 1960-х годов), когда объём исследований теплопередачи и гидродинамики таких пучков был невелик.

Методика расчёта теплоотдачи перегревателя пучка змеевиковых труб. На основе анализа экспериментальных данных по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению поперечно обтекаемых трубных пучков выполнено уточнение теплогидравлического расчёта СПП со змеевиковыми пароперегревательными пучками.

Для анализа течения в стеснённом многорядном спиральном змеевиковом пучке перегревателя типа СПП-500 была предложена модель в виде набора концентрических трубных колец с сохранением относительных поперечных $\sigma_1 = s_1/d$ и продольных $\sigma_2 = s_2/d$ шагов. Расчёт теплоотдачи пучка на параметры СПП-500 проведён путём ос-

реднения по кольцам с учётом вклада каждого кольца в общую поверхность теплопередачи:

$$\alpha_{пуч} = \frac{\alpha_1 H_1 + \alpha_2 H_2 + \dots + \alpha_j H_j}{H_1 + H_2 + \dots + H_j},$$

т. е. коэффициенты теплоотдачи рядов α_j умножаются на поправки, учитывающие изменение теплоотдачи по рядам вглубь пучка.

Для повышения достоверности результатов расчёта ввиду специфики геометрии пучка порядковый тепловой расчёт проводился сначала в коридорном, а затем в шахматном приближении с использованием зависимостей вида $Nu = C Re^m Pr^n$.

Коридорное приближение. В проекте СПП-500 расчёт выполнялся для пучка целиком (как единого физического объекта, а не отдельно по рядам) с поправкой на количество рядов без учёта переменного температурного поля по сечению потока. Проводя совершенствование методики расчёта с целью её уточнения, мы проанализировали рекомендации большого числа авторов, провели расчёты по различным зависимостям, сопоставили полученные результаты и установили:

1. Имеет место дефицит опытных данных по теплоотдаче пучков типа пучка перегревателя СПП-500.

2. В работе [2] приведены данные по теплоотдаче 27 типов пучков гладких труб различной компоновки в диапазоне $Pr_f = (0,7 \dots 500)$ и $Re_f = (1 \dots 2 \cdot 10^6)$. В [2] приведена зависимость

$$Nu = 0,308 Re^{0,63} Pr^{0,36} (Pr_f/Pr_w)^{0,25}, \quad (1)$$

полученная при обобщении данных для пучков $\sigma_1 = (1,2 \dots 1,4)$, $\sigma_2 = (1,09 \dots 1,12)$, соответствующих режимным параметрам работы и геометрическим характеристикам рассматриваемого здесь для перспективных СПП пучка $\sigma_1 = 1,14$, $\sigma_2 = 1,11$.

Шахматное приближение. Опытные данные для шахматных пучков подобных геометрий немногочисленны. В работе [3] исследованы правильные шахматные пучки с относительными шагами $\sigma = 1,05$ и $\sigma = 1,1$. Результаты сопоставлены с данными других авторов для правильных шахматных пучков с малым шагом $\sigma = 1,027 \dots 1,19$. Отмечено, что в шахматных пучках, близких к правильным, с относительным шагом $\sigma = 1,1 \dots 1,2$ наблюдается максимум теплоотдачи. Опытные данные обобщены зависимостью для средней теплоотдачи поперечно обтекаемых правильных шахматных пучков $\sigma > 1,05$:

$$Nu_f = 0,36 \{1 + 0,25 \exp[-100(\sigma - 1,18)^2] Re_f^{0,6} Pr_f^{0,36}\}. \quad (2)$$

Используя формулу (2), получаем значения коэффициентов теплоотдачи со стороны нагреваемого пара для первой ступени $\alpha_{нпп1} = 281 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ и для второй ступени $\alpha_{нпп2} = 304 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, практически равные полученным в «коридорном» приближении при использовании формулы (1) — $\alpha_{нпкор1} = 283 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $\alpha_{нпкор2} = 303 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Близость значений для плотного пучка в «коридорном» и «шахматном» приближениях, говорит о том, что истинная теплоотдача пучка находится в интервале между «коридорным» и «шахматным» значениями.

Методика теплогидравлического расчёта змеевиковых перегревателей содержит:

- Учёт переменности коэффициента теплоотдачи и различие площади поверхности каждого ряда при определении средней теплоотдачи пучка.
- Учёт наличия температурного фактора.
- Поправки, учитывающие зависимость теплоотдачи пучка от количества рядов.

1. Выполненные оценки показали, что отказ от змеевиковых перегревателей был не обоснованным, а их характеристики были предпочтительнее, чем у заменившей их прямотрубной конструкции. Результаты расчётов показали наличие конструктивных запасов поверхности нагрева в 1-й (~50%) и во 2-й (~30%) ступенях перегревателя.

2. Для расчёта теплоотдачи поперечно обтекаемых плотных змеевиковых трубных пучков рекомендуется использовать зависимости (1) и (2).

E-mail: Mikhail.Yu.Egorov@gmail.com

Литература

1. Шишкин А.А., Федорович Е.Д. Опыт эксплуатации промежуточных сепараторов-пароперегревателей турбин Ленинградской АЭС // Тр. ЦКТИ. 1981. Вып. 189.
2. Жукаускас А., Улинскас Р. Теплоотдача поперечно обтекаемых пучков труб. Вильнюс: Моклас, 1986.
3. Теплогидравлические характеристики суперплотных поперечно обтекаемых трубных пучков // Готовский М.А., Беленький М.Я., Маринич А.М. и др. // Тр. ЦКТИ. 2002. Вып. 282.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ СЛОЖНЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Бурцев А.А.

*Владимирский государственный университет им. А.Г. и Н.Г. Столетовых,
факультет прикладной математики и физики, Владимир, Россия*

В настоящее время считается, что наиболее перспективные технологии получения органических и неорганических материалов с новыми ранее недоступными характеристиками будут основываться на процессах самоорганизации наночастиц. Это обусловлено уникальными характеристиками индивидуальных наночастиц, а также возможностью модификации формы и свойств их поверхности для управления взаимодействием, определяющим в процессе самоорганизации архитектуру ансамбля наночастиц [1]. Исследование процессов самоорганизации при кристаллизации из капли раствора и исследование структур, образующихся из неравновесного расплава, может развить и углубить существующие теоретические представления и открыть новые возможности в прикладных исследованиях.

Высыхающая капля наноразмерного объема представляет собой диссипативную структуру в открытой системе в изменяющемся объеме которой происходят процессы самоорганизации растворенных веществ по мере испарения растворителя. Капля является реактором, в котором происходит физико-химический процесс кристаллизации или осаждения растворенного вещества с образованием твердой фазы с определенной морфологией на подложке [2]. Аналогичные сложные кристаллические структуры возникают при воздействии лазерного излучения на поверхность металлов. Наибольший интерес вызывает то, что данные структуры (дендритные кристаллы) и в случае раствора, и в случае расплава, распределены по краю капли или области воздействия лазера соответственно.

При малом объеме раствора (расплава) получают гораздо более неравновесные системы, в которых можно наблюдать новые формы кристаллизации веществ. Чем меньше система, тем меньше в ней случайных флуктуаций и тем выше взаимная обусловленность поведения ее частей. Для микросистемы относительное значение различных факторов, действующих на кристаллизирующееся вещество, совсем иное, чем для макросистемы [3, 4].

В данной работе проведены исследования процессов самоорганизации при кристаллизации раствора щелочи гидроксида натрия (NaOH) при высыхании капель наноразмерного объема на стеклянной подложке. А также анализ кристаллических структур, полученных при воздействии импульсного лазера с длиной волны $\lambda=1,06$ мкм и диаметром пятна $D = 1,6$ мм (энергия импульса $E_p \approx 2$ Дж, длительность импульса t менялась в диапазоне 5 – 25 мс).

E-mail: murrkiss2009@yandex.ru

Литература

1. Алфимов М.В., Кадушников Р.М., Штуркин Н.А., Алиевский В.М., Лебедев-Степанов П.В. Имитационное моделирование процессов самоорганизации наночастиц. // Российские нанотехнологии. – 2006. – Т. 1. – №1–2. – С. 127–133.
2. Андреева Л.В., Новоселова А.С., Лебедев-Степанов П.В., Иванов Д.А., Кошкин А.В., Петров А.Н., Алфимов М.В. “Закономерности кристаллизации растворенных веществ из микрокапли” // ЖТФ. – 2007. – V. 77. – No. 2. – С. 22–30.
3. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах. От диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации. М.: Мир, 1979. 512с., ил.
4. Хакен Г. Синергетика. Пер. с англ. — М.: Мир, 1980.— 405с., ил.

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ СМАЧИВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ГИДРОФОБИЗОВАННОГО СТЕКЛА ВОДОЙ И ВОДНЫМИ РАСТВОРАМИ ГАЛОГЕНИДОВ КАЛИЯ

Шагиева Ф.М.

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

Одним из основных методов исследования свойств поверхности материалов и покрытий является анализ динамики параметров сидящей капли тестовой жидкости в ее насыщенных парах. В настоящее время этот метод основан на использовании цифровой обработки видеоизображения капли на подложке с последующим нахождением уравнения Лапласа, описывающего поверхность капли. В частности, нахождение параметров уравнения Лапласа позволяет определить такие величины, как поверхностное натяжение жидкости, радиус капли в апексе, контактный диаметр, краевой угол. Наблюдение изменений этих параметров во времени позволяет делать вывод о том, что происходит в системе: испаряется ли капля, растекается с образованием равновесной пленки или из насыщенных паров идет конденсация жидкости в каплю. Также такие эксперименты позволяют судить о том, насколько устойчиво покрытие, не происходит ли десорбция и массоперенос молекул из покрытия в жидкость, как долго и каким образом оно сохраняет свои свойства.

В данной работе в качестве тестового образца использовалось предметное стекло с нанесенным на него слоем гидрофобного агента — метокси- $\{3 [(2,2,3,3,4,4,5,5,6,6,7,7,8,8,8\text{-пентадекафтороктил)окси}]пропил\}$ -силана $CF_3(CF_2)_6CH_2O(CH_2)_3Si(OCH_3)_3$. Была подобрана технология однородного нанесения покрытия, обеспечивающая разброс краевого угла вдоль поверхности образца около 1 градуса, чтобы лучше фиксировать начальный краевой угол при проведении длительной динамики.

Далее образец помещался в портативную автоматизированную установку для измерения угла смачивания образца и поверхностного натяжения жидкости. Она представляет собой экспериментальную ячейку, в которую помещается образец с каплей, и оптическую систему, позволяющую проводить цифровую видеосъемку капли во времени. Экспериментальная ячейка состоит из двух вложенных кювет, позволяющих наблюдать сидячую каплю в условиях 100 % влажности атмосферы. Все измерения проводились при комнатной температуре. Длительность динамики определялась временем установления равновесного значения краевого угла.

Таким образом, был проведен анализ смачивания гидрофобизованного стекла дистиллированной водой и водными растворами KCl, KBr и KI. Полученные результаты свидетельствуют о незначительном снижении угла смачивания при контакте с водными средами, а после термической сушки в печи покрытие восстанавливает свои гидрофобные свойства. В исследованных системах существует несколько механизмов снижения краевого угла. Основными являются снижение, связанное с образованием на поверхности образца равновесной смачивающей жидкой пленки, и гидролиз гидрофоб-

ного агента в покрытии. Одновременное снижение во времени угла смачивания и поверхностного натяжения позволяет сделать вывод о том, что имеет место гидролиз -Si-O- связи во фтороксисилане с последующим массопереносом гидрофобного агента на границу раздела вода/паровая фаза и образованием силанольной группы на поверхности. Также можно сделать вывод о более интенсивном гидролизе в солевых растворах, по сравнению с дистиллированной водой. В величине падения угла наблюдается некоторая зависимость от типа анионов соли.

shagieva.farida@physics.msu.ru

ЭЛЕКТРОННОЕ СТРОЕНИЕ НЕКОТОРЫХ Г-ЗАМЕЩЕННЫХ АЦЕТИЛАЦЕТОНАТА Cr(III)

Яшин В.А.

Дальневосточный федеральный университет, ШЕН, Владивосток, Россия

Интерес, проявленный к ацетилацетонатам металлов, связан с тем, что материалы, полученные на их основе, используются в качестве покрытий обладающие особыми физико-химическими свойствами. В последнее время интересно применение таких комплексов в качестве структурных звеньев в кремнийорганических соединениях. Высокая биологическая активность ряда ацетилацетонатов позволяет применять их в качестве медицинских препаратов, инсектицидов и гербицидов. Интерес в фундаментальных исследованиях строения ацетилацетонатов связан с установлением закономерности при β - и γ -замещениях, варьировании металла комплексообразователя.

В данной работе представлены результаты исследования методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и квантовохимическим моделированием комплексов хрома $Cr(Acac)_n(AcacR)_m$, где $R=SCl, SCiViSi(CH_3)_3$ ($n = 0, 1, 2, 3, m = 0, 1, 2, 3, n + m = 3$).

Исследования электронной структуры соединений проводили с помощью сверхвысоковакуумного фотоэлектронного спектрометра фирмы Omicron (Германия) с полусферическим электростатическим анализатором (радиус кривизны 125 мм). Фотоэлектронные спектры комплексов были получены в кристаллическом виде с рентгеновским источником $MgK\alpha$ (1253,6 эВ). Расчет проводился с помощью программного комплекса Firefly 7.1G в приближении ТФП с использованием функционала V3LYP и базисного набора 6-311G для Cr, O, C, H и 6-311++G для S, Cl, Si, без симметрии (C1).

Исследования позволило оценить влияние присоединения молекулы

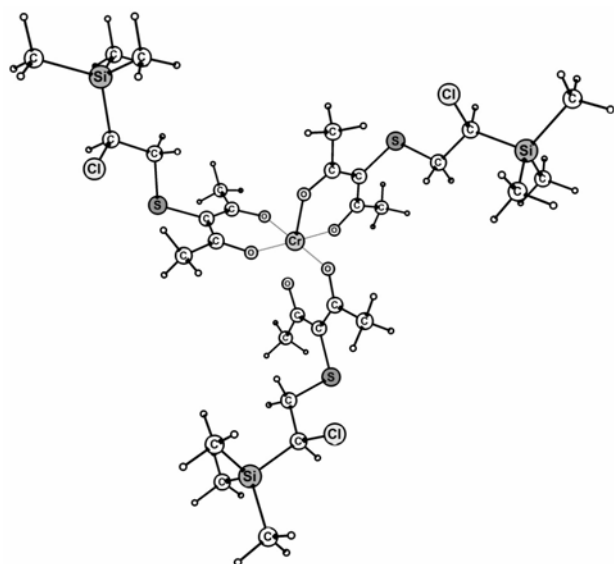


Рис. 1. Структура молекулы

$ViSi(CH_3)_3$ на геометрию, эффективные заряды и энергию молекулярных орбиталей $Cr(AcacSCl)_3$. Из полученных данных видно, что присоединение молекулы винилтриметилсилана приводит к не большому изменению геометрии и эффективных зарядов. Уменьшается расстояние Cr-O на 0,03Å, увеличивается расстояние S-C γ на 0,06Å.

E-mail: yashin.va@dvfu.ru

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ВНУТРИКОМПЛЕКСНЫХ
АЗОТСОДЕРЖАЩИХ СОЕДИНЕНИЙ НИКЕЛЯ(II)
МЕТОДАМИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ
И ТЕОРИИ ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ

Комиссаров А.А.

Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия

Хелатные — или внутрикомплексные — соединения переходных d-металлов с β-дикетонатными лигандами представляют высокий интерес из-за своих физико-химических свойств и широкой применимости — их адсорбции на металлических поверхностях, кластерах, на биологических молекулах; возможности использования в качестве медиаторов и катализаторов в полимеризации олефинов; применимости в промышленности и т.п.. Высокоинформативным методом изучения электронного строения является комбинация квантово-химического моделирования и ультрафиолетовой спектроскопии. Применение расширенной теоремы Купманса ($\epsilon(i) = -\epsilon(i) + \delta(i)$) позволяет отнести рассчитанные энергии орбиталей Кона-Шема к экспериментальным значениям вертикальных энергий ионизации.

Целью работы было отнесение полос УФ спектров при помощи моделирования методом ТФП, что представлялось непростой задачей ввиду высокой плотности состояний валентной зоны и низкой структурированности отдельных полос спектров хелатных комплексов с 3d-металлами.

Ультрафиолетовые фотоэлектронные спектры с источником излучения HeI бис-ацетилацетоимината и этилен-бис-ацетилацетоимината никеля (II) $Ni(Acim)_2$ и $NiEcim$ получены в работе [1]. Квантово-химическое моделирование комплексов выполнено с использованием пакетов программ GAMESS-US и Firefly. В методе теории функционала плотности использован функционал B3LYP и базисный набор TZVPP (обоснование выбора в [2]).

Расчет показал две равновесных конформации бис-ацетилацетоимината никеля в транс и цис формах. На основании разницы в расчетных полных энергиях конформаций комплекса, из сравнения последовательностей электронных уровней двух форм $Ni(Acim)_2$, $Ni(Acac)_2$ (бис-ацетилацетонат никеля) и $NiEcim$ был сделан вывод, что наиболее вероятной конформацией в газовом состоянии является транс форма $Ni(Acim)_2$.

При анализе УФ спектров азотсодержащих комплексов учитывались изменения зарядов на атомах, длин и порядков связей при аминозамещении ацетилацетоната никеля, отнесение полос спектра которого успешно проведено в работе [2] при аналогичном теоретическом подходе, и в итоге предложено отнесение полос фотоэлектронных спектров $Ni(Acim)_2$ и $NiEcim$ (рис. 1).
bezceller@mail.ru

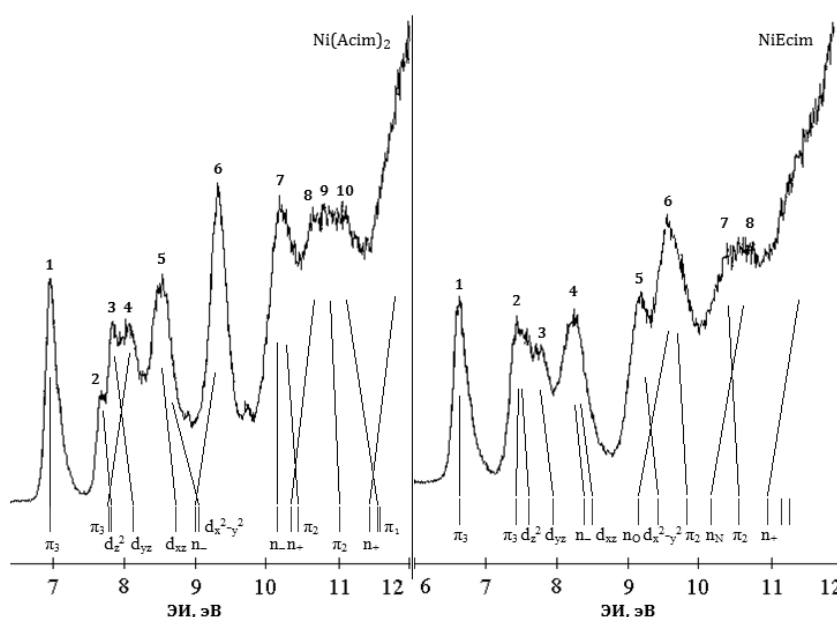


Рис. 1. Отнесение полос фотоэлектронных спектров $Ni(Acim)_2$ (справа) и $NiEcim$ (слева)

Литература

1. Vovna V.I., L'vov I.B., Slabzhennikov S.N., Ustinov A.Yu. // Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena. 1998. V. 88–91. P. 109–117.
2. Vovna V.I., Korochentsev V.V., Komissarov A.A., L'vov I.B. // Russian Journal of Physical Chemistry B. 2013. V. 7. № 3. P. 220–224.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА КОМПЛЕКСОВ ГЕКСАГАЛОГЕНИДОВ СУРЬМЫ(III) И ТЕЛЛУРА (IV) ПО РЕЗУЛЬТАТАМ МЕТОДОВ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФОТОЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И КВАНТОВОХИМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Доценко А.А.

Дальневосточный федеральный университет, ШЕН, Владивосток, Россия

Наличие интенсивной люминесценции координационных соединений ионов непереходных элементов с внешней электронной ns^2 оболочкой (например, Sb^{3+} , Bi^{3+} и др.), так называемых ртутеподобных ионов, позволяет использовать их в качестве эффективных люминофоров для современных люминесцентных ламп, катодо- и рентгенолюминофоров.

Принято считать, что за люминесценцию ртутеподобных ионов ответственны переходы между sp -возбужденными $3P_j$ и s^2 -основным состоянием. Существующая теория люминесценции s^2 -ионов напрямую связывает спектрально-люминесцентные свойства с особенностями электронного и геометрического строения соединений.

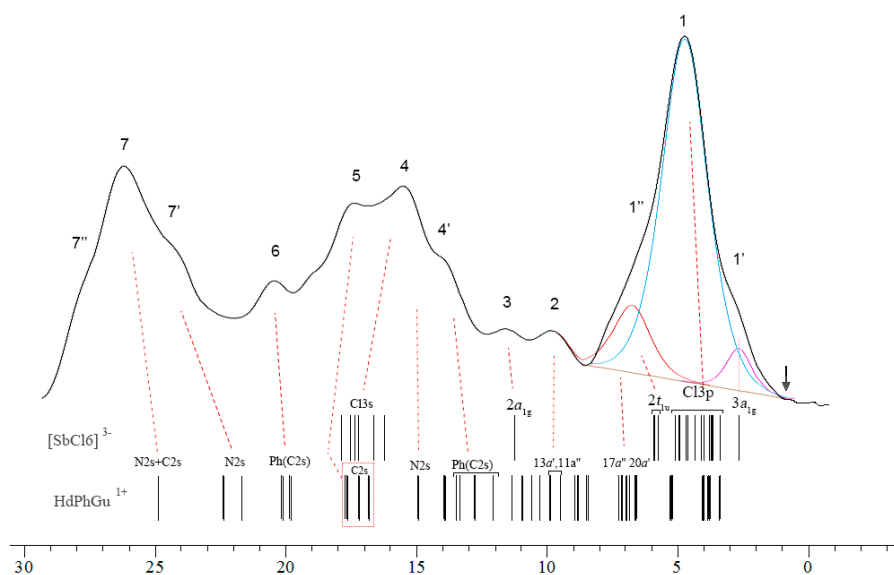


Рис. 1. Валентная зона комплексов $(HDphg)_3SbCl_6$.

Рентгеновские фотоэлектронные спектры комплексов получены на сверхвысоковакуумном фотоэлектронном спектрометре фирмы Omicron (Германия) с полусферическим электростатическим анализатором (радиус кривизны 125 мм). В качестве источника излучения использовалась рентгеновская трубка с магниевым анодом (линия $MgK\alpha$ 1253,6 эВ).

Давление в камере при проведении эксперимента не превышало 9×10^{-9} мбар. Аппаратная функция спектрометра в режиме записи линий характеристических уровней атомов, определенная по контуру линии $Ag3d_{5/2}$, имела ширину на полувысоте 1,2 эВ. Калибровка шкалы энергии связи электронов выполнена по методике внутреннего стандарта, в качестве которого был выбран уровень углерода $C1s$. Сглаживание

спектров выполнялось с использованием цифрового сглаживающего полиномиального фильтра Савицкого – Голя (SG).

Интерпретация спектров валентных электронов проведена на основе расчетов электронной структуры модельных соединений и закономерностей в рентгеновских фотоэлектронных спектрах исследуемых и родственных соединений.

E-mail: xelite@mail.ru

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВКАХ

Башкир И.С.

*Национальный технический университет Украины
«Киевский политехнический институт»
Теплоэнергетический факультет, Киев, Украина*

Интенсификация теплообмена увеличивает количество теплоты, передаваемой через единицу площади теплообменной поверхности, и способствует уменьшению габаритов теплообменной установки. При интенсификации теплообмена экономия материалов достигается не только за счет снижения габаритов теплообменника, но и за счет его компактности (увеличение площади теплообмена в единице объема) [1].

Для интенсификации внутреннего теплообмена широко используются закрутка потока, турбулизация потока, оребрения поверхности, выступы и углубления разной формы, шершавые поверхности, развитые поверхности в результате оребрения и другие методы [1, 2].

Одним из эффективных и простых в исполнении методов интенсификации теплообмена является закрутка потока. Однако используемые в настоящее время закручивающие устройства (завихрители, сокращение ленты, шнеки, спиральная накатка и спиральное оребрение) обладают рядом недостатков, которые сужают область их использования. Главными из них являются большие потери давления за счет вращения всего потока, а в ряде случаев — недостаточно высокая интенсивность закрутки потока у поверхности канала [3].

Знание гидродинамической структуры турбулентного потока и особенностей теплообмена в нем (распределения плотностей тепловых потоков или поля температур) позволяет установить области, в которых увеличение интенсивности турбулентных пульсаций предоставит наибольший эффект на интенсификацию теплоотдачи. Так как любая дополнительная турбулизация потока связана с дополнительными затратами энергии, то решающим при разработке эффективных методов интенсификации теплообмена является выбор места и способа дополнительной турбулизации потока. Из сказанного очевидно, что наиболее эффективным был бы такой метод интенсификации, который бы обеспечил дополнительную турбулизацию только пристенных слоев жидкости, не турбулизируя ядро потока [1].

Проблема совершенствования теплообменных поверхностей, выполненных в виде пакетов поперечно-оребрённых труб, является весьма актуальной.

Определенный резерв повышения теплоаэродинамической эффективности поперечно-оребрённых поверхностей находит место в переходе к некруглой форме поперечного сечения цилиндра, несущего оребрения. При определенных условиях, в частности, когда имеют место жесткие ограничения по аэродинамическому сопротивлению теплообменного устройства, становится целесообразным вместо несущих труб круглого сечения использовать профилированные (обычно, плоско-овальные или эллиптические) трубы [5].

Еще один путь повышения теплоаэродинамической эффективности поперечно-ребренных теплообменных поверхностей, связанный с удалением неэффективных участков ребра, является целесообразным в тех случаях, когда в качестве элементов теплообменников с целью максимального снижения их аэродинамического сопротивления используются профилированные (овальные, плоско-овальные и др.) ребренные трубы (в сухих градирнях, аппаратах воздушного охлаждения технологических продуктов и т.п.). В таких случаях предлагается полностью ребренные профилированные трубы (например, плоско-овальные) заменить частично ребренными, то есть такими, в которых части цилиндрической поверхности, имеющие большую кривизну (лобовая и кормовая часть) не ребренные [5].

Важным направлением совершенствования теплообменных устройств с поперечно-ребренных труб является создание условий для разрушения на поверхности ребер пограничных слоев и организации развитого вихревого потока. Из всех типов развитых поверхностей, в которых реализуется указанное направление, наибольшую известность получили трубы из сегментным ребрением, что обусловлено, прежде всего, их высокой технологичностью [5].

Метод интенсификации теплообмена с помощью конфузорной подгибки ребер является развитием идеи параллельной подгибки ребрения, используемой на Подольском машиностроительном заводе (ЗиО) [7] с целью уменьшения поперечных шагов труб в пакетах и повышение компактности теплообменных устройств в целом.

Закрутка потока в трубах является эффективным методом интенсификации конвективного теплообмена. В этом случае увеличиваются местные пристенные скорости и происходит общая перестройка течения.

Мигаем [9] были разработаны и исследованы пластинчатые спиральные завихрители.

Винтовые трубы предназначены для использования в качестве базовых элементов теплообменных поверхностей воздухоподогревателей-регенераторов газотурбинных установок, бесконтактных нагревателей топливного газа, котельных воздухоподогревателей и т.д. [10, 11]

Крестообразные вставки с закруткой потока у стенки канала обладают технологичностью изготовления и свойством самоочищения от промышленных загрязнений. За счет перераспределения осевого и закрученного потоков такие завихрительные устройства позволяют регулировать интенсивность теплообмена в широких пределах при неизменных затратах теплоносителя в канале [3].

E-mail: ivanna333333@gmail.com

Литература

1. Калинин Э.К., Дрейцер Д.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1990г.
2. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукоел А.С. Теплопередача. Изд. 3-е перераб. И доп. М.: Энергия, 1975. – 488 с.
3. Доник Т.В., Халатов А.А./Промышленная теплотехника. – 2012. – Т.34-№2. – с. 28–32.
4. Письменный Е.Н., Рогачев В.А., Баранюк А.В., Рева С.А., Панасюк А.П./Современная наука. Исследования, идеи, результаты, технологии. – 2013. – №1(12). –С. 13–18.
5. Письменный Е.Н. Теплообмен и аэродинамика пакетов поперечно-ребренных труб. К.: Альтерпрес, 2004г. – 243с.
6. Письменный Е.Н., Рогачев В.А., Ободянский А.В. Способ изготовления теплообменной трубы с поперечными разрезными ребрами / Патент СССР N 1838746 АЗ, 1993 г.
7. Экспериментальное исследование новой поверхности нагрева из труб со спиральными подогнутыми ребрами /Фомина В.Н., Абрамова Т.В., Титова Е.Я. и др. // Теплоэнергетика. – 1990. – № 9. – С. 53–56.

8. Исследование теплоаэродинамических характеристик и температурного режима ребристых пучков труб: Отчет / Киевск. политехн. ин-т: Рук. темы Е.Н. Письменный. – № ГР 01900008685, – 1991. – 59 с.
9. Мигай В.К. Повышение эффективности современных теплообменников. Л.: Энергия, 1980. 144 с.
10. Письменный Е.Н., Баранюк М.М. Вознюк//Промышленная теплотехника. –2012. –Т. 34 – №1.-С.45–54.
11. Маковей В.О. Профілювання гвинтоподібних труб обкочуванням/ Маковей В.О., Бородій Ю.П., Кліско А.В., Проценко П.Ю. //Вісник Київського політехнічного інституту. – Машинобудування. – 2010. – №60. С. 50–60.

ТЕРМОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПУЛЬСАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ИМПАКТНОЙ СТРУИ ЖИДКОСТИ

Новинская А.М.

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

В данной работе методом высокоскоростной инфракрасной термографии исследуются количественные характеристики тепловых потоков, создаваемых импактной затопленной неизотермической струей жидкости при ударе о поверхность металлической пластины. В резервуаре с водой температурой 22°C горячая струя ($T=30-60^{\circ}\text{C}$) падает на металлическую поверхность под прямым углом. Пластина, не прозрачная для ИК-излучения, пропускает только тепловые возмущения. Для регистрации нестационарных температурных полей с наружной поверхности пластины использовалась тепловизионная камера FLIR SC7000, установленная на одной оси со струей. Общая картина температурных пульсаций складывается из:

1. тепловых волн от импактной струи, регистрируемых с наружной поверхности металлической пластины;

2. теплового шума от внешних источников, отражения и т. д.

Измерены и оценены параметры струйного течения (скорости струи, расход).

В ходе эксперимента были получены зависимости температуры на поверхности от времени при различной толщине пластины — от 0.25 мм до 1мм. С помощью быстрого преобразования Фурье получены спектры энергии пульсаций, которые сравниваются со спектром Колмогорова (Рис. 1). Проведен анализ спектров, полученных при различной толщине металлической пластины.

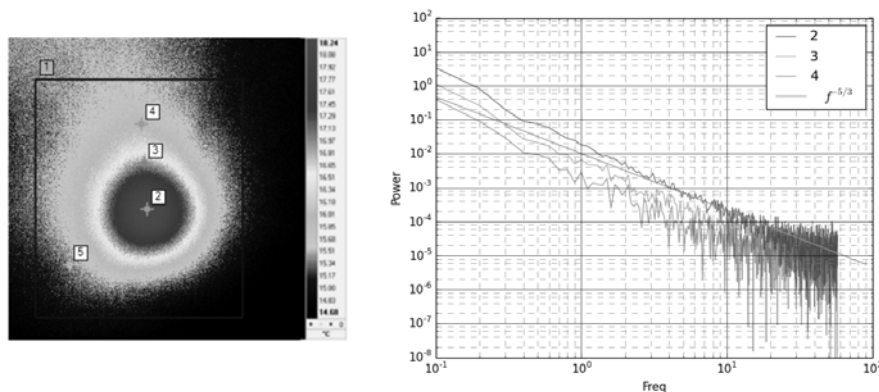


Рис. 1. Пример термограммы импактной струи, бьющей под прямым углом к рабочей металлической поверхности толщиной 0.5 мм и соответствующие энергетические спектры в точках 2, 3 и 4 (справа).

e-mail: novinsk125@yandex.ru

ЦИФРОВАЯ ТРАССЕРНАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ ВСПЛЫВАЮЩЕЙ КОНВЕКТИВНОЙ СТРУИ В ВОДЕ И ЭТАНОЛЕ

Пилипюк Д.С.

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

В последние годы для визуализации потоков в жидкости активно развивается метод PIV (particle image velocimetry, цифровая трассерная визуализация) (Raffel et al, 2007). Суть метода состоит в фотосъемке жидкости, засеянной частицами нейтральной плавучести в освещенной лазером плоскости (лазерный лист). Кросс-корреляционный анализ позволяет определить смещения частиц и построить поле скоростей. В настоящее время не представляет сложностей его реализация для скоростей меньше или порядка 1 см/с (характерные значения для рассматриваемой задачи).

Задача данной работы — получение количественных значений полей скоростей и сравнение этих полей с численным моделированием. В качестве объекта использовалось конвективное течение, созданное погруженной в жидкость нагретой проволокой.

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки. Данная геометрия позволила сформировать квазидвумерное течение и провести сравнение эксперимента с моделированием. Эксперимент показал, что наблюдаемая картина течения различна для воды и этанола. Помимо разницы в плотностях и коэффициентах теплового расширения, различается поведение жидкости вблизи поверхности (Vinnichenko et al, 2013). В экспериментах с водой поверхность остается неподвижной и тормозит поток, в этаноле же поверхность приходит в движение и дополнительно разгоняет вихревое течение. На рис. 2. представлена фотография конвективной струи в этаноле в плоскости лазерного листа.

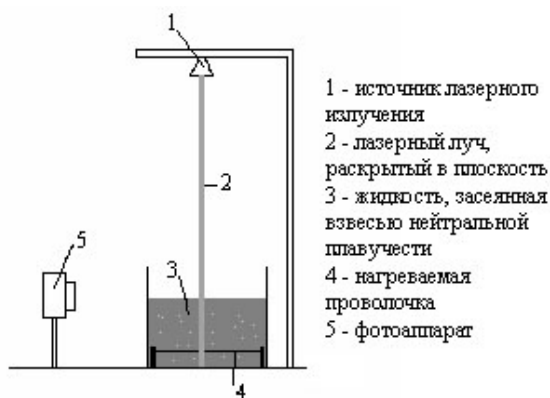


Рис. 1. Схема установки.

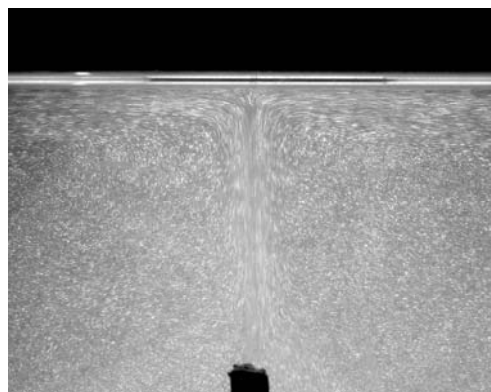


Рис. 2. Конвективная струя.

Сравнение с численным моделированием дает хорошее совпадение (в пределах 10 %). При моделировании необходимо использовать разные граничные условия: для воды использовалось условие неподвижной верхней поверхности, для этанола же наилучшее совпадение достигается при использовании условия Пирсона для конвекции, определяемой зависимостью коэффициента поверхностного натяжения от температуры.

E-mail: 89036166005@yandex.ru

Литература

1. Raffel M., Willert C.E., Wereley S.T., Kompenhans J. Particle Image Velocimetry. 2nd ed. Springer, 2007.
2. Vinnichenko N.A., Uvarov A.V., Plaksina Yu. Yu.. Combined study of heat exchange near the liquid–gas interface by means of Background Oriented Schlieren and Infrared Thermal Imaging, Exp. Therm. Fluid Sci, 2013, <http://dx.doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2013.11.023>.

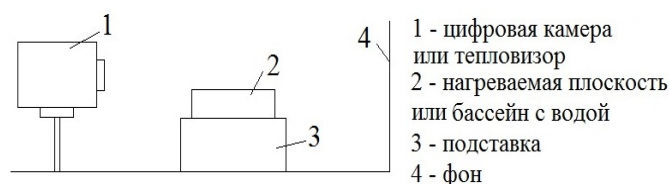
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУР В ВОЗДУХЕ НАД НАГРЕТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ПРИМЕНЕНИЕМ ТЕНЕВОГО ФОНОВОГО МЕТОДА И ТЕРМОГРАФИИ

Солдатенкова К.С.

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

Исследование конвективных течений над нагретой поверхностью является актуальным для большого числа задач в молекулярной физике, теплофизике и геофизике [1]. Современные экспериментальные методы позволяют получать все поле температур, а не значения температур в отдельных точках. В работе используются два метода, дающие сходные результаты применительно к данной задаче: теневой фоновый метод (ТФМ) и термография. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В ТФМ производится съемка фона и вычисляются смещения точек за счет рефракции. При фиксации ИК-излучения тепловизором наблюдается изменение температуры фона за счет влияния нагретой области. В каждом методе получаем усредненную по оси наблюдения температуру.

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.



В качестве объектов исследования используются сухая плоская нагреваемая поверхность и бассейн, наполненный подогреваемой водой. В эксперименте оба объекта имеют одинаковые размеры (длина, ширина). Нагреваемые области вытянуты вдоль оси наблюдения, что позволяет получить квазидвумерную картину течения. Картины поля температур, усредненных по времени, при одинаковых температурах поверхности, полученные с помощью ТФМ, представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, наблюдается существенное отличие полей температур над сухой поверхностью и поверхностью воды. Эта разница обусловлена наличием водяного пара и его конденсацией в воздухе с выделением тепла. Из-за выделения тепла резко меняется поле температур — оно становится менее «прижатым» к поверхности и области с высокими температурами сильно увеличены по площади. Картины поля температур, получаемые методом термографии, подобны картинам, получаемых с помощью ТФМ.

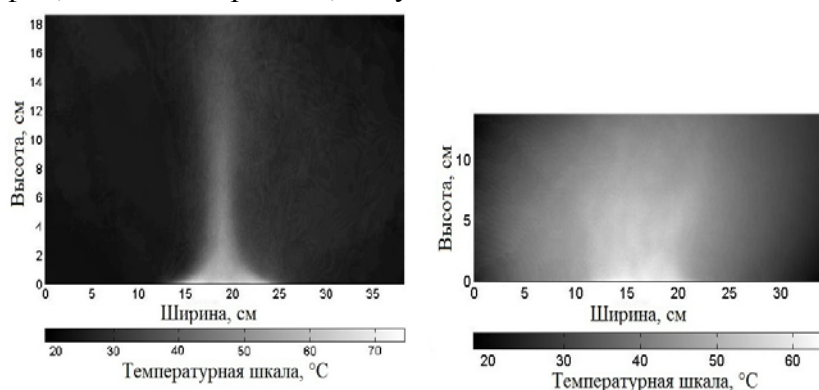


Рис. 2. Усредненное поле температур над сухой поверхностью и поверхностью воды.

E-mail: k.smileface@gmail.com

Литература

1. Plaksina Yu.Yu., Uvarov A.V., Vinnichenko N.A., Lapshin V.B. Experimental investigation of near-surface small-scale structures at water-air interface: Background Oriented Schlieren and thermal imaging of water surface. // Russian Journal of Earth Sciences, 2012, V. 12, N 4, ES4002, (8p.).

МЕТОД РАЗЛИЧЕНИЯ ИНФРАКРАСНЫХ СПЕКТРОВ ЖИДКИХ ОБРАЗЦОВ
В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ ТЕМПЕРАТУРЫ
С ПОМОЩЬЮ РАСЧЕТА НАЧАЛЬНЫХ МОМЕНТОВ

Королёва А.В.

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

По инфракрасным (ИК) спектрам твердых и газообразных веществ хорошо различаются изменения, происходящие с исследуемыми образцами. Для жидких образцов это различие выявить значительно сложнее за счет эффекта ударного уширения, особенно когда изменение температуры составляет единицы градусов.

Для поиска различий ИК-спектров жидких образцов предлагается производить расчет начальных моментов m_h и сравнивать полученные соответствующие значения между собой. Начальный момент h -го порядка рассчитывается по следующей формуле:

$$m_h = \frac{\sum_{j=1}^k \left(\frac{x_j - x_a}{c} \right)^h n_j}{n}, \quad (1)$$

где x_j – максимальное значение интенсивности в группе j , x_a – выбранное начальное значение интенсивности, c – величина разряда, n_j – соответствующая частота повторения значения, n – сумма всех частот n_j , k – количество групп, h – порядок момента.

Величина разряда c определяется по следующей формуле:

$$c = \frac{x_{j_max} - x_{j_min}}{k}, \quad (2)$$

где x_{j_max} и x_{j_min} соответственно самые максимальные и минимальные значения интенсивностей ИК-спектров, полученных при одной и той же температуре.

Начальное значение интенсивности определялось следующим образом:

$$x_a = \frac{\sum_{j=1}^k x_j n_j}{n}. \quad (3)$$

Данный способ выбора начального значения интенсивности не противоречил следующему критерию правильности его выбора [1]:

$$-0,5 < m_1 < +0,5. \quad (4)$$

Проведенный в настоящей работе расчет производился для h от 1 до 4. Все исходные экспериментальные значения интенсивностей объединялись в различное количество групп k . Количество попавших в группу таких значений являлось соответствующей частотой повторения значения n_j для группы j .

Группировка экспериментальных значений интенсивностей из каждого ИК-спектра осуществлялась по следующему алгоритму:

- Определяются значения x_{j_max} и x_{j_min} значения.
- Задается количество групп k .
- Значение x_j относится к группе j если оно удовлетворяет следующим критериям:

$$x_j \leq i \cdot \frac{x_{j_max} - x_{j_min}}{k} \quad \text{и} \quad (5)$$

$$x_j > (i-1) \cdot \frac{x_{j_max} - x_{j_min}}{k}.$$

В результате, значения моментов зависели от значений интенсивностей ИК-спектра и параметра k .

В качестве исходных данных были получены на установке MIDAC M4000 по 20 ИК-спектров дистиллированной воды для каждого значения температуры -0.5 , -3 , -5°C .

В результате, для различения полученных данных нужно подобрать значение k таким образом, чтобы отсутствовали пересечения доверительных интервалов для всех соответствующих рассчитанных значений моментов.

После применения данного метода к полученным ИК-спектрам было установлено, что при рассмотрении диапазона $1450\text{--}3930\text{ см}^{-1}$ различия в четырёх первых моментах для всех трёх температур выявляются при числе групп 3 и 10 (рис. 1).

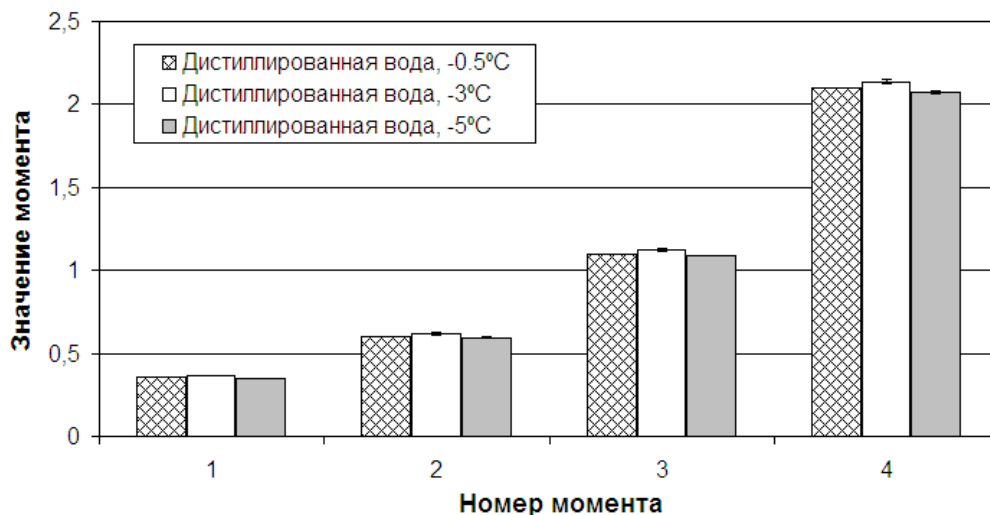


Рис. 2. Значения первых четырёх моментов для дистиллированной воды для температур -0.5 , -3 , -5°C при рассмотрении диапазона $1450\text{--}3930\text{ см}^{-1}$ и числе групп 3.

Таким образом, предложенный выше метод обладает высокой чувствительностью и может быть использован для получения дополнительной информации из ИК-спектров, в частности он позволит выявить изменения температуры во время проведения эксперимента.

В дальнейшем мы планируем продолжить исследование в этом направлении, чтобы найти наборы наиболее оптимальных параметров (k и количество моментов) предложенного в данной работе метода для различения водных растворов, находящихся при температурах, отличающихся на единицы градусов.

koroleva.phys@mail.ru

Литература

1. Митропольский А.К. Техника статистических вычислений. М.: Наука, 1971. С. 62.

МЕТОД ПОВЕРХНОСТНОГО ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ К ИССЛЕДОВАНИЮ РАСТВОРОВ ДНК С ЛИГАНДАМИ

Фионов А.Е.

*Санкт-Петербургский государственный университет
физический факультет, Санкт-Петербург, Россия*

Методы, основанные на локальном и поверхностном плазмонном резонансе, находят применение в различных областях науки и техники, например, при создании биосенсоров, интегральных схем, в медицине для терапии и визуализации опухолей. В подавляющем большинстве случаев существующие протоколы проведения такого рода анализа не рассматривают ДНК в качестве субстрата. Данная работа посвящена разра-

ботке процедуры изготовления биосенсора для изучения взаимодействия ДНК с биологически активными веществами с использованием метода поверхностного плазмонного резонанса.

В данной работе представлены результаты фиксации ДНК на поверхности золота, с участием тиогликолевой кислоты (HSCH_2COOH). Также проведены данные кинетики взаимодействия ДНК с бромистым этидием (EtBr), полученные методом поверхностного плазмонного резонанса.

Представлены данные подтверждающие предположение о возможности фиксации ДНК на поверхности золота посредством модификации поверхности тиогликолевой кислотой. Экспериментально показана возможность фиксировать методом поверхностного плазмонного резонанса взаимодействие ДНК с лигандами на примере бромистого этидия.

alexifiron@gmail.com

ИЗУЧЕНИЕ АЛЬТЕРНАТИВНЫХ ЭНЕРГОНОСИТЕЛЕЙ

Осокин А.С.

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

По мере исчерпания природных жидких и газообразных углеводородных источников энергии и ухудшении экологической обстановке на Земле, было предложено использовать новые энергоаккумулирующие вещества. Такие новые нетрадиционные энергоаккумулирующие вещества, характеризуются заметными или значительными тепловыми эффектами при их горении (окислении) и не образуют при горении вредных соединений. Среди них, прежде всего, водород, некоторые металлы (алюминий, магний, железо) и неметаллы (бор, кремний). Успешное внедрения новых энергоаккумулирующих веществ требует изучения их теплофизических свойств, освоения способов практического применения. Анализ показывает, что наиболее энергоемкими энергоаккумулирующими веществами являются алюминий и кремний[1,4]. Этим объясняется пристальное внимание, уделяемое этим веществам.

Алюминий – химический элемент III группы периодической системы с атомным номером 13 и атомной массой 26,98154. Алюминий является химически активным металлом, активно реагирующим со многими окислителями. Он может быть использован не только для получения тепла при его горении в кислороде, но и для получения другого перспективного энергоаккумулирующего вещества – водорода, который выделяется при окислении алюминия водой.

Настоящая работа посвящена изучению процессов окисления алюминия. Цель работы заключается также в исследовании процесса конденсации летучих продуктов окисления (субоксидов алюминия) в твердый оксид алюминия[2,3]. Для этого был модернизирован лазерный стенд (ИНЭП ХФ РАН). Модернизация коснулась основных составляющих стенда систем: реакционная камера с системой формирования потоков газа-носителя и газа-реагента, вакуумной системы (безмасляная откачка), система регистрации параметров лазерного факела, основанной на изучении пространственно-временных характеристик продуктов абляции вещества мишени, под действие мощного импульса CO_2 лазера. В качестве мишени используется сапфир (кристаллическая форма оксида алюминия (Al_2O_3)). При попадании пучка лазера на мишень происходит нагрев ее поверхности до высоких температур и абляция вещества - переход в газовую фазу, окружающую мишень, атомов Al и O, ионов Al^+ и O^- и др. Далее атомы и ионы начинают взаимодействовать друг с другом и с молекулами газа, заполняющую реакционную камеру. Образующиеся твердые продукты окисления оседают на пластины-свидетели, установленные определенным образом вокруг мишени. В дальнейшем пла-

стины-свидетели изучаются методами физико-химического анализа. Чтобы произвести эксперимент в «чистой» реакционной атмосфере, в отсутствие примесей (атмосферные газы и органика), реакционная камера «промывается» инертным газом с использованием турбомолекулярного насоса и других средств безмасляной откачки.

Результатом модернизации лазерного стенда стали:

- возможность исследовать пространственно-временные характеристики эмиссионного спектра лазерного факела, создаваемого импульсом CO_2 лазера, в более чистых условиях;
- разработка системы синхронизации высокоскоростной фоторегистрирующей камеры и лазерного импульса, что позволяет регистрировать процессы в определенном интервале времени.
- возможность ориентированной установки образцов-свидетелей, позволяющая характеризовать процесс образования твердой конденсированной фазы.

E-mail: osokin.andrey.sergeevich@gmail.com

Литература

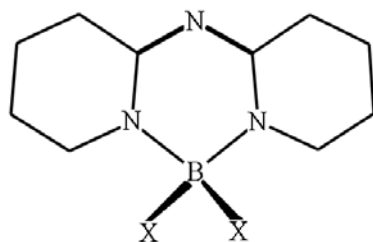
1. Андреева А.В. Основы физикохимии и технологии композитов. Учебное пособие для вузов. – М.: ИПРЖР, 2001.
2. Беляев Г.Е., Величко А.М., Дубенков В.П., Ларичев М.Н., Никитин А.И., Шейндлин А.Е., Школьников Е.И., Янилкин И.В. Исследования гидродинамических и теплофизических характеристик факела продуктов при облучении поверхности сапфира импульсным CO_2 -лазером. Теплофизика высоких температур, 2012, том 50, № 5, с. 804–809.
3. Беляев Г.Е., Величко А.М., Дубенков В.П., Ларичев М.Н., Никитин А.И., Шейндлин А.Е., Школьников Е.И., Янилкин И.В. Особенности образования электронно-возбужденных молекул AlO при облучении поверхности алюмосодержащих материалов импульсным CO_2 -лазером. Химия высоких энергий, 2012 том 46, № 6, с. 494–499.
4. Ильин А.П., Мостовщиков А.В., Толбанова Л.О., Новые энергоаккумулирующие составы на основе нанопорошков алюминия и оксидов алюминия. 2008.
5. Школьников Е.И., Жук А.З., Булычев Б.М., Ларичев М.Н. и др. Окисление алюминия водой для эффективного производства электроэнергии. Объединенный институт высоких температур РАН. – М.: Наука, 2012.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ И ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ЗАМЕЩЕННЫХ ИМИДОИЛАМИДИНАТОВ БОРА

Тихонов С.А.

*Дальневосточный федеральный университет,
школа естественных наук, Владивосток, Россия*

Наличие связи физико-химических характеристик веществ с их электронной структурой определяет актуальность исследований электронного строения азотосодержащих комплексов бора, обладающих рядом ценных потребительских свойств [5, 6]. Соединения исследованные в настоящей работе синтезированы относительно недавно [4]. Ультрафиолетовые фотоэлектронные (УФЭ) спектры комплексов получены и кратко обсуждались в [1], однако используемые на тот момент полуэмпирические приближения не позволили получить адекватные модели электронной структуры. Сопоставление результатов полученных методами ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии (УФЭС) и теории функционала плотности (ТФП) дает однозначную информацию об электронной структуре соединений I–III.



- I. X = C₂H₅
 II. X = C₆H₅
 III. X = C₆H₅

Оптимизация геометрии и расчет электронной структуры велись с помощью программного пакета Firefly 7.1.G [4], с использованием гибридного обменно-корреляционного функционала B3LYP и базисного набора TZVPP [7]. Выбор базиса и функционала обусловлен тестовыми расчетами в [8, 9]. Для проверки соответствия оптимизированной геометрии молекул I–III точкам локального минимума на поверхности потенциальной энергии, проводился расчет матрицы Гессе. Теоретические энергии ϵ_i и экспериментальные энергии ионизации (ЭИ_i) сопоставлены с использованием расширенной теоремы Купманса ($\text{ЭИ}_i = -\epsilon_i + \delta_i$) [2].

Согласно расчетным данным, структуры I–III соответствуют группе симметрии C₂. Минимум полной энергии молекул I–II наблюдается при положении алкильных групп по обе стороны от плоскости перпендикулярной хелатному циклу. Расчетные параметры хелатного цикла имидоиламидината дипропила бора (II) близки к результатам оптимизации соединения I. Структурные характеристики первой координационной сферы комплекса III незначительно отличаются от аналогичных величин для соединений I и II. Группы C₆H₅ в соединении III повернуты на 60° по осям, проходящим через связи B–C.

При замещении этильных групп (комплекс I) на пропильные (комплекс II) наблюдается заметное увеличение молекулярных вкладов заместителей и прирост числа орбиталей локализованных преимущественно на алкильных группах. В II акцепторный хелатный цикл стабилизирует уровни заместителя на 0,2–0,5 эВ вследствие эффекта поля, вызванного положительным зарядом атома бора 0,72 e.

Для соединения III наблюдается существенное увеличение локализации молекулярных орбиталей (МО) на заместителях. Также, имеет место инверсия уровней (относительно комплексов I–II) и прирост числа орбиталей локализованных преимущественно на органических группах. В соответствии с результатами расчетов электронной структуры, в комплексе III энергии электронных уровней локализованных хелатном лиганде на 0,1–0,5 эВ ниже, чем в I.

Расчетные результаты хорошо согласуются с экспериментом (см. таблицу). Это дало возможность однозначно определить порядок следования электронных уровней. Согласно расчетным данным первые полосы в УФЭ спектрах соединений I–III обусловлены МО $\pi_3^z + \pi_3^b$ (см. таблицу). Далее следуют широкие полосы со слабыми перегибами, каждой из которых соответствует несколько орбиталей.

Таблица. Локализация МО (%), экспериментальные ЭИ_i [1] и рассчитанные энергии электронов ϵ_i (эВ) для соединения II.

МО, характер	Локализация электронной плотности				- $\epsilon_i + 1,74$	ЭИ _i
	B	2X	N ₃ C ₂	(C ₄ H ₄) ₂		
72, B ($\pi_3^z + \pi_3^b$)	2	6	43	49	7,07	7,1
71, B (BC ₂ - π_2^z)	20	50	4	26	8,73	8,7
70, A (n ^N)	1	5	86	8	8,98	9,0
69, A (π_2^z)	0	1	26	73	9,22	9,3
68, A (BC ₂ +n ^N)	17	63	17	3	9,72	9,6
Заряды	0,72	-0,58	-0,74	0,60		

Для комплексов I–III выявлены отличия в электронной структуре. В частности, определено влияние групп C_6H_5 на энергии электронов и характеры МО хелатного лиганда. Хорошее соответствие рассчитанных и экспериментальных данных свидетельствует о достоверности моделей электронной структуры исследованных соединений.

E-mail: allser@bk.ru

Литература

1. Борисенко А.В. Электронное строение и фотоэлектронные спектры шестичленных хелатных комплексов бора со связью В-О и В-N: Дис. канд. хим. наук. Владивосток: ДВГУ физико-технический институт, 1990. С. 203.
2. Чижов Ю. В. Молекулярная фотоэлектронная спектроскопия и расчеты методом теории функционала плотности π - комплексов хрома и железа: Дис. докт. физ.-мат. наук. Уфа: ИФМК УНЦ РАН, 2009. С. 337.
3. Alex A. Granovsky, Firefly version 7.1.G,
<http://classic.chem.msu.su/gran/firefly/index.html>
4. Dorokhov V.A., Lavrinovich L.I., Shashkov A.S., Mikhailov B.M. Organoboron compounds – 392. 1, 3–(N→N) –migration of the diorganylboryl group in the 2–aminopyridine system // [Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR Division of Chemical Science](#). V. 30, Issue 6, June 1981, P. 1097–1099.
5. [Lagutkin N.A.](#), [Mitin N.I.](#), [Zubairov M.M.](#), Dorokhov V.A., [Mikhailov B.M.](#) Antiviral activity of boron chelates obtained from 2-aminopyridine. // [Pharmaceutical Chemistry Journal](#). V. 16, Issue 6, June 1982, P. 464–467.
6. [Liu Q.-D.](#), [Mudadu M.S.](#), [Thummel R.](#), [Tao Y.](#), [Wang S.](#) From blue to red: Syntheses, structures, electronic, and electroluminescent properties of tunable luminescent N,N chelate boron complexes. // [Advanced Functional Materials](#). V.15, Issue 1, January 2005, P. 143–154.
7. Schäfer A., Huber C. and Ahlrichs R. Fully optimized contracted Gaussian-basis sets of triple zeta valence quality for atoms Li to Kr. // *J. Chem. Phys.* 1994. V. 100. P. 5829–35.
8. Vovna V.I., Tikhonov S.A., Kazachek M.V., Lvov I.B., Korochentsev V.V., Fedorenko E.V., Mirochnik A.G. Electronic structure and optical properties of boron difluoridedibenzoylmethane F_2Bdbm // *J. Electron. Spectroscopy and Relat. Phen.* 2013. V. 189. P. 116–121.
9. Vovna, V.I., Tikhonov, S.A., Lvov, I.B. Photoelectron spectra and electronic structure of boron difluoride beta-diketonates with aromatic substituents// *Russian journal of physical chemistry A.V.* 87, APR 2013, P. 688–693.

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатель подсекции:
проф. Гордиенко Вячеслав Михайлович,



ТЕОРИЯ ЯВЛЕНИЯ САМОЗАХВАТА В ДИНАМИКЕ ЭКСИТОН-ПОЛЯРИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ

Васильева О.Ф.

*Приднестровский государственный университет имени Т.Г. Шевченко,
г. Тирасполь, Молдова*

Смешанные экситон-фотонные состояния в плоских полупроводниковых микрорезонаторах с квантовыми ямами в активном слое микрорезонаторные экситон-поляритоны представляют собой новый класс квазидвумерных квазичастиц с уникальными свойствами. Они возникают благодаря сильной связи экситонов с собственными модами электромагнитного излучения микрорезонатора. Огромный интерес вызывает поляритон-поляритонное рассеяние, благодаря которому экситон-поляритонная система демонстрирует сильно нелинейные свойства. Такие нелинейности были обнаружены в спектрах люминесценции микрорезонаторов при резонансном возбуждении нижней поляритонной ветви, которые объяснялись четырехволновым смещением или параметрическим рассеянием фотовозбужденных поляритонов накачки в сигнальную и холостую моды.

Представим результаты исследования динамики экситон-поляритонов в режиме параметрического осциллятора. Рассмотрим ситуацию, когда поляритоны возбуждаются на нижней ветви закона дисперсии под «магическим» углом. Процесс параметрического рассеяния двух поляритонов накачки в сигнальную и холостую моды описывается гамильтонианом вида:

$$H = \hbar\omega_p \hat{a}_p^+ \hat{a}_p + \hbar\omega_s \hat{a}_s^+ \hat{a}_s + \hbar\omega_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i + \frac{1}{2} \hbar v_p \hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_p \hat{a}_p + \frac{1}{2} \hbar v_s \hat{a}_s^+ \hat{a}_s^+ \hat{a}_s \hat{a}_s + \frac{1}{2} \hbar v_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i^+ \hat{a}_i \hat{a}_i + \hbar v_{ps} \hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_s^+ \hat{a}_s + \hbar v_{pi} \hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_i^+ \hat{a}_i + \hbar v_{si} \hat{a}_s^+ \hat{a}_s^+ \hat{a}_i^+ \hat{a}_i + \hbar\mu (\hat{a}_p^+ \hat{a}_p^+ \hat{a}_s \hat{a}_i + \hat{a}_s^+ \hat{a}_i^+ \hat{a}_p \hat{a}_p) \quad (1)$$

где ω_p, ω_s и ω_i - собственные частоты поляритонов накачки, сигнальной и холостой мод соответственно, $\hat{a}_p, \hat{a}_s, \hat{a}_i$ - операторы уничтожения поляритонов, v_p, v_s, v_i и v_{ps}, v_{pi}, v_{si} - константы одномодовых и межмодовых упругих поляритон-поляритонных взаимодействий, μ - константа параметрической поляритон-поляритонной конверсии. Используя (1), легко получить систему гайзенберговских уравнений для операторов $\hat{a}_p, \hat{a}_s, \hat{a}_i$. Усредняя эту систему уравнений и используя приближение среднего поля (mean field approximation), можно получить систему нелинейных эволюционных уравнений для комплексных амплитуд поляритонов $a_p = \langle \hat{a}_p \rangle$, $a_s = \langle \hat{a}_s \rangle$ и $a_i = \langle \hat{a}_i \rangle$:

$$\begin{aligned} i\dot{a}_p &= \omega_p a_p + (v_p a_p^* a_p + v_{ps} a_s^* a_s + v_{pi} a_i^* a_i) a_p + 2\mu a_p^* a_s a_i, \\ i\dot{a}_s &= \omega_s a_s + (v_s a_s^* a_s + v_{ps} a_p^* a_p + v_{si} a_i^* a_i) a_s + \mu a_i^* a_p a_p, \\ i\dot{a}_i &= \omega_i a_i + (v_i a_i^* a_i + v_{pi} a_p^* a_p + v_{si} a_s^* a_s) a_i + \mu a_s^* a_p a_p. \end{aligned} \quad (2)$$

Систему уравнений (2) следует дополнить начальными условиями, которые можно записать в виде:

$$a_{p|t=0} = a_{p0} \exp(i\varphi_{p0}), \quad a_{s|t=0} = a_{s0} \exp(i\varphi_{s0}), \quad a_{i|t=0} = a_{i0} \exp(i\varphi_{i0}), \quad (3)$$

где a_{p0}, a_{s0}, a_{i0} и $\varphi_{p0}, \varphi_{s0}, \varphi_{i0}$ - действительные величины, которые представляют начальные амплитуды и фазы поляритонов. Вводя далее в рассмотрение плотности поляритонов $n_p = a_p^* a_p, \quad n_s = a_s^* a_s, \quad n_i = a_i^* a_i$ и две компоненты «поляризации» $Q = i(a_p a_p a_s^* a_i^* - a_s a_i a_p^* a_p^*), \quad R = a_p a_p a_s^* a_i^* + a_s a_i a_p^* a_p^*$, получаем для них следующую систему нелинейных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{n}_p &= 2\mu Q, \quad \dot{n}_s = -\mu Q, \quad \dot{n}_i = -\mu Q, \\ \dot{Q} &= (\Delta + (2v_p - v_{ps} - v_{pi})n_p + (2v_{ps} - v_s - v_{si})n_s + (2v_{pi} - v_{si} - v_i)n_i)R + \\ &+ 2\mu(4n_p n_s n_i - n_p^2 n_s - n_p^2 n_i), \\ \dot{R} &= -(\Delta + (2v_p - v_{ps} - v_{pi})n_p + (2v_{ps} - v_s - v_{si})n_s + (2v_{pi} - v_{si} - v_i)n_i)Q, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Delta = 2\omega_p - \omega_s - \omega_i$ - расстройка резонанса. Используя (3), начальные условия для новых функций представим в виде:

$$\begin{aligned} n_{p|t=0} &= |a_{p0}|^2 = n_{p0}, \quad n_{s|t=0} = |a_{s0}|^2 = n_{s0}, \quad n_{i|t=0} = |a_{i0}|^2 = n_{i0}, \\ Q_{|t=0} &= Q_0 = 2n_{p0} \sqrt{n_{s0} n_{i0}} \sin \theta_0, \quad R_{|t=0} = R_0 = 2n_{p0} \sqrt{n_{s0} n_{i0}} \cos \theta_0, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\theta_0 = \varphi_{s0} + \varphi_{i0} - 2\varphi_{p0}$ - начальная разность фаз.

Дальнейшее рассмотрение удобнее провести для нормированных величин $y = n_p / n_{p0}, \quad \bar{n}_{s0} = n_{s0} / n_{p0}, \quad \bar{n}_{i0} = n_{i0} / n_{p0}, \quad \alpha = \Delta / (2\mu n_{p0}), \quad \bar{v}_p = (2v_p - v_{ps} - v_{pi}) / \mu n_{p0}, \quad \bar{v}_i = (2v_{pi} - v_{si} - v_i) / \mu n_{p0}, \quad \bar{v}_s = (2v_{ps} - v_{si} - v_s) / \mu n_{p0}, \quad t = \tau \tau_0$. Тогда систему уравнений (4) можно привести к одному нелинейному дифференциальному уравнению для нормированной плотности y поляритонов накачки

$$\frac{1}{2} \left(\frac{dy}{d\tau} \right)^2 + W(y) = 0, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} W(y) &= W_1(y) + W_2(y), \quad W_1(y) = -2y^2(1 + 2\bar{n}_{s0} - y)(1 + 2\bar{n}_{i0} - y), \\ W_2(y) &= 2 \left(2\sqrt{\bar{n}_{s0} \bar{n}_{i0}} \cos \theta_0 + \alpha(1 - y) + \frac{1}{4} \bar{v}_p (1 - y^2) + \frac{1}{8} \bar{v}_s (1 - y)(1 + 4\bar{n}_{s0} - y) + \frac{1}{8} \bar{v}_i (1 - y)(1 + 4\bar{n}_{i0} - y) \right)^2. \end{aligned}$$

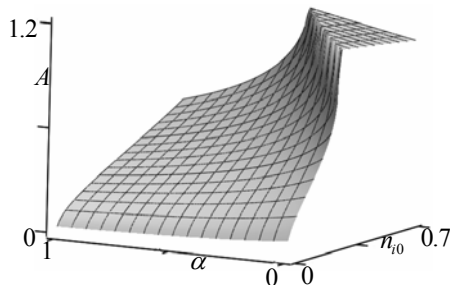


Рис.1. Зависимость амплитуды A от величины параметра α и от \bar{n}_{i0} при $\bar{v}_p = 4, \quad \bar{v}_i = -2, \quad \bar{v}_s = -3$.

Из решения уравнения (6) следует, что амплитуда колебаний плотности поляритонов накачки (для случая $\theta_0 = \pi/2$) сначала медленно растет с ростом \bar{n}_{i0} при фиксированном α , затем возникает область ее быстрого возрастания и далее ее рост насыщается. Резкое, скачкообразное возрастание амплитуды колебаний поляритонов накачки с ростом нормированной начальной плотности поляритонов \bar{n}_{i0} свидетельствует о наступлении явления самозахвата плотности поляритонов накачки. При малых значениях α

и сравнительно больших \bar{n}_{i0} образуется область плато (рис. 1), которая уменьшается с увеличением расстройки резонанса α , и, наконец, полностью исчезает.

В заключение отметим, что динамика поляритонов в режиме параметрического осциллятора представляет собой периодическое превращение пары поляритонов накачки в поляритоны сигнальной и холостой мод и обратно. Период и амплитуда колебаний существенно зависят от начальной плотности поляритонов и расстройки резонанса. Предсказана возможность проявления эффекта квантового самозахвата.

E-mail: florina_of@mail.ru

Генерация терагерцового излучения в плазме оптического пробоя в воздухе
двухцветными лазерными импульсами с различными состояниями
поляризации

Ушаков Александр Александрович¹, Чижов Павел Алексеевич²

¹МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, г. Москва, Россия

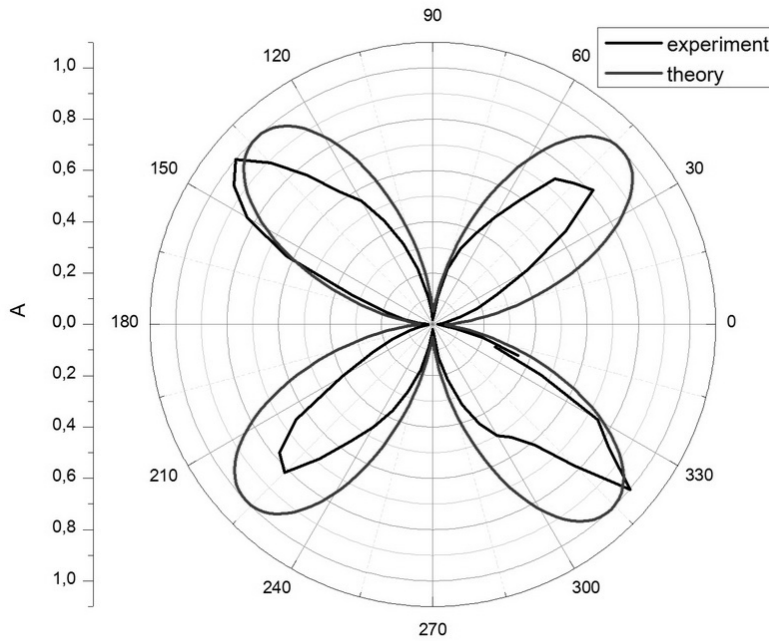
²Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, г. Москва, Россия

Одним из способов получения электромагнитного излучения терагерцового диапазона частот является оптический пробой лазерного излучения в газовых средах (например, в воздухе атмосферного давления) [1,2]. Один из основных механизмов генерации основывается на генерации токов посредством туннельной ионизации газа двухцветным лазерным импульсом [3]. В данной статье мы определяем влияние процессов, связанных с ионизацией среды, на генерацию терагерцового излучения.

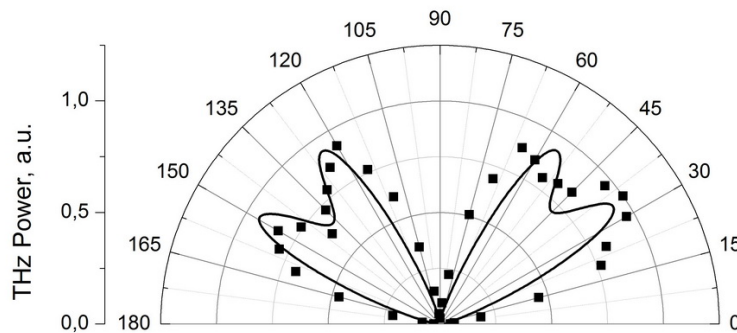
Для измерения энергии низкочастотного электромагнитного излучения, генерируемого двухцветным полем накачки с различными состояниями поляризации использовалась экспериментальная установка, описанная ниже. Выходное излучение Ti:Sa лазерной системы (длительность импульса 50 фс, центральная длина волны 800 нм, энергия импульса 3 мДж, диаметр гауссова пучка 12 мм (на уровне $1/e^2$), частота следования импульсов 1 кГц) проходило через ВВО кристалл (1 тип синхронизма, толщина 100 мкм), генерируя излучение на второй гармонике. Далее пучок раздваивался пополам светоделителем по частоте. После состояния поляризаций полей накачки изменялись, пучки совмещались и фокусировались внеосевым параболическим зеркалом с эффективным фокусным расстоянием 7,5 см. Каждый из пучков мог создавать видимую глазом искру обособленно. Генерирующееся в плазме оптического пробоя низкочастотное излучение коллимировалось тефлоновой линзой с фокусным расстоянием 6 см и фокусировалось такой же линзой в ячейку Голея (Tydex GC-1P), закрытой черной бумагой для блокировки рассеянного оптического излучения. В схему был введен обтюратор для модуляции лазерного (и терагерцового) излучения, что позволяло измерять среднюю мощность ТГц излучения с помощью техники синхронного детектирования.

Были проведены три серии экспериментов. В первом эксперименте плоскость поляризации первой гармоники вращалась с помощью полуволновой пластинки. Во втором эксперименте эллиптичность поляризации первой гармоники изменялась с помощью четвертьволновой пластинки. В последней серии экспериментов изменялись поляризации обоих полей накачки с помощью четвертьволновых пластинок.

В процессе эксперимента измерялась зависимость энергии низкочастотного излучения в зависимости от: а) угла поворота полуволновой пластинки для первой гармоники (первый эксперимент); б) угла поворота полуволновой пластинки, стоящей перед четвертьволновой для первой гармоники с целью изменения степени эллиптичности поляризации (второй эксперимент); в) угла поворота полуволновой пластинки, стоящей перед четвертьволновой для первой и второй гармоник (третий эксперимент). Аналогичные зависимости были рассчитаны на основе механизма нестационарных фототоков.



Зависимость амплитуды терагерцового сигнала от угла поворота полуволновой пластинки для первой гармоники теория (красная линия) и эксперимент (черная линия).



Зависимость амплитуды терагерцового сигнала от угла поворота полуволновой пластинки расположенной перед четвертьволновой с целью изменения эллиптичности поляризации для первой гармоники теория (линия) и эксперимент (точки).

Как видно из рисунков экспериментальные результаты хорошо коррелируют с данными, полученными в расчете, основанном на механизме нестационарных фототоков. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о применимости ионизационной модели для описания процесса генерации терагерцового излучения в газовой плазме при оптическом пробое двухцветным лазерным полем с различными состояниями поляризации.

E-mail: ushakov.aleksandr@physics.msu.ru

E-mail: pvch@inbox.ru

Литература

1. Cook D.J., Hochstrasser R. M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air// Opt. Lett. 2000, No. 16(25), p. 1210-1212.
2. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., White W., Falcone R.W. Subpicosecond, Electromagnetic Pulses from Intense Laser-Plasma Interaction// Phys. Rev. Lett., 1993 № 71, p. 2725
3. Kim K.Y., Glowina J.H., Taylor A.J., Rodriguez G. Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields// Optics Express, 2007, No. 8(15), p. 4577.

ДИНАМИКА УДАРНЫХ ВОЛН И КАВИТАЦИОННЫХ ПУЗЫРЕЙ,
ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОДЕ.

Мареев Е.И.

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

1. Введение. При распространении фемтосекундного лазерного импульса с мощностью значительно превышающей критическую мощность самофокусировки в данной среде (P_{cr}), может наблюдаться образование филамента [1]. При этом в нелинейных фокусах образуется плазма с концентрацией электронов, достигающей 10^{18} - 10^{19} см^{-3} [2]. После образования плазма начинает расширяться, запуская ударную волну; высокие температуры и давления в области оптического пробоя приводят к образованию тонкого слоя водяного пара, который впоследствии преобразуется в кавитационный пузырь [2].

2. Результаты. Для наблюдения ударных волн и кавитационных пузырей использовалась техника теневой фотографии. В качестве импульса накачки использовалось излучение Cr:forsterite фемтосекундного лазера (длина волны 1240 нм, длительность импульса 140 фс, энергия импульса 150 мкДж, частота повторения 10 Гц). В качестве пробного импульса использовалось или вторая гармоника Cr:forsterite лазера, для наблюдения динамики ударных волн на наносекундном масштабе времени, или вторая гармоника Nd:YAG лазера (длина волны 632 нм, длительность импульса 10 нс, энергия импульса 10 мДж, частота повторения 10 Гц), для наблюдения динамики кавитационных пузырей на микросекундном масштабе времени. Импульс накачки фокусировался в кювету с водой с помощью линзы с числовой апертурой $NA=0,4$ и фокусным расстоянием 3 мм. При таких параметрах фокусировки диаметр перетяжки составляет 4 мкм.

Примеры тенегрмм приведены на рис. 1. При энергиях незначительно превышающих энергию, необходимую для оптического пробоя (6 ± 1 мкДж), образуется только одна ударная волна и кавитационный пузырь (Рис. 1).

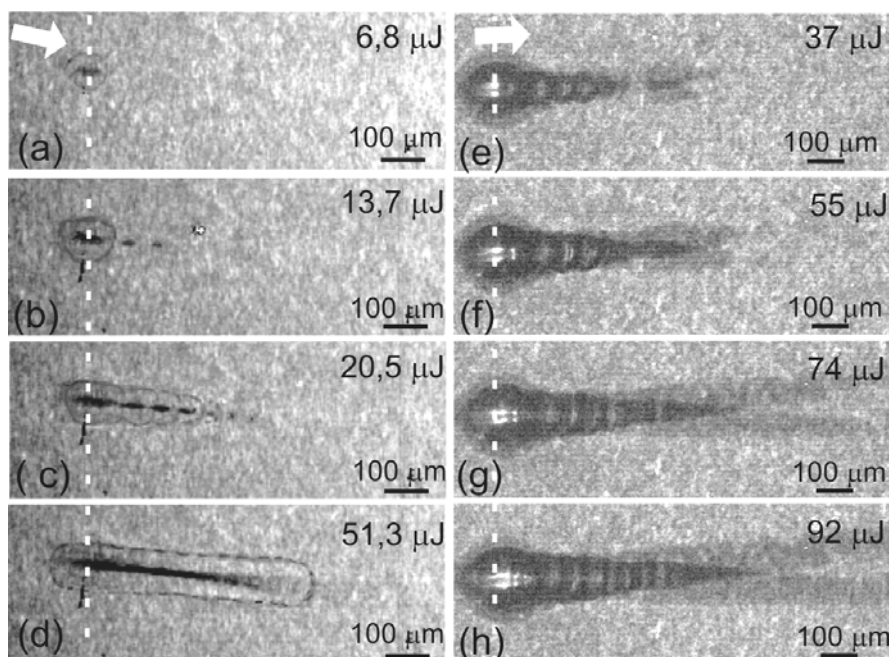


Рис.1. Тенеграммы акустических ударных волн(а)-(d), с временной задержкой 18.6 нс и кавитационные пузыри с задержкой 2.3 мкс для различных энергий падающего лазерного излучения. Пунктиром показан центр исходного образования плазмы. Стрелкой показано направление распространения лазерного импульса. Темные области на тенеграмме отвечают кавитационным пузырям и ударным волнам.

При исследовании зависимости радиуса ударной волны от энергии лазерного импульса обнаружен выход радиуса на насыщение (Рис.2b), обусловленный насыщением концентрации электронов плазмы, а передача энергии от электронов плазмы в среду пропорциональна именно их концентрации [3].

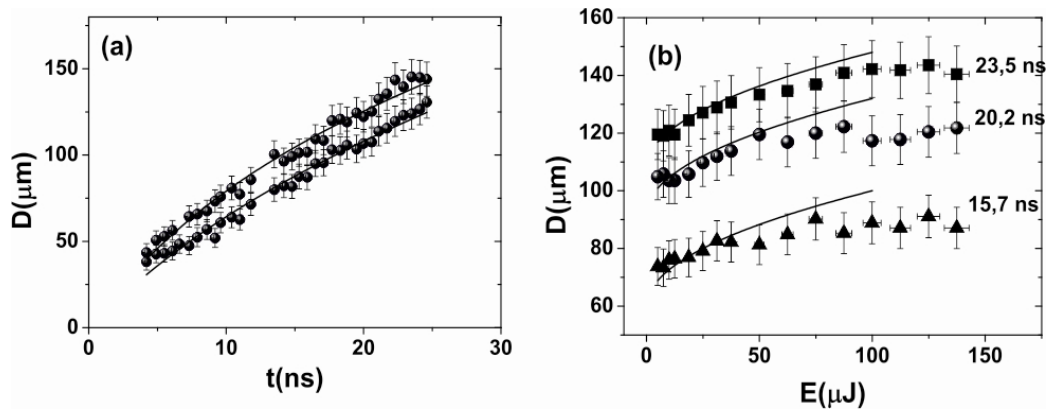


Рис.2. (а) Зависимость диаметра переднего и заднего фронта ударной волны от задержки между возбуждающим и пробным импульсом для энергии лазерного импульса 10 мкДж. (б) Зависимость диаметра переднего фронта ударной волны от энергии лазерного импульса для различных времен задержки. Линии показана корневая зависимость.

При повышении энергии зажигается протяженный (~ 300 мкм) филамент, а на тенеграммах наблюдаются множественные нелинейные фокусы, число которых зависит от энергии лазерного излучения [1]. Ввиду высоких интенсивностей в каждом нелинейном фокусе образуется плазма с энергией, достаточной для образования ударной волны [1,2]. При увеличении задержки между пробным и возбуждающим импульсом отдельные сферические волны, рожденные в нелинейных фокусах, образуют одну цилиндрическую ударную волну. Используя экспериментальную зависимость радиуса ударной волны от времени (Рис.2а) и применяя эмпирическое уравнение, можно получить уравнение на фронте ударной волны [2]. Для энергии лазерного импульса 130 мкДж скорость фронта ударной волны составляет 2300 ± 200 м/с, а давление 240 ± 30 МПа. Диаметр кавитационных пузырей в каждом фокусе убывает при удалении от первого нелинейного фокуса, это связано с тем, что энергия, выделяемая в каждом последующем нелинейном фокусе, падает.

3. Заключение. Было показано, что формой и параметрами ударной волны и кавитационного пузыря можно управлять, варьируя энергию лазерного импульса, так как геометрия кавитационного пузыря и ударной волны, определяется геометрией распределения поглощения лазерной энергии в пространстве. Так, в случае, когда источником ударных волн и кавитационных пузырей, является филамент, образуется цилиндрическая ударная волна, являющаяся результатом суперпозиции сферических ударных волн, а область кавитации представляет собой перекрывающихся сферических кавитационных пузырей, диаметр которых уменьшается, в направлении распространения лазерного излучения.

E-mail: mareev.evgeniy@physics.msu.ru

Литература

1. A. Couairon and A. Mysyrowicz, "Femtosecond filamentation in transparent media," *Phys. Rep.*, vol. 441, no. 2–4, pp. 47–189, Mar. 2007.
2. W. Lauterborn and A. Vogel, *Bubble Dynamics and Shock Waves*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, pp. 67–103, 2013
3. P. M. Mikhееv and F. V. Potemkin, "Generation of the third harmonic of near IR femtosecond laser radiation tightly focused into the bulk of a transparent dielectric in the regime of plasma formation," *Moscow Univ. Phys. Bull.*, vol. 66, no. 1, pp. 19–24, Apr. 2011.

ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ СРЕДЫ НА ПАРАМЕТРЫ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЕГО ФОКУСИРОВКЕ АКСИКОНОМ В ПЛАВЛЕННЫЙ КВАРЦ

Докукина А.Э., Сметанина Е.О.

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

В 1987 году было показано (Durnin, 1987), что Бесселев пучок является решением уравнения дифракции для свободного пространства и распространяется без дифракционного расплывания. При фемтосекундной филментации Бессель-Гауссовы пучки позволяют получать более протяжённые плазменные каналы в конденсированной среде и в газах, чем Гауссовы пучки (Косарева, 2005, Polynkin, 2008). Использование Бессель-Гауссовых пучков перспективно для управления положением плазменных каналов в средах, получения элементов микрооптики. Экспериментально Бессель-Гауссовы пучки получают при фокусировке Гауссовых пучков конической линзой (аксиконом). Формирование непрерывного излучения с Бессель-Гауссовым радиальным распределением интенсивности подробно изучено в книге (Пятницкий, 2012). Показано, что существует область в пространстве, в которой сфокусированный аксиконом Гауссов пучок за счёт интерференции приобретает в плоскости поперечного сечения кольцевую структуру, и в этой области пучок можно считать Бессель-Гауссовым. На некотором расстоянии от аксикона интенсивность на оси пучка достигает максимальной величины. Влияние материала аксикона на формирование Бессель-Гауссового пучка в фемтосекундном излучении рассмотрено в приближении второго порядка теории дисперсии [Бабин, 2002], показано, что дисперсия вызывает увеличение длительности и уменьшение пиковой интенсивности.

Настоящая работа посвящена численному исследованию влияния дисперсии среды, в которой распространяется излучение, сфокусированное аксиконом, на динамику формирования Бессель-Гауссового распределения интенсивности в пучке.

Численное исследование основывается на уравнении для комплексной амплитуды поля, полученное в рамках модели медленно меняющихся амплитуд (Ахманов, 1988), которое включает дифракцию и дисперсию волнового пакета. При этом материальная дисперсия среды не ограничивалась вторым приближением, и для ее моделирования использовалась формула Селмейера (Malitson, 1965). Рассматривалось фемтосекундное излучение с Гауссовым профилем интенсивности и гауссовой формой импульса. После фокусировки аксиконом амплитуда светового поля рассматриваемого излучения приобретала линейный по радиусу набег фазы:

$$E_0(r, t) = A_0 \exp\left(-\frac{r^2}{2w_0^2} + ikr \sin \beta - \frac{t^2}{2\tau_0^2}\right)$$

Здесь w_0 – радиус пучка, фокусируемого аксиконом, τ_0 – длительность импульса. Угол сходимости β излучения после фокусировки определяется выражением:

где $n_{\text{акс}} = n_{\text{кв}} = 1,44$ – показатели преломления материала аксикона и кварца, $\alpha = 0,5^\circ$ – угол при основании аксикона. Описанная модель не учитывает дисперсию в материале аксикона.

Рассматривалось излучение на длине волны $\lambda = 1800$ нм, которая лежит в области аномальной дисперсии групповой скорости кварца, где возможно образование световых пуль при фемтосекундной филментации (Smetanina, 2013). Радиус Гауссова пучка $w_0 = 1$ мм. На рисунке 1 приведена интенсивность на оси в центральном временном слое излучения I в зависимости от расстояния z до аксикона при различных длительностях импульса. При фокусировке стационарного излучения максимальная интенсивность I_{max} в Бессель-Гауссовом распределении значительно превышает пиковую интенсивность I_0 в фокусируемом Гауссовом пучке, и их отношение составляет $I_{\text{max}}/I_0 = 27$. С сокращением длительности импульса уменьшается максимальная интенсивность, дости-

гаемая в формируемом Бессель-Гауссовом распределении. Так, для фемтосекундного излучения длительностью $\tau_0 = 100$ фс отношение максимальной достигаемой интенсивности к пиковой интенсивности фокусируемого Гауссова излучения составляет $I_{\max}/I_0 = 11$, а для излучения длительностью $\tau_0 = 30$ фс это отношение уменьшается до $I_{\max}/I_0 = 4$. С уменьшением длительности излучения, т.е. с сокращением его дисперсионной длины, расплывание во времени становится сравнимым с геометрической фокусировкой, что ведёт к уменьшению пиковой интенсивности, достигаемой в результате аксиальной фокусировки. В случае фокусировки излучения 30 фс зависимость интенсивности на оси в центральном временном слое импульса от расстояния до аксикона имеет существенно немонотонный характер. Локальные минимумы в зависимости $I(z)$ обусловлены расщеплением фемтосекундного импульса на субимпульсы в процессе распространения в диспергирующей среде. При распространении импульса длительностью 100 фс такого расщепления не наблюдается.

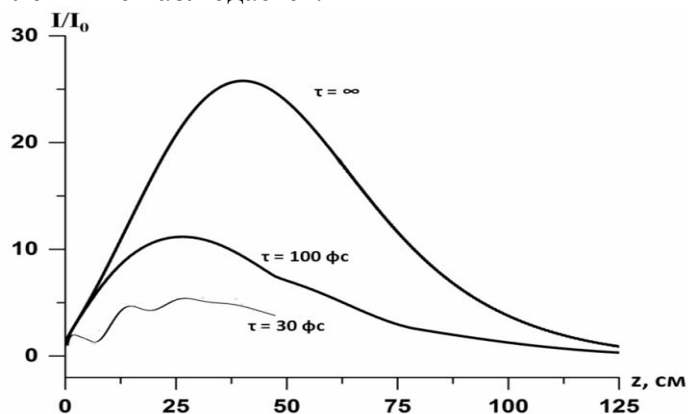


Рис.1. Интенсивность I на оси пучка, формируемого Бессель-Гауссового распределения в центральном временном слое излучения, сфокусированного аксиконом в плавленый кварц, в зависимости от расстояния до аксикона при различных длительностях импульса τ . I_0 — интенсивность на оси гауссова пучка, падающего на аксикон.

E-mail: dokukina.aleksandra@mail.ru

Литература

1. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. (1988) Оптика фемтосекундных лазерных импульсов // М.: Наука
2. Бабин А.А., Карташов Д.В., Кулагин Д.И. (2002) Фокусировка фемтосекундного излучения аксиальной линзой // Квантовая электроника, том 32, №4, стр.308-310
3. Косарева О.Г., Григорьевский А.В., Кандидов В.П. (2005) Формирование протяженных плазменных каналов в конденсированной среде в результате аксиальной фокусировки фемтосекундного лазерного импульса // Квантовая электроника, том 35, №11, стр. 1013-1014
4. Пятницкий Л.Н. (2012) Волновые Бесселевы пучки //М: Физматлит
5. Durnin J. (1987) Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory // J. Opt. Soc. Am. A, vol.4, №4, pp. 651-654
6. Malitson I.H. (1965) Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica // Journal of OSA, vol. 55, №1965, pp. 1205-1208.
7. Polynkin P., Kolesik M., Roberts A., Faccio D., Di Trapani P., Moloney J. (2008) Generation of extended plasma channels in air using femtosecond Bessel beams // Optics Express, vol.16, №20, pp. 15733-15740
8. Smetanina E.O., Kompanets V.O., Dormidonov A.E., Chekalin S.V., Kandidov V.P. (2013) Light bullets from near-IR filament in fused silica // Laser Physics Letters, vol.10, №10, p. 105401

ИССЛЕДОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ ОГРАНИЧИТЕЛЕЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК МЕТОДОМ Z-СКАНИРОВАНИЯ

Савельев М.С., Герасименко А.Ю.

*«Национальный исследовательский университет «МИЭТ», г. Зеленоград,
Россия*

Использование лазерных устройств и злоупотребление ими в гражданских условиях (ослепление пилотов при заходе на посадку) вызывает необходимость в ограничителях лазерного излучения большой мощности. Широко используемые фильтры для ослабления излучения на основе поглощения или интерференционных эффектов работают только в узких диапазонах длин волн и, как правило, имеют низкое линейное пропускание. Именно по этим причинам они не могут применяться для решения задачи ограничения лазерного излучения. Поэтому были предложены материалы ограничителей лазерного излучения (лимитеров), основанные на нелинейных оптических механизмах (нелинейного поглощения, нелинейной рефракции, индуцированного рассеяния), чтобы обеспечить широкополосную лазерную защиту, не нарушая цвета передачи [1, 2]. Для обеспечения лучших характеристик данных устройств, требуются материалы, обладающие сильным нелинейным ослаблением лазерного излучения. Однако, остается нерешенной задача сравнения материалов ограничителей лазерного излучения с целью определения наиболее эффективного из-за разных условий эксперимента:

- применение линз с разным фокусным расстоянием;
- использование образцов разной толщины d ;
- применение лазерного излучения с разной энергией, длительностью импульса и радиусом пучка.

Для решения описанной задачи была разработана программа для расчета коэффициента β ($\text{см}\cdot\text{Вт}^{-1}$) – нелинейного поглощения и w_0 ($\text{см}\cdot\text{ГВт}^{-1}$) – радиуса пучка в перетяжке по данным Z-сканирования. По значению β можно определить материал, обладающий наилучшим оптическим ограничением.

Прохождение импульсного излучения через среду с нелинейным поглощением $\mu(I)$ можно описать уравнением переноса излучения (УПИ) [3], благодаря чему не конкретизируются нелинейные механизмы взаимодействия лазерных импульсов с нелинейной средой, а также можно учесть радиальный профиль луча лазера, форму импульса во времени и толщину слоя вещества ограничителя. В работе учтены первые два слагаемых: $\mu(I)=\alpha+\beta I$, где коэффициенты α (см^{-1}) - линейного и β ($\text{см}\cdot\text{Вт}^{-1}$) - нелинейного поглощения.

С помощью методики Z-сканирования с открытой диафрагмой было проведено исследование материалов содержащих углеродные нанотрубки (табл. 1) при использовании лазера с длительностью импульса $\tau=7$ нс на двух длинах волн: $\lambda=532$ нм и $\lambda=1064$ нм. А именно:

- многослойные углеродные нанотрубки (МУНТ) в диметилформамиде (ДМФА);
- МУНТ в тетрагидрофуране (ТГФ);
- однослойные углеродные нанотрубки (ОУНТ) в тетрагидрофуране (ТГФ);
- МУНТ в полиметилметакрилате (ПММА);
- ОУНТ в ПММА.

Для всех материалов были одновременно определены радиус пучка в перетяжке w_0 и нелинейный коэффициент поглощения β . Пример кривых полученных при Z-сканировании представлен на рис.1.

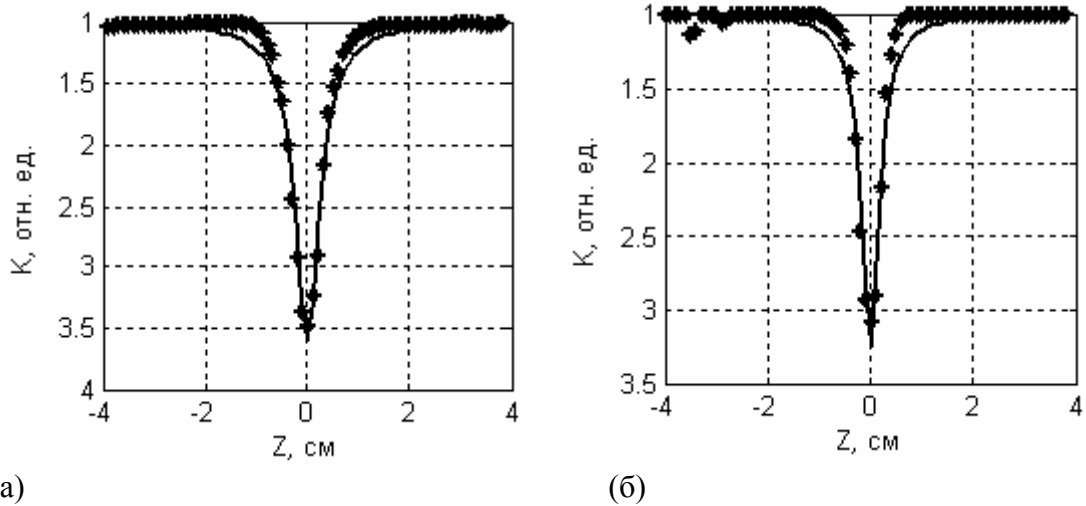


Рис. 1 Кривые Z-сканирования для многослойных углеродных нанотрубок (МУНТ) в диметилформамиде (DMFA) на длине волны $\lambda=532$ нм (а), $\lambda=1064$ нм (б).
 «*» - экспериментальные данные, «-» - расчетные данные

Таблица 1 Расчет нелинейного коэффициента поглощения и радиуса пучка в перетяжке по результатам Z-сканирования

№ п/п	λ , нм	Вещество	U_0 , мкДж	d , см	T , %	α , см ⁻¹	w_0 , мкм	β , см·Вт ⁻¹
	32	МУНТ в ДМФА	12	0,20	6	1,9	2	52
		МУНТ в ТГФ	11	0,20	4	2,2	0	99
		МУНТ в ПММА	12	0,54	7	0,7	1	2,8
		ОУНТ в ТГФ	12	0,20	7	1,8	2	74
		ОУНТ в ПММА	12	0,50	2	0,7	0	2,7
		1064	МУНТ в ДМФА	12	0,20	7	1,8	4
	МУНТ в ДМФА		12	0,20	5	3,0	5	69
	МУНТ в ПММА		12	0,54	0	0,9	2	0,5
	ОУНТ в ПММА		12	0,50	0	0,0	3	1,6

Из таблицы 1 видно, что наилучшим нелинейным ограничением обладает материал на основе МУНТ в ТГФ, коэффициент $\beta = 99$ см·Вт⁻¹. На основании полученных данных можно сделать вывод, что дисперсные среды (DMFA, ТГФ) обладают нелинейным ограничением лазерного излучения, превосходящим ограничение в твердых материалах на основе ПММА. Также стоит отметить, что в дисперсных средах преобладает ослабление пропускания в основном за счет механизма рассеяния.

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента РФ (СП-2477.2012.4)

E-mail: sm-s88@mail.ru

Список литературы

1. Виденичев Д.А., Волынкин В.М., Веденяпина Ж.Б., Кисляков И.М., Муранова Г.А., Муравьева Т.Д., Рыжов А.А., Белоусова И.М., Данилов О.Б. Модули защиты глаз от лазерного излучения в наблюдательных приборах // Оптический журнал. 2013, Том 80, №1, с. 24 – 33.
2. Ritt G., Dengler S., Eberle B. Protection of optical systems against laser radiation // Proceedings of SPIE. 2009, Vol. 7481, p. 74810U-1 – 74810U-9.
3. Терещенко С.А., Подгаецкий В.М., Герасименко А.Ю., Савельев М.С. Исследование нелинейных характеристик ограничителей интенсивности мощного оптического излучения // Оптика и спектроскопия. 2014, Том. 116, №3, с. 486 – 494.

СПЕКТРОСКОПИЯ ГЕНЕРАЦИИ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСОВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОДИСКОВ

Мелик-Гайказян Е.В.

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

Резонансы с ненулевым магнитным дипольным моментом в оптических метаматериалах на основе благородных металлов были обнаружены давно [6]. Также хорошо изучен нелинейно-оптический отклик металлических метаматериалов при возбуждении магнитных резонансов [3]. Однако, метаматериалы на основе благородных металлов имеют недостаток, который делает их неприменимыми в нелинейно-оптических приложениях – большие омические потери. С другой стороны, теория рассеяния Ми позволила прийти к выводу, что диэлектрические частицы с высоким показателем преломления также обладают магнитным резонансом благодаря возбуждению в них циркулярных токов смещения [5], что наблюдалось экспериментально в видимом и инфракрасном (ИК) диапазонах для кремниевых наносфер [2, 4]. В данной работе изучалось нелинейное рассеяние света на тримерах кремниевых нанодисков в окрестности их электрического и магнитного дипольных резонансов.

Образец был изготовлен путем реактивного ионного травления поверхности пластины «кремния на изоляторе» – 2-мкм слой диоксида кремния, покрытый 200-нм слоем кристаллического кремния и находящийся на кремниевой подложке; маска травления создавалась методом электронно-лучевой литографии [7]. Таким образом, был получен ряд массивов тримеров кремниевых нанодисков, имеющих разные геометрические параметры, а именно – диаметр нанодисков (d) и расстояние между ними (s). На вставках рис. 1 показана конфигурация тримеров.

Использовалось ИК-излучение параметрического генератора света, накачкой которому служило излучение титан-сапфирового лазера: оно представляло собой последовательность 200-фс импульсов, несущая длина волны которых перестраивалась в диапазоне от 1.0 мкм до 1.4 мкм. Луч модулировался оптическим прерывателем света на частоте 2.7 кГц и фокусировался асферической линзой до значения диаметра перетяжки 20 мкм. Генерируемое излучение третьей гармоники (ТГ) отделялось от накачки синими стеклянными фильтрами и направлялось на катод фотоэлектронного умножителя. Выходное напряжение фотоэлектронного умножителя анализировалось при помощи синхронного усилителя, соединенного с оптическим прерывателем света. Детектируемый сигнал действительно являлся ТГ падающего на образец излучения, о чем свидетельствовали проверка кубической зависимости его интенсивности от мощности накачки и измерение его спектра. Обнаружено, что излучение ТГ поляризовано всегда вдоль плоскости поляризации луча накачки. Для получения линейного спектра тримеров в геометрии «на пропускание» в установку включались источник белого света и ИК-спектрометр.

В рассматриваемом спектральном диапазоне кремний, являющийся источником генерации ТГ, обладает достаточно высокой нелинейной восприимчивостью третьего порядка [1]. Для выделения вклада тримеров нанодисков и их резонансов в процесс генерации ТГ для каждой длины волны накачки рассматривалось отношение последовательно измеренных сигналов с массива тримеров и с соседней области, где верхний слой кремния был вытравлен. Данное отношение носит название усиления генерации ТГ и отражает различие сигналов ТГ от структурированной и неструктурированной области образца.

Проведенный в рамках данной работы эксперимент показал (см. Рис. 1), что для всех образцов в линейном спектре экстинкции наблюдаются два пика: первый соответствует электрическому дипольному резонансу и находится на длине волны 1060 нм, второй – магнитному дипольному резонансу, но его положение различно для массивов тримеров с разными геометрическими параметрами.

Полученные спектры усиления генерации ТГ демонстрируют значительное усиление сигнала ТГ в спектральном диапазоне, соответствующем резонансам. Также каждый спектр содержит особенности колебательного типа.

Для спектров больших дисков (Рис. 1б, г) характерны два отчетливых пика, совпадающих с резонансами спектра экстинкции с 20-нм точностью. Для спектров дисков меньшего диаметра (Рис. 1а, в) характерна трехпиковая структура – два боковых пика соответствуют резонансам, а центральный пик – коллективному действию этих резонансов. Экспериментально проверено, что данный вид спектра усиления генерации ТГ не является ни результатом интерференции Фабри-Перо в слое диоксида кремния, ни эффектом угловой дисперсии.

Таким образом, экспериментально выявлено, что генерация ТГ резко возрастает в спектральных диапазонах, соответствующих возбуждению электрического и магнитного дипольных резонансов диэлектрических наночастиц, изготовленных из материала с высоким показателем преломления. При частичном перекрытии резонансов возникает дополнительный пик усиления ТГ в спектральной области перекрытия, что связано с конструктивным нелинейным действием резонансов.

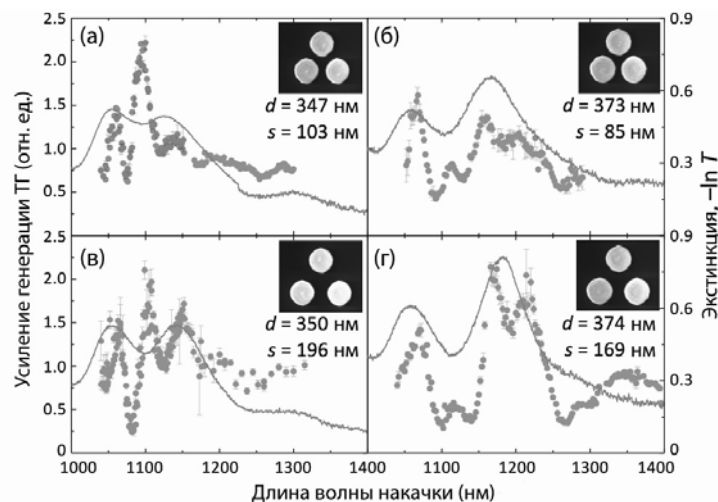


Рис. 1. Экспериментальные спектры генерации ТГ (точки) и экстинкции (непрерывные линии)

E-mail: melik@physics.msu.ru

Литература

1. Burns, W.K. and Bloembergen, N., Third-Harmonic Generation in Absorbing Media of Cubic or Isotropic Symmetry // Physical Review B. 1971. V. 4. p. 3437–3450.

2. Evlyukhin, A.B., Novikov, S.M., Zywiets, U., Eriksen, R.L., Reinhardt, C., Bozhevolnyi, S.I. and Chichkov, B.N., Demonstration of Magnetic Dipole Resonances of Dielectric Nanospheres in the Visible Region // *Nano Letters*. 2012, V. 12(7). p. 3749–3755.
3. Klein, M.W., Enkrich, C., Wegener, M., Linden, S., Second-Harmonic Generation from Magnetic Metamaterials // *Science*. 2006, V. 313(5786). p. 502–504.
4. Kuznetsov, A.I., Miroshnichenko, A.E., Fu, Y.H., Zhang, J. and Lukyanchuk, B., Magnetic light // *Scientific Reports*. 2012, V. 2(492). p. 1–6.
5. Mie, G., Beiträge zur Optik trüben Medien, speziell kolloidaler Metallösungen // *Annalen der Physik*. 1908, V. 330(3). p. 377–445.
6. Shalaev, V.M., Optical negative-index metamaterials // *Nature Photonics*. 2007, V. 1. p. 41–48.
7. Staude, I., Miroshnichenko, A.E., Decker, M., Fofang, N.T., Liu, S., Gonzales, E., Dominguez, J., Luk, T.S., Neshev, D.N., Brener, I. and Kivshar, Y., Tailoring Directional Scattering through Magnetic and Electric Resonances in Subwavelength Silicon Nanodisks // *ACS Nano*. 2013, V. 7. p. 7824–7832.

ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИЕ ЖИДКИЕ КРИСТАЛЛЫ НА ПОЛИМЕРНЫХ ПОДЛОЖКАХ ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ ТАММОВСКИХ СОСТОЯНИЙ

Гулькин Д.Н.

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

Холестерические жидкие кристаллы (ХЖК) представляют собой самоорганизующимися фотонные кристаллы (ФК), состоящие из палочкообразных молекул, выстраиваемых в виде спирали [1]. Благодаря своей структуре в законе дисперсии для ХЖК наблюдается фотонная запрещённая зона для циркулярно поляризованного света. Наличие эффекта селективного отражения для циркулярно поляризованного света в таких структурах делает ХЖК привлекательными для их применения в качестве элементов цветных дисплеев, перестраиваемых поляризаторов или оптических фильтров.

Показано, что наличие структурных дефектов в ХЖК приводит к изменению их оптических свойств по аналогии с обычными одномерными ФК, - на частотах фотонной запрещённой зоны наблюдаются пики в спектрах коэффициентов пропускания, связанные с локализацией света в дефектных слоях [4,5]. В последние несколько лет активно проводятся исследования оптических свойств нового типа поверхностных состояний, образующиеся на границе раздела ФК-металл. Данные состояния являются следствием локализации электромагнитного поля на границе раздела фотонный кристалл-металл и являются оптическим аналогом таммовских поверхностных состояний, возникающих на поверхности кристаллов. Экспериментально оптические таммовские состояния проявляются в виде узкого резонанса в спектрах коэффициентов отражения и пропускания структуры ФК-металл [1,3]. Оптические таммовские состояния в фотонных кристаллах могут применяться при создании компактных лазерных устройств и сенсоров. Аналогичный эффект для циркулярно-поляризованного света можно ожидать и в системе ХЖК-металл. Однако исследований оптических таммовских состояний в таких структурах в мире не проводилось.

Основной проблемой при приготовлении структуры ХЖК-металл является создание оптического контакта между поверхностью ХЖК и металлической плёнкой. Вакуумное напыление металла приводит к расплавлению верхнего слоя ХЖК и нарушению в нём спиральной структуры. Поэтому при создании образцов предлагается использовать тонкий слой полимерного материала (фотоориентанта), представляющего собой фотохромный полиамид (PAzo), молекулы которого ориентируются с помощью линейно-поляризованного света в ультрафиолетовом диапазоне [2]. Сначала фотоориентант

наносится на золотую плёнку и ориентируется при помощи облучения линейно-поляризованным ультрафиолетовым светом. Затем создается ячейка, куда заливается жидкий кристалл, который ориентируется благодаря анизотропии поверхностной энергии фотоориентанта. Таким образом, получается оптический контакт между металлической плёнкой и созданным на ней ХЖК. В полученных таким образом образцах будут проводиться исследования оптических таммовских состояний.

Для создания образцов необходимо определить оптимальные условия одноосной ориентации фотоориентанта. Для этого слой фотоориентанта Pazo толщиной 30 нм наносился на стеклянную подложку. Для ориентации молекул использовалась третья гармоника (длина волны 355 нм) импульсного Nd:YAG лазера. Интегральная мощность лазера менялась в диапазоне от 14 до 44 мВт/см², частота следования импульсов составляла 10 Гц, длительность импульсов - 7 нс. Время экспозиции варьировалось для разных серий образцов от 5 минут до нескольких часов, диаметр области экспонирования составлял 5 мм². Методом эллипсометрии обнаружено изменение показателя преломления плёнки в области экспонирования, что свидетельствует о возникновении ориентации молекул фотоориентанта вдоль направления, перпендикулярного плоскости поляризации ультрафиолетового света.

gulkin@nanolab.phys.msu.ru

Литература

1. В. О. Бессонов, И. В. Соболева, Б. И. Афиногенов, Д. Н. Гулькин, Д. А. Шилкин, А. Т. Ле, А. А. Федянин, "Гибридные состояния таммовских и поверхностных плазмон-поляритонов в одномерных фотонных кристаллах", *Ученые Записки Физического Факультета*, 1, 141202, (2014).

Bobrovsky A., Ryabchun A., Shibaev V. Liquid crystals photoalignment by films of side-chain azobenzene-containing polymers with different molecular structure // *Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry*. – 2011. – Т. 218. – №. 1. – С. 137-142.

Sasin M.E. et al. Tamm Plasmon polaritons: Slow and spatially compact light // *Applied Physics Letters*. – 2008. – Т. 92. – №. 25. – С. 251112.

Schmidtke J., Stille W. Photonic defect modes in cholesteric liquid crystal films // *The European Physical Journal E*. – 2003. – Т. 12. – №. 4. – С. 553-564.

Yang Y. C. et al. Photonic defect modes of cholesteric liquid crystals // *Physical Review E*. – 1999. – Т. 60. – №. 6. – С. 6852.

ГЕНЕРАЦИЯ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ С КОНТРОЛИРУЕМЫМ ПРЕПЛАЗМЕННЫМ СЛОЕМ

Цымбалов И.Н., Шуляпов С.А., Иванов К.А.

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

Плазма, созданная фемтосекундным лазерным импульсом высокой интенсивности, может служить источником высокоэнергетичных электронов, протонов и рентгеновских квантов (Ivanov, 2013, Gibbon, 2005, Umstadter, 2003) благодаря различным механизмам ускорения, таким как $j \times B$ нагрев, резонансное поглощение, ускорение в кильватерной волне, стохастический нагрев. Меняя такие параметры, как интенсивность и длительность лазерного импульса, плотность и протяженность преплазменного слоя, можно изменять доминирующий процесс ускорения и выход горячих частиц. В данной работе представлены результаты эксперимента по генерации быстрых электронов в подкритическом преплазменном слое, созданном дополнительным наносекундным лазерным импульсом с контролируемыми параметрами на поверхности твердотельной мишени.

В наших экспериментах использовалась Ti:Sa лазерная система (длина волны – 800 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц, максимальная энергия импульса – 20 мДж, минимальная длительность импульса 45 фс и максимальная интенсивность на мишени – $2 \cdot 10^{18}$ Вт/см², уровень контраста на пикосекундной временной шкале - 10^{-8}). Излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом (F~5см) на железную (Fe) мишень. Для создания на поверхности мишени слоя преплазмы использовался Nd:YAG лазер (длина волны – 532 нм, частота повторения импульсов – 10 Гц, максимальная энергия импульса – 30 мДж, длительность импульса - 6 нс и максимальная интенсивность на мишени – 10^{12} Вт/см²). Меняя задержку между импульсами первого и второго лазеров в интервале от -30 нс до 30 нс, можно менять плотность преплазменного слоя в широком диапазоне значений. Эксперимент проходил в вакуумной камере при давлении 10^{-2} Торр. Энергия электронов измерялась по их тормозному излучению детекторами на кристаллах NaI.

В экспериментах с одиночным фемтосекундным импульсом измеренная нами температура электронов была порядка 200 кэВ (см. рис. 1), что хорошо согласуется с ponderomotorным потенциалом при взаимодействии с коротким и резким преплазменным слоем. ($T_h = mc^2(\sqrt{1+a_0^2} - 1)$, $a_0 = 0,85\sqrt{I\lambda^2}$ - безразмерный вектор-потенциал (интенсивность нормирована на 10^{18} Вт/см², а длина волны на единицы мкм)). Когда мы добавляем предимпульс, опережающий основной импульс на ~3 нс, наблюдается значительно возрастание температуры горячей электронной компоненты (до 1.5 МэВ, см. рис. 1). Действие предимпульса, в нашем случае, ведет к формированию протяженного преплазменного слоя. Эффект перестает наблюдаться при увеличении задержки между импульсами, что говорит о высокой чувствительности механизма генерации быстрых электронов к плотности и протяженности преплазмы. Рост энергии электронов может быть вызван совместным действием релятивистской самофокусировки, образованием квазистационарных электрических полей, параметрическими процессами (вынужденное комбинационное рассеяние и двухплазменная неустойчивость) и стохастическим нагревом.

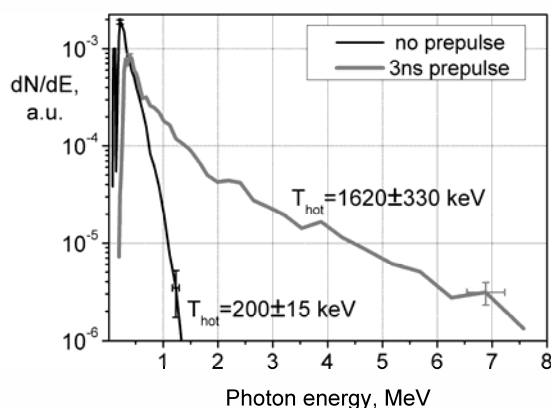


Рис.1. Спектр рентгеновского излучения плазмы.

E-mail: ivankrupenin2@gmail.com

Литература

1. K.A. Ivanov, S.A. Shulyapov, A.A. Turinge, A.V. Brantov, D.S. Uryupina, R.V. Volkov, A.V. Rusakov, R.M. Djilkibaev, V.G. Nedorezov, V.Yu. Bychenkov and A.B. Savel'ev, "X-ray diagnostics of ultrashort laser-driven plasma: experiment and simulations" // *Contr. Plasma Phys.*, 53, 116-121 (2013);
2. P. Gibbon "Short Pulse Laser Interactions with Matter", Imperial College Press, London, 2005;
3. D. Umstadter, "Relativistic laser-plasma interactions" // *J. Phys. D*, 36, 151-165 (2003);

ДВУХРЕЗОНАНСНЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР СВЕТА КАК
ДВУХКОНТУРНЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР

Сологуб А.А

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

Параметрические генераторы света (ПГС) с момента их предложения и реализации в шестидесятых годах прошлого века нашли широкое применение как в качестве источников перестраиваемого когерентного излучения, так и в качестве источников неклассического света (сжатых и запутанных состояний) [1,2]. ПГС представляет собой систему с распределенными параметрами. В общем случае процесс возбуждения колебаний в таких устройствах описывается связанными дифференциальными уравнениями в частных производных, которые не поддаются аналитическому решению. В связи с этим, для решения ряда важных задач, например, задачи генерации перестраиваемых импульсов, анализа флуктуационных явлений; используют приближенные аналитические методы [3], в результате которых укороченные уравнения в частных производных с двумя переменными сводятся при решении к системе уравнений с обыкновенными производными. Физически это означает замену ПГС двухконтурным параметрическим генератором.

В настоящей работе развивается новый подход перехода от уравнений с частными производными к уравнениям с одной переменной. В качестве примера анализ выполнен для монолитного двухрезонансного ПГС. В разрабатываемом методе получены аналитические выражения для порога параметрического возбуждения и установившихся значений амплитуд колебаний. Наряду с этим проведено численное решение системы укороченных уравнений в случае монохроматической накачки. Из выполненных расчетов получено, что пороговые значения в численных расчетах и аналитических хорошо согласуются. Обнаружены предельные наименьшие значения коэффициентов отражения зеркал резонатора, при которых отсутствует генерация. Установлено также, что полученные выражения для порога генерации дают значения большие, чем по известным формулам, совпадая в пределе высокодобротных резонаторов. В развитой теории также получается отличие в выражении для установившихся амплитуд по сравнению с известными формулами. Первые показывают уменьшение эффективности генерации и дают лучшее согласие с экспериментальными данными.

Работа поддержана грантом РФФИ.

E-mail: sologub10@gmail.com

Литература

1. Р.Фишер, Л.А.Кулевский, *Оптические параметрические генераторы света*, Квантовая электроника, 1977, Т.4, №2, 245
2. Д. Бауместер, А.Экерт, А.Цайлингер, *Физика квантовой информации*, 2002, Постмаркет, 367
3. С.А.Ахманов, Ю.Е.Дьяков, А.С.Чиркин, *Введение в статистическую радиофизику и оптику*, 1981, М. Наука, 638

ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ЛАВИНЫ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ
ИМПУЛЬСОМ В ГАЗЕ РАЗЛИЧНОГО ДАВЛЕНИЯ

Яндутьский М.М.

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

Филаментация мощного фемтосекундного лазерного импульса [2] в газах с давлением порядка 1 атм. представляет собой хорошо изученное явление. Так в работе [4] исследовано формирование фемтосекундного филамента в воздухе давлением 0.3 – 1

атм. и показано, что его диаметр уменьшается с увеличением давления. В этом же диапазоне давлений в работе [7] была изучена самокомпрессия импульса в филаменте, где наблюдалось пятикратное сжатие 55 фс лазерного импульса в аргоне при давлениях 0.8 – 0.9 атм. Влияние длительности импульса на спектры суперконтинуума при давлениях 3 – 5 атм. исследовано в работе [1]. Характерная плотность твердых тел соответствует давлению порядка 1000 атм., что ведет к развитию электронной лавины при филаментации в них. Эволюция филамента и спектра формирующегося в нем суперконтинуума в твердых телах также детально исследовано [3,5]. Однако диапазон давлений в 10 – 100 атм. практически не изучен. Цель настоящей работы состоит в исследовании температуры ансамбля электронов после их взаимодействия с полем фемтосекундного лазерного импульса в условия лавинной ионизации газовой среды с давлением от 1 до 100 атм.

Пусть в среде распространяется высокоинтенсивный фемтосекундный лазерный импульс $E(t) = E_0 e^{-t^2/2\tau_0^2} \cos(\omega t)$ где E – напряженность поля, E_0 – амплитуда, соответствующая интенсивности в филаменте 100 ТВт/см² [2], t – время, ω – частота, соответствующая длине волны 800 нм, τ_0 – длительность импульса. Тогда классическое уравнение движения электрона в отсутствие столкновений имеет вид $m\dot{V} = eE(t)$ где V – скорость электрона, e, m – заряд и масса соответственно.

При упругом столкновении, пренебрегая явлением отдачи, модуль скорости электрона сохраняется, в то время как его направление меняется случайным образом. Полагая, что рассеяние электрона на частицах изотропно, для описания явления достаточно ввести зенитный и азимутальный углы – φ и θ – которые изменяются в пределах от 0 до 2π и от 0 до π соответственно. Если энергия налетающего электрона в момент соударения превышает энергию ионизации атома газа, то происходит его ионизация. «Родившийся» электрон имеет нулевую энергию, а энергия налетающего электрона уменьшается на величину потенциала ионизации.

Так как столкновения электрона с частицами случайны, то моделирование явления велось методом Монте – Карло. Значения моментов времени столкновения и углов φ и θ выбирались случайным образом с равномерным распределением от 0 до 2π и от 0 до π соответственно. Вероятность столкновения электрона с атомами или ионами определяется формулой $P(t) = 1 - e^{-\nu_c t}$, где ν_c – частота столкновений, пропорциональная давлению, $\nu_c(p = 1 \text{ атм.}) = 5 \text{ ТГц}$ [6], где p – давление газа. Температура электронов рассчитывалась как среднее значение энергии по ансамблю после импульса.

Усреднение по 10^6 реализаций показали, что температура полученного ансамбля электронов немонотонно зависит от давления газа. В области невысоких давлений (порядка нескольких атм.) на графике образуется характерный максимум (Рис. 1), соответствующий образованию электронной лавины. При увеличении длительности лазерного импульса, точка максимума смещается в область меньших давлений. При рассмотрении различных газов была обнаружена линейная зависимость температуры ансамбля электронов от потенциала ионизации при постоянной длительности импульса (Рис. 2).

Таким образом, показано, что температура ансамбля электронов немонотонно зависит от давления. При увеличении длительности лазерного импульса наблюдается более эффективный нагрев электронов при меньших давлениях и после достижения точки характерного максимума рост температуры слабо зависит от давления. Значение температуры ансамбля электронов линейно зависит от потенциала ионизации.

E-mail: jandulm@gmail.com

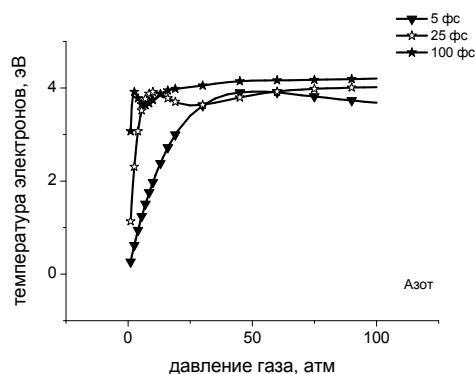


Рис. 1 Зависимость температуры электронов от давления

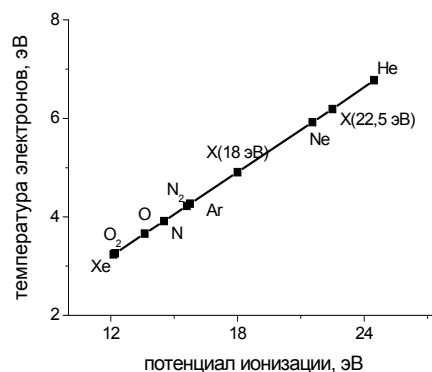


Рис. 2. Зависимость температуры электронов от потенциала ионизации газа

Литература

1. P. Bejot, E. Hertz, J. Kasparian, B. Lavorel, J. -P. Wolf, and O. Faucher. *Transition from Plasma-Driven to Kerr-Driven Laser Filamentation*. Phys. Rev. Let. 106, 243902 (2011).
2. Couairon, A. Mysyrowicz. *Femtosecond filamentation in transparent media*. Phys. Rep. 441, 47 – 189 (2007).
3. M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, S. Grabielle, N. Forget, A. Durécu, A. Couairon, A. Mysyrowicz. *Self-Guided Propagation of Ultrashort Laser Pulses in the Anomalous Dispersion Region of Transparent Solids: A New Regime of Filamentation*. Physical Review Letters 110, 115003 (2013)
4. S. Hosseini, O. Kosareva, N. Panov, V.P. Kandidov, A. Azarm, J.-F. Daigle, A.B. Savel'ev, T.-J. Wang, and other. *Femtosecond laser filament in different air pressures simulating vertical propagation up to 10 km*. Laser Phys. Lett. 9, No. 12, 868–874 (2012).
5. E. O. Smetanina, V. O. Kompanets, S. V. Chekalin, A. E. Dormidonov, and V. P. Kandidov. *Anti-Stokes wing of femtosecond laser filament supercontinuum in fused silica*. Optics Letters 38, 16-18 (2013)
6. P. Sprangle, J. R. Peñano, B. Hafizi, C. A. Kapetanacos. *Ultrashort laser pulses and electromagnetic pulse generation in air and on dielectric surfaces*. Phys. Rev. E 69, 066415 (2004).
7. D. Uryupina, M. Kurilova, A. Mazhorova, N. Panov, R. Volkov, S. Gorgutsa, O. Kosareva, A. Savel'ev, S. L. Chin. *Few-cycle optical pulse production from collimated femtosecond laser beam filamentation*. J. Opt. Soc. Am. B 27, 667 – 674 (2010).

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА, А ТАКЖЕ АНАЛИЗ МЕТОДАМИ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА НАНОКОМПОЗИТНЫХ СРЕД НА ОСНОВЕ КАРБИДА КРЕМНИЯ

Соколов А.А.

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

В последнее время большое количество научных исследований посвящено формированию новых полупроводниковых наноструктур, а также совершенствованию их электронных свойств. Особый интерес представляют нанокompозитные среды на основе кремния и карбида кремния различных политипов, которые являются многообещающим материалом для подложек современных интегральных микросхем, микроэлектронных и оптоэлектронных устройств в силу их радиационной и механической стойкости, а также теплопроводящих характеристик. Карбид кремния, по сравнению с

кремнием, обладает большей шириной запрещенной зоны. Следует отметить перспективность данного материала в области солнечной энергетики [1, 2]. Весьма удобным для получения гетероструктур SiC различных политипов является метод прямого ионного осаждения [3, 4]. Данная технология обладает относительно высокой скоростью роста структур от 0,4 до 1 мкм/мин в зависимости от температуры подложки. Кроме того, получение некоторых политипов SiC в настоящее время возможно только этим методом.

Исследования оптических свойств нанокompозитных сред на основе SiC активно проводятся в настоящее время. Вместе с тем, многие оптические свойства таких структур пока не изучены и, тем более, не установлена их взаимосвязь с электронными и структурными свойствами слоев SiC, полученных методом прямого ионного осаждения.

В настоящей работе был произведен анализ структурных свойств тонких пленок карбида кремния методами спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС), а также была исследована генерация оптических гармоник в слоях SiC для одних и тех же образцов, полученных методом прямого ионного осаждения. Спектры КРС были измерены на установке MicroRaman LabRAM HR 800 Visible фирмы «Horiba Jobin Yvon». В качестве источника возбуждения использовалось фокусированное излучение HeNe лазера на длине волны 633 нм и Ar лазера на длине волны 488 нм. Регистрация сигнала КРС осуществлялась в геометрии обратного рассеяния при нормальном падении. Накачка второй оптической гармоники осуществлялась излучением с длиной волны 1176 нм, генерируемым в кристалле YVO_4 в процессе вынужденного комбинационного рассеяния при возбуждении излучением квазинепрерывного лазера на кристалле $YVO_4:Nd$ (длительность импульса 10 пс, частота следования импульсов 550 кГц).

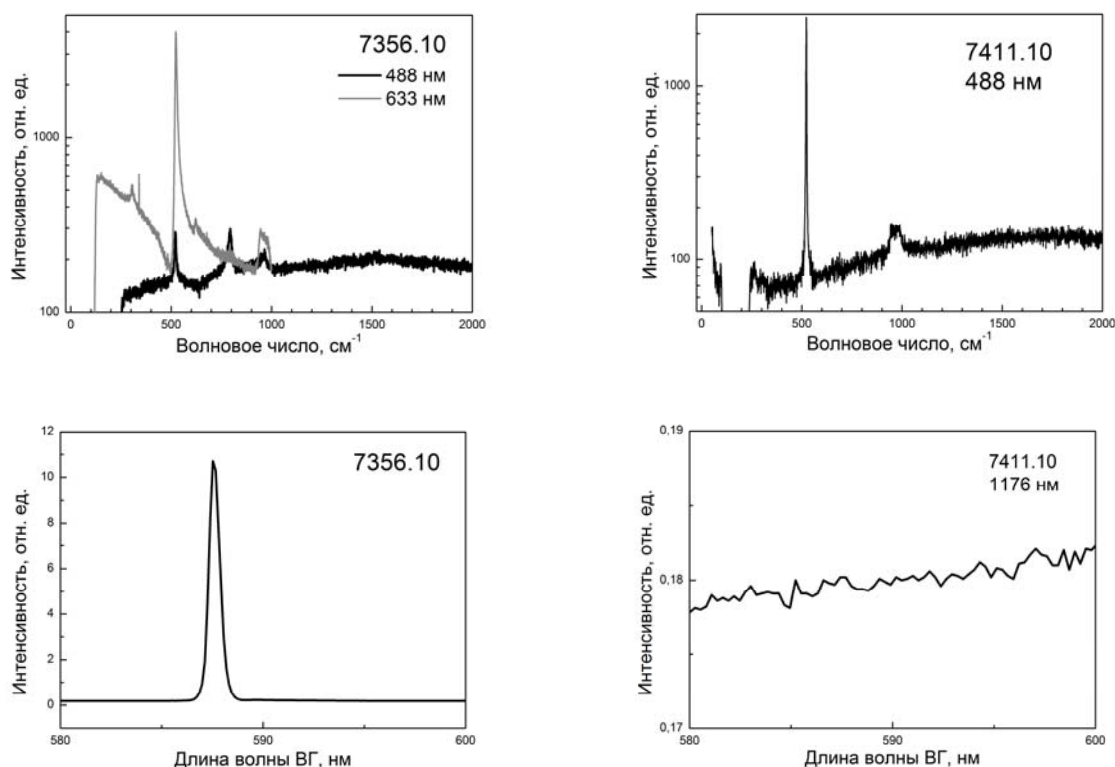


Рис. 1. Спектры КРС и сигналы ВГ для образцов 7356.10 и 7411.10

Структуры, исследуемые в данной работе, представляют собой пленки, полученные методом прямого ионного осаждения на подложки кристаллического кремния или лейкосапфира при различных температурах подложки. Их толщины варьировались от 1 до

5 мкм. Данные пленки были образованы нанокристаллами кремния и нанокристаллами карбида кремния различных политипов в матрице аморфного кремния и/или карбида кремния.

Анализ образцов методами спектроскопии комбинационного рассеяния света показал, что для образцов, полученных при температуре подложки свыше 1000°C , в спектрах КРС был зарегистрирован пик 796 см^{-1} , соответствующий кристаллам карбида кремния. Помимо этого, на спектрах всех образцов присутствовал пик 520 см^{-1} , соответствующий кристаллическому кремнию. Для этих образцов исследовалась генерация оптических гармоник, и было замечено, что присутствие в спектре КРС пика на частоте около 796 см^{-1} соответствует наличию сигнала второй гармоники (Рис. 1), при этом наблюдается одновременный рост обоих сигналов. Таким образом, в работе продемонстрирована применимость метода генерации второй гармоники для диагностики формирования нанокристаллов карбида кремния при прямом ионном осаждении пленок карбида кремния.

Образцы были изготовлены в институте монокристаллов НАН Украины, г. Харьков
E-mail: sunford.sokol@gmail.com

Литература

1. И.В. Миргородский, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, А.В. Семенов, В.М. Пузиков “Люминесцентные свойства тонких нанокристаллических пленок карбида кремния, изготовленных прямым ионным осаждением”, ФТП, том 48, вып. 6 (2014).
2. А.В. Семенов, А.А. Козловский, В.М. Пузиков “Фотоэлектрические свойства гетеропереходов n-SiC/n-Si”, ТКЭА №5, 27 (2012).
3. А.В. Семенов, А.В. Лопин, В.М. Пузиков, В.Н. Баумер, И.Н. Дмитрук “Получение гетероструктур на основе нанокристаллических слоев политипов карбида кремния”, ФТП, том 44, вып. 6 (2010).
4. А.В. Семенов, В.М. Пузиков “Лабораторная установка для получения пленок карбида кремния методом прямого ионного осаждения”, ПТЭ, № 5, 149-153 (2010).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИ-ИНТЕНСИВНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОВЕРХНОСТЬЮ МИКРОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МИШЕНЕЙ

Гожев Д.А.

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

Данная работа посвящена изучению плазмы, формируемой при взаимодействии релятивистского лазерного излучения с микроструктурированными поверхностями твердотельных мишеней. Наряду с традиционно используемыми в экспериментах по созданию лазерной плазмы плоскими мишенями, струями газов и жидкостей, в последнее время широкое распространение получили также микроструктурированные мишени. Использование такого рода мишеней позволяет достичь большего преобразования энергии лазерного импульса в энергию плазмы и повысить эффективность лазерно-плазменных источников за счёт увеличенного поглощения излучения, ограничения оттока тепла вглубь мишени и различных эффектов усиления локальных полей.

Эксперименты были проведены с использованием лазерной системы центра коллективного пользования МГУ. Максимальная энергия лазерного импульса на выходе из системы стретчер-усилитель-компрессор достигает 50 мДж при длительности 40 ± 5 фс на центральной длине волны 805 нм. Частота повторения лазерных импульсов составляет 10 Гц. Пиковая интенсивность, достигаемая в фокусе внеосевого параболического зеркала составляет порядка $4\cdot 10^{18}$ Вт/см². В качестве мишеней использовались пластины кремния с микроструктурами, сформированными на поверхности методом лазерной

абляции. В процессе исследований, путём измерения рентгеновских и гамма спектров лазерной плазмы было обнаружено существенное увеличение (более чем вдвое) выхода жесткого рентгеновского излучения в диапазон больше 1 МэВ. Также значительно возросла температура наиболее энергетичной электронной компоненты плазмы по сравнению с изначально гладкой мишенью (с 370 до 490 кэВ). Численные расчёты, проведённые с помощью РС кода, показали, что наблюдаемые результаты могут быть связаны с эффектами возрастания локального электромагнитного поля на неоднородностях микронного масштаба на поверхности мишени, приводящие к более эффективному ускорению заряженных частиц в плазме.

ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ СВЕТОВОЙ ПУЛИ ПРИ ФИЛАМЕНТАЦИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

Шипило Д.Е.

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

Световые пули, т.е. ограниченные в пространстве и времени пакеты электромагнитного излучения, не меняющие свою форму при распространении на значительные расстояния, наблюдаются при филаментации [1] мощного лазерного излучения в плавленом кварце в области аномальной дисперсии [2,3]. В работе [4] изучено крыло спектра, возникающее при филаментации излучения лазера на сапфире с титаном в воздухе (центральная длина волны 805 нм, область нормальной дисперсии) и испытывающее продолжительный сдвиг в ИК-область, а в [5] показано, что характеристики этого крыла соответствуют свойствам световой пули: оно распространяется на оси филамента, имеет стабильную длительность ~ 30 фс и испытывает смещение спектра с 820 до 870 нм по мере распространения.

Однако до настоящего времени не удавалось воспроизвести основные черты этого явления в численном эксперименте [4,5]. Цель настоящей работы состоит в исследовании возможности формирования световой пули при филаментации в воздухе.

Для моделирования использовалось однонаправленное уравнение распространения, учитывающее быстроосциллирующую несущую частоту [6], в приближении параксиального распространения. В нашем случае поперечное распределение поля предполагалось линейно поляризованным и аксиально-симметричным. Тогда эволюция Фурье-гармоник поля $\hat{E}(r, \omega, z)$ описывается уравнением:

$$\partial \hat{E}_z = ic(2\omega n(\omega))^{-1} \Delta_{\perp} \hat{E} + i\omega n(\omega) \hat{E} / c + i2\pi\omega (cn(\omega))^{-1} \hat{P} - 2\pi(cn(\omega))^{-1} \hat{J}.$$

Здесь r — поперечная координата, ω — частота, z — продольная координата, $\Delta_{\perp} = r^{-1} \partial / \partial r (r \partial / \partial r)$ — поперечный лапласиан, P — нелинейная часть поляризации, J — плотность тока свободных электронов, $n(\omega)$ — показатель преломления среды, c — скорость света. Величина P определяется в виде

$$P(r, z, \tau) = \chi_{xxxx}^{(3)} E(r, z, \tau) \times \left\{ E^2(r, z, \tau) + \int_{-\infty}^{\tau} E^2(r, z, \tau') H(\tau - \tau') dt \right\},$$

где τ — бегущее время, $\chi_{xxxx}^{(3)}$ — коэффициент кубической нелинейности, а функция запаздывающего отклика имеет вид $H(\tau) = \Theta(\tau) \Omega^2 \exp(-\Gamma \tau / 2) \sin(\Lambda \tau) / \Lambda$, для воздуха $\Lambda^2 = \Omega^2 - \Gamma^2 / 4$, $\Omega = 20.6$ ТГц, $\Gamma = 26$ ТГц и $\Theta(\tau)$ — функция Хевисайда. Ток J определяется из уравнения $\partial J_{\tau} = e^2 m^{-1} N_e E - v_c J$, где e и m — соответственно масса и заряд электрона, $N_e(r, \tau, z)$ — концентрация свободных электронов, $v_c = 5$ ТГц — частота столкновений. Гармоники тока \hat{J} и поляризации \hat{P} связаны с J и P преобразованием Фурье.

Начальные условия на входе в нелинейную среду $z = 0$ выбраны в виде пучка гауссовой формы по временной и пространственной координатам, полная энергия 3 мДж, диаметр и длительность (по уровню $1/e$) 1 мм и 54 фс соответственно.

Получены частотно-угловые спектры, согласующиеся с экспериментом (Y-форма волны [7]). В начале филамента (рис. 1 (а), (г)) отдельное инфракрасное крыло не сформировано, однако уже видна асимметрия спектра относительно центральной длины волны. С расстоянием в видимом свете формируется коническая эмиссия, а в инфракрасной части спектра выделяется изолированное крыло, которое испытывает дальнейший сдвиг в низкочастотную область, слабо расходится и распространяется на оси филамента (рис. 1 (б),(в),(д),(е)). На временных зависимостях длинноволновой компоненты излучения (рис. 1 (ж) - (и)) видно, что после формирования крыла оно претерпевает незначительные изменения в процессе распространения, и, таким образом, соответствует представлениям о световой пуле.

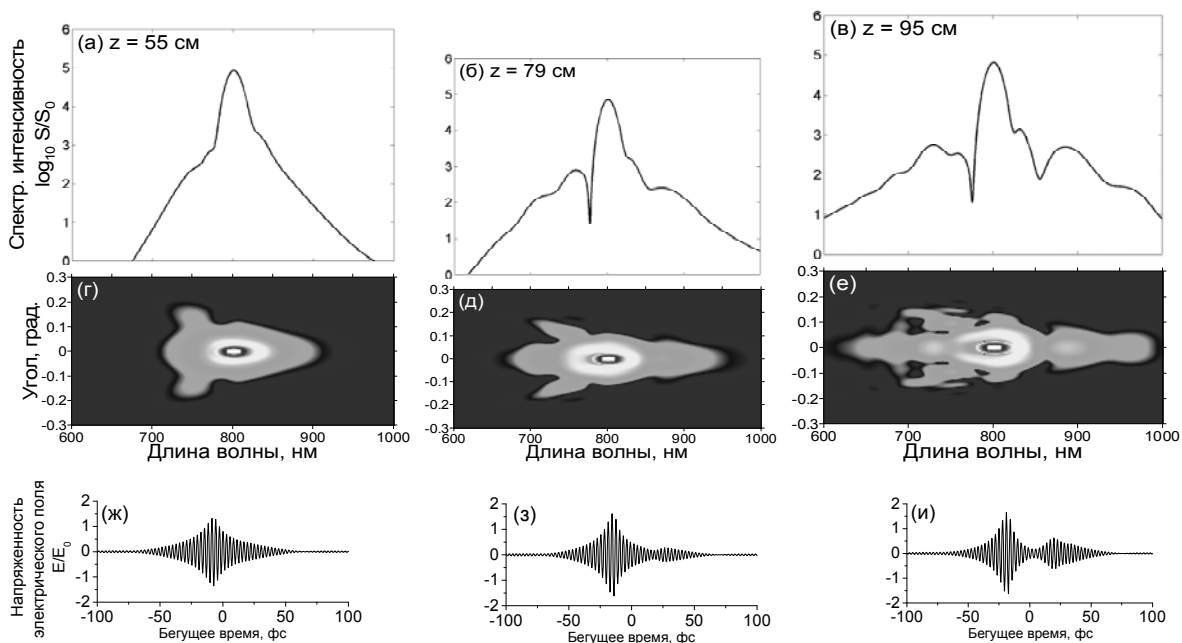


Рис. 1. Спектры излучения на оси (верхняя строка), частотно-угловые спектры излучения (средняя строка) и временные развертки низкочастотной компоненты излучения (нижняя строка) для ряда расстояний z . Рисунки в одном столбце соответствуют одному расстоянию.

E-mail: schipilo.daniil@physics.msu.ru

Литература

1. A. Couairon, A. Mysyrowicz "Femtosecond filamentation in transparent media" [Physics Reports 441, 47-189 \(2007\)](#)
2. M. Durand, A. Jarnac, A. Houard, Y. Liu, S. Grabielle, N. Forget, A. Durécu, A. Couairon, A. Mysyrowicz "Self-Guided Propagation of Ultrashort Laser Pulses in the Anomalous Dispersion Region of Transparent Solids: A New Regime of Filamentation" [Physical Review Letters 110, 115003 \(2013\)](#)
3. E. O. Smetanina, V. O. Kompanets, A. E. Dormidonov, S. V. Chekalin, V. P. Kandidov "Light bullets from near-IR filament in fused silica" [Laser Physics Letters 10, 105401 \(2013\)](#)
4. Y. Chen, F. Theberge, C. Marceau, H. Xu, N. Akoezbek, O. Kosareva, S. L. Chin "Observation of filamentation-induced continuous self-frequency down shift in air" *Applied Physics B* 91, 219-222 (2008)
5. D. Uryupina, N. Panov, M. Kurilova, A. Mazhorova, R. Volkov, S. Gorgutsa, O. Kosareva, A. Savel'ev "3D Raman bullet formed under filamentation of femtosecond laser pulses in air and nitrogen" *Applied Physics B* 100, 123-130 (2013)

6. M. Kolesik, J. V. Moloney, M. Mlejnek "Unidirectional optical pulse propagation equation" Physical Review Letters 89, 283902 (2002)

7. D. Faccio, A. Averchi, A. Lotti, P. Di Trapani, A. Couairon, D. Papazoglou, S. Tzortzakis "Ultrashort laser pulse filamentation from spontaneous X Wave formation in air" Optics Express 16, 1565-1570 (2008)

ДИНАМИКА ОБРАЗОВАНИЯ ГОМОЯДЕРНЫХ МОЛЕКУЛ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ДВУХ ГАУССОВСКИХ ИМПУЛЬСОВ В УСЛОВИЯХ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОЙ КОНДЕНСАЦИИ

Зинган А.П.

Приднестровский государственный университет им. Т.Г. Шевченко,
г. Тирасполь, Молдова

Процесс атомно-молекулярной конверсии под действием двух ультракоротких рамановских импульсов произвольной формы формально можно изобразить в виде реакции $a + a + c_1 \leftrightarrow b + c_2$, где символы a и b представляют атом и молекулу соответственно, а c_1 и c_2 – фотоны с частотами ω_1 и ω_2 . Два свободных одинаковых атома, находящиеся в бозе-конденсате с полной энергией $2\hbar\omega_0$, переходят в основное состояние гомоядерной молекулы с энергией $\hbar\Omega_0$ через виртуальное возбужденное молекулярное состояние с энергией E_u , одновременно поглощая и излучая кванты света с энергиями $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ соответственно (рис. 1).

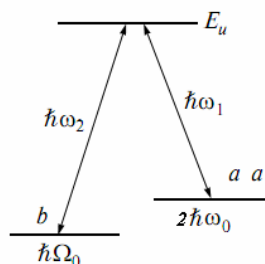


Рис. 1. Энергетическая схема и квантовые переходы в трёхуровневой Λ – схеме

Гамильтониан взаимодействия H_{int} , описывающий процесс индуцированной атомно-молекулярной конверсии под действием двух ультракоротких импульсов лазерного излучения как единый (одноступенчатый) процесс, можно представить в виде

$$H_{int} = \hbar g (a^\dagger a^\dagger b c_1^\dagger c_2 + a a b^\dagger c_1 c_2^\dagger), \quad (1)$$

где a , b и $c_{1,2}$ – бозонные операторы уничтожения атомов, молекул и фотонов соответственно, g – константа взаимодействия. Можно получить систему нелинейных дифференциальных уравнений для амплитуд (параметров порядка) материального $\langle \hat{a} \rangle = a$, $\langle \hat{b} \rangle = b$ и электромагнитного $\langle \hat{c}_{1,2} \rangle = c_{1,2}$ полей

$$\begin{aligned} i\dot{a} &= \omega_0 a + 2ga^\dagger b c_1^\dagger c_2, \\ i\dot{b} &= \Omega_0 b + ga a c_1 c_2^\dagger, \\ i\dot{c}_1 &= \omega_1 c_1 + ga^\dagger a^\dagger b c_2, \\ i\dot{c}_2 &= \omega_2 c_2 + ga a b^\dagger c_1, \end{aligned} \quad (2)$$

где \dot{a} и т.д. означает производную по времени от функции $a(t)$ и т.д.

В условиях точного резонанса $(2\omega_0 - \Omega_0 = \omega_2 - \omega_1)$ решение уравнений (2) ищем в виде $a = A \exp(-i\omega_0 t + i\varphi)$, $b = B \exp(-i\Omega_0 t + i\psi)$, $c_{1,2} = C_{1,2} \exp(-i\omega_{1,2} t + i\psi_{1,2})$. В

результате мы получаем новую систему нелинейных уравнений для амплитуд $A, B, C_{1,2}$ и разности фаз $\theta = 2\varphi - \psi + \psi_1 + \psi_2$:

$$\dot{A} = -2gABC_1C_2 \sin \theta, \quad \dot{B} = gA^2C_1C_2 \sin \theta, \quad (3)$$

$$\dot{C}_1 = -gA^2BC_2 \sin \theta, \quad \dot{C}_2 = gA^2BC_1 \sin \theta, \quad (4)$$

$$\dot{\theta} = g \left[-4BC_1C_2 + A^2 \left(\frac{C_1C_2}{n} - \frac{BC_2}{c_1} - \frac{BC_1}{c_2} \right) \right] \cos \theta. \quad (5)$$

Найдем решения системы (3), задавая следующие начальные условия: $A|_{t=0} = A_0 = \sqrt{n_0}$, $B|_{t=0} = B_0 = \sqrt{N_0}$, $\theta|_{t=0} = \theta_0$, где n_0 и N_0 – плотности атомов и молекул в начальный момент времени.

Полагаем, что оба импульса, падающие на систему атомов и молекул, являются ультракороткими. Амплитуды c_1 и c_2 полей этих импульсов будем считать заданными функциями времени и представим их в виде:

$$c_1 = \sqrt{f_{10}} \cdot F_1(t), \quad c_2 = \sqrt{f_{20}} \cdot F_2(t), \quad (6)$$

где $F_1(t)$ и $F_2(t)$ – огибающие этих импульсов, а f_{10} и f_{20} – плотности фотонов в максимумах первого и второго импульсов. При этом мы считаем, что $f_{10}, f_{20} \gg n_0, N_0$, т.е. мы рассматриваем эволюцию системы в приближении заданных плотностей фотонов обоих импульсов. Вместо времени введем переменную τ , которая определяется интегралом

$$\tau = g\sqrt{f_{10}f_{20}} \int_{-\infty}^t F_1(t')F_2(t') dt'. \quad (7)$$

Функция $\tau(t)$ является конечной для ограниченных во времени рамановских импульсов и существенно определяется степенью перекрытия их огибающих. Считая эти импульсы гауссовскими: $F_1(t) = \exp(-t^2/\tau_1^2)$, $F_2(t) = \exp(-(t-t_0)^2/\tau_2^2)$, где τ_1 и τ_2 – полуширины этих импульсов, а t_0 – временная задержка между пиками обоих импульсов, для функции $\tau(t)$ получаем выражение

$$\tau(t) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} g\sqrt{f_{10}f_{20}} \frac{\tau_1\tau_2}{\sqrt{\tau_1^2+\tau_2^2}} e^{-\tau^2/(\tau_1^2+\tau_2^2)} \cdot \left[1 + \Phi \left(t \frac{\sqrt{\tau_1^2+\tau_2^2}}{\tau_1\tau_2} - \frac{t_0\tau_2}{\tau_2\sqrt{\tau_1^2+\tau_2^2}} \right) \right], \quad (8)$$

где $\Phi(x)$ – функция вероятности. Переходя в (3) и (5) от t к τ , получаем интеграл движения для плотностей атомов и молекул

$$n + 2N = n_0 + 2N_0, \quad (9)$$

выражение для разности фаз через плотность частиц

$$\theta = \arccos \left(\frac{n_0}{n} \sqrt{\frac{N_0}{N}} \cos(\theta_0) \right) \quad (10)$$

и нелинейное дифференциальное уравнение, описывающее эволюцию плотности молекул

$$\frac{dN}{d\tau} = \pm 2\sqrt{N(n_0 + 2N_0 - 2N)^2 - N_0n_0^2 \cos^2 \theta_0}. \quad (11)$$

В случае, если $\theta_0 = \pi/2$, то решение уравнения (11) имеет вид:

$$N = \left(N_0 + \frac{n_0}{2} \right) \left(\frac{\sqrt{N_0} \pm \sqrt{N_0 + n_0/2} \operatorname{th} \sqrt{2(2N_0 + n_0)\tau}}{\sqrt{N_0 + n_0/2} \pm \sqrt{N_0} \operatorname{th} \sqrt{2(2N_0 + n_0)\tau}} \right)^2. \quad (12)$$

Из (12) следует, что при $n_0 = 0$ плотность молекул в любой момент времени $N = N_0 = \text{const}$. Следовательно, процесс распада молекул при $n_0 = 0$ с образованием свободных атомов не имеет места. Т.е. в отсутствие атомов в начальный момент времени отсутствует атомное стимулирование процесса и тогда, хотя плотности фотонов обоих импульсов и плотность молекул отличны от нуля, тем не менее система не эволюционирует.

Из (12) видно, что решение со знаком (+) монотонно растет с ростом переменной τ и асимптотически стремится к значению $N = N_0 + \frac{n_0}{2}$ при $\tau \rightarrow \infty$ (рис. 2). Однако, функция $\tau(t)$ ограничена сверху. Поэтому плотность молекул растет до некоторого предельного значения $N_{\text{пред}} < N_0 + \frac{n_0}{2}$, которое определяется максимальным значением переменной τ . Это означает, что не все атомы успевают связаться попарно в молекулы за время действия импульсов и часть атомов сохраняется в системе. В данном случае переменная τ не обращается в бесконечность и именно по этой причине предельная плотность молекул меньше $N_0 + \frac{n_0}{2}$. Но в то же время сохранившиеся атомы не стимулируют систему, так как рост переменной τ заканчивается, как только оба импульса прошли через нее. Процесс атомно-молекулярной конверсии при $n_0 = 0$ является необратимым, так как учитываются только индуцированные переходы.

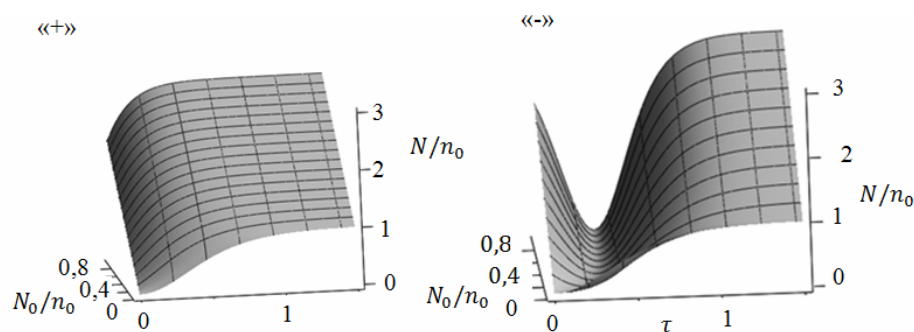


Рис. 2. Зависимость нормированной плотности молекул N/n_0 от функции $\tau(t)$ и нормированной начальной плотности молекул N_0/n_0 при

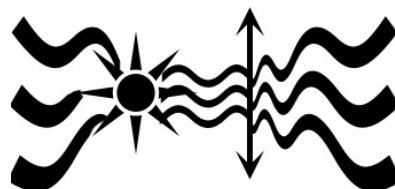
$$\theta_0 = \frac{\pi}{2}, n_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}, \tau_1 = \tau_2 = 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}, \tau_0 = 0, f_{10}/n_0 = f_{20}/n_0 = 3$$

Решение со знаком (-) на начальном этапе монотонно убывает из-за индуцированного распада молекул (рис. 2). При $\tau = \tau_{\text{кр}} = \text{arth} \sqrt{N_0/(N_0 + n_0/2)}/\sqrt{2(2N_0 + n_0)}$ плотность молекул обращается в нуль и в системе имеются только атомы с плотностью $2N_0 + n_0$. Затем с ростом τ далее плотность молекул начинает расти и при больших $\tau \gg \tau_{\text{кр}}$ в системе генерируется то же предельное значение молекул, что и в случае решения со знаком (+). И в этом случае процесс конверсии является необратимым.

E-mail: fmfdekan@spsu.ru

ОПТИКА

Председатель:
в.н.с. Китаева Галия Хасановна



МЕТОД УПРАВЛЕНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИМ КОМПЛЕКСОМ НА ОСНОВЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

Шангараев И.Р., Звездин В.В., Галанина Н.А.

*Камская государственная инженерно-экономическая академия,
Набережные Челны, Россия*

При воздействии лазерного излучения (ЛИ) с поверхностью металла происходят сложные физико-химические процессы. Это заключается в том, что при воздействии лазерного излучения на металл выделяется не только тепловая энергия, но и механическая, световая, химическая и др.

При выделении механической энергии в металле возникают ультразвуковые колебания, и при подаче несущей частоты происходит ее модуляция, модуляционная функция которой несет информацию о параметрах технологического процесса. Анализ зависимости модуляционной функции ультразвуковых колебаний от параметров лазерного технологического комплекса в настоящее время недостаточно полно отражен в литературе.

Для обеспечения качества лазерной термообработки необходимо контролировать не только энергетические параметры излучения, но и пространственное распределение плотности мощности. Это обеспечивается за счет выявления новых информативных параметров из зоны взаимодействия ЛИ с металлом и контролем положения фокусного пятна ЛИ по трем координатам, а также энергетический вклад в металл, определяемый температурой зоны взаимодействия. Проведенные экспериментальные исследования физических процессов происходящих в зоне взаимодействия, в металле возникают УЗК, причем их амплитуда и частота коррелированы с объемом зоны.

Анализ взаимосвязи параметров ультразвуковых колебаний с показателями качества технологического процесса, позволяет судить об информативности модуляционной функции ультразвуковых колебаний о параметрах зоны в процессе воздействия лазерного излучения с металлами. В свою очередь, данные параметры определяют как количественные, так и качественные характеристики (факторы) зоны обработки. Формирование микроструктуры и химического состава зоны происходит под действием многих факторов, которые влияют на эксплуатационные характеристики (износостойкость, коррозионную стойкость и т.д.), определяющие их ресурс [1,2].

Е-mail: ildar_chelni2010@mail.ru

Литература

1. Физические основы лазерной обработки материалов: учебное пособие/ В.Ф. Лосев, Е.Ю. Морозова, В.П. Ципилев// Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2011. -199с.
2. Модель формирования микроструктур в металлах при лазерной обработке/ В. В. Звездин, А. В. Хамадеев, Р. Б. Каримов // Проектирование и исследование технических систем: Межвуз. науч. сборник. — Вып.№11. – Наб. Челны: Изд-во ИНЭКА, 2008. — С. 150-154.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ПЛЁНОК $Gd_3(Al,Ga)_5O_{12}:Ce$, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ ИЗ СВИНЕЦСОДЕРЖАЩИХ РАСТВОРОВ-РАСПЛАВОВ

Васильев Д.А.

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

В последнее время люминесценция Ce^{3+} в GAGG находит множество применений, таких как обнаружение радиации, в медицинской визуализации, в астрофизике и в изучении природных ресурсов таких как нефть [1]. Кристаллы активированные ионами Ce^{3+} перспективны для разработки быстрых сцинтилляторов на 5d-4f межконфигурационных переходах ионов церия. Плёнки YAG:Ce, LAG:Eu, GGG:Eu, LSO:Tb, выращенные методом жидкофазной эпитаксии, находят своё применение для увеличения качества изображения рентгеновского микроскопа [2]. Ранее методом жидкофазной эпитаксии были выращены пленки $Gd_3(Al,Ga)_5O_{12}:Ce^{3+}$ из переохлажденных растворов-расплавов на основе $PbO-B_2O_3$ с концентрацией оксида алюминия $C(Al_2O_3)$ 1, 1,5 и 2 моль.% в шихте [3]. В спектрах поглощения пленок был обнаружен сдвиг двух полос ионов Ce^{3+} , а также увеличение в 8 раз интенсивности полосы люминесценции с максимумом 550 нм и расширение зоны проводимости на 0,3 eV при увеличении $C(Al_2O_3)$ в шихте.

Целью работы являлось выращивание эпитаксиальных плёнок GAGG:Ce³⁺ с различной концентрацией Al_2O_3 и CeO_2 в шихте из переохлаждённых растворов-расплавов на основе системы $PbO-B_2O_3$ на подложках GGG с ориентацией (111) и исследование оптического поглощения и люминесценции в них.

В эксперименте было выращено 50 образцов плёнок GAGG:Ce³⁺ методом жидкофазной эпитаксии. Концентрация CeO_2 в шихте составляла 0,2 и 0,03 моль.%. Концентрация Al_2O_3 изменялась от 2,1 до 3,1 моль.%. Плёнки выращивали из платиновых тиглей при различном переохлаждении. Наибольшая толщина плёнки составила 41 мкм, а наибольшая скорость роста 2,3 мкм/мин. Спектры пропускания плёнок измеряли на спектрофотометре Lambda-900 при комнатной температуре в лаборатории спектроскопии НЦВО. В спектрах поглощения наблюдался сдвиг уровней Ce^{3+} 5d₁ и 5d₂ при увеличении концентрации Al_2O_3 в шихте. Люминесценцию плёнок измеряли на установке с использованием монохроматора МДР-2 и на установке люминесцентной спектроскопии твердых тел отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. В спектрах люминесценции наблюдается пик люминесценции на длине волны 550 нм и рост интенсивности люминесценции с увеличением $C(Al_2O_3)$ в шихте.

Фотография подложки GGG с ориентацией (111) при возбуждении лазерным излучением с длиной волны 405 нм. Из фотографии видно, что подложка не люминесцирует (рис. 1). Фотография люминесценции плёнки выращенной из раствора-расплава $PbO-B_2O_3$ с содержанием $C(Al_2O_3)$ 2,9 моль.% представлена на (рис 2).

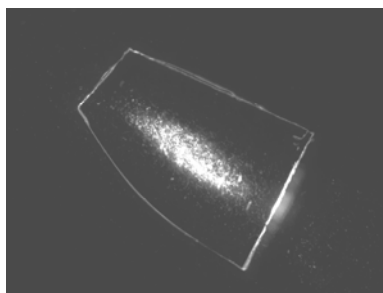


Рис. 1. Фотография подложки GGG при возбуждении 405 нм.

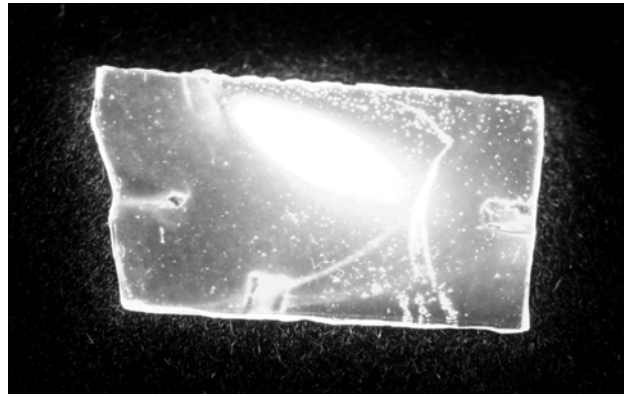


Рис. 2. Фотография плёнки GAGG:Ce³⁺ при возбуждении 405 нм.

Определение химического состава эпитаксиальных пленок производилось при помощи электронно-ионного сканирующего микроскопа Quanta 3D FEG фирмы FEI (США). Работа поддержана Программой Развития МГУ имени М.В. Ломоносова. Исследование химического состава показало, что у наиболее люминесцирующих плёнок содержание свинца меньше 0,01 ф.е.

В ходе работы обнаружено, что с ростом концентрации $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$ в шихте увеличивается область роста плёнок и интенсивность люминесценции ионов Ce^{3+} . Обнаружено, что наибольшей люминесценцией обладают плёнки, выращенные при минимальном переохлаждении.

E-mail: dimaphys@gmail.com

Литература

1. Joanna Iwanowska, Lukasz Swiderski, Tomasz Szczesniak et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 712, 34–40, (2013).
2. Thierry Martin, Paul-Antoine Douissard, et al. IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 56, NO. 3, JUNE 2009
3. N.V. Vasil'eva, D.A. Spassky, I.V. Randoshkin, et al., Materials Research Bulletin, 48, 4687-4692, (2013).

УЧЕТ ОСЛАБЛЕНИЯ ФОРМИРУЮЩЕЙ ОПТИКИ ПРИЕМНОГО КАНАЛА ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОМЕХОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Гревцев А.И., Капитанов В.В., Ципенюк В.Н.

*Военно-воздушная академия им. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина,
г. Воронеж, Россия*

Одним из способов снижения возможностей зенитно-артиллерийских комплексов по поражению воздушных целей является применение лазерных средств оптико-электронного подавления (ОЭП). Лазерные средства ОЭП формируют излучение с малым углом расходимости с высокой плотностью энергии, которое проходя через формирующую оптику приемного канала средства разведки, может привести к повреждению фотоприемника. В целях наиболее эффективного применения лазерных средств ОЭП необходимо учитывать изменения энергетических характеристик излучения при прохождении через формирующую оптику.

Целью данной работы является определение энергетических характеристик помехового излучения с учетом ослабления формирующей оптики приемного канала.

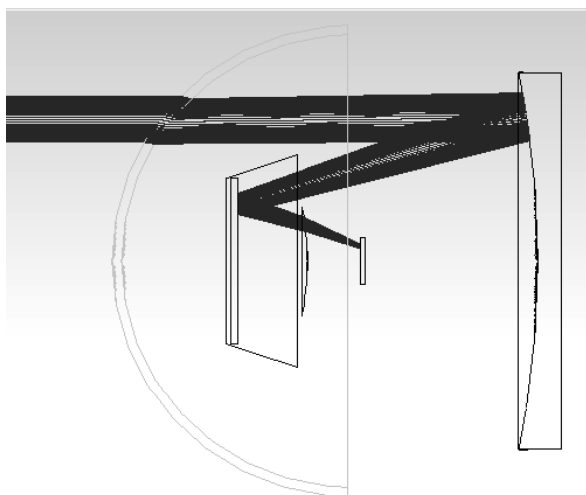


Рис 1. Модель головки самонаведения.

Для установления основных закономерностей энергетического преобразования лазерного пучка формирующей оптики приемного канала средства разведки рассматривалась широкопольная фокусирующая оптическая система, состоящая из широкопольного линзового объектива и окуляра, работающая совместно с матричным фотоприемником оптического излучения. Фокусирующая система, не искажая форму излучения, концентрирует излучение в определенном телесном угле на приемную площадку матричного фотоприемника.

Прохождение потока излучения через формирующую оптическую систему сопровождается его потерями, которые обусловлены отражением части потока

излучения при преломлении лучей на границе раздела двух сред, поглощением и рассеиванием части потока излучения в толще материала оптических деталей. С учетом этих потерь получено аналитическое выражение определяющее мощность падающего излучения на фотоприемник.

Таким образом, в настоящей работе определены энергетические характеристики помехового излучения с учетом ослабления формирующей оптики приемного канала.

E-mail: explosimeter@gmail.com

Литература

1. Радзиевский В.Г., Сирота А.А. Информационное обеспечение радиоэлектронных систем в условиях конфликта. – М.: «Радиотехника», 2004.
2. Шалимова К.В. Физика полупроводников. - Энергоатомиздат, 1985.
3. Давыдов А.С. Теория твердого тела. - Наука, 1976.
4. Рычков В.Г. Опτικο-электронные системы авиационного вооружения. - ВВИА им. проф. Н.Е. Жуковского, 2007.
5. Уотсон Г. СВЧ-полупроводниковые приборы и их применение. Мир, 1972.
6. Вейко В.П., Шахно Е.А. Сборник задач по лазерным технологиям. Изд. 3-е, испр. и дополн. – СПб.:СПбГУ ИТМО, 2007.

ИК ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ЛЕГИРОВАННЫХ ВИСМУТОМ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛАХ СИСТЕМ GE-S И AS-GE-S, И СВЕТОВОДАХ НА ИХ ОСНОВЕ

Филипповский Д.В.¹, Суханов М. В.², Плотниченко В.Г.¹, Соколов В.О.¹,
Вельмужов А. П.², Чурбанов М. Ф.², Дианов Е.М.¹

¹Научный центр волоконной оптики, г.Москва, Россия

²Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых,
г. Нижний Новгород, Россия

1. Введение

Стекла, легированные висмутом, и волоконные световоды на их основе в последнее десятилетие вызывают повышенный интерес в связи с характерной полосой ИК люминесценцией в области 1.0 – 1.7 мкм, дающей возможность создания волоконных лазеров и усилителей для широкополосных систем оптической связи [1]. Но природа активных примесных центров, образуемых висмутом в оптических материалах, до на-

стоящего времени однозначно установлена. Одной из перспективных сред для изучения висмута являются халькогенидные стекла. Имея более низкую энергию фононов, по сравнению с оксидными стеклами, халькогенидные стекла являются средой в которой становится возможным наблюдать более длинноволновые излучательные переходы редких земель [2]. Эти стекла дают новые возможности изучения природы ИК центров люминесценции, обусловленных введенным Bi. Ранее подобные стекла с висмутом исследовались на примере составов $\text{GeS}_2\text{-Ga}_2\text{S}_3$, $\text{Ga}_2\text{S}_3\text{-La}_2\text{S}_3\text{-La}_2\text{O}_3$ [3].

Нами для исследований были выбраны стекла систем Ge-S и As-Ge-S, первой — для изучения влияния соотношения Ge/S на интенсивность люминесценции, и второй, значительно более устойчивой к кристаллизации системы, из стекол которой предполагалось вытянуть волоконные световоды. В качестве образцов сравнения использовались исследованные ранее стекла системы Ga-Ge-S.

2. Экспериментальные результаты

Стекла, как с добавками металлического Bi в концентрациях 0.05, 0.5, 1 ат.%, так и контрольные образцы без Bi, синтезировались из высокочистых Ge, Ga, As, S в вакуумированных кварцевых ампулах с внутренним диаметром 10 – 12 мм в качающейся муфельной печи при температуре 800 – 850°C.

Для спектроскопических исследований использовались оптически полированные объемные образцы толщиной 2–3 мм и вытянутые тигельным методом из стекол системы As-Ge-S однослойные световоды диаметром около 300 мкм.

В связи с малой концентрацией легирующей добавки, в спектрах пропускания (рис. 1) не удалось обнаружить полосы поглощения, которые можно было бы отнести к влиянию примеси висмута. Максимальный уровень пропускания оказался снижен для ряда образцов, в зависимости от их состава, что является следствием их частичной кристаллизации. Это делает невозможным вытяжку волокон из стекол систем Ge-S и Ge-Ga-S.

Спектр люминесценции имеет ширину на полувысоте порядка 1 мкм при возбуждении на 975 нм (рис. 2).

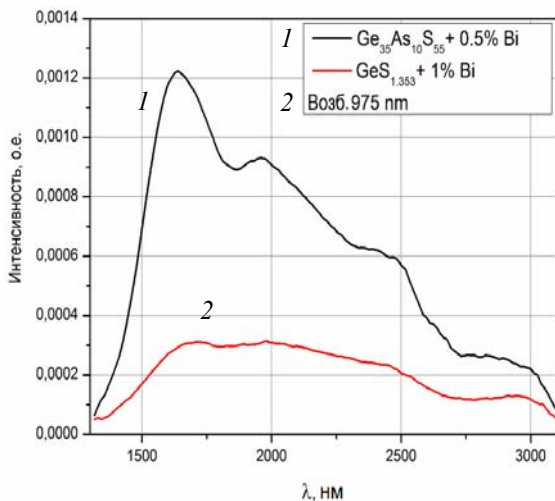


Рис. 1. Спектры пропускания

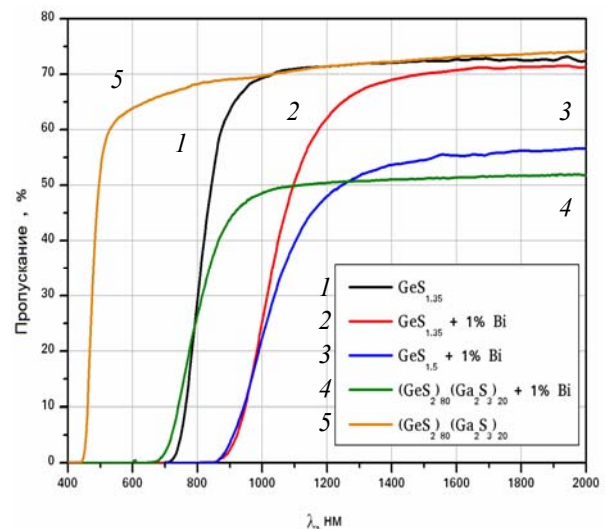


Рис. 2. Спектры люминесценции

Дополнительное легирование мышьяком существенно повышает как устойчивость стекол Ge-S к кристаллизации, так и интенсивность полосы ИК люминесценции. Спектральный состав полосы люминесценции при этом не меняется, что свидетельствует о том, что мышьяк не формирует новых активных центров, но создает благоприятные условия для формирования тех центров, которые присутствовали в образцах без мышьяка.

3. Результаты

Компьютерное моделирование показало, что в сетке GeS_2 могут существовать как трех-, так и двухкоординированные атомы висмута. Междоузельные положения как

атома Bi^0 , так и иона Bi^+ не являются устойчивыми, и висмут стремится к встраиванию в сетку с образованием тех же Bi^{3+} и Bi^{2+} центров замещения. Эти центры не имеют отношения к ИК люминесценции и не представляют существенного интереса, поскольку полосы как поглощения, так и люминесценции лежат в области собственного поглощения матрицы. Еще одной стабильной формой висмута в таком стекле является комплекс, состоящий из междоузельного атома Bi^0 и собственного дефекта – вакансии серы $\equiv\text{Ge}-\text{Ge}\equiv$.

Сравнение результатов проведенного моделирования с описанными выше экспериментальными данными дает основания полагать, что основной вклад в ИК люминесценцию в стеклах $\text{GeS}_{2-x} : \text{Bi}$ обусловлен именно комплексами, образованными междоузельными атомами висмута и вакансиями серы.

Исходя из сказанного, отмеченное выше увеличение интенсивности люминесценции в составах, содержащих мышьяк, можно объяснить уменьшением концентрации ионов Bi со степенью окисления выше 1 благодаря тому, что мышьяк, предположительно, входит в сетку стекла в виде трехкоординированных атомов, препятствуя таким образом образованию описанных выше центров замещения Bi^{3+} и Bi^{2+} , которые не вносят вклада в наблюдаемую люминесценцию. В условиях дефицита серы в составах $\text{As}-\text{Ge}-\text{S}$ это может способствовать образованию вакансий серы и комплексов с междоузельными атомами висмута.

E-mail: deniscaf@gmail.com

Литература

1. Dianov E.M., "Amplification in Extended Transmission Bands Using Bismuth-Doped Optical Fibers," // J. Lightwave Technology, 31, 681 (2013)
2. Shaw, L.B.; Cole, B.; Thielen, P. A.; Sanghera, J.S.; Aggarwal, I.D., "Mid-wave IR and long-wave IR laser potential of rare-earth doped chalcogenide glass fiber," // Quantum Electronics, IEEE Journal of, vol.37, no.9, pp.1127,1137, Sep 2001
3. Hughes M.A., Akada T., Suzuki T., Ohishi Ya., Hewak D.W., "Ultrabroadband emission from a bismuth-doped chalcogenide glass," // Optics Express, 17, 19345 (2009)

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ В МОНОКРИСТАЛЛАХ PbMOO_4 И SrMOO_4

Никитин А.Н.

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

Монокристаллы молибдатов представляют как фундаментальный, так и прикладной интерес для разработки криогенных фонон-сцинтилляционных детекторов [1]. При исследовании оптических и люминесцентных свойств широкого ряда различных молибдатов главными фундаментальными вопросами встают природа люминесценции и процессы переноса энергии на центры свечения. При этом целенаправленного исследования центров захвата разделенных носителей заряда, а также их происхождения не проводится [2-4].

В представленной работе было проведено численное моделирование измеренных кривых термостимулированной люминесценции (ТСЛ) монокристаллов молибдатов свинца и стронция с целью вычисления параметров центров захвата носителей заряда. Кривые ТСЛ исследуемых образцов были получены в результате продолжительного облучения кристаллов при $T=10$ К рентгеновским излучением энергией 30 кэВ и последующего линейного нагрева до 300 К. У молибдата свинца было обнаружено 4 пика ТСЛ с главным пиком при $T=45$ К и гораздо менее интенсивными при $T<120$ К. У мо-

либдата стронция в общей сложности наблюдалось 8 пиков ТСЛ с несколькими интенсивными пиками при 35-50 К и менее интенсивными при $T=100-250$ К.

Для моделирования экспериментальных результатов была использована кинетическая модель релаксации энергии в кристалле. Процессы, которые описываются данной моделью, схематично изображены на рис. 1. Предполагается, что ловушки захватывают свободные дырки из валентной зоны. Отметим, что для модели характер ловушек (электронная или дырочная) не влияет на результаты расчетов. Модель предполагает, что под действием возбуждающего излучения в кристалле возможно создание разделенных электрон-дырочных пар (процесс 1), а также прямое создание экситонов (2). В процессе миграции разделенных носителей заряда по кристаллу возможен захват дырок на ловушки (3) с последующим тепловым освобождением (4), а также возможен процесс образования вторичных экситонов при связывании свободного электрона и дырки (5). Экситоны могут релаксировать излучательно (6), либо безызлучательно в результате процесса внутрицентрального температурного тушения (7). В результате проведенного моделирования удалось воспроизвести кривые ТСЛ исследуемых образцов и вычислить концентрации ловушек, которые невозможно измерить напрямую.

Кривые ТСЛ были получены на установке университета Клода Бернара (Лион, Франция) и любезно предоставлены научным сотрудником НИИЯФ МГУ Спасским Д.А. Оба монокристалла выращены методом Чохральского. Молибдат стронция – в Институте Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН, молибдат свинца – во Всероссийском научно-исследовательском институте синтеза минерального сырья (ВНИИСИМС), г. Александров.

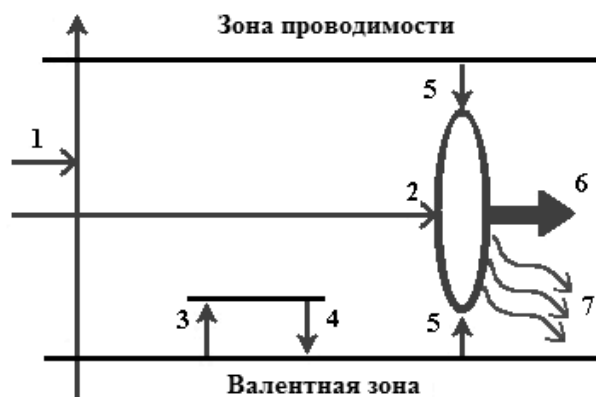


Рис. 1. Процессы, описываемые кинетической моделью релаксации энергии в кристалле: 1) создание разделенных электрон-дырочных пар, 2) прямое создание экситонов, 3) захват дырок на ловушки, 4) тепловое освобождение дырок с ловушек, 5) образование вторичных экситонов, 6) излучательная релаксация экситонов, 7) безызлучательная релаксация экситонов.

E-mail: nikitin92@gmail.com

Литература

1. Arnold R., et al. // *Phys. Rev. Lett.* V. 95 (2005) 182302
2. O.P. Barinova, F.A. Danevich, V.Ya. Degoda, et al. // *Nucl. Inst. and Meth. in Physics Research A*, V. 613 (2010) 54–57
3. L. L. Nagornaya, F. A. Danevich, A. M. Dubovik, et al. // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* V. 56 (2009) 2513–2518
4. C. Arnaboldi, C. Brofferio, S. Capelli, et al. // *Phys. Rev. C.* V. 78. (2009) 19.

СИНГЛЕТ-ТРИПЛЕТ-ТРИПЛЕТНЫЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ В СИСТЕМЕ РОДАМИН 6Ж - АКРИФЛАВИН В МАТРИЦЕ ПОЛИВИНИЛОВОГО СПИРТА

Цибульникова А.В.¹, Брюханов В.В.², Слежкин В.А.¹

¹Калининградский гос. тех. университет, г. Калининград, Россия

²Балтийский федер. университет им. И.Канта, г. Калининград, Россия

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию путей дезактивации электронной энергии в различных средах. Рассматриваются так же различные механизмы безызлучательных переходов между электронными уровнями молекул [1,2].

В данной работе исследован безызлучательный диполь-дипольный перенос энергии электронного возбуждения в донорно-акцепторной (Д-А) паре молекул органолюминофоров, внедренных в матрицу поливинилового спирта (ПВС).

В качестве донорно-акцепторной пары были выбраны молекулы красителей родамин 6Ж (Р6Ж) и акрифлавина ввиду перекрывания спектров флуоресценции и триплет-триплетного поглощения соответственно. Кроме этого, вероятность такого переноса в данной паре вызвана удобным расположением энергетических уровней молекул красителей: $E_{S1}^D=18260 \text{ см}^{-1}$, $E_{S1}^A=20600 \text{ см}^{-1}$, $E_{T1}^D=14700 \text{ см}^{-1}$, $E_{T1}^A=17800 \text{ см}^{-1}$. Выбор Р6Ж в качестве донора энергии так же объясняется высоким значением квантового выхода из синглетного состояния - 95%. Синглет-синглетный перенос энергии от молекул Р6Ж на молекулы акрифлавина исключен в связи с отсутствием факта перекрывания спектров флуоресценции Р6Ж и синглет-синглетного поглощения акрифлавина. Для приготовления пленок использовали водный раствор Р6Ж исходной концентрации $C=10^{-3}$ М и спиртовой раствор акрифлавина концентрации $C=10^{-4}$ М. Содержание ПВС в растворе составляло 7%. Образцы сушили при комнатной температуре. Исследования проводились на установке Fluorolog-3 фирмы Horiba, которая позволяла снимать кривые кинетики затухания замедленной флуоресценции (ЗФ) молекул красителей в режиме реального времени. Времена жизни быстрой флуоресценции (БФ) так же регистрировали на данной установке при помощи твердотельных импульсных диодов NanoLed-455 nm и NanoLed-510 nm. Для регистрации замедленной флуоресценции использовалась импульсная Хе лампа, работающая в следующем режиме задержки сигнала: число импульсов – 50; длительность на импульс – 50 мс; задержка после импульса – 0,01 мс. Все спектрально-кинетические измерения проводились при комнатной температуре.

Бинарная система органолюминофоров подвергалась фотовозбуждению длиной волны $\lambda=530$ нм, что соответствует максимуму поглощения донора. При прямом фотовозбуждении данной длиной волны ни быстрая, ни замедленная флуоресценция акрифлавина не наблюдается. В присутствии акцептора квантовый выход донора падает до 34%, следовательно, 61% оставшейся энергии идет на возбуждение триплетных состояний акрифлавина. Исключая перенос с триплетного уровня акцептора на триплетный уровень донора, фосфоресценцию T-S₀ и безызлучательную дезактивацию, считаем, что электронная энергия переносится на синглетный уровень и дезактивируется в ЗФ. Предположение подтверждается данными по росту интенсивности и временам жизни быстрой и замедленной флуоресценции, представленными в таблице 1.

Таблица 1. Экспериментальные данные квантовых выходов БФ – ϕ , интенсивности БФ - I_{ϕ} , ЗФ - $I_{3\phi}$, времени жизни БФ - τ_{ϕ} , и ЗФ – $\tau_{3\phi}$.

Вещества в пленке	ПВС	ϕ , %	I_{ϕ} , Счет фотонов	$I_{3\phi}$, Счет фотонов	τ_{ϕ} , нс	$\tau_{3\phi}$, мс
Р6Ж		95	$6,1 \cdot 10^6$	$2,5 \cdot 10^8$	6,04	24
Р6Ж + акрифлавин (Д/А)		34 / -	$3,5 \cdot 10^6$ / -	$1,9 \cdot 10^8$ / $8 \cdot 10^5$	5,25	11,6 / 3,2

Из таблицы видно, что интенсивности и времена жизни БФ и ЗФ донора уменьшаются в присутствии акцептора. Константа скорости тушения молекул Р6Ж молекулами

акрифлавина составляет $K_q=3 \cdot 10^9 \text{ M}^{-1} \cdot \text{c}^{-1}$. Согласно теории Ферстера был рассчитан интеграл перекрывания волновых функций донора и акцептора [3], из которого получен критический радиус переноса энергии $R_0=1,8 \text{ нм}$ и константа скорости переноса $K_{dd}=4,7 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$. Данный перенос мало эффективен, вследствие не очень больших коэффициентов экстинкции триплет-триплетного поглощения молекул акцептора. В ближайшее время планируется продолжить работу в данном направлении с добавлением наночастиц серебра и золота, которые, благодаря плазмонному механизму переноса энергии, повысят эффективность диполь-дипольного взаимодействия в выбранной системе.

E-mail: anna.tsibulnikova@mail.ru E-mail: bryukhanov_v.v@mail.ru

Литература

1. Bandar A.A. Photophysical Properties and Energy Transfer Mechanism of PFO/Fluorol 7GA Hybrid Thin Film // J. of Luminescence. 2013, №142. P. 57-65.
2. Douglas M. Fluorescence Quantum Yields and Their Relation to Lifetime of Rhodamine 6G and Fluorescein in Nine Solvents: Improved Absolute Standards for Quantum Yields // Photochem. Photobiol. 2002, № 75(4). P. 327-334.
3. Агранович В.М., Галанин М.Д. Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. М.:Наука.1978.- 384 с.

ВЛИЯНИЕ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА НА ТЕМПЕРАТУРНОЕ ТУШЕНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ РОДАМИНА 6Ж ВНЕШНИМИ ТЯЖЕЛЫМИ АТОМАМИ КJ НА ГРАНИЦЕ ЖИДКОСТЬ- ФРАКТАЛЬНАЯ ПОВЕРХНОСТЬ КРЕМНЕЗЕМА.

Тихомирова Н.С.¹, Васильева Л.А.², Брюханов В.В.², Слежкин В.А.¹

¹Калининградский гос. тех. университет, г. Калининград, Россия,

²Балтийский федер. университет им. И.Канта, г. Калининград, Россия

Пористые среды и материалы исследуются в разных областях науки и технике. Это, например, создание сенсорных наноматериалов на основе пористых кремнезёмов[1], изучение процессов диффузии в биологических тканях и мембранах, а также проблемы гетерогенного катализа [2-3]. В последние годы в науке активно ведутся исследования по созданию и применению новых форм кремнезёмов, обладающих уникальными свойствами [4].

В настоящее время в литературе большое внимание уделяется влиянию наночастиц серебра на органические объекты. Эффективное влияние наночастиц определяется процессами переноса плазмонной энергии [5]. Кроме того, благодаря своим антисептическим и антимикробным свойствам, наночастицы серебра широко применяются в медицине[6].

В настоящей работе была поставлена задача: получить гидрозоль наночастиц (НЧ) серебра, адсорбировать их на пористую, фрактальную поверхность кремнезёма, исследовать влияние (НЧ) Ag на температурное тушение флуоресценции родамина 6Ж внешними тяжёлыми атомами (ВТА) КJ на границе вода- фрактальная поверхность кремнезёма.

В работе использовали кремнезём - силикагель С-80, с диаметром пор 40 нм, удельной площадью поверхности $80 \text{ м}^2/\text{г}$. Гидрозоль наночастиц (НЧ) Ag получен по цитратному методу [7]. Максимум плазмонного поглощения гидрозоля НЧ Ag $\lambda=420 \text{ нм}$. Средний радиус НЧ Ag $r \approx 19 \text{ нм}$ определен методами фотонной корреляционной спектроскопии. На силикагель адсорбировались сначала НЧ Ag в течении 1 часа, затем родамин 6Ж (Р6Ж) до обесцвечивания раствора. Концентрация в порах силикагеля после адсорбции НЧ составила $C=23 \cdot 10^7 \text{ нч}/\text{м}^2$, Р6Ж в порах силикагеля $2,26 \cdot 10^{15} \text{ молекул}/\text{м}^2$.

Время жизни быстрой флуоресценции Р6Ж порох силикагеля было измерено и оказалось равным $\tau = 5,58 \cdot 10^9$ с, Р6Ж в присутствии НЧ Ag $\tau = 5,43 \cdot 10^9$ с (образцы возбуждали лазером NanoLed $\lambda=405$ нм). В воздухе при комнатной температуре наблюдается тушение быстрой флуоресценции Р6Ж наночастицами Ag на 20% ($\lambda_{\text{возб}}=420$ нм) за счет переноса энергии в образованных комплексах Р6Ж и НЧ Ag на фрактальной поверхности силикагеля[8].

В работе также исследовалось температурное тушение быстрой флуоресценции Р6Ж внешними тяжелыми атомами КJ вблизи фрактальной поверхности силикагеля в воде. Длина волны возбуждения $\lambda=420$ нм. Время установления диффузионного равновесия в воде ВТА КJ $t=10$ мин. Вычислены константы Штерна - Фольмера и бимолекулярные константы для температурного тушения быстрой флуоресценции Р6Ж в присутствии и отсутствии НЧ Ag в порох силикагеля представлены в таблица №1.

Таблица №1. Константы Штерна- Фольмера k_F и бимолекулярные константы скорости K_q тушения быстрой флуоресценции Р6Ж.

t, °C	k_{F-S} , л/моль		K_q , $\times 10^{-9}$ л/моль·с	
	С-80+Р6Ж	С-80+Ag+Р6Ж	С-80+Р6Ж	С-80+Ag+Р6Ж
22	10,36	3,90	1,86	0,72
30	8,20	5,58	1,47	1,03
40	7,40	6,56	1,33	1,21
50	10,18	6,57	1,82	1,21
60	12,09	11,44	2,17	2,11

Вычислена энергия активации температурного тушения: для образца С-80+Ag+Р6Ж равно $\Delta E=2,3$ кДж, а образца С-80+Р6Ж, равно $\Delta E=1,4$ кДж. Сравнивая бимолекулярные константы с диффузионной константой в воде $k_d(\text{H}_2\text{O}) = 5,6 \cdot 10^9$ л/моль·с, можно сделать вывод, что обменно-резонансные процессы влияния ВТА КJ и Р6Ж происходят во внутренней области поверхности силикагеля. Различие констант Штерна-Фольмера говорит о наличии эффекта экранизации обменно-резонансных процессов ВТА КJ и Р6Ж в присутствии НЧ Ag.

E-mail: bellaktriss@mail.ru, vslezhkin@mail.bryukhanov_v.v@mail.ru, lyubov@bk.ru

Литература

1. Durr M. Adsorption /desorption-limited diffusion of porphyrin molecules in nanoporous TiO_2 networks / M. Durr, M. Obermaier, A. Yasuda, G. Nelles // Chem. Phys. Lett. 2009. 467. N 4 – 6, P.358-360.
2. Боресков Г.К. Гетерогенный катализ. / Г.К. Боресков. Москва. Наука.1988 г.
3. Клименко В.А. Теоретическое и экспериментальное исследование диффузии сорбируемого газа через мелкопористый фильтр / В.А. Клименко, С.А. Муленко, В.С. Овечко // Журнал технической физики. 2000. Т. 70, В.10. С.106-109.
4. Потапов В., Мурадов С., Сивашенко В., Рогатых С. Нанодисперсный диоксид кремния: применение в медицине и ветеринарии. Наноиндустрия, №3, 2012. С. 32-36.
5. Aslan K., McDonald K., Previte Michael J.R, Zhang Y., Geddes C.D., Lett C.P., 464 2008. P.216-219.
6. Сарычева А.С., Паршина Е.Ю., Байжуманов А.А., Семенова А.А., Гудилин Е.А., Максимов Г.В. Наносистемы: физика, химия, математика, 4(1), 2013. С. 66-71.
7. Maribel G, Guzman, Dille Jean, Godet Stephane. Nanomedicine: Nanotechnology, Biology and Medicine, 8, 2012. С. 37-45.
8. Брюханов В.В., Тихомирова Н.С., Слежкин В.А. Тушение флуоресценции молекул родамина бж наночастицами серебра / Брюханов В.В., Тихомирова Н.С., Слежкин В.А. // Инновации в науке, образовании и бизнесе - 2012: X Юбилейная Международная научная конференции (17-19 окт.): труды в 3 ч./КГТУ.- Калининград, ч. 1-2012.С. 259-262.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ВОЗБУЖДАЕМОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ
ИЗОТОПОЛОГОВ МОЛЕКУЛЯРНОГО ЙОДА, ВОЗБУЖДАЕМОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ
ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ

Симановский И.Г., Суганеев С.В., Ефимова А.Е.

МИФИ, г. Москва, Россия

В работе представлены результаты исследования флуоресценции изотопологов $^{127}\text{I}_2$, $^{127}\text{I}^{129}\text{I}$, $^{129}\text{I}_2$ в газовых средах, возбуждаемой излучением лазера на парах меди (ЛПМ) на длинах волн 510,6 и 578,2 нм. Актуальность работы обусловлена перспективностью использования метода лазерно-возбуждаемой флуоресценции для детектирования малых концентраций молекулярного йода в газовой фазе в реальном масштабе времени [1-3]. В частности, мониторинг содержания йода-129 в технологических средах, образующихся при переработке отработавшего ядерного топлива (ОЯТ), позволит повысить эффективность и экологическую безопасность процессов переработки. Выбор ЛПМ в качестве источника возбуждения обусловлен высокими расчетными сечениями поглощения молекулярного йода в желто-зеленой области спектра, высокой мощностью ЛПМ, а также его высокой стабильностью по длине волны излучения.

В экспериментах использовались стеклянные ячейки с изотопно-чистым йодом-127 и со смесью изотопологов. Были проведены расчеты спектров поглощения $^{127}\text{I}_2$, $^{127}\text{I}^{129}\text{I}$, $^{129}\text{I}_2$ вблизи длин волн 510,6 и 578,2 нм, а также получены расчетные и экспериментальные спектры возбуждаемой флуоресценции. Идентифицированы линии поглощения разных изотопологов, резонансные длины волны излучения лазера, установлен их вклад в экспериментально зарегистрированные линии спектров флуоресценции. Измерения проводились как для заранее вакуумированных ячеек (давление паров йода 0,2 торр), так и для ячейки, содержащей смесь молекулярного йода с воздухом при давлении 1 атм. Исследовано влияние процессов тушения флуоресценции, связанной со столкновениями молекул йода с молекулами буферного газа.

Полученные результаты могут быть использованы для высокочувствительного (в том числе дистанционного) мониторинга изотопологов молекулярного йода в газовых средах, образующихся при переработке ОЯТ, а также в атмосфере в режиме реального времени.

E-mail: ilya_simanovsky@mail.ru

Литература

1. Kireev S.V., Protsenko E.D. and Shnyrev S.L. 2002 Patent № 2181197.
2. Kireev S.V., Shnyrev S.L., Protsenko E.D. A laser-induced fluorescence detector for monitoring the global radionuclide iodine-129 // Laser Physics, 1994, V.4, N 1.
3. Kireev S.V., Shnyrev S.L., Simanovsky I.G., Sobolevsky I.V., Suganeev S.V. and Kondrashov A.A. A laser-induced fluorescence method for detecting iodine-129 in the atmosphere using a frequency-doubled neodymium laser // Laser Physics, 2013, V. 23,

ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ КОМПОНЕНТНЫЙ АНАЛИЗ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ,
ОБРАЗОВАННЫХ ПРИ СЖИГАНИИ ОТРАБОТАВШЕГО РЕАКТОРНОГО
ГРАФИТА

Соболевский И.В., Кондрашов А.А., Мамедова Г.Ш.

МИФИ, г. Москва, Россия

На сегодняшний день одной из актуальных задач атомной промышленности является осуществление экологически безопасной утилизации отработавшего реакторного графита. Самым распространенным способом утилизации реакторного графита является его сжигание. Образующиеся при этом газовые среды могут содержать соединения

ряда веществ, в числе которых изотопы углерода C-12, C-13, C-14, окислы азота и др. [1, 2]. Осуществление компонентного анализа отходящих газовых потоков в режиме реального времени позволит повысить эффективность и безопасность процессов утилизации. Особый интерес представляет долгоживущий радионуклид C-14, который может накапливаться в биосфере, представляя экологическую угрозу.

Для решения задачи компонентного анализа газовых смесей в реальном масштабе времени, наиболее перспективными являются оптические методы, в частности, метод инфракрасной фурье-спектрометрии, а также методы, основанные на применении частотно-перестраиваемых диодных лазеров [3].

Нами были проведены экспериментальные исследования с использованием обоих методов. Использовалась оптическая ячейка, заполненная газовой смесью, которую получали при сжигании фрагмента реакторного графита. Оценочное соотношение концентраций изотопов углерода в ячейке составляло $^{12}\text{C} : ^{13}\text{C} : ^{14}\text{C} = 1 : 0,01 : 0,00001$. Данные изотопы присутствовали в смеси, в основном, в виде молекулы CO_2 .

В экспериментах использовались фурье-спектрометр с разрешением $0,5 \text{ см}^{-1}$ и рабочим диапазоном $400\text{--}7800 \text{ см}^{-1}$ и диодный лазер с возможностью частотной перестройки вблизи 5000 см^{-1} . Произведена расшифровка полученных экспериментальных фурье-спектров и определен компонентный состав газовой смеси. При помощи диодного лазера зарегистрирован ряд линий поглощения, произведена их идентификация. Сделан вывод о перспективности использования данного лазера для разработки селективного способа детектирования $^{14}\text{CO}_2$ в реальном масштабе времени.

Полученные в работе результаты могут быть использованы на предприятиях, осуществляющих утилизацию реакторного графита.

E-mail: nice.kondrashov@list.ru

Литература

1. Dubourg M. Solution to Level 3 Dismantling of Gas Cooled Reactors: the Graphite Incineration // Nuclear Eng. and Design. 1995. V. 154. No 2. P. 47–54.
2. IPCC, Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the IPCC (Cambridge University Press, Cambridge and New York, 2007).
3. Степанов Е.В. Определение изотопического отношения углерода $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ в выдыхаемой двуокиси углерода методами диодной лазерной спектроскопии. РАН. Труды Института Общей физики им А.М. Прохорова. 2005. Т. 61. С. 211–253.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ ОРТОСИЛИКАТА ЛЮТЕЦИЯ И ГАДОЛИНИЯ, АКТИВИРОВАННЫХ ЦЕРИЕМ

Лимонова М.В.

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

Сцинтилляционные кристаллы $\text{Lu}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (LSO) и $\text{Lu}_{2-x}\text{Gd}_{2-2x}\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (LGSO:Ce) имеют ряд преимуществ по сравнению с другими кристаллами: большую плотность, относительно низкий показатель преломления, высокий световой выход, короткое время затухания сцинтилляции [1]. Такие материалы могут быть использованы в ядерной физике, медицине и нефтяной промышленности для регистрации и измерения рентгеновского, гамма - и альфа - излучений; трехмерной позитрон - электронной компьютерной томографии и рентгеновской компьютерной флюорографии. Недостатком известного сцинтилляционного материала LSO является сильный разброс важнейших сцинтилляционных параметров: величины светового выхода и энергетического разрешения между различными образцами. Еще одним недостатком кристаллов LSO:Ce является наличие послесвечения, проявляющегося в люминесценции после прекращения радиационного воздействия. В недавних работах было показано, что использование твердых растворов позволяет увеличить световой выход соответствующих материалов по

сравнению с однокомпонентными соединениями, а также увеличить их энергетическое разрешение. Среди гипотез, объясняющих подобное поведение, можно назвать «ближнее расслоение» [1], а также влияние состава материала на энергию фононов, определяющих разлет электрон - дырочных пар, а через него световойход и энергетическое разрешение соответствующего материала [2]. В настоящей работе на основе исследования процесса релаксации энергии в кристаллах LGSO:Ce предпринята попытка понять, как путем подбора соотношения Lu/Gd можно увеличить выход сцинтилляции, улучшить энергетическое разрешение и уменьшить послесвечение. Основное внимание уделялось процессу передачи энергии от возбуждений в гадолиниевой подсистеме ионам церия, которые, как было показано в работе [3], могут либо конкурировать с основным сцинтилляционным механизмом, либо вносить в него существенный вклад.

Исследованная концентрационная серия кристаллов LGSO:Ce была выращена методом Чохральского в Институте сцинтилляционных материалов в Харькове. Измерения спектров возбуждения образцов проводились на станции «Локус» НИЦ «Курчатовский институт», а измерения с временным разрешением спектров возбуждения, люминесценции и кинетики люминесценции - на станции SUPERLUMI лаборатории HASYLAB немецкого центра синхротронного излучения DESY, Гамбург.

E-mail: marina3006.91@mail.ru

Литература

1. O. Sidletskiy, A. Belsky, A. Gektin, S. Neicheva, D. Kurtsev, V. Kononets, C. Dujardin, K. Lebbou, O. Zelenskaya, V. Tarasov, K. Belikov and B. Grinyov. Structure-property correlations in a Ce-doped (Lu,Gd)₂SiO₅:Ce Scintillator. // Cryst. Growth Des. 12 (2012) 4411-4416.

2. A.V.Gektin, A.N. Belsky, A.N.Vasil'ev. Scintillation Efficiency Improvement by Mixed Crystal Use// IEEE Transactions on Nuclear Science, 61 (2014) 262-270

3. I.A. Kamenskikh, A.N. Belsky, A.N., A.V.Gektin, M.V. Limonova, S.Neicheva, O.C. Sidletskiy. Energy Relaxation in LSO and LGSO Crystals Studied in the VUV Range // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2014. DOI: [10.1109/TNS.2013.2278341](https://doi.org/10.1109/TNS.2013.2278341).

ДИСКОВЫЙ ND:GGG ЛАЗЕР С МНОГОПРОХОДОВЫМ РЕЗОНАТОРОМ И С ТРЕХЗОННОЙ ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ.

Буфетова Г.А., Николаев Д.А., Пивкина М.Н., Цветков В.Б.

ИОФАН им.А.М.Прохорова, г.Москва, Россия

Получения эффективной генерации мощного лазерного излучения с высокими пространственными и спектральными характеристиками является актуальной задачей лазерной физики. Одним из наиболее существенных факторов, ограничивающих эффективность генерации и качество выходного излучения мощных твердотельных лазеров с диодной накачкой, является термолинза. Использование дисковых активных элементов позволило в определенной степени уменьшить влияние этого негативного фактора [1]. К дальнейшему снижению тепловой нагрузки на активный элемент может привести использование многопучковой оптической накачки. При этом необходимо создание таких условий, при которых все активные (с инверсной населенностью) области диска будут принимать согласованное участие в процессе генерации выходного излучения лазера. Кроме этого необходимо, чтобы выходное излучение было представлено в виде одного пучка. Для удовлетворения этих требований нами была предложена схема многопроходового трехзеркального резонатора, в котором все области накачки связаны между собой внеосевым пучком.

Результаты наших измерений показывают, что предложенная оптическая схема позволяет реализовать одномодовое излучение лазера с КПД практически не уступающим простому линейному резонатору. При этом возможности охлаждения активного диска выше за счет большей площади тепловыделяющей области (три пятна вместо одного).

Наши измерения показывают, что выходное излучение имеет достаточно высокие энергетические и пространственные характеристики пучка.

E-mail: mpmsu@mail.ru

Литература

[1] A. Giesen, H. Hugel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, H. Opower, Scalable Concept for Diode-Pumped High-Power Solid-State Lasers // Appl. Phys. B **58**, 365-372 (1994)

ДИАГНОСТИКА СОСТАВА СКРЫТЫХ ОБЪЕКТОВ С ПОМОЩЬЮ УЗКОПОЛОСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ВРЕМЕННОГО РАЗРЕШЕНИЯ

Самотохин О.В.¹, Мишин А.Н.¹, Корниенко В.В.¹, Китаева Г.Х.¹, Ильин Н.А.², Сигов А.С.²

¹МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, г. Москва, Россия,

²Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, г. Москва, Россия

Актуальными направлениями в области разработки и применения источников излучения терагерцового диапазона являются распознавание веществ по их спектральным характеристикам [1], построение изображений в терагерцовых лучах и, потенциально, передача информации на терагерцовых частотах. Терагерцовая спектроскопия временного разрешения развивается с каждым годом и вызывает большой практический интерес. Одной из важных задач применения терагерцовой спектроскопии является разработка методов экспресс - идентификации опасных и взрывчатых веществ. Большинство современных методов основано на терагерцовой спектроскопии временного разрешения в широком спектральном диапазоне частот, требующей длительных измерений. В работе разработан метод распознавания веществ, основанный на измерении фазовых задержек квазимонохроматических волновых пакетов в веществе, связанных с аномальным ходом дисперсии показателя преломления в области резонансных частот в исследуемом веществе.

Для измерения временных зависимостей и определения спектров терагерцового излучения, проходящего через исследуемые вещества, были собраны экспериментальные установки по узкополосной и широкополосной терагерцовой спектроскопии временного разрешения (ТСВР).

В качестве источника фемтосекундных импульсов накачки генератора и детектора использовался титан-сапфировый лазер с длительностью 80 фс и частотой повторения 80 МГц на длине волны 800нм. В зависимости от типа установки, для генерации терагерцового излучения использовались кристаллы ZnTe ориентации <110> толщиной 1 мм (широкополосная ТСВР) или квазисинхронные периодически поляризованные кристаллы на основе LiNbO₃ (узкополосная ТСВР).

Для исследования спектров пропускания веществ, в пространство между двумя параболическими зеркалами помещались образцы 2,4-DNT, 4-NT и лактозы, нанесенные на пластиковые подложки. Два первых материала были выбраны с учетом того, что они очень близки по составу к взрывчатым веществам [2]. На основе спектров в широкополосной спектроскопии были выявлены пики поглощения соответствующих веществ и подобраны частоты узкополосной генерации для исследования метода быстрой диагностики.

Было показано, что в зависимости от частоты и степени пропускания меняется задержка начала терагерцового импульса, проходящего через вещество. Зависимости приведены на Рис.1. Если с ростом частоты увеличивается степень поглощения, то растет и задержка терагерцового импульса по отношению к его приходу в отсутствие вещества. Для измерения разницы в задержках, которая составляет десятые пикосекунд,

не требуется большого времени сканирования задержек. Время измерения сокращается на 1-2 порядка по отношению к широкополосной ТСВР. А использование подхода «single-shot» [3] не требует наращивание больших мощностей установки.

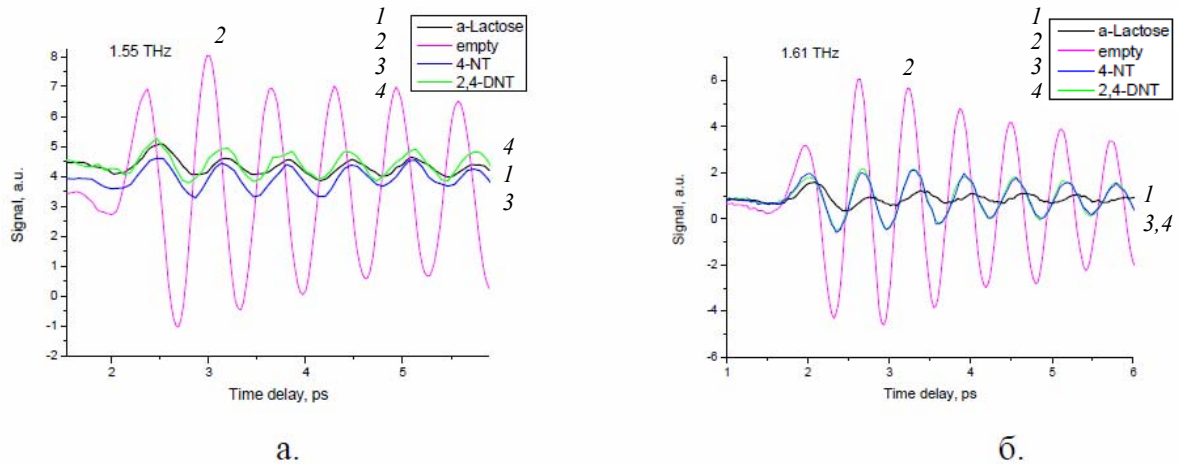


Рис.1. Временные зависимости поля квазимонохроматического терагерцового излучения, прошедшего через пустую подложку ("empty") и подложки с нанесенными веществами. Частота осцилляций поля - а: 1.55 ТГц, б: 1.61 ТГц.

Зависимости времен задержек и изменение коэффициента поглощения от частот, представленные на Рис.2, были получены для спектральных областей, в которых нет резонансных пиков поглощения 2,4-DNT и 4-NT, однако альфа-лактоза имеет слабый узкий резонанс, не проявляющийся в спектрах широкополосной ТСВР гранул порошков произвольной формы.

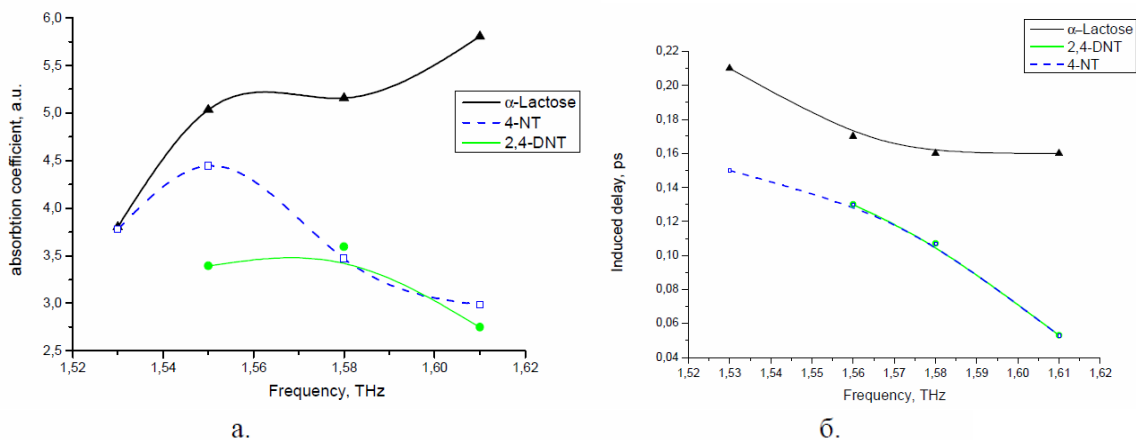


Рис.2. Спектральные зависимости: (а. - задержек; б. - коэффициентов поглощения излучения несущих частот) квазимонохроматических терагерцовых импульсов в слоях различных веществ.

Таким образом, подход, основанный на измерении задержек квазимонохроматических волновых пакетов, представляется более перспективным с точки зрения экспресс-диагностики. Необходимо дальнейшее продолжение начатых в данной области исследований для оценки чувствительности установки и возможности ее адаптации к условиям практического применения.

samotihin.oleg@physics.msu.ru

Литература

1. Hua Zhong, Albert Redo-Sanchez, and X.-C. Zhang, Identification and classification of chemicals using terahertz reflective spectroscopic focal-plane imaging system // Optics Express, Vol. 14, Issue 20 (2006).
2. Tribe, William R., Newnham, David A., Taday, Philip F., Kemp, Michael C., Hidden object detection: security applications of terahertz technology // Terahertz and Gigahertz Electronics and Photonics III, Vol. 5354 (2004).

Председатель:
проф. Митрофанов Валерий Павлович



НЕЙТРАЛИЗАЦИЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ ИНЕРЦИИ ПРОБНЫХ ТЕЛ В ОПТОМЕХАНИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Коробко М.С.

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

Современные прецизионные оптомеханические системы, такие как гравитационно-волновые детекторы [1], в ближайшем будущем достигнут уровня чувствительности измерения классической силы, при котором главным лимитирующим фактором станут квантовые шумы [2]. В соответствии с принципом неопределённости Гейзенберга измерение координаты механического объекта сопровождается возмущением его момента, причём возмущение пропорционально точности измерения. В свою очередь это возмущение импульса будет влиять на динамику механического объекта аналогично действию внешней силы, что будет вносить дополнительную ошибку в измерения. Существует оптимальная точность измерений, предел чувствительности, называемый Стандартным Квантовым Пределом (СКП) [3].

Этот предел не является абсолютным, существует два основных подхода к повышению чувствительности. Первый включает себя различные технологии подавления квантового шума (такие как измерения с избеганием обратного действия [4]), и некоторые из них будут использованы, например, в гравитационно-волновых детекторах третьего поколения. К сожалению, этот метод чрезвычайно чувствителен к оптическим потерям (например, эффективности детектора). Второй подход заключается в усилении отклика на внешнюю силу путём изменения динамики пробного тела. СКП для измерения силы будет обратно пропорционален механической восприимчивости χ :

$$S_F^{SQL}(\Omega) = 2 \chi^{-1}(\Omega),$$

где Ω — частота сигнала, а динамика системы под действием силы F описывается уравнением:

$$x(\Omega) = \chi(\Omega) F(\Omega).$$

Хорошо известно, что для свободной массы механическая восприимчивость обратно пропорциональна произведению массы M на квадрат частоты

$$\chi^{-1}(\Omega) = M \Omega^2.$$

Модифицировать динамику можно с помощью механических пружин, однако они обладают значительными техническими шумами, поэтому более целесообразно использовать в этих целях слабо шумящий эффект оптической жёсткости [5,6]. Он проявляется при отстройке резонатора Фабри-Перо от резонансной частоты в виде сильной зависимости силы радиационного давления циркулирующего в полости света от положения одного из зеркал (которое является пробным телом). В таком случае динамика пробного тела может быть описана как

$$-M \Omega^2 x(\Omega) = -K(\Omega) x(\Omega) + F(\Omega),$$

где K — частотнозависимая оптическая жёсткость. То есть, оптическая жёсткость эффективно меняет восприимчивость системы.

В данной работе предлагается использование нескольких оптических накачек для создания оптических жёсткостей, суммарное действие которых будет компенсировать механическую инерцию свободного тела в широком частотном диапазоне, создавая постоянную восприимчивость и тем самым значительно снижая СКП по сравнению со свободной массой. На рис. 1 представлен пример такой нейтрализации механической инерции в широком диапазоне (1-20) Гц с помощью пяти оптических жёсткостей.

Несмотря на то, что схемы, использующие оптическую жесткость для частичного подавления механической инерции, уже рассматривались в [7], в данной работе впервые представлена возможность столь значительной модификации динамики пробного тела и достижения постоянной функции отклика в широком частотном диапазоне.

E-mail: korobko@physics.msu.ru

Литература

1. *Harry G.M.* Advanced LIGO: the next generation of gravitational wave detectors. - Classical and Quantum Gravity - 2010 - 27:084006.
2. *Buonanno A., Chen Y.* Quantum noise in second generation, signal-recycled laser interferometric gravitational-wave detectors. - Physical Review D - 2001 - 64(4): 1–21.
3. *Braginsky V.B., Khalili F.Ya.* Quantum Measurement. - 1992 - Cambridge University Press.
4. *Kimble H.J., Levin Yu., Matsko A.B., Thorne K.S. and Vyatchanin S.P.* Conversion of conventional gravitational-wave interferometers into qnd interferometers by modifying their input and/or output optics. - Physical Review D - 2001 - 65:022002.
5. *Khalili F.Ya.* Frequency-dependent rigidity in large-scale interferometric gravitational-wave detectors. - 2001 - Physics Letters A - 288: 251-256.
6. *Buonanno A., Chen Y.* Signal recycled laser-interferometer gravitational-wave detectors as optical springs. - Physical Review D - 2002 - 64(2):1-42.
7. *Khalili F., Danilishin S., Muller-Ebhardt H.* Negative optical inertia for enhancing the sensitivity of future gravitational-wave detectors. – Physical Review D – 2011 – 1:1-7

ЦИФРОВОЙ СИНТЕЗАТОР ЧАСТОТЫ ДЛЯ АТОМНЫХ ЧАСОВ НА ПАРАХ ^{133}Cs

Петров А.А.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
г. Санкт-Петербург, Россия

Большинство современных технологий построено на использовании измерений частоты с высокой точностью. Сложно представить без них существование навигационных приборов, глобальной системы времени, радиоэлектронной аппаратуры и телекоммуникационного оборудования, компьютерных и сотовых сетей [1].

В этих областях науки и техники наибольшее применение получили квантовые стандарты частоты (КСЧ). Так, например, квантовые стандарты частоты на атомах ^{133}Cs используются в качестве синхронизирующих генераторов в аппаратуре связи и устройствах передачи данных, исполняют роль опорных источников сигнала высокой точности и стабильности в радиоизмерительной аппаратуре, а также применяются в спутниковых системах ГЛОНАСС и GPS в качестве синхронизирующих генераторов [2].

Модернизация действующих и разработка новых КСЧ является сложнейшей задачей (требующей проведения различных исследований), результат которой востребован в настоящее время. Процесс модернизации КСЧ включает в себя различные направления: уменьшение массы и габаритов, снижение энергопотребления, улучшения метрологических характеристик.

В работе представлено одно из направлений модернизации КСЧ на атомах ^{133}Cs , конкретно отдельного блока – синтезатора частоты с целью улучшения метрологических характеристик стандарта частоты, а именно дисперсии Аллана.

В настоящее время метод формирования выходного сигнала синтезатора частоты исчерпал возможности по увеличению точности. Необходима большая разрешающая способность, поскольку точность воспроизведения частоты подмешивания 12,631 МГц напрямую влияет на точность получения резонансной частоты атомного перехода [1,2].

Новая конструкция цифрового синтезатора разработана с использованием метода прямого цифрового синтеза (DDS – Direct Digital Synthesis) [3]. В отличие от ранее использовавшихся схем, где выходная частота формировалась с помощью сигналов переполнения накапливающего сумматора, в разработанной схеме принципиально новым является использование логического устройства, в данном случае дешифратора и цифро-аналогового преобразователя (ЦАП). Накопительный сумматор формирует аргумент функции синус, который поступает на логическое устройство, реализующее функцию синус с помощью таблицы синусов, заложенной в ПЗУ. На выходе этого блока формируется 10 - разрядный цифровой код синуса, который далее поступает на ЦАП. Увеличение разрядности накапливающего сумматора приводит к уменьшению шага перестройки частоты. В разработанной схеме при работе на тактовой частоте 40 МГц и разрядности аккумулятора фазы 40 разрядов, шаг перестройки будет составлять 0.0004 Гц, что превосходит предыдущий результат более чем на два порядка. Расширен диапазон получаемых частот. Благодаря этому реализована возможность отстройки на частоту соседнего резонанса спектральной линии. Это дает возможность подстраивать среднее поле КСЧ, влияющее на долговременную стабильность частоты. Улучшены спектральные характеристики, подавление боковых амплитудных составляющих составило 65 дБ. Реализована возможность цифрового управления частотой и фазой, увеличена точность воспроизведения частоты, улучшено разрешение по частоте и фазе

Результаты исследований работы синтезатора частоты в составе КСЧ доказали обоснованность применения данного метода.

E-mail: Alexandrpetrov.spb@yandex.ru

Литература

1. Дудкин В.И., Пахомов Л.Н. Квантовая электроника. - СПб.: Издательство Политехнического университета. 2012. 496 с.
2. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и применения. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 511 с.
3. Ридико Л. И. Прямой цифровой синтез частоты. – Компоненты и технологии, 2001, № 7, С. 34 – 38.

ГЕНЕРАТОР ОПОРНЫХ СИГНАЛОВ С РЕГУЛИРОВКОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ДЛЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНОГО (СШП) КОРРЕЛЯЦИОННОГО ПРИЁМНИКА

Усков Г.К., Лысенко Н.А.

Воронежский государственный университет, г. Воронеж, Россия

Была поставлена задача: обеспечить с помощью СШП сигналов локацию объектов и обнаружение людей за препятствиями (стены, завалы). Для обеспечения приёма отражённых от объекта информационных радиоволн необходимо сконструировать СШП корреляционный приёмник (КП). Генератор и излучатель сверхкоротких импульсов (СКИ) был изготовлен ранее на кафедре электроники ВГУ (А.М.Бобрешов, Г.К.Усков).

Для приёма СШП сигнала представляется перспективным использовать именно корреляционные приёмники, основанные на сравнении детектируемого радиосигнала с опорным. Их преимущество перед энергетическими приёмниками состоит как раз в том, что

при несовпадении по времени детектируемого радиосигнала и опорного устройство передаёт на выход нулевой сигнал, таким образом, шумы и помехи не влияют на результат.

Рис.1

На данный момент проблема приёма и обработки радиосигнала заключается в самом методе корреляционного приёма. Для достижения наилучшего результата форма СШП импульсов опорного генератора должна совпадать по форме с СШП импульсами опорного генератора в самом приёмнике. Поэтому необходима генерация биполярного импульса, максимально близкого по форме к импульсу излучающего генератора собранного ранее на кафедре. Вид этого импульса представлен 2-м графиком на Рис.1.

Для получения наиболее точных результатов моделирования в работе была использована микросхема NBSG16M, предоставленная производителем (TERASPEED CONSULTING GROUP).

Данная микросхема является буферным элементом, преобразующим разные типы логики на входе, в Current Mode Logic (CML-логику) на выходе. На Рис.2, Рис.3, приведены примеры цепей согласования для буферной микросхемы NBSG16M с LVDS и LVPECL/PECL логическими схемами.

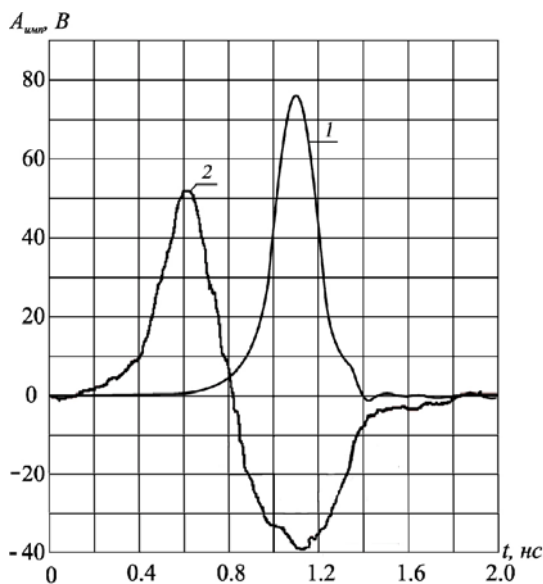


Рис.1

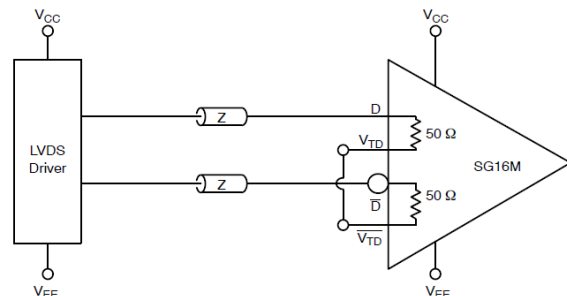


Рис.2

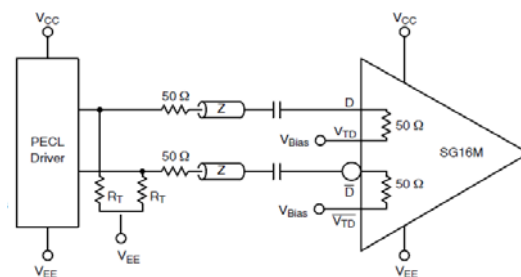


Рис.3

Были предложены несколько схем на основе данной микросхемы: дифференциальная однокаскадная и дифференциальная двухкаскадная. Схема генератора с одним каскадом позволяет создать требуемый биполярный импульс заданной формы путем уменьшения длительности запускающего прямоугольного импульса, однако это возможно только при длительности самого запускающего импульса порядка 50 пс, что требует очень дорогостоящего оборудования и нецелесообразно при решении данной задачи. Стоит отметить, что дифференциальный сигнал – это представление (вместо сигнала заданной амплитуды) двух сигналов в два раза меньшей амплитуды (чем поступающий) равной между собой по модулю, но разной по знаку.

Так как первая, однокаскадная схема предъявляет очень жесткие требования к запускающему импульсу, рассмотрена и реализована на плате двухкаскадная схема, в которой короткий выходной сигнал после первого каскада является входным для второго. При создании двухкаскадной схемы, мы руководствовались идеей использования короткого запускающего импульса. Выходной импульс первого каскада обладал небольшой длительностью, поэтому использовался в качестве входного для такой же схемы второго каскада.

Схема (Рис.4) состоит из генератора запускающих импульсов прямоугольной формы, двух каскадов на микросхеме NBSG16M, колебательного контура после каждого каскада, источника питания и разделяющего дифференциальные каналы по постоянному току конденсатора. Колебательные контура на выходе каскадов стоят для обеспечения стабилизации микросхем после воздействия импульсов и устранения потерь. Параметры колебательных контуров подбирались при моделировании генератора в САПР (ANSYS Designer 8.0) функцией «Tune», для наилучшей формы выходного импульса. Запускающие импульсы прямоугольной формы имели длительность 5 нс и амплитуду 350 мВ. Выходные напряжения с обоих каналов снимаются с резисторов 50 Ом. Для того, чтобы входной импульс переключал микросхему, было подобрано напряжение смещения 0,2 В. Напряжение смещения было подобрано таким образом, чтобы в микросхеме произошло переключение из «0» в «1» и обратно.

Собранная неполная реализация генератора на плате была проанализирована на осциллографе Agilent DCA-X 86100D (встроен стробоскопический модуль 86112A). Запускающий генератор обеспечивал также синхронизацию с осциллографом.

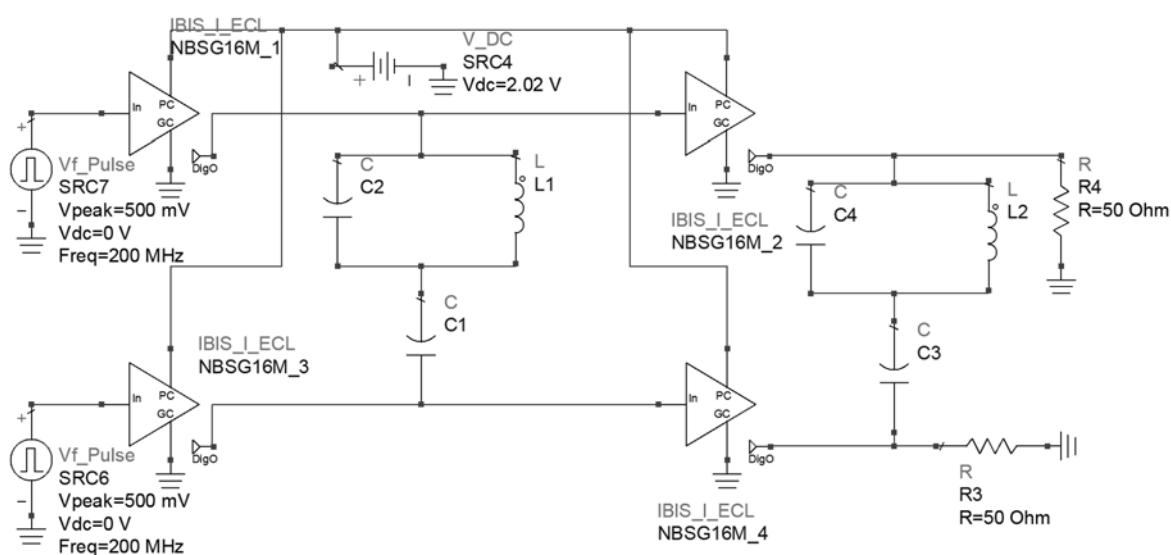


Рис.4

В результате были получены однополярные импульсы имеют длительность порядка 500 пикосекунд и размах 300 милливольт. В дальнейшем планируется собрать полностью работающий генератор опорных импульсов на дифференциальной логике с возможностью регулировки длительности.

e-mail: lysenko.hvr@gmail.com; uskov@phys.vsu.ru

Литература

1. Бойт К. Цифровая электроника. М.: Техносфера, 2007. С. 133–137.
2. Безуглов Д.А. Калиенко И.В. Цифровые устройства и микропроцессоры. Изд. 2-е. Ростов н/Д.: Феникс, 2008. С. 129–150.
3. Компоненты и технологии: Загорский В. Сопряжение схем дифференциальной логики разных типов: электронный журнал, 2004. №1. URL: <http://kit-e.ru/index.php> (дата обращения 29.06.2012)
4. NBSG16M Multilevel Input to CML Clock/ Data Receiver/ Driver/ Translator Buffer. Data Sheet. // [Электронная библиотека фирмы On Semiconductor] / On Semiconductor [2009]. URL: <http://www.onsemi.com> (дата обращения 7.06.2012)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ РЕЖИМОВ БИСТАБИЛЬНОЙ АКТИВНОЙ СРЕДЫ

Шепелев И.А.

Национальный исследовательский Саратовский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского, г. Саратов, Россия

Исследуется модель активной среды с периодическими граничными условиями, элементарной ячейкой которой является бистабильный осциллятор Дуффинга [1], служащей базовой моделью в теории колебаний и нелинейной динамике. Модель среды описывается уравнениями:

$$\frac{\partial x}{\partial t} = y, \quad \frac{\partial y}{\partial t} = -\gamma y + \alpha x - \beta x^3 + k \frac{\partial x}{\partial s}, \quad (1)$$

где $x = x(s, t)$, $y = y(s, t)$ – безразмерные вещественные динамические переменные, s – безразмерная пространственная координата, t – безразмерное время, α , β , γ – управляющие параметры, k – коэффициент однонаправленной связи. Подобные системы используются для моделирования процессов, протекающих в ферромагнетиках [2]. В зависимости от знака управляющего параметра α , элемент среды (1) может иметь как одно положение равновесия (при отрицательном α), так и быть бистабильным (при положительном α). Характерно, что в одиночном осцилляторе Дуффинга колебания без внешнего воздействия принципиально невозможны. Однако, в активной среде наблюдаются колебания без внешнего воздействия, причем это характерно как для бистабильного, так и для моностабильного характера элементарной ячейки [3].

В работе в качестве элемента среды выбирался бистабильный осциллятор ($\alpha > 0$). При различных уровнях коэффициента связи k наблюдаются три режима колебаний: режим стационарных структур (при слабой связи), режим регулярных бегущих волн (при превышении порогового значения коэффициента связи) и режим хаотических бегущих волн (при превышении критического уровня связи). Был детально рассмотрен механизм перехода от регулярного режима к хаотическому. При этом было выявлено скачкообразное изменение среднего времени переключения $\langle T(k) \rangle$ при увеличении коэффициента связи, характеризующее смену режима бегущих волн с регулярного на хаотический. Однако существует область перехода в области «скачка», которая расширяется с увеличением параметра α .

В исследуемой среде наблюдается фазовая мультистабильность – в ней сосуществуют режимы бегущих волн с различными длинами волн, возникающая при задании различных начальных условий. Наблюдаются как регулярные, так и хаотические структуры, движущиеся вдоль пространственной координаты с некоторой фазовой скоростью. Причем фазовая скорость практически одинакова для всех типов бегущих волн.

Был обнаружен эффект синхронизации регулярных бегущих волн при внешнем распределенном гармоническом воздействии.

E-mail: igor_sar@li.ru

Литература

1. G. Duffing, *Erzwungene Schwingungen bei Veränderlicher Eigenfrequenz.*, F. Vieweg u. Sohn, Braunschweig, 1918.
2. Visarath In, Adi R. Bulsara, Antonio Palacios, Patrick Longhini, Andy Kho, and Joseph D. Neff. Coupling-induced oscillations in overdamped bistable systems, *Phys. Rev. E* **68**, 045102 (2003)
3. P. Perlikowski, S. Yanchuk, M. Wolfrum, Stefanski, Mosiolek, and T. Kapitaniak. Routes to complex dynamics in a ring of unidirectionally coupled systems, *CHAOS* **20**, 013111 (2010)

ИССЛЕДОВАНИЕ ДРЕЙФА ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНЫХ УКАЗОК АКУСТООПТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

Притуленко И.Г., Юхневич Т.В.

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

В настоящее время «лазерные указки» широко применяются не только в повседневной жизни, но и в научных исследованиях благодаря их дешевизне, доступности, небольшим размерам и простоте конструкции. Например, при проведении лабораторных исследований лазерные указки часто используются в качестве настроечного элемента для юстировки основного источника излучения. Также за счет своей компактности лазерные указки применяются в экспериментальных прототипах моделей приборов и в самих приборах, например, при калибровках.

Обычно считается, что излучение лазерной указки является монохроматичным и характеризуется постоянной интенсивностью. Известно, что в лазерных указках активный излучающий элемент чаще всего представляет собой полупроводниковый светодиод [1]. Можно предположить, что длительное время работы лазерной указки и продолжительное воздействие постоянного напряжения, приложенного к лазерной указке, вызывает нагрев активного элемента, что в свою очередь сказывается на длине волны и интенсивности излучения данного устройства. Также на основных параметрах излучения должна сказаться деградация источника питания указки, что проявляется в изменении амплитуды приложенного напряжения.

Наше зрение может качественно отследить изменение интенсивности излучения: мы замечаем ослабление яркости пятна, когда батарейки «садутся». В то же самое время человеческий глаз принципиально не способен отследить изменение длины волны излучения на несколько десятков ангстрем. Аналогично, глазом трудно заметить ослабление интенсивности света на десятки процентов, если только интенсивность этого излучения мала. Однако, подобные изменения в характеристиках излучения легко регистрируются современной оптоэлектронной аппаратурой. К такой аппаратуре относятся, например, акустооптические устройства, позволяющие контролировать амплитуду, фазу, частоту, поляризацию и другие характеристики оптического излучения [2]. С помощью современных перестраиваемых акустооптических фильтров легко и оперативно отслеживается изменение волны и интенсивности излучения источника света. Благодаря тому, что в акустооптическом приборе дифракция электромагнитного на решетке, созданной ультразвуком, происходит только при выполнении условий Брэгговского синхронизма, то при неизменном угле падения излучения на акустооптический кристалл изменение длины волны света приведет к необходимости изменения частоты ультразвукового сигнала, прикладываемого к пьезопреобразователю кристалла. Изменение интенсивности падающего на акустооптический фильтр излучения приводит к изменению интенсивности дифрагированного света.

В данной работе для исследования были выбраны две лазерные указки с номинальной длиной волны, указанной в паспорте устройства, равной 405 нм (фиолетовый цвет) и 650 нм (красный цвет). Исследование проводилось при помощи акустооптического фильтра на основе кристалла парателлуриата [3]. При экспериментах изучение лазерных указок направлялось на вход акустооптического фильтра, ортогонально его входной оптической грани. Интенсивность дифрагированного излучения регистрировалась фотоприемником. Частота электрического сигнала, подаваемого на вход фильтра, выбиралась по максимуму интенсивности дифрагированного излучения. При известной кривой перестройки фильтра по оптическим частотам можно было непосредственно определить длину волны регистрируемого излучения. Изменение интенсивности входного оптического сигнала контролировалось при измерении напряжения сигнала фотоприемника. Измерения проводились как с автономными источниками питания лазерной

указки (батарейки типа ААА «Camelion»), так и с источником постоянного напряжения.

В ходе проведенного эксперимента были получены следующие зависимости интенсивности излучения устройства, от величины приложенного управляющего напряжения. Кроме того при этом измерялась длина волны дифрагированного излучения. Данные измерения проводились непосредственно после включения источника питания, а также спустя определенные промежутки времени в пределах одного часа. Результаты проведенных исследований показали, что работа лазерной указки, излучающей в красном диапазоне спектра электромагнитных волн, была в значительной степени стабильной. Дрейф её длины волны и интенсивности дифрагированного света при изменении напряжения от 2.0 В до 6.0 В оказался незначительным 20 ± 2 А. Дрейф длины волны фиолетовой указки, наоборот, оказался весьма значительным и составил 200 ± 13 А при изменении напряжения от 2.2 В до 3.0 В. При этом изменение интенсивности излучения устройства составило 40%. Измерения, проводившиеся при постоянном напряжении питания в течении 60 минут показали, что фиолетовая лазерная указка спустя 15 минут непрерывной работы выходит на стабильный уровень интенсивности излучения, а красная через 5 минут. Изменение длины волны при этом оказалось равным 400 ± 7 нм для красной указки 660 ± 9 нм и для фиолетовой. Измерение с автономным источником питания показало, что основной причиной дрейфа параметров лазерной указки явилось разряжение батареек.

Таким образом, проведенные измерения доказали, что спектральные и амплитудные характеристики лазерных указок в первую очередь определяются автономными элементами питания. При стабильном напряжении питания заметные изменения длины волны излучения и его интенсивности происходят лишь в первые минуты работы прибором.

Данные исследования выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта «мол_а 14-02-31184»

pritylenco@mail.ru

Литература

1. М. Пилкун «Инжекционные лазеры» // УФН, том 98, вып. 2, стр. 295-350, 1969.
2. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков «Физические основы акустооптики», М: Радио и связь? 1985.
3. N. Gupta and V. B. Voloshinov, “Development and characterization of two-transducer imaging tunable acousto-optic filters with extended tuning range”// Applied Optics, vol. 46, p. 1081-1088, 2007.

ПОЛНОЕ ЭЛЕКТРОННОЕ СОДЕРЖАНИЕ ИЗМЕРЕННОЕ В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ НА СЕТИ ГНСС – СТАНЦИЙ РАСПОЛОЖЕННЫХ ВДОЛЬ ГЕОМАГНИТНОЙ ШИРОТЫ СТЕНДА «СУРА»

Когогин Д.А., Дементьев В.О.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия

В настоящее время данные полученные с помощью двухчастотного радиозондирования сигналами спутников систем GPS и ГЛОНАСС активно используются для диагностики искусственных ионосферных возмущений. При распространении через ионосферу, у таких сигналов появляется дополнительный набег фазы, обусловленный дисперсией радиоволн в ионосферной плазме и линейно связанный с полным электронным содержанием (ПЭС) на траектории распространения сигнала.

По условиям проведения эксперимента регистрация сигналов от глобальных навигационных спутников систем (ГНСС) осуществлялась в пространственно-разнесённых

пунктах расположенных вдоль геомагнитной широты станда «Сура: п. «Васильсурск» (56°09' с. ш., 46°06' в. д.) (расположен непосредственно на территории радиополигона, 400 м от антенной системы станда «Сура»; используется ГНСС-приёмник «Prego-T»); п. «Зеленодольск» (расположен - 55°52' с. ш., 48°33' в. д.; используется ГНСС-приёмник TrimbleNet R9); п. «Казань» (расположен – 55°48' с. ш., 49°08' в. д.)).

Для определения ПЭС (относительное наклонное полное электронное содержание (TEC – total electron content в английской транскрипции) использовалась методика, описанная в работе [1].

$$I_L = -\frac{1}{K} \frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2} (\lambda_1 L_1 - \lambda_2 L_2) + const \quad (1)$$

где $K = 40,308 \cdot 10^{16} m_e^{-2} / TECU$, $TECU$ – общепринятая единица измерения ПЭС, $1 TECU = 10^{16} m^{-2}$, I_L – ПЭС, рассчитанное по измерениям фазы сигнала ГНСС (GPS, ГЛОНАСС), $const$ – константа неопределенности, связанная с тем, что фаза принимаемого сигнала измеряется относительно опорного сигнала, генерируемого приемником, который никак не синхронизирован с оборудованием на спутнике.

Для детального изучения малых вариаций ПЭС из исходной зависимости $I(t)$ (полное электронное содержание от времени), удалялся тренд при помощи вычитания скользящего среднего с линейной весовой функции:

$$dI(j) = I(j) - \frac{1}{N} \sum_{n=j-N}^{j+N} \left(I[n] \frac{N - |n-j|}{N} \right) \quad (2)$$

dI – колебания ПЭС относительного среднего уровня, N – параметр усреднения, общее число точек суммирования.

Данные полученные от ГНСС представляют собой файлы в формате RINEX [2]. При постобработке параметр N выбирался таким образом, что бы время усреднения соответствовало времени релаксации крупномасштабной ионосферной неоднородности (~15÷20 мин). Оценки времени релаксации были выполнены в работе [1].

В работе проанализированы данные экспериментальной компании проведенной в мае 2013 года на стенде «СУРА» по искусственному воздействию на ионосферу мощным радиоизлучением. Полученные результаты позволяют сделать вывод о проявлении вариаций ПЭС для всех трех пунктов наблюдения (Васильсурск, Зеленодольск, Казань). Амплитуда вариаций ПЭС составляет 0,15-0,3 TECU.

Кроме того, зарегистрировано понижение ПЭС (до 0,8 TECU) во всех трёх пунктах наблюдения, связанное с прохождением Солнечного терминатора вдоль линии Казань-Зеленодольск-Васильсурск, то есть в направлении восток-запад.

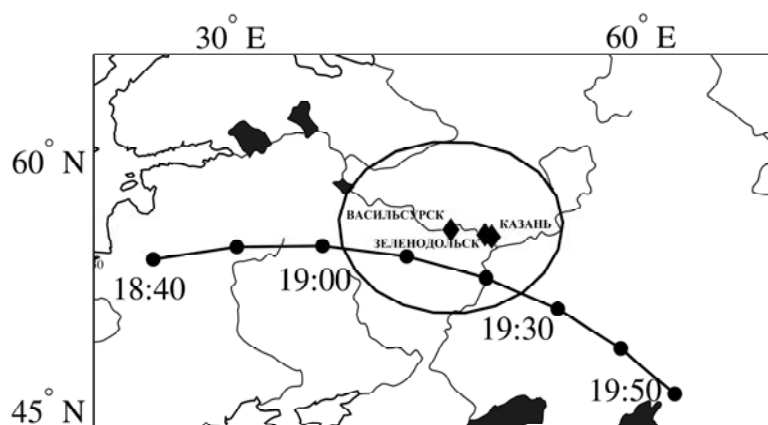


Рис. 1. Расположение пунктов приёма сигналов от ГНСС (отмечено ромбами на карте); линия с маркерами времени – трасса и время (UTC) прохождения спутника GPS №29 (сплошная линия). Дата: 16.05.2013

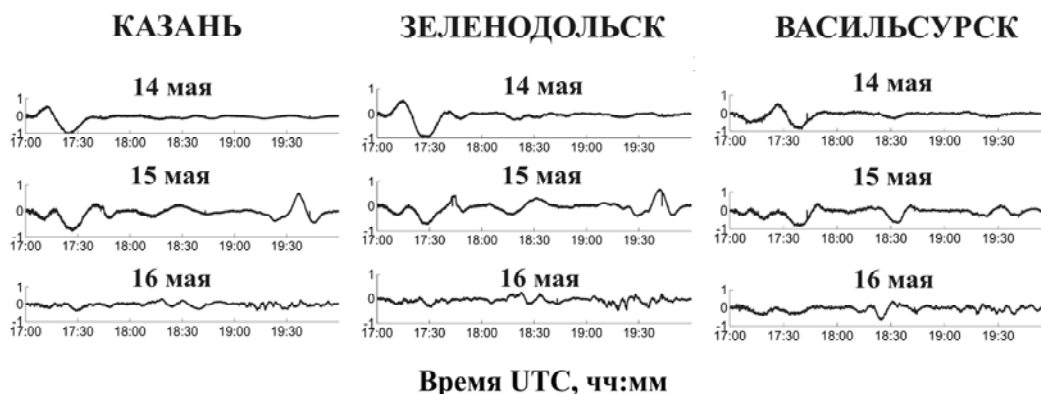


Рис.2. Вариации ПЭС для спутника GPS №29. Режим работы передатчиков стенда Сура: – 7 минут на-прев, 3 минуты пауза. Время работы стенда «Сура»: 13 мая – 19:00 UTC – 20:00 UTC; 14 мая – 19:00 UTC – 19:50 UTC; 16 мая – 18:50 UTC – 19:40 UTC.

Авторы выражают благодарность Насырову Игорю Альбертовичу, Грачу Савелию Максимовичу, Шиндину Алексею Владимировичу и сотрудникам стенда «Сура» за помощь в проведении эксперимента, обработке и интерпретации полученных результатов.

E-mail: dkogogin@kpfu.ru, dinamit201@yandex.ru

Литература

1. Рябов А.В. Исследование характеристик крупномасштабных неоднородностей ионосферы, вызванных воздействием на неё мощного коротковолнового радиоизлучения, с помощью сигналов GPS / А.В. Рябов, С.М. Грач, А.В. Шиндин, Д.С. Котик // Известия вузов. Радиофизика. – 2011. – Т. LIV. – № 7. – С. 485 – 496.

2. Werner G. The Receiver Independent Exchange Format (RINEX). v. 2.11 / G. Werner, E Lou, перевод на русский язык: Чукин В. В., Кононова Е. А. – Российский государственный гидрометеорологический университет – 2008. – 42 с.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ УПРУГИХ ПАРАМЕТРОВ ЖЕЛАТИНА С ПРИЛОЖЕНИЕМ ОДНООСНОГО СЖАТИЯ

Голубкова И.И., Крит Т.Б.

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

Измерение нелинейных параметров биологических тканей является одной из важнейших задач в медицинской диагностике. Разработка методов диагностики проводится на искусственных гелеобразных материалах. При деформации, превышающей 25% от толщины слоя, в некоторых гелеобразных материалах возникают эффекты, обусловленные кубичной нелинейностью [1]. Изучение таких эффектов позволяет измерять нелинейные упругие параметры ткани, называемые параметрами Ландау. Авторами работы [2] предложен метод определения параметров Ландау, основанный на измерении волновых скоростей. В данной работе исследуются статические сдвиговые деформации плоскопараллельного гелеобразного слоя из желатина, которые создаются одновременно с его одноосным сжатием.

Уравнение движения для частиц внутри гелеобразного слоя имеет вид:

$$\rho \ddot{u}_i = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (1)$$

где ρ и σ_{ij} обозначают плотность среды и компоненту тензора сдвиговых напряжений соответственно. В выражении для тензора напряжений

$$\sigma_{ij} = \frac{\partial e}{\partial \varepsilon_{ij}}, \quad (2)$$

e обозначает плотность энергии упругой деформации, которую можно записать в виде разложения по степеням тензора деформации [3] с использованием параметров Ламе (λ и μ) и нелинейных параметров Ландау (A , B , C):

$$e = \mu \varepsilon_{ik}^2 + \frac{\lambda}{2} \varepsilon_{ll}^2 + \frac{A}{2} \varepsilon_{ik} \varepsilon_{il} \varepsilon_{kl} + B \varepsilon_{ik}^2 \varepsilon_{ll} + \frac{C}{3} \varepsilon_{ll}^3, \quad (3)$$

В данной работе был использован метод, разработанный в [4] для определения нелинейного параметра A в резиноподобном полимерном материале пластисоле. Метод основан на измерении статических зависимостей сдвигового напряжения σ от сдвиговой деформации ε без нагрузок и при различных нагрузках, создающих в слое одноосное напряжение Σ . При сдвиговых деформациях, не превышающих 20% толщины слоя,

где зависимость носила линейный характер, в [4] определялся линейный сдвиговой модуль μ_{lin} . В области нелинейных деформаций, превышающих 25% толщины слоя, по измеренным зависимостям сдвигового напряжения от сдвиговой деформации был определён локальный сдвиговой модуль

$$\mu_{loc}(\varepsilon) = \frac{\Delta \sigma}{\Delta \varepsilon}. \quad (4)$$

Проводя аналогию с [2], получаем формулу для нелинейного параметра Ландау A :

$$A = -\frac{12\mu_{lin}}{\Sigma} (\mu_{loc} - \mu_{lin} + \Sigma). \quad (5)$$

Экспериментальная установка для измерения параметра Ландау приведена на рис. 1. Два слоя из композиции желатина и крахмала толщиной 7 мм закреплены между тремя пластинами площадью $S=27.3 \text{ см}^2$. Верхняя и нижняя пластины закреплялись, обеспечивая чисто сдвиговую деформацию. Деформация сдвига создавалась при приложении силы к средней пластине. Отношение силы, действующей на слои со стороны ёмкости, к площади соприкосновения слоев со средней пластиной есть напряжение σ , возникающее при сдвиге образца. Относительная деформация ε определялась из отношения смещения Δx , измеренного микрометром, к толщине слоя h .

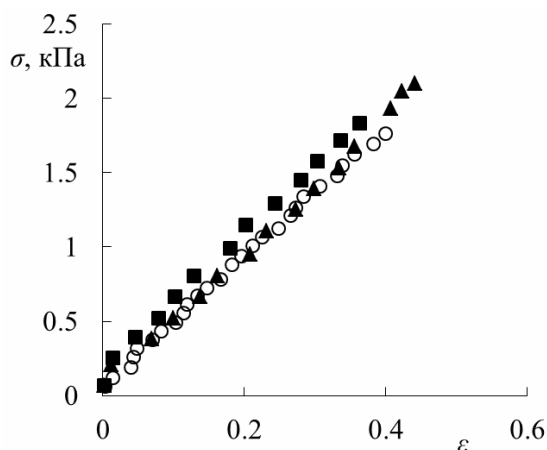


Рис. 2. Измеренные зависимости сдвигового напряжения от деформации слоя желатина без сжатия (\circ), при $\Sigma=3 \text{ кПа}$ (\blacktriangle) и при $\Sigma=22 \text{ кПа}$ (\blacksquare).

На рисунке 2 кружками показаны измеренные зависимости сдвигового напряжения от сдвиговой деформации без приложения одноосного сжатия. Треугольниками и квадратиками показаны зависимости, измеренные при одноосном сжатии $\Sigma=3 \text{ кПа}$ (\blacktriangle) и при $\Sigma=22 \text{ кПа}$ соответственно.

Во всех трёх случаях наблюдается линейная зависимость сдвигового напряжения вплоть до деформации 40%, при которой образцы из желатина разрушаются, что существенно отличается от результатов, полученных в работе [4]. Следует также отметить, что линей-

ное поведение зависимостей, измеренных в желатине при разной величине одноосного сжатия различно: с увеличением Σ измеренный модуль μ_{lin} возрос от 4.6 до 5.3 кПа.

Полученный результат указывает, что пластисол является наиболее перспективным материалом с точки зрения исследования нелинейных эффектов статическими методами. Особенности линейного поведения зависимостей сдвигового напряжения от деформации при разном одноосном сжатии требует дополнительного анализа.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 14-02-31629, 14-02-00426 и гранта Правительства Российской Федерации 11.G34.31.0066.

E-mail: ii.golubkova@physics.msu.ru

Литература

Андреев В.Г., Крит Т.Б., Сапожников О.А. Сдвиговые волны в резонаторе с кубической нелинейностью // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. № 6. С. 763–770.

Gennisson J.-L., Rénier M., Catheline S., Barrière C., Bercoff J., Tanter M., and Fink M. Acoustoelasticity in soft solids: Assessment of the nonlinear shear modulus with the acoustic radiation force // *J. Acoust. Soc. Am.* 2007. V. 122. № 6. P. 3211–3219.

Zabolotskaya E.A., Hamilton M.F., Ilinskii Y.A., Meegan G.D. Modeling of nonlinear shear waves in soft solids // *J. Acoust. Soc. Am.* 2004. V. 116. № 5. P. 2807–2813.

Крит Т.Б., Андреев В.Г., Костиков В.В. Квазистатическое измерение нелинейных модулей резиноподобного материала. // *Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества» 2012. Т. 1. С. 147-151.*

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МОДЕЛИ ПУЗЫРЬКА ГАЗА - МЯГКОГО СФЕРИЧЕСКОГО РАССЕИВАТЕЛЯ

Анненкова Е.А., Сапожников О.А., Цысарь С.А.

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

Долгое время неинвазивная хирургия, использующая высокоинтенсивный фокусированный ультразвук (HIFU: High Intensity Focused Ultrasound), основывалась на тепловом эффекте – нагревании и разрушении ткани, вызванными поглощением ультразвука [3]. Если тепловое разрушение преобладает при умеренных уровнях интенсивности в фокусе, то более высокие интенсивности могут привести к другим биологическим эффектам. Если температура поднимается до 100 °С в процессе действия ультразвука, в ткани возникают пузырьки из-за кипения, вносящие дополнительное механическое разрушение. Так как выяснилось [6], что образование пузырьков пара при кипении кардинальным образом меняет процесс воздействия ультразвука на биологическую ткань, то встал вопрос важности диагностирования данных пузырьков в организме пациента при проведении терапии мощным фокусированным ультразвуком.

Исследование именно таких, непростых как в теоретическом, так и в экспериментальном изучении объектов с размерами порядка или даже меньше разрешающей способности ультразвукового диагностического сканера проводится в данной работе. Важно отметить, что пузырьки газа миллиметровых размеров, возникающие при кипении ткани, являются сильными рассеивателями, в то время как при рассмотрении человеческих органов рассеяние достаточно мало, и построение ультразвукового изображения базируется на слабых рассеянных сигналах. В современных сканерах сигналы от сильных рассеивателей ограничиваются, что приводит к тому, что разные по силе рассеиватели выглядят на изображении идентично, в виде ярких пятен одинакового размера. Соответственно, по таким изображениям пузырьков нет возможности определить их истинный размер.

В связи с данной проблемой было проведено несколько этапов исследования. Сначала, чтобы выявить зависимость сигнала обратного рассеяния от размера пузырька, моделируется процесс рассеяния ультразвуковых импульсов на неподвижной пустой полости. Численное моделирование данного процесса основывается на известной теоретической модели рассеяния звуковой волны на абсолютно мягкой сфере [4, 5]. Разработанная в среде Fortran программа позволяет строить угловые диаграммы рассеяния абсолютно мягких сферических рассеивателей разных радиусов, а также графики зависимости амплитуды рассеянного сигнала от размера рассеивателя [1, 2]. Результаты показали, что в общем случае зависимость амплитуды рассеянного назад сигнала от размера рассеивателя является монотонной функцией, что дает возможность предложить альтернативный способ определения размеров рассеивателя по амплитуде рассеянного назад сигнала, то есть по интенсивности его ультразвукового изображения.

В данной работе проведены численные расчеты получения ультразвукового изображения точечного мягкого рассеивателя в разных режимах работы ультразвукового сканера для выявления отличий результатов построений и других особенностей полученного изображения. Расчеты показали, что точечный рассеиватель на ультразвуковом изображении имеет вид яркого пятна конечных размеров порядка длины волны, что обусловлено дифракционными эффектами. Размер пятна, тем самым, не позволяет определить истинный диаметр рассеивателя конечных размеров.

Для экспериментальной проверки вышеописанной теории необходимо подобрать модель мягкого сферического рассеивателя – пузырька газа. В силу того, что нет возможности искусственно создать стабильный пузырек газа правильной сферической формы миллиметровых размеров в воде, в качестве модели решено было взять пенопластовый образец, представляющий собой на 98% состоящую из воздуха структуру. Чтобы убедиться в том, что пенопласт по акустическим свойствам близок к воздуху, был проведен ряд экспериментов по измерению диаграмм рассеяния сферического пенопластового образца. Результаты измерений были сопоставлены с теоретическими расчетами диаграмм рассеяния на абсолютно мягкой сфере в среде программирования Fortran. Хорошее сходство диаграмм подтвердило наши предположения о том, что образцы сферической формы из пенопласта можно использовать для изучения рассеяния на пузырьках газа.

После того как была найдена экспериментальная модель пузырька газа, был проведен ряд экспериментов, в которых ультразвуковые изображения моделей пузырьков газа в биоткани были получены посредством ультразвукового сканирования в режиме B-mode. В качестве моделей пузырьков газа выступали шарики пенопласта размерами порядка миллиметра, а в качестве модели биоткани – желатин. Целью экспериментов было убедиться в том, что мягкие сферические рассеиватели размерами меньше разрешающей способности сканера выглядят на ультразвуковом изображении как одинаково яркие пятна, размер которых больше истинных размеров рассеивателей. То есть современные приборы ультразвуковой диагностики, ориентированные на неоднородности мягких биотканей человеческих органов, не могут быть использованы для диагностики пузырьков газа миллиметровых размеров.

Таким образом, задача заключается в том, чтобы создать такой алгоритм построения ультразвукового изображения, в котором динамический диапазон яркостной шкалы был бы ориентирован на сильные рассеиватели. Это позволит различать размеры пузырьков газа меньше разрешающей способности сканера по яркости пятна их ультразвукового изображения, предварительно найдя зависимость этой яркости от радиуса пузырька.

a-a-annenkova@yandex.ru

Литература

1. Анненкова Е. А., Сапожников О. А. Построение ультразвукового изображения пузырьков миллиметрового размера в биоткани на основе решения задачи рассеяния

акустических импульсов на сферической полости в жидкости // Сборник трудов XIII Всероссийской школы-семинара "Волновые явления в неоднородных средах" (г. Звенигород, Московская область, 21-26 мая 2012 г.), секция 8 "Акустические волны" (на CD), с. 3-6.

2. Анненкова Е. А., Сапожников О. А. Построение ультразвукового изображения пузырьков миллиметрового размера в биоткани на основе решения задачи рассеяния акустических импульсов на сферической полости в жидкости // Сборник трудов Научной конференции «Сессия Научного совета РАН по акустике и XXV сессия Российского акустического общества». Т. I., - М.: ГЕОС, 2012, с.238-241.

3. Бэйли М. Р., Хохлова В. А., Сапожников О. А., Каргл С. Г., Крам Л. А., Физические механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (обзор). – Акуст.ж., 2003, т.49, №4, с.437-464.

4. Крылов В. В. Основы теории излучения и рассеяния звука. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989. – 118 с.

5. Лепендин Л. Ф. Л48 Акустика: учеб. пособие для втузов. – М.: Высш. школа, 1978. – 448 с., ил.

6. Maxwell A., Sapozhnikov O., Bailey M., Crum L., Xu Z., Fowlkes B., Cain Ch., Khokhlova V. Disintegration of tissue using HIFU. *Acoustics Today*: 24-36, 2012.

ИЗМЕРЕНИЕ АКУСТООПТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕЛЛУРА С ЦЕЛЬЮ ПРИМЕНЕНИЯ КРИСТАЛЛА В АКУСТООПТИЧЕСКИХ ФИЛЬТРАХ

Хоркин В.С., Хитрин Н.В.

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

В последнее время во многих разделах науки и техники находят применение различные классы оптоэлектронных приборов и устройств. В частности, среди современных устройств оптоэлектроники заметное место занимают акустооптические приборы, использующие явление дифракции оптического излучения на дифракционных решетках, создаваемых акустическими волнами в кристаллах и стеклах [1]. Акустооптические (АО) ячейки активно применяются для управления параметрами оптического излучения, так как они многофункциональны, удобны в работе, надежны и характеризуются высоким быстродействием. К достоинствам АО приборов также относится малое энергопотребление, небольшие габариты и вес. Известно, что акустооптические приборы, например модуляторы, весьма перспективны для применения в оптических линиях связи. Их преимуществом являются малые потери света, широкая полоса частот модуляции, и, что особенно важно во многих применениях, высокая помехозащищенность и долгий срок службы. Также известно, что к перспективному классу акустооптических приборов относятся дефлекторы и перестраиваемые фильтры [1-3]. Подобные устройства применяются для управления световыми потоками в видимом, ультрафиолетовом, а также ближнем и среднем инфракрасном диапазонах спектра электромагнитных волн. В указанных областях электромагнитного спектра используются эффективные кристаллические материалы с заданными физическими характеристиками, на основе которых и создаются АО ячейки [1]. Однако к настоящему времени лишь небольшое количество материалов пригодно для создания приборов, эффективно работающих в дальнем инфракрасном диапазоне длин волн 8-12 микрон. Главный недостаток известных на данный момент АО материалов заключается в низком коэффициенте их акустооптического качества M_2 , что проявляется в значительном увеличении энергопотребления АО приборов [2,3].

В настоящей работе исследуется тригональный кристалл теллура, прозрачный в диапазоне спектра от 4.0 мкм до 23 мкм [3]. Из литературы известно, что теллур в режиме анизотропной дифракции имеет коэффициент акустооптического качества

$M_2 = 100 \times 10^{-15} \text{ c}^3 \text{ e}^{-1}$, что на один-два порядка превосходит значения акустооптического качества для других кристаллов [2]. Кроме того, кристаллический теллур на длине волны 10.6 мкм характеризуется большими показателями преломления $n_o = 4.8$ и $n_e = 6.25$ для обыкновенной и необыкновенной волны, соответственно. Таким образом, двулучепреломление кристалла $\Delta n = 1.45$ очень велико, что важно для увеличения спектрального разрешения фильтров на теллуре [1-3]. Также данный материал характеризуется большими значениями фотоупругих констант. Однако величина некоторых из них известна недостаточно точно. Таким образом, предлагаемая работа посвящена исследованию дифракции света на ультразвуке в кристаллическом теллуре. Для анализа выбран случай распространения продольной волны ультразвука вдоль оси X материала и распространении света в плоскости XZ под малым углом к оптической оси кристалла. В работе основное внимание уделялось измерению на длине волны света 10.6 мкм значений фотоупругих констант, обеспечивающих эффективное анизотропное АО взаимодействие с поворотом плоскости поляризации дифрагированного света на 90° по отношению к падающему свету.

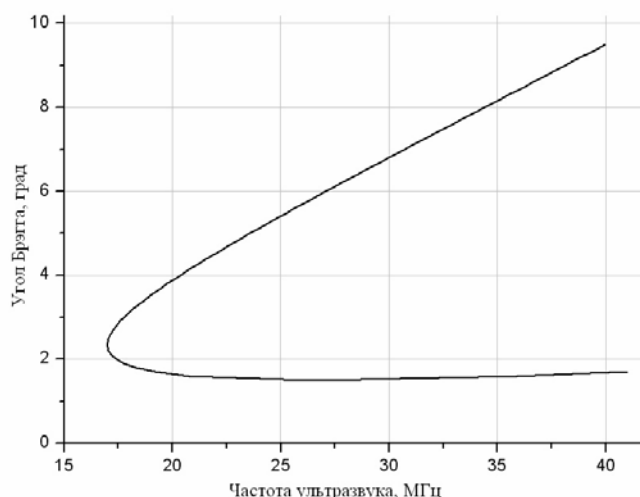


Рис.1: Зависимость угла Брэгга от частоты ультразвука в кристалле теллура

При анализе были проведены расчеты зависимости угла Брэгга θ в кристалле от частоты ультразвука f для случая продольных акустических волн, распространяющихся со скоростью $V = 2300$ м/с. График частотной зависимости брэгговского угла представлен на рисунке 1. При измерении фотоупругих свойств кристалла была выбрана частота ультразвука $f = 38.5$ МГц. Как видно из рисунка, на этой акустической частоте углы Брэгга для изотропной и анизотропной дифракции значительно различаются $\theta_i = 1.7^\circ$ и $\theta_a = 8.9^\circ$. При указанных углах падения света и одинаковой управляющей мощности, подводимой к кристаллу, сравнивалась эффективность изотропного и анизотропного взаимодействия. Это позволило при известных значениях фотоупругих констант теллура $p_{11} = 0.168$ и $p_{12} = 0.138$ оценить величину эффективного фотоупругого коэффициента $p = p_{41} \sin \theta_a$, обеспечивающего необходимую для АО применений анизотропную дифракцию. Результатом проведенного измерения является вывод, что величина фотоупругого коэффициента в теллуре $p_{41} = 0.3 \pm 0.03$ оказалась весьма велика. Таким образом, проведенные исследования доказывают перспективность применения данного среза кристалла теллура в акустооптических устройствах, например, дефлекторах и фильтрах.

E-mail: vld_510@mail.ru

Литература

1. В.И. Балакший, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков, Физические основы акустооптики, М: Радио и связь, 1985.

2. N. Gupta, V.B. Voloshinov, G.A. Knyazev and L.A. Kulakova, Tunable wide angle acousto-optic filter applying single crystal tellurium, *Journal of Optics*, 2011, N 14, pp.035502-035511.

3. N. Gupta, V.B. Voloshinov G.A. Knyazev and L.A. Kulakova, Optical transmission of single crystal tellurium for application in acousto-optic cells, *Journal of Optics*, 2011, N 13, pp.055702-055709.

АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В КРИСТАЛЛЕ ЙОДНОВАТОЙ КИСЛОТЫ

Купрейчик М.И., Волошин А.С.

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

Явление дифракции света на ультразвуке является одним из основных эффектов, которые используются для управления оптическим излучением. Приборы, созданные на основе этого явления, такие как модуляторы, дефлекторы и фильтры, характеризуются высоким быстродействием, малым управляющим напряжением, простотой конструкции, широкими функциональными возможностями [1]. При конструировании устройств в качестве среды акустооптического взаимодействия обычно используют кристаллы. Наибольшее применение получили одноосные кристаллы с большой анизотропией физических свойств: парателлури́т (TeO_2), каломель (Hg_2Cl_2), молибдат свинца (PbMoO_4), теллур (Te), ниобат лития (LiNbO_3) и другие. Однако несомненный интерес представляют также и двуосные кристаллы, которые, несмотря на сложность расчета в них акустооптического эффекта, демонстрируют высокие значения акустооптического качества, особенно для косых срезов, что делает перспективным их применение в будущем.

В данной работе изучался двуосный кристалл йодноватой кислоты (α - HIO_3). Йодноватая кислота – синтетический монокристалл ромбической сингонии (класс 222), прозрачный в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах (от 0,4 до 1,3 мкм). Кристалл обладает высокими значениями акустооптического качества, превосходя по этому показателю плавленый кварц в десятки раз, а ниобат лития в несколько раз [2]. Особый интерес для исследования представляет плоскость акустооптического взаимодействия, в которой лежат оптические оси, поскольку в одноосных кристаллах такая геометрия взаимодействия не встречается. В работе выполнен численный расчет зависимости угла Брэгга от частоты ультразвука для случая, когда вектор ультразвука лежит в этой плоскости, а также составляет небольшие углы к этой плоскости. Особенно интересным оказался случай, когда направление ультразвука близко к перпендикулярному к одной из оптических осей, а падающий и дифрагированный световые пучки распространяются вблизи оптических осей. В этом случае кривые частотной зависимости угла Брэгга сильно деформируются. При небольшом отклонении плоскости АО взаимодействия в сечении поверхности показателей преломления получаются две непересекающиеся кривые. Появляются частотные области, удобные для создания широкопертурных фильтров и дефлекторов. Проведенные исследования позволяют сделать вывод о том, что двуосные кристаллы дают намного больше возможностей для оптимального выбора геометрии акустооптического взаимодействия при конструировании конкретных устройств.

E-mail: mir11@aviel.ru

Литература

1. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985.

2. Pinnow D.A., Dixon R.W. *Appl. Phys. Lett.*, 1968, v. 13, № 4, pp.156-158.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ОПТИЧЕСКИХ ЧАСТОТНЫХ ГРЕБЕНОК И СОЛИТОНОВ В МИКРОРЕЗОНАТОРАХ.

Лихачев Г.В.

МШУ им.М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Оптические частотные гребенки представляют собой набор эквидистантных спектральных линий в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах. Представляя точные частотные маркеры, оптические гребенки могут применяться в частотной метрологии и спектроскопии для точных измерений, связывая неизвестную оптическую частоту с СВЧ стандартом. В последние годы развивается использование оптических гребенок на основе оптических микрорезонаторов в форме сферы, диска, тороида [1,2]. Такие гребенки позволяют осуществить связь между оптическим и радиочастотным диапазонами в компактном устройстве. Мы провели численное моделирование широких гребенок, изучили их динамику в спектральном и пространственно-временном представлении, выполнили анализ экспериментальных данных.

Поскольку оптические моды типа шепчущей галереи в резонаторах сочетают малый эффективный объем поля с высокой добротностью, то порог проявления различных нелинейных эффектов оказывается низким [3]. Одним из таких эффектов является нелинейный эффект четырехчастотного взаимодействия, приводящей к формированию оптической гребенки: два фотона накачки переходят в боковые линии. Если накачка достаточно велика, то гребенка формируется благодаря каскадному процессу образования таких боковых линий, как суммы взаимодействий всевозможных 4 фотонов, удовлетворяющим частотным требованиям. Эффект возникает из-за материальной Керровской нелинейности среды.

В спектральном представлении для амплитуд отдельных мод задача описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка с нелинейными членами, количество которых растет кубически с числом рассматриваемых мод. Для ее численного решения был использован метод Рунге-Кутты с адаптивным шагом. Адекватность использования этого метода была проверена хорошим совпадением результатов численного моделирования и эксперимента. Существенное сокращение времени счета было достигнуто заменой суммы нелинейных членов на близкую величину, которая вычислялась с помощью преобразования Фурье на GPU.

В пространственно-временном представлении задача для суммарного поля внутри резонатора описывается уравнением Луджиато-Лефевра – нелинейным уравнением Шредингера с дополнительными членами, описывающими накачку и диссипацию. Для моделирования уравнением Луджиато-Лефевра использовался наиболее быстрый Фурье метод расщепления по параметрам. При одинаковых начальных условиях оба типа моделирования дают похожие результаты.

Расчет для большого числа мод дает картину генерации оптических гребенок и солитонных режимов. Нами были исследованы зависимости генерации солитонов от дисперсии высоких порядков и возмущений, связанных с эффектом нормального расщепления мод.

E-mail: g.lihachev@gmail.com

Литература

1. P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, T. J. Kippenberg, “Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator”, *Nature*, 450:1214-1217, 2007.

2. T. Herr, J. Riemensberger, C. Wang, K. Hartinger, E. Gavartin, R. Holzwarth, M. L. Gorodetsky, T. J. Kippenberg, “Universal Formation Dynamics and Noise of Kerr Frequency Comb in Microresonators”, *Nature Photonics*, 6, 480–487, 2012.

3. Городецкий М.Л., “Основы теории оптических микрорезонаторов”, Москва, 2010.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОТЫ ОТРАЖЕНИЯ МОЩНЫХ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ ВО ВРЕМЯ ПРОВЕДЕНИЯ НАГРЕВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СТЕНДЕ «СУРА»

В.О. Дементьев, Когогин Д.А.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия

При обработке и интерпретации экспериментальных данных по искусственному воздействию на ионосферу мощным радиоизлучением одной из основных задач является определение высоты отражения мощной радиоволны О-поляризации, а также толщины области плазменных резонансов.

Целью данной работы является разработка программы на основе метода Гамильтона для расчёта лучевых траекторий КВ радиосигналов, распространяющихся в трёхмерно-неоднородной ионосфере, и нахождение высоты отражения радиоволны.

Для компьютерного моделирования характеристик неоднородной среды, в которой распространяется электромагнитная волна, была выбрана полуэмпирическая модель распределения электронной концентрации в ионосфере IRI-2012 [1].

Показатель преломления считается действительным и выражается через электронную концентрацию следующим образом [3]:

$$n^2 = 1 - \frac{e^2}{4\pi^2 m \varepsilon_0} \frac{N}{f^2},$$

где e – заряд электрона, m – масса электрона, ε_0 – роницаемость свободного пространства, f – частота, N – концентрация электронов.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающая траекторию луча, представляется следующим образом [2,3]:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{cn}{r_e} \cos \alpha_1, \quad \frac{d\theta}{dt} = \frac{cn \cos \alpha_2}{r_e r}, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \frac{cn \cos \alpha_3}{r_e r \sin \theta}, \\ \frac{d\alpha_1}{dt} &= \frac{c}{r_e} \left(-\sin \alpha_1 \left(\frac{\partial n}{\partial r} + \frac{n}{r} \right) + \frac{\cos \alpha_1}{r} \left(\frac{\cos \alpha_2}{\sin \alpha_1} \right) \frac{\partial n}{\partial \theta} + \frac{\cos \alpha_1}{r \sin \theta} \left(\frac{\cos \alpha_3}{\sin \alpha_1} \right) \frac{\partial n}{\partial \varphi} \right), \\ \frac{d\alpha_2}{dt} &= \frac{c}{r_e} \left(\cos \alpha_2 \left(\frac{\cos \alpha_1}{\sin \alpha_2} \right) \left(\frac{\partial n}{\partial r} + \frac{n}{r} \right) - \frac{\sin \alpha_2}{r} \left[\frac{\partial n}{\partial \theta} + n \cdot \operatorname{ctg} \theta \left(\frac{\cos \alpha_3}{\sin \alpha_2} \right)^2 \right] + \frac{\cos \alpha_2}{r \sin \theta} \left(\frac{\cos \alpha_3}{\sin \alpha_2} \right) \frac{\partial n}{\partial \varphi} \right), \\ \frac{d\alpha_3}{dt} &= \frac{c}{r_e} \left(\cos \alpha_3 \left(\frac{\cos \alpha_1}{\sin \alpha_3} \right) \left(\frac{\partial n}{\partial r} + \frac{n}{r} \right) + \frac{\cos \alpha_3}{r} \left(\frac{\partial n}{\partial \theta} + n \cdot \operatorname{ctg} \theta \right) - \frac{\sin \alpha_3}{r \sin \theta} \frac{\partial n}{\partial \varphi} \right). \end{aligned}$$

Здесь принята геоцентрическая система координат r, θ, φ ; $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – углы направляющих косинусов луча; $n(r, \theta, \varphi)$ – показатель преломления; r_e – радиус Земли.

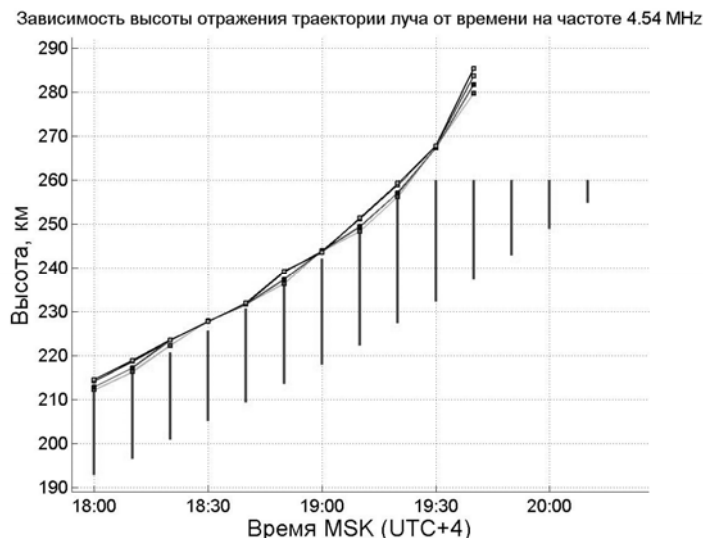
Известно, что в ионосфере существует область плазменных резонансов [4]. Поскольку в ионосфере плотность плазмы N изменяется с высотой z , то для мощной волны с заданной частотой ω существует целый резонансный слой: на нижней границе слоя достигается верхнегибридный резонанс $\omega = \omega_{UH}(z_{UH})$, на верхней границе – ленгмюровский резонанс $\omega = \omega_L(z_L)$. Частоты этих резонансов определяется следующими формулами:

$$\omega_{UH}(z_{UH}) = \left(\frac{4\pi e^2 N(z_{UH})}{m} + \omega_H^2 \right)^{1/2}, \quad \omega_L(z_L) = \left(\frac{4\pi e^2 N(z_L)}{m} \right)^{1/2},$$

где e и m – заряд и масса электрона, $N(z_L)$ и $N(z_{UH})$ – плотность плазмы на высоте z_L и z_{UH} соответственно, $\omega_H = eH/mc$ – гиромангнитная частота.

В соответствии с поставленной задачей были рассчитаны траектории радиоволн на частоте 4.54 МГц для 7 ноября 2013 г. с 18:00 до 22:00 MSK с интервалом 10 минут. Передатчик находится в городе Васильсурск в месте расположения нагревательного стенда «Сура». Диаграмма направленности передатчика: зенитный угол 3 градуса, ази-

мутальные углы 0, 90, 180, 270 градусов. С использованием вышеприведённых формул были рассчитаны границы высот, на которых выполняются условия для верхнегибридного и ленгмюровского резонансов, а также высоты отражения траекторий лучей.



Численный эксперимент показал, что высота отражения траекторий лучей увеличилась от 215 до 285 км со временем с 18:00 до 19:40, а с 19:50 до 22:00 отражений лучей от резонансной области не было. Нижняя граница высоты верхнегибридного резонанса увеличилась от 192 км до 255 км с 18:00 до 20:10, верхняя граница ленгмюровского резонанса увеличилась от 215 км до 260 км с 18:00 до 20:10. Также с 20:20 до 22:00 верхнегибридного и ленгмюровского резонансов на частоте 4.54 МГц не наблюдалось. Высоты отражённых лучей оказались на верхней границе резонансного слоя с 18:00 до 19:20.

Авторы выражают благодарность Насырову Игорю Альбертовичу за постановку задачи и интерпретацию полученных результатов, а также сотрудникам ФБГНУ НИРФИ (Н. Новгород) за помощь в проведении эксперимента.

E-mail: dinamit201@yandex.ru, dkogogin@kpfu.ru

Литература

1. <http://modelweb.gsfc.nasa.gov/ionos/iri.html> (Интернет – ресурс).
2. Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И. Геометрическая оптика неоднородных среда. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1980.
3. Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн. Перевод с англ. под ред. М.П. Кияновского, 1971, с. 11 – 37, 280 – 283.
4. А.В. Гуревич Нелинейные явления в ионосфере, УФН, Том 177, №11, Ноябрь 2007 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ПОМЕХА В СИСТЕМЕ С КОРРЕЛЯЦИОННЫМ ПРИЕМОМ СФОКУСИРОВАННЫХ ТЕРМОАКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Логинов С.В.

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

Имеются различные подходы к восстановлению распределения поля температуры внутри биологических объектов [1-5, 9-10, 12]. Информация о распределении поля температуры может помочь при медицинской диагностике новообразований и нарушений кровообращения [6-8, 11, 12]. Корреляционный подход, предложенный в [1-5], позволяет определить **температуру, скорость звука и коэффициент поглощения** в каждом элементе разрешения исследуемого объекта (органа) с помощью измерений **термоакустического** поля, т.е. акустического излучения, создаваемого нагретыми телами. При подходе [1-5] раздельное восстановление температуры, скорости звука и поглощения

возможно только при применении **анизотропной подсветки** элемента разрешения – специально создаваемого теплового или квазитеплового поля с эффективной температурой, которая различна для различных приемников. В работах [1, 3] предлагается использовать корреляционный метод в сочетании с фокусировкой термоакустических полей зеркальной системой. Фокусированная система позволит уменьшить количество преобразователей и объем корреляционных вычислений и позволит создать антенную решетку из гидрофонов малой апертуры, способную производить измерения сразу для линии внутри исследуемого органа. При этом сканирование сводится к одномерному перемещению гидрофонов и зеркальной системы относительно органа вместо фазирования многих пар приемников многоэлементных антенных решеток. Кроме того, система с фокусировкой значительно упрощает создание анизотропной подсветки, по сравнению с системой с многоэлементными антенными решетками.

На данном этапе ставилась задача создания установки, осуществляющей корреляционный прием сфокусированных термоакустических полей. Для фокусировки применялись простые в изготовлении сферические зеркала. Однако искажения, вносимые ими за счет сферической абберации, снижают когерентность принимаемых термоакустических сигналов от протяженных источников. Предложена методика оценки в лучевом приближении степени когерентности термоакустических сигналов от протяженных тепловых источников для заданного положения зеркал и приемников. С помощью численной реализации данной методики для двух изготовленных сферических зеркал размером 4x10 см с радиусом 23 см найдено положение, для которого можно создать антенную решетку из преобразователей размером 5x10 мм, позволяющую принимать термоакустическое излучение от источников в области размером около 10 см, с коэффициентом когерентности от 0.7 до 0.95. Кроме термоакустического излучения, поступающего от элемента разрешения, на приемники термотомографа будет попадать фоновое термоакустическое излучение, являющееся помехой. Предложен метод оценки отношения сигнал/помеха для подобных схем с зеркальной системой фокусировки. Суть метода заключается в определении потерь полезного термоакустического сигнала из-за конечности размеров фокусного пятна и сферической расходимости. Оценено соотношение сигнал/помеха для приведенных параметров зеркал и приемников. Оценка соотношения сигнал/помеха в случае среды, являющейся непоглощающей на пути между элементом разрешения и приемниками, показала возможность определения температуры с достаточной для медицины точностью 0.1° при факторе накопления $\Delta f \cdot \Delta t$, превосходящем 10^6 (Δf – ширина полосы частот, Δt – время измерения). Была создана экспериментальная установка с двумя гидрофонами для корреляционного приема термоакустического излучения от одного источника. Проведены эксперименты для искусственных (квазитепловых) и естественных (тепловых) источников. Было зафиксировано обнаружение корреляционного отклика для шумового излучения искусственного источника (с контрастом эквивалентной температуры $\sim 20^\circ$), и естественного теплового источника (с контрастом эквивалентной температуры $\sim 10^\circ$), при факторе накопления $\Delta f \cdot \Delta t \sim 10^6$. Экспериментальные результаты свидетельствуют о возможности создания акустического корреляционного термотомографа с предварительно сфокусированными термоакустическими полями.

E-mail: loginov@physics.msu.ru

Литература

1. Буров В.А., Дмитриев К.В., Евтухов С.Н. // Известия Российской Академии Наук. Серия Физическая, 2009, Т. 73, № 4, С. 551.
2. Буров В.А., Дариалашвили П.И., Евтухов С.Н., Румянцева О.Д. // Акустич. журн., 2004. Т. 50. № 3. С. 298.
3. Буров В.А., Дмитриев К.В., Логинов С.В., Румянцева О.Д. // Труды 54-й Научной конференции МФТИ Том 1 / Ред. В.А. Дружинина, И.А. Волкова, О.П. Котова, Л.В. Себова. «Физтех-полиграф», 2011 с 17–19
4. Буров В.А., Дариалашвили П.И., Румянцева О.Д. // Акустич. журн., 2002. Т. 48. № 4. С. 474.

5. Буров В.А., Касаткина Е.Е., Марьин А.О., Румянцева О.Д. // Акустич. журн., 2007. Т. 53. № 4. С. 580.
6. Ветилев П.С., Чилингарики К.Е., Золкин А.В., Веснин С.Г., Габаидзе Д.И., Баный Д.А. // Хирургия 2006, №6 с.54-58.
7. Зарецкий В.В., Выховская А.Г. Клиническая термография// М.: Медицина, 1976. 167 с.
8. Иваницкий Г.Р. // УФН 2006 Т.176 Вып. 12 С.1293-1320
9. Мансфельд А.Д. // Акустич. журн., 2009. Т. 55. № 4–5. С. 546.
10. Bowen T «Passive remote temperature sensor system» // U.S. Patent, 4,246,784, Jan 27, 1981.
11. Keyserlingk J. R., Ahlgren P. D., Yu E., Belliveau N., and Yassa M.// IEEE Engineering in Medicine and Biology Magazine, vol. 19, no. 3, pp. 30–41, 2000.
12. Yong Xu, Xiangyu Wei, Ge Wang // International Journal of Biomedical Imaging 2009. ID 464235.

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СТРУКТУРЫ В ЦЕПОЧКЕ АВТОГЕНЕРАТОРОВ ВАН-ДЕР-ПОЛЯ С ГАУССОВОЙ СВЯЗЬЮ

Никольский А.В.

*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А.Гагарина,
г. Саратов, Россия*

В настоящее время задачи о формировании и управлении локализованными структурами в активных средах вызывают достаточно большой интерес [1-3]. Одной из перспективных областей применения таких структур является создание устройств обработки и представления информации, в частности, экранов на основе активных сред.

В настоящей работе рассматривается одна из простейших моделей активной среды, допускающей возникновение локализованных структур. Мы изучаем цепочку автогенераторов Ван-дер-Поля с жёстким возбуждением. Параметры подобраны таким образом, чтобы парциальные системы находились в режиме бистабильности. Задавая в такой системе начальное возмущение в виде П-образного профиля, можно наблюдать развитие колебаний в ограниченной области пространства.

В работе рассмотрены случаи, когда колебания остаются локализованными, и когда левая и правая границы области исходной локализации начинают разбегаться, так что колебания возбуждаются во всех элементах цепочки. Показана область существования локализованных структур на плоскости параметров, отвечающих за взаимодействие осцилляторов. Рассматривается устойчивость структуры к возмущению исходного профиля. Кроме того, обсуждается поведение локализованных структур в случае, когда осцилляторы цепочки не идентичны, т. е. имеют разные собственные частоты. Также проверяется совместное существование и возможное слияние близкорасположенных структур.

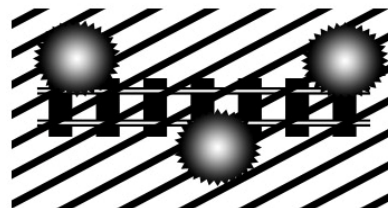
E-mail: www.recruit@mail.ru

Литература

1. V.K.Vanag, I.R.Epstein. Chaos 17, 037110(2007).
2. M. Tlidi, G. Sonnino, M. Bachir. Physical Review E 86, 045103(R) (2012).
3. C. Fernandez-Oto, M.G. Clerc, D. Escaff, M.Tlidi. Physical Review Letters 110, 174101 (2013).

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Председатель:
проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич



СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ ЖЕЛЕЗА $Fe(Te,S)$ И $Fe(Se,S)$

Митрофанова Е.С.

МГУ им. М.В.Ломоносова, факультет наук о материалах, г. Москва, Россия

Сверхпроводники на основе железа представляют огромный интерес как с точки зрения нахождения взаимосвязи между сверхпроводимостью и магнетизмом, так и для понимания сверхпроводимости в целом. Такие соединения этой серии как тетрагональные халькогениды железа $FeSe$, $Fe(Se,Te)$ или недавно открытые $Fe(Te,S)$ и $Fe(Se,S)$ имеют очень простое кристаллическое строение и, кроме того, отработаны способы получения их в виде монокристаллов, что значительно упрощает интерпретацию полученных данных.

Таким образом, целью работы стало получение высококачественных монокристаллов сверхпроводников на основе железа и исследование их физических характеристик. В качестве объекта исследования был выбран тетрагональный халькогенид железа составов $Fe(Se,S)$ и $Fe(Te,S)$.

Синтез монокристаллических образцов проводили методом кристаллизации в расплавах хлоридов щелочных металлов в условии стационарного градиента температур. Состав и качество оценивали с помощью растровой и просвечивающей электронной микроскопии, рентгеноспектрального микроанализа, рентгеновской дифракции и EXAFS на синхротронном излучении. Исследования зависимостей магнитной восприимчивости и сопротивления по четырехконтактной схеме проводили с помощью системы измерения физических свойств (Physical Property Measurement System, Quantum Design) и СКВИД-магнетометра MPMS-XL5 (Magnetic Property Measurement System, Quantum Design).

Были исследованы магнитные, структурные и сверхпроводящие фазовые переходы в системе $Fe_{1+y}Te_{1-x}S_x$ с содержанием серы $0 < x < 0,1$. Несмотря на то, что несверхпроводящее соединение $FeTe$ испытывает структурный фазовый переход из тетрагональной в моноклинную или орторомбическую фазу в зависимости от количества избыточного железа y , внедрение даже небольшого количества серы ($x = 0,015$) подавляет этот фазовый переход. Из температурных зависимостей магнитной восприимчивости было найдено, что в соединениях наблюдается антиферромагнитный переход вплоть до $x(S) = 0,1$, причем температура Нееля уменьшаются с увеличением содержания серы, что говорит об ослаблении магнитных взаимодействий. При этом, в соединениях $Fe_{1+y}Te_{1-x}S_x$ с содержанием серы $0,05 < x < 0,1$ наблюдается сверхпроводящий переход с T_C около 8 К. Это значит, что у данных соединений есть область составов, где сверхпроводящие и магнитные свойства могут сосуществовать. Однако, ответ на вопрос взаимосвязаны или нет эти два явления в одном соединении требует дополнительных исследований.

Были исследованы сверхпроводящие фазовые переходы образцов состава $Fe(Se_{0,87}S_{0,13})_{1-\delta}$. Из температурных зависимостей магнитной восприимчивости $Fe(Se_{0,87}S_{0,13})_{1-\delta}$, снятых в ZFC-режиме (zero field cooled), объем сверхпроводящей фазы равен 100%. В то время как эффект Мейснера, который можно оценить из измерений в FC-режиме (field cooled), значительно ниже, и составляет всего порядка 3-5%. Из этого

следует, что в при охлаждении в присутствии поля в FC-режиме магнитное поле оказывается «замороженным» внутри большего объема образца. При этом тот факт, что в ZFC-режиме поле практически полностью выталкивается из объема монокристалла, может говорить об очень сложном распределении сверхпроводящих и «нормальных» областей в монокристалле.

E-mail: evenuell@gmail.com

ВЛИЯНИЕ ДОПИРОВАНИЯ НА СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СВОЙСТВА ЖЕЛЕЗОСОДЕРЖАЩИХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Кузьмичева Т.Е.^{1,2}, Кузьмичев С.А.²

¹Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия,

²МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, г. Москва, Россия

Проведены исследования сверхпроводящих свойств железосодержащих сверхпроводников FeSe (моно- и поликристаллов с объемными критическими температурами $T_C^{\text{bulk}} \approx 9.5 \div 11$ К [1, 2]), а также поликристаллов $\text{LaO}_{0.9}\text{F}_{0.1}\text{FeAs}$ ($T_C^{\text{bulk}} \approx 24 \div 29$ К [3, 4]), $\text{Sm}_{1-x}\text{Th}_x\text{OFeAs}$ ($x = 0.15 \div 0.3$; $T_C^{\text{bulk}} = 40 \div 52$ К [5]), $\text{CeO}_{0.88}\text{F}_{0.12}\text{FeAs}$ ($T_C^{\text{bulk}} \approx 41$ К [Ошибка! Залка не определена.]), $\text{GdO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ ($x = 0.09 \div 0.12$; $T_C^{\text{bulk}} \approx 48 \div 53$ К [6]) и $\text{GdO}_{0.88}\text{FeAs}$ ($T_C^{\text{bulk}} \approx 49$ К [Ошибка! Залка не определена.]). С помощью техники «break-junction» в образцах создавались симметричные контакты SnS и S-n-S-n-...-S (S = сверхпроводник, n = нормальный металл), в которых наблюдались эффекты (внутренних) многократных андреевских отражений. Методами спектроскопий, основанных на этих эффектах, было установлено, что во всех исследованных материалах реализуется двухщелевая сверхпроводимость, и определены объемные величины большой и малой сверхпроводящих щелей, Δ_L и Δ_S , с высокой точностью. Полученные температурные зависимости щелей $\Delta_{L,S}(T)$ [Ошибка! Залка не определена., Ошибка! Залка не определена., Ошибка! Залка не определена., Ошибка! Залка не определена.] описываются в рамках двухщелевой БКШ-образной модели Москаленко и Сула [7].

Обнаружен скейлинг обеих сверхпроводящих щелей и критической температуры (рис. 1) в интервале $9 \text{ К} \leq T_C \leq 53 \text{ К}$. Это означает, что характеристические отношения теории БКШ для каждой из щелей остаются примерно постоянными (рис. 2): $2\Delta_L/k_B T_C = 5.2 \pm 0.8$ (что предполагает сильное электрон-бозонное взаимодействие в зонах с большой щелью, а также численно соответствует энергии магнитного резонанса [Ошибка! Залка не определена.]), $2\Delta_S/k_B T_C \approx 1.2$ (что является следствием наведенной сверхпроводимости в зонах с малой щелью посредством эффекта близости в k-пространстве между двумя конденсатами).

С помощью фитинга температурных зависимостей щелей были определены относительные константы связи $\lambda_{ij} = V_{ij}N_j$ (где V_{ij} – матричный элемент взаимодействия, N_j – плотность квазичастичных состояний в j-й зоне). Показано [Ошибка! Залка не определена.], что для оксипниктидов в интервале $T_C = 21 \div 49$ К выполняется соотношение $\lambda_{LL}:\lambda_{SS}:\lambda_{LS}:\lambda_{SL} = 1:0.65:0.2:0.02$. Таким образом, основную роль в сверхпроводимости играет именно внутризонное взаимодействие в каждом из конденсатов, при этом между собой конденсаты взаимодействуют слабо: по нашим оценкам, отношение $(\lambda_{LL}\lambda_{SS}/\lambda_{LS}\lambda_{SL})^{1/2} = (V_{LL}V_{SS})^{1/2}/V_{LS} \sim 12$. «Собственные» характеристические параметры БКШ (в гипотетическом случае отсутствия межзонного взаимодействия) для каждой из зон находятся в диапазоне $2\Delta_{L,S}/k_B T_C^{L,S} = 4.3 \pm 0.5$, что превышает БКШ-предел слабой связи 3.52. Вместе с этим, полученные значения описываются теорией Элиашберга, что говорит о сильном электрон-фононном внутризонном взаимодействии. Для зон с малой щелью «собственное» характеристическое отношение в среднем несколько меньше,

чем для зон с большой щелью, а плотность состояний на уровне Ферми – примерно на порядок выше: $\lambda_{LS}/\lambda_{SL} = N_S/N_L \sim 10$. Итак, оцененные нами относительные и «собственные» параметры остаются примерно постоянными, несмотря на изменение как концентрации допанта, так и образующего лантаноида (т.е. в исследованных образцах оксипниктидов варьировался только состав спейсеров, а не сверхпроводящих блоков Fe-As).

Так как зависимость $\Delta_L(T_C)$ определяется зависимостью $\lambda_{LL}(T_C)$, а матричный элемент внутризонного взаимодействия в различных оксипниктидах, по нашим расчетам [Ошибка! Залка не определена.], не меняется в интервале $T_C = 21 \div 49$ К, можно предположить, что изменение состава спейсеров влияет только на величину плотности состояний на уровне Ферми. Этим обусловлено изменение величины большой щели, а следовательно, и T_C . При этом механизм сверхпроводимости оксипниктидов и FeSe (соответствующие данные укладываются в общую статистику, см. рис. 1,2) также не меняется в исследованном интервале критических температур. Наблюдаемый скейлинг обеих щелей можно объяснить одинаковой (квазидвумерной) размерностью конденсатов и сходным строением поверхностей Ферми соответствующих зон.

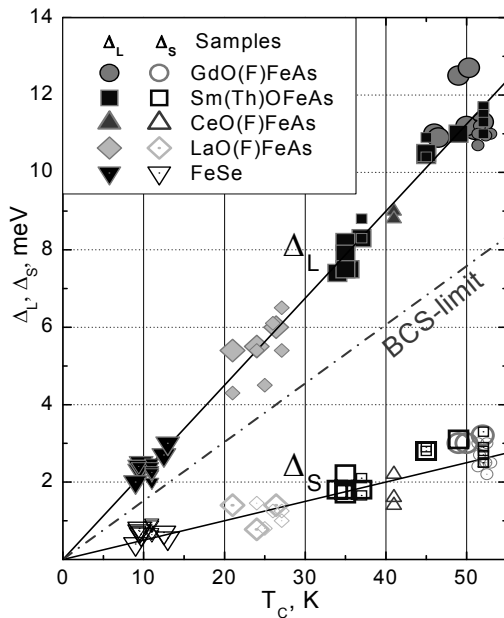


Рис. 1. Зависимость большой (сплошные значки) и малой щели (открытые значки) от T_C для исследованных сверхпроводников.

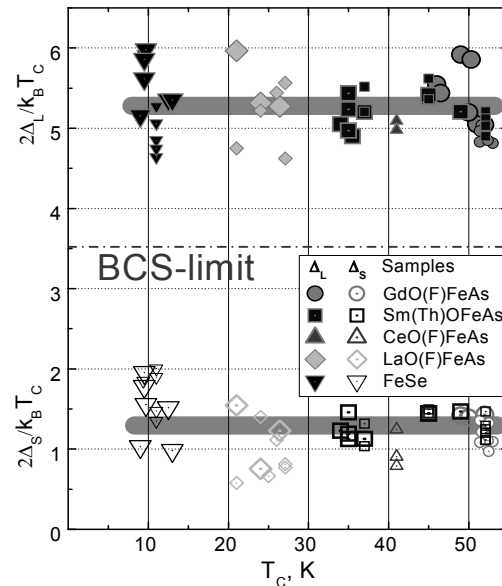


Рис. 2. Зависимость характеристического отношения для большой (сплошные значки) и малой щели (открытые значки) от T_C для исследованных сверхпроводников.

Авторы благодарят Я. Г. Пономарева, М. Г. Михеева, С. Н. Чеснокова, В. М. Пудалова, Ю. Ф. Ельцева, А. В. Садакова, П. И. Арсеева, Н. К. Федорова, Е. П. Хлыбова, Л. Ф. Куликову, Н. Д. Жигадло, Д. А. Чарева, А. Н. Васильева, О. С. Волкову, Th. Wolf, T. Hanke, C. Hess, V. Behr, R. Klingeler, V. Buchner. Исследования поддержаны грантом РФФИ №13-02-01451.

kute@sci.lebedev.ru

Литература

1. D. Chareev, et al., CrystEngComm 15, 1989 (2013).
2. Ya.G. Ponomarev, et al., JETP 113, 459 (2013).
3. Ya.G. Ponomarev, et al., Phys. Rev. B 79, 224517 (2009).
4. Ya.G. Ponomarev, et al., J. Supercond. Nov. Magn. 26, 2867 (2013).
5. Т.Е. Кузьмичева и др., Письма в ЖЭТФ 99, 154 (2014).
6. Т.Е. Kuzmicheva, et al., EPL 102, 67006 (2013) ; Т.Е. Shanygina, et al., J. Supercond. Nov. Magn. 26, 2661 (2013).
7. В.А. Москаленко, ФММ 8, 503 (1959); H. Suhl, et al., Phys. Rev. Lett. 3, 552 (1959).

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ДИОДЕ НА ОСНОВЕ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ В УСЛОВИЯХ ДИСПЕРСИОННОГО ТРАНСПОРТА

Морозова Е.В., Сибатов Р.Т.

Ульяновский государственный университет, г. Ульяновск, Россия

В рамках дробно-дифференциальной модели аномальной диффузии рассматриваются переходные процессы в диоде на основе неупорядоченных полупроводников при условиях дисперсионного транспорта. Исследуются два режима: переключение диода из нейтрального в пропускное состояние ступенькой тока и выключение диода из пропускного состояния размыканием цепи. Первый режим – реализуется, когда сопротивление нагрузки R_l существенно больше сопротивления диода R_d . Расчёт выполнен для плоского диода с полуограниченной базой n -типа в условиях низкого уровня инжекции, рекомбинацией и генерацией в области пространственного заряда (ОПЗ) пренебрегается. При включении тока происходит инжекция дырок из p - в n -область. Через некоторое время в базе устанавливается равновесное распределение дырок для заданного значения ступеньки тока I_s . Равновесие устанавливается за счёт конкуренции инжекции и рекомбинации в базе.

Как известно [1], в неупорядоченных полупроводниках, в том числе органических, часто наблюдается дисперсионный перенос. Этот тип аномального переноса не подчиняется гауссовой статистике и не описывается законом Фика и классическим уравнением Фоккера-Планка [1-4], и объясняется различными механизмами транспорта: многократным захватом (МЗ) носителей на распределённые в щели подвижности локализованные состояния (ЛС), прыжковой проводимостью с участием фононов, перколяцией по проводящим состояниям и др.

Для механизма переноса, контролируемого МЗ на ЛС с экспоненциальной плотностью, применяется дробно-дифференциальное диффузионное уравнение [3] для концентрации подвижных носителей p_f :

$$\frac{\partial p_f(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{\tau_l^\alpha}{\tau_f} e^{-\gamma_l t} {}_0 D_t^\alpha e^{\gamma_l t} p_f(\mathbf{r}, t) + \operatorname{div}[\mu \mathbf{E} p_f(\mathbf{r}, t) - D_p \nabla p_f(\mathbf{r}, t)] + \gamma_f p_f(\mathbf{r}, t) = 0, \quad (1)$$

где α - дисперсионный параметр, τ_l – параметр времени пребывания в локализованном состоянии, τ_f – время жизни в квазисвободном состоянии, p_f – концентрация де-локализованных дырок, μ – подвижность, γ_f и γ_l – константы рекомбинации квазисвободных и локализованных носителей, D_p – коэффициент диффузии, ${}_0 D_t^\alpha$ - производная дробного порядка Римана-Лиувилля [3].

Путём решения уравнения (1) вычислена кинетика напряжения

$$U(t) = \frac{kT}{e} \ln \left\{ 1 + \left[\exp\left(\frac{eU_c}{kT}\right) - 1 \right] \frac{\Gamma(\alpha/2; \gamma_l t)}{\Gamma(\alpha/2)} \right\}.$$

Здесь $\Gamma(\alpha/2; \gamma_l t)$ - неполная гамма-функция. Поведение $U(t)$ для различных значений дисперсионного параметра продемонстрировано на рис.1.

Второй исследуемый режим – выключение диода из пропускного состояния размыканием цепи в условиях дисперсионного транспорта. Диод с полуограниченной базой n -типа находится в пропускном состоянии до момента $t=0$, в который цепь размыкается. Напряжение на диоде скачком уменьшается на величину омического сопротивления. Избыточная концентрация дырок в базе диода будет «рассасываться» в течение некоторого времени. Этот процесс и будет определять кинетику напряжения при низком уровне инжекции. Поскольку ток через диод не течет, кинетика определяется рекомбинацией. Зависимость напряжения от времени найдена в виде:

$$U(t) = \frac{kT}{e} \ln \left[1 - \frac{p_0 D_p^{-1} + p_0 \tau_f \gamma_l^\alpha \tau_l^{-\alpha}}{\gamma_l^\alpha D_p \tau_f \tau_l^{-\alpha} - L_p^{-2}} t^{-\alpha} \right].$$

Поведение функции для различных значений дисперсионного параметра приведено на рис.2.

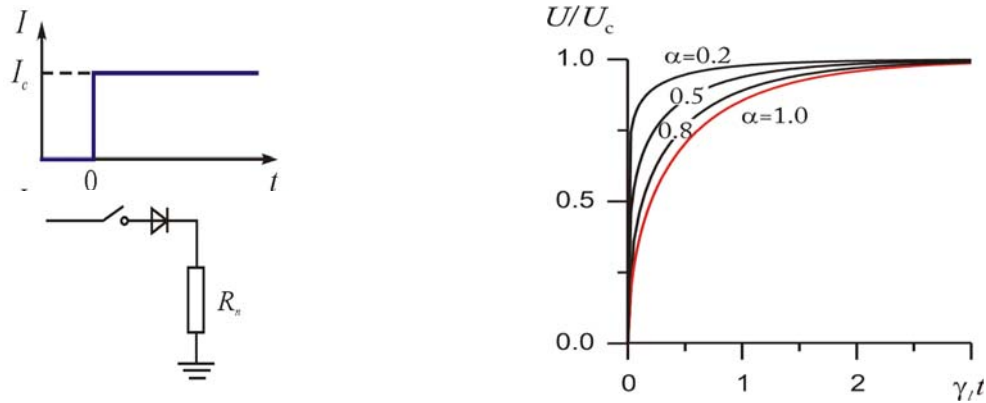


Рис.1. Кинетика напряжения при переключении диода из нейтрального в пропускное состояние ступенькой тока в условиях дисперсионного транспорта.

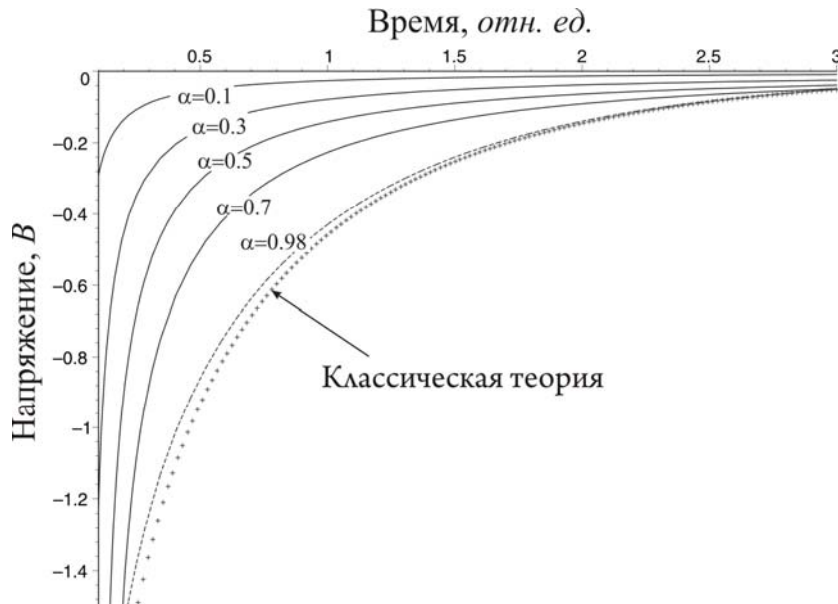


Рис.2. Кинетика напряжения при выключении диода из пропускного состояния размыканием цепи в условиях дисперсионного транспорта.

Рассмотренная модель учитывает дисперсионный характер транспорта носителей, в то же время удовлетворяет принципу соответствия: в случае $\alpha=1$ выражения переходят в известные соотношения для диода на основе кристаллических полупроводников, что и отражено на Рис.1 и Рис.2.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ.

E-mail: kat-valezhanina@yandex.ru

Литература

1. И. П. Звягин. Кинетич. явления в неупорядоченных полупроводниках. М.: Мир, 1984.
2. E. Barkai. Phys Rev E 63 (2001) 046118-1.
3. Р. Т. Сибатов, В. В. Учайкин. УФН 179 (2009) 1079.
4. В. Р. Никитенко, А. П. Тютнев. ФТП 41 (2007).

GEOMETRY OPTIMIZATION AND THE SUBSURFACE STATES OF NANODIAMOND

Savchenko V.V., Zimin A.A.

*MOLPIT, Siberian Federal University, Institute of Fundamental Biology
and Biotechnology, Biophysics department, Krasnoyarsk, Russia*

Nanodiamond is a promising material for optical imaging and biomedical applications [1]. Its structure and electron properties are not yet completely understood. Nanodiamonds show unusual paramagnetic invariant behavior in ESR experiments unrelated to dangling bonds or impurities [2]. Unpaired spins in nanodiamond are localized in the subsurface area according to the NMR study [3]. Electron spectroscopy of nanodiamond (PEELS, Auger) indicates presence of “special” carbons [4]. Compression pulls several bonding MOs to the subsurface region [5]. The purpose of this work is to illustrate how geometry optimization of nanodiamond spherical particles yields compression.

Initial structures were generated using DiaBall software (available at <http://www.molpit.com/?page=34>), then hydrogenated with OpenBabel and optimized using MMFF94 force field. Obtained molecules were optimized in the GAMESS-US [6] package using RM1 semiempirical MO method in order to estimate size dependence of the compression. In order to do that, we calculate mean displacement of atoms from their initial (unoptimized) positions in spherical segments.

Figure 1a shows magnitude (scaled by factor of 5) and direction of the displacement vectors of carbon atoms in C378 nanodiamond cluster. It's clear that displacement points towards the center of molecule and decays from the surface to the core. Scatter plot of the mean displacement vs the distance from the center is shown at Figure 1b. Mean displacement is computed for nanodiamonds in the size range from C5 to C378.

We conclude from Figure 1b that (1) displacement is not limited to thin surface layer and decays almost linearly down to the core, (2) it's purely quantum-mechanical effect which cannot be obtained from molecular force field methods and (3) subsurface electron states could arise naturally in the spherical nanoparticles.

Thanks to the Genomic Research and Educational Center of SibFU for the provided access to the supercomputer cluster. The research was supported by the Program of the RF Government “Measures to attract leading scientists to Russian educational institutions” (grant no. 11.G34.31.058) and by the Ministry of Education and Science (Federal Government Contract no. 14.513.11.0123).

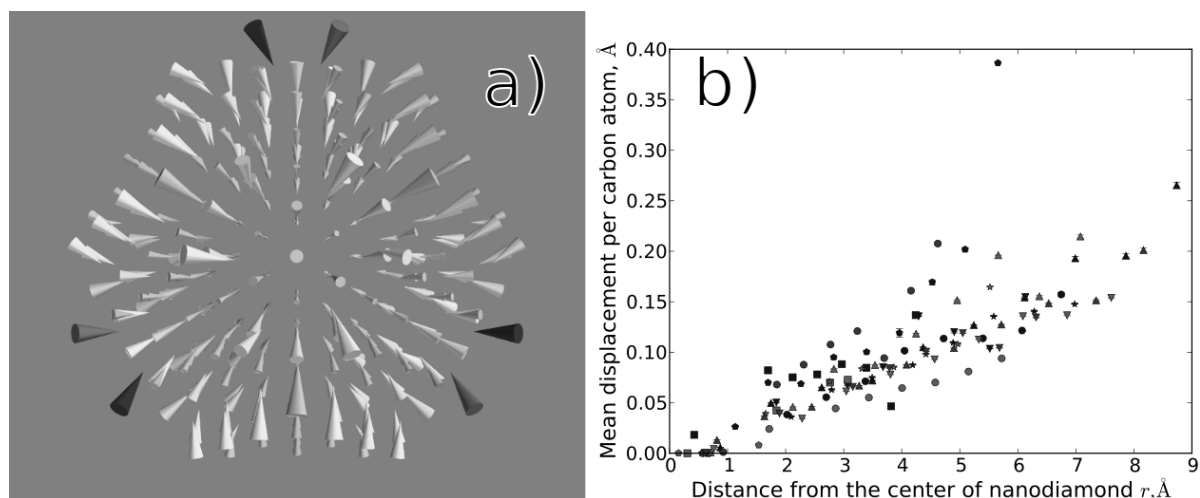


Figure 1 – (a) displacement vector field of C378 nanodiamond cluster; (b) scatter plot of mean displacement vs distance from the center for series of nanodiamond clusters from C5 to C378

mi_viktoriya@inbox.ru

References.

1. V. Mochalin. Nat. Nanotechnol. 7 (2012) 11.
2. P. Belobrov. Dokl. Phys. 46 (2001) 459.
3. A. Panich. Crit. Rev. Solid State Mater Sci. 37 (2012)276.
4. P. Belobrov. Appl. Surf. Sci. 215 (2003) 169.
5. I. Denisov. J. Sib. Fed. Univ. Math. Phys. 7 (2014) 35.
6. M. Schmidt. J. Comput. Chem. 14 (1993) 1347.

ЗАВИСИМОСТЬ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВТСП-ЛЕНТЫ ОТ ФЛЮЕНСОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 2.5 МЭВ

Юрасов А.Д.¹, Михайлова Г.Н.², Троицкий А.В.³, Антонова Л.Х.³,
Дидык А.Ю.⁴, Демихов Т.Е.⁵, Куликаускас В.С.⁶

¹МГУ им. М.В. Ломоносова,

^{2,3}Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН,

⁴Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова ОИЯИ,

⁵Физический институт имени Лебедева РАН,

⁶НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына

В настоящее время высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) материалы в виде композитных лент на основе купратов становятся доступными для промышленного применения. Эти материалы, имеющие рекордные характеристики по критическим параметрам, является кандидатами на создание мощных магнитных систем для физики высоких энергий. С этой точки зрения исследования радиационной стойкости композитных ВТСП лент представляют большой практический интерес. К тому же необходимо отметить, что в работе [1] было получено удвоение критического тока при облучении образцов протонами.

Цель настоящей работы — исследование радиационной стойкости сверхпроводящих лент компании СуперОкс $GdBa_2Cu_3O_{7-x}$ при облучении протонами, получение зависимости критических параметров от дозы излучения и сравнение этих параметров с параметрами лент SuperPower (США).

Образцы представляли собой отрезки композитной ВТСП ленты второго поколения на основе $GdBCO(123)$, изготовленной компанией СуперОкс (Россия), размером $0,1 \times 4 \times 30$ мм³. Структура ленты представлена на рис. 1. С целью уменьшения стоимости производства предпочтение было отдано концепции RABiTS – PLD, то есть в качестве металлической основы были выбраны ленты из сплава хастеллой, полученные с помощью прокатки, а в качестве способа нанесения слоя ВТСП был выбран метод импульсного лазерного осаждения [2]. Критический ток ленты составил $I_c = 75$ А (77К) и критическая температура $T_c = 93$ К.

Измерения величины критического тока проводились на постоянном токе четырехточечным методом по вольт-амперным характеристикам (ВАХ) сверхпроводника при температуре жидкого азота. Токовые контакты к образцам лент были прижимными с индиевой прослойкой. Измерения критической температуры на образцах было также проведено четырехточечным методом на постоянном токе по зависимости $R(T)$ в диапазоне температур 77 - 300 К.

Для протонов, которые были использованы при изучении радиационных эффектов в данных экспериментах, были рассчитаны пробеги в зависимости от энергии с тем, чтобы частица достигла слоя ВТСП в многослойной ленте, с использованием программы TRIM [3]. Облучение протонами с энергией 2,5 МэВ проводилось на ускорителях Ван-де-Граафа в ОИЯИ и в НИИЯФ МГУ в диапазоне флюенсов от $6.1 \cdot 10^{14}$ до $4 \cdot 10^{16}$ р/см².

После облучения для каждого образца снималась кривая перехода в сверхпроводящее состояние $R(T)$, по которой определялась критическая температура T_c , и вольт-амперная характеристика, из которой определялся критический ток при 77К. На основе этих данных была построена зависимость критических токов и температур от флюенсов (рис. 2).

Было обнаружено, что критическая температура не очень сильно изменяется от дозы, в то время как критический ток заметно уменьшается. Это связано с тем, что происходит нарушение когерентности границ зерен, что сильно влияет на значение критического тока. Важно отметить, что образцы компании СуперОкс более устойчивы к облучению, чем ранее измеренные образцы компании SuperPower (рис. 3).

Авторы выражают благодарность сотрудникам компании СуперОкс А.Р. Каулю, С.Р. Ли, В.В. Петрыкину, А.А. Молодыку и С.В. Самойленкову за предоставленные образцы ВТСП ленты.

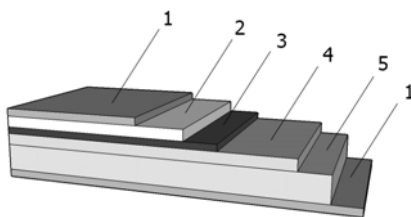


Рис. 1 Структура ВТСП ленты: 1 – защитный слой меди, 2 – слой серебра, 3 – слой ВТСП, 4 – Буферные слои, 5 – подложка из сплава хастеллой С-276

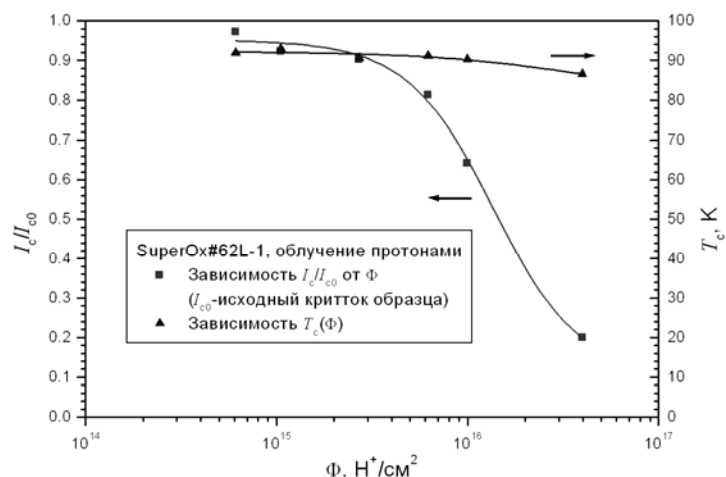


Рис. 2 Зависимость относительного значения критического тока и критической температуры для образца GdBaCuO от флюенсов протонов.

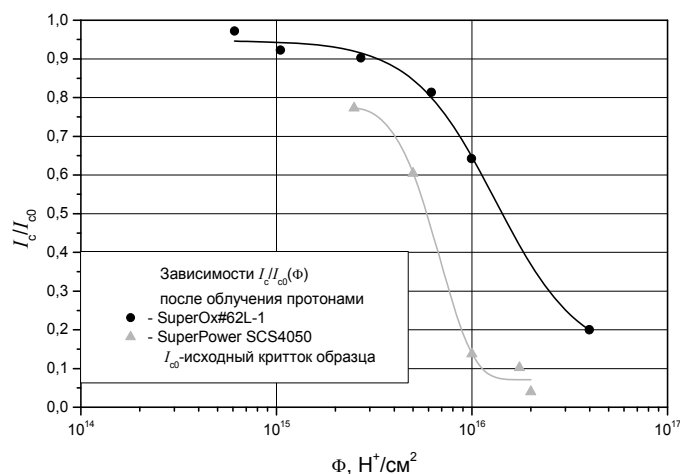


Рис. 3 Сравнительный график критического тока лент СуперОкс и SuperPower в зависимости от флюенсов протонов.

E-mail: Yurasov.Aleksandr@physics.msu.ru

Литература

1. Y. Jia, M. LeRoux, D. J. Miller, J. G. Wen, W. K. Kwok et al., Doubling the critical current density of high temperature superconducting coated conductors through proton irradiation // Appl. Phys. Lett., 2013, 103, 122601
2. S. Lee, V. Petrykin, A. Molodyk, S. Samoilenkov, A. Kaul, A. Vavilov, V. Vysotsky, S. Fetisov, Development and Production of Second Generation High Tc Superconducting Wires at SuperOx and First Tests of Model Cables, accepted for publication in Supercond. Sci. Tech. (2014)
3. J.P. Biersack, L.G. Haggmark, A Monte Carlo computer program for the transport of energetic ions in Amorphous targets // Nucl. Instr. Meth. B, 1980, V. 74, P. 257-269; strim.org

ВОЗМОЖНОСТИ ФУРЬЕ-АНАЛИЗА ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ШУБНИКОВА-ДЕ-ГААЗА

Хавронина М.В., Эйвазова Е.А.

Рязанский государственный университет имени С.А. Есенина,
г. Рязань, Россия

Одной из основных задач методики исследования осцилляций Шубникова-де-Гааза (ШдГ) является определение параметров и характеристик вырожденного электронного газа (концентрация, энергия Ферми E_F , температура Дингла T_D и квантовое время рассеяния τ_q).

Существует несколько подходов к данной исследовательской задаче, это метод графического анализа (метод Сладека) и метод Фурье. Наиболее часто применяется метод графического анализа, так как позволяет определить все кинетические характеристики, в то время как метод Фурье используется для нахождения концентрации. Главным преимуществом Фурье – анализа является возможность определения параметров при изучении сложного гармонического спектра – осцилляций ШдГ (рисунок 1).

Целью данной работы является выявить основные информационные возможности Фурье – спектров для описания характера поведения вырожденных электронных и дырочных систем (рисунок 2).

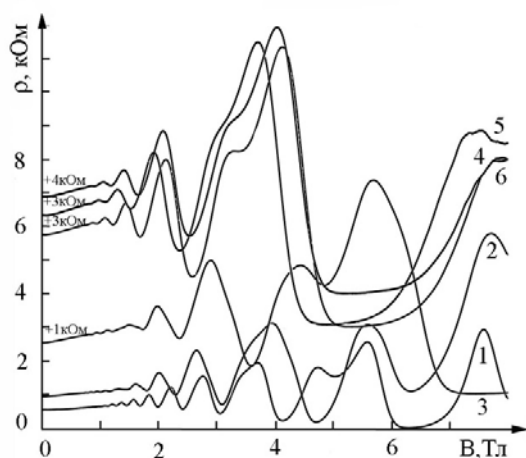


Рис. 2. Зависимость агнитосопротивления от магнитного поля при освещении образца с разной интенсивностью I_{LED} , μA : 1-0; 2-1; 3-1,3; 4-50; 5-100; 6-100+exp.

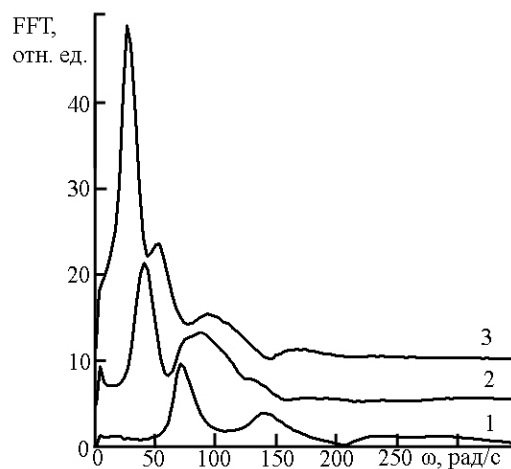


Рис. 2. Фурье – спектр осцилляций Шубникова-де-Гааза при освещении образца с разной интенсивностью I_{LED} , μA : 1-0; 2-1; 3-1,3; 4-50; 5-100; 6-100+exp.

Особое внимание уделено исследованию механизмов рассеяния заряженных частиц и нахождению времени рассеяния электронов в сильных магнитных полях. Рассеяние носителей заряда можно учесть параметром уширения спектра. Для того чтобы оценить уширение уровней за счет столкновений зарядов (фактор нетеплового уширения температура Дингла) необходимо построить график зависимости ширины пика ($\Delta\omega$) от высоты A_{FFT} (рисунок 3). В общем случае размытие пиков Фурье-спектра обусловлено не только физическими условиями (температура опыта, кинетикой частиц, T_D), но и монотонной компонентой сложных колебаний. При применения метода Фурье монотонная компонента исключается и данные можно считать достоверными. Полученные Фурье-спектры осцилляций ШдГ (рисунок 2) содержат пик большей амплитуды, соответствующей основной подзоне размерного квантования и дает информацию о концентрации носителей осцилляций, Наблюдаемые пики меньшей амплитуды соответствуют комбинационным частотам $\pm 2\omega_m$, $\pm 3\omega_m$. По мере снижения концентрации ширина пика $\Delta\omega$ уменьшается, а амплитуда возрастает, что свидетельствует об увеличении времени релаксации носителей заряда (таблица 1).

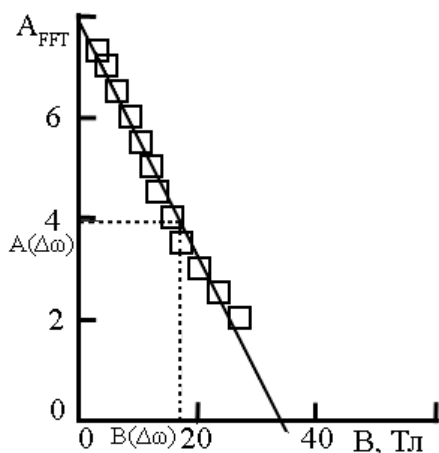


Рис. 3. График зависимости ширины пика $B(\Delta\omega)$ от высоты A_{FFT} .

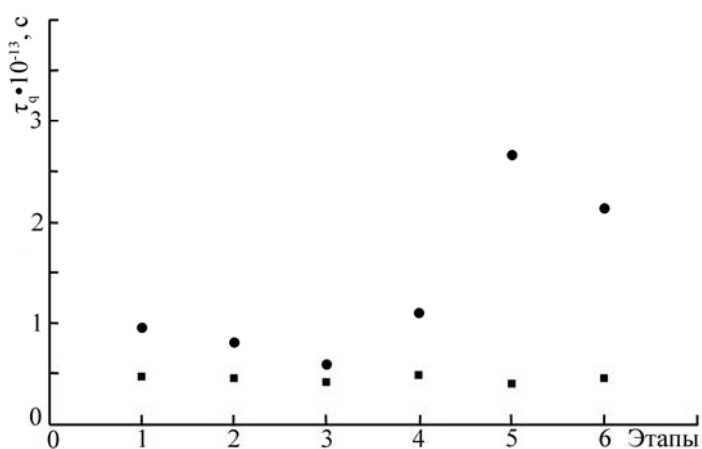


Рис. 4. Зависимость времени релаксации от этапов освещения образца (●-определена по графикам Дингла, ■ - методом Фурье).

Таблица 1.

Образец	$n_s \cdot 10^{15}, \text{ см}^{-2}$	$E_F, \text{ эВ}$	$T_D, \text{ К}$	$\tau_q \cdot 10^{-14}, \text{ с}$	$\tau_q \cdot 10^{-14}, \text{ с}$
1	5.9	0,041	26.1	9.5	4.6
2	4.07	0,03	26.9	8.08	4.5
3	3.8	0,028	29.3	5.85	4.1
4	2.2	0,017	25.2	11	4.8
5	2.03	0,016	31.1	26.63	3,9
6	2.09	0,016	26.9	21.34	4.5

Возможности Фурье – метода позволяет наиболее качественно выделить гармоники сложных колебаний поперечного магнитосопротивления. Нормированная амплитуда Фурье-спектра определяет вклад внутриподзонных электрон-электронных ($e-e$) взаимодействий в процессы рассеяния. Главным преимуществом Фурье – анализа заключается в определении по ширине пика Фурье - спектра времени $e-e$ взаимодействия внутри подзоны (рисунок 4). Построение же графиков Дингла не позволяет выделить вклад $e-e$ взаимодействия и учитывает квантовое время рассеяния (рисунок 4) ограниченного взаимодействием электронов с шероховатостью поверхности.

E-mail: Mariyall@mail.ru

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТА ВНУТРЕННИХ МНОГОКРАТНЫХ АНДРЕЕВСКИХ
ОТРАЖЕНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПАРАМЕТРОВ
В $Sm(Th)OFeAs$ Александров Ю.А.¹, Кузьмичева Т.Е.^{1,2}, Кузьмичев С.А.¹¹ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,² ФИАН им. П.Н. Лебедева, Отделение физики твердого тела,
Москва, Россия

$Sm(Th)OFeAs$ является слоистым высокотемпературным сверхпроводником (ВТСП) и относится к т.н. классу "1111". Этот класс замечателен тем, что охватывает весь диапазон критических температур, характерных для железосодержащих ВТСП. В работе были исследованы образцы $Sm_{1-x}Th_xOFeAs$ ($0.15 \leq x \leq 0.3$) с критическими температурами $T_c = (34 - 45)$ К [1]. Сверхпроводящие параметры определялись методами спектроскопии многократных андреевских отражений на контактах сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник (SNS). SNS-контакты получали с помощью техники "break-junction".

Эффект многократных андреевских отражений проявляется на графике динамической проводимости в виде серии особенностей, называемой субгармонической структурой (СГС). Положение этих особенностей выражается формулой $V_n = 2\Delta/ne$, где $n = 1, 2, \dots$ [2]. Структуры вида S-N-S-N-...N-S (т.н. стопочные контакты) электрически эквивалентны нескольким последовательно соединенным SNS контактам. В результате положение особенностей смещается и выражается формулой $V_n = 2N\Delta/ne$, где N – количество контактов в стопке. Таким образом, для определения щелей спектры стопочных контактов нужно нормировать на одноконтактные характеристики так, чтобы положения минимумов от каждой из щелей совпадали в пределах погрешности (рис 1,2).

Присутствие на спектрах нескольких независимых СГС свидетельствует о многощелевом характере сверхпроводимости. Поскольку в данном эксперименте на образцах $Sm(Th)OFeAs$ наблюдались две серии особенностей (рис 1.2), был сделан вывод о наличии двух независимых параметров порядка. Их значения при $T = 4.2$ К таковы: $\Delta_L = 8.3 \pm 0.7$ мэВ, $\Delta_S = 1.7 \pm 0.2$ мэВ для образцов с $T_c = 37 \pm 1$ К, $\Delta_L = 10.8 \pm 1.1$ мэВ, $\Delta_S = 2.9 \pm 0.4$ мэВ для образцов с $T_c = 45 \pm 1$ К [3]. Характеристические отношения получились $2\Delta_L/kT_c \approx 5.2$, $2\Delta_S/kT_c \approx 1.1$.

Далее были получены спектры андреевских контактов в диапазоне температур от 4.2К до T_c^{local} (рис 3). Температурный ход двух наблюдаемых СГС различается, следовательно, соответствующие особенности на спектрах относятся к разным щелям. Оценка локальной критической температуры также является следствием анализа этого графика – при $T_c^{local} = 37$ К исчезают особенности от щелей и график линейаризуется. Это соответствует температуре перехода области контакта (~ 20 нм) в нормальное состояние.

Формула для определения значения параметра порядка в случае симметричного SNS-контакта не требует дополнительных аппроксимаций, что упрощает построение температурных зависимостей для щелей (рис 4). Построенные температурные зависимости щелей отклоняются от однощелевого БКШ-типа. Такое поведение описывается двухщелевой моделью Москаленко и Сула [4].

Авторы благодарят Н.Д. Жигадло и Я.Г. Пономарева. Исследование поддержано грантом РФФИ №13-02-01451.

e-mail: bombur126@bk.ru

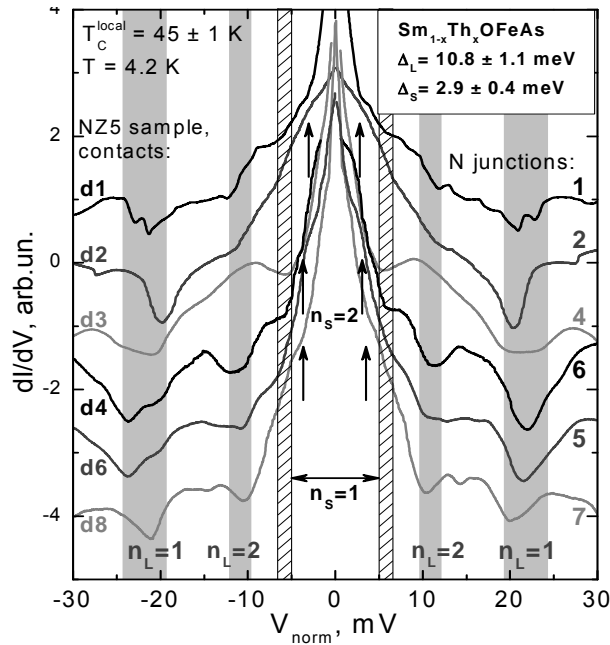


Рис. 1. Нормированная динамическая проводимость контактов образца NZ5 при $T = 4.2\text{ K}$. Верхняя кривая – одноконтактная характеристика. Значения щелей: $\Delta_L \approx 10.8\text{ мэВ}$ и $\Delta_S \approx 2.9\text{ мэВ}$.

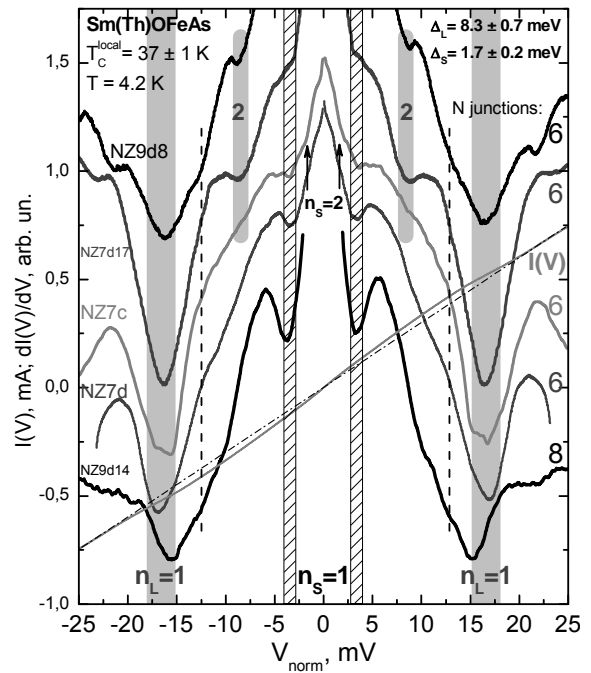


Рис. 2. Нормированная динамическая проводимость при $T = 4.2\text{ K}$, полученная на стопочных контактах образцов NZ7 и NZ9. Значения щелей: $\Delta_L \approx 8.3\text{ мэВ}$ и $\Delta_S \approx 1.7\text{ мэВ}$.

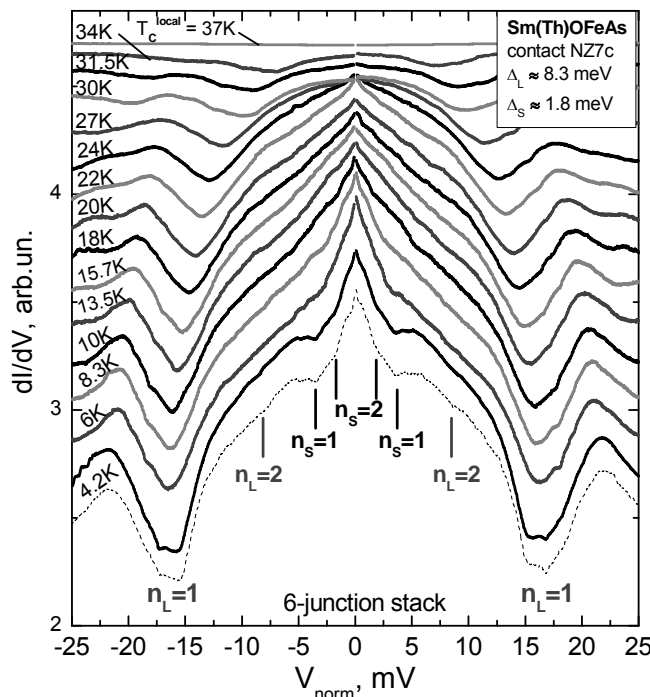


Рис. 3. dI/dV -характеристика андреевской стопки (3 SnS-контакта), измеренная при $4.2\text{ K} \leq T \leq 37\text{ K} = T_C^{\text{local}}$. Положения андреевских рефлексов (при 4.2 K) от большой щели $\Delta_L \approx 8.3\text{ мэВ}$ и малой щели $\Delta_S \approx 1.8\text{ мэВ}$ отмечены значками $n_{L,S}$.

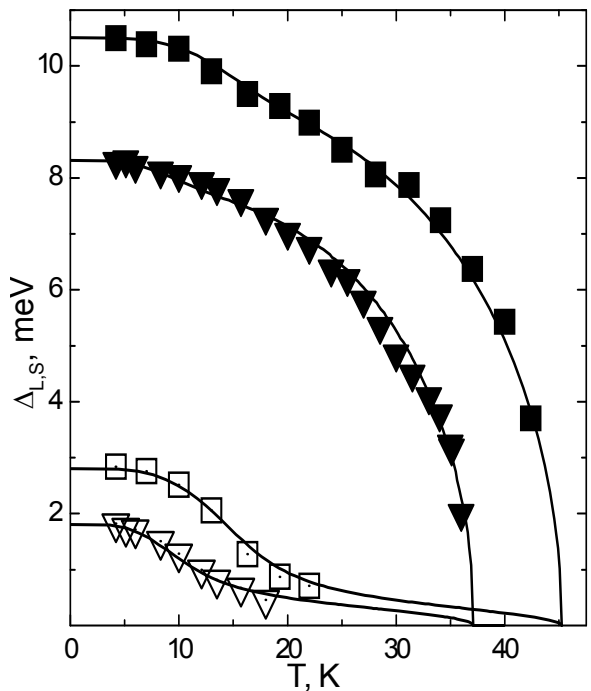


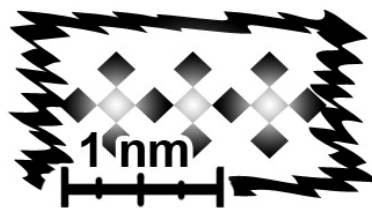
Рис. 4. Температурные зависимости сверхпроводящих щелей для Sm(Th)OFeAs. Однощелевые БКШ-образные функции приведены пунктиром, двухщелевые – сплошными линиями.

Литература

1. N.D. Zhigadlo, et al., Phys. Rev. B 82, 064517 (2010).
2. R. Kümmel, et al., Phys. Rev B 42, 3992 (1990).
3. Т.Е. Кузьмичева и др., Письма в ЖЭТФ 99, 154 (2014).
4. В.А. Москаленко, ФММ 8, 503 (1959); H. Suhl, et al., Phys. Rev. Lett. 3, 552 (1959).

ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

Председатель:
проф. Тимошенко Виктор Юрьевич



ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТЕПЕНИ ОКИСЛЕНИЯ КРЕМНИЯ И СОДЕРЖАНИЯ КЛАСТЕРОВ КРЕМНИЯ В ПЛЕНКАХ SiO_x МЕТОДОМ УЛЬТРАМЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Садчиков А.С., Парина Е.В.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Аморфные пленки SiO_2 являются одними из ключевых диэлектриков в современных кремниевых приборах. В настоящее время кроме технологий получения стехиометрических оксидов SiO_2 разрабатываются технологии создания нестехиометрических оксидов кремния SiO_x [1]. Изменение химического состава таких соединений позволяет в широких диапазонах изменять их оптические и электрические свойства. Оптические свойства оксидных пленок с содержанием квантово-размерных кристаллов и кластеров, способных эффективно излучать свет при комнатной температуре, привлекли к себе не мало внимания.

Ультрамягкая рентгеновская эмиссионная спектроскопия (УМРЭС) позволяет получить информацию о локальной парциальной плотности занятых электронных состояний в валентной зоне с достаточно высоким энергетическим разрешением, следовательно, является эффективным методом неразрушающего послойного анализа электронной структуры и фазового химического состава поверхностных слоёв твердого тела в диапазоне толщин от единиц до сотен нм [2].

Эмиссионные $\text{Si } L_{2,3}$ спектры были получены на лабораторном ультрамягком спектрометре-монокроматоре РСМ-500. Для качественного и количественного анализа фазового состава образцов по рентгеновским эмиссионным спектрам была разработана специальная методика анализа - компьютерное моделирование.

Эталонные спектры для анализа подбираются исходя из природы конкретного образца, берутся спектры тех веществ, наличие фаз которых мы предполагаем в образце. С помощью специальной программы происходит математическое разложение экспериментальных спектров по эталонным [3]. Спектры при этом должны быть приведены к единой относительной интенсивности, поэтому производилась нормировка по максимуму. Таким образом, диапазон относительных интенсивностей обрабатываемого спектра располагался от 0 до 1 в относительных единицах.

В данной работе в качестве спектров эталонных образцов использовались $\text{Si } L_{2,3}$ спектры аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H), низкокоординированного кремния Si(lc) , оксидов кремния различной стехиометрии (SiO_2 , $\text{SiO}_{1.3}$, $\text{SiO}_{0.83}$, $\text{SiO}_{0.47}$). Эти спектры показывают, что образование связей Si-O и рост их количества приводит к перераспределению электронов кремния от дна валентной зоны к потолку. Чем больше атомов кислорода окружают атом кремния, тем больше это перераспределение. Имея соответствующий набор эталонов, мы можем по специальной программе расшифровать состав аморфной пленки.

Исследуемые нами образцы были получены в Физико-техническом институте имени А.Ф. Иоффе. Это аморфные пленки $\text{SiO}_x\text{:Si}$, полученные с применением dc -плазмы с вертикальным расположением электродов. Подложкой служили пластины монокристаллического кремния марки КДБ-10 и кварц. В рабочий объем вводилась смесь ($20\% \text{SiH}_4 + 80\% \text{Ar}$) + O_2 . Модулирование dc -разряда осуществлялось за счет включения и выключения магнитного поля (a значит и dc -разряда) с разными сочетаниями значений t_{on} и t_{off} .

Ниже представлена подборка из трех исследованных спектров образцов, существенно отличающихся по составу содержанием фазы аморфного кремния a-Si:H. Для образца под номером 1007/2 содержание аморфного кремния составляет 14%, для образца 1093/1 – 50%, а для образца под номером 987/1 – 76% (Рис. 1). Данные спектры зарегистрированы при ускоряющем напряжении 3 кВ, что соответствует глубине анализа метода УМРЭС ~ 60 нм.

Итак, методом УМРЭС были исследованы аморфные пленки $\text{SiO}_x\text{:Si}$, полученные с применением dc-плазмы. С помощью специального программного обеспечения был определен фазовый состав пленок. Установлено, что модулируя dc-разряд, можно получить пленки с различным содержанием фазы аморфного кремния и различной степенью окисления кремния в субоксиде.

В дальнейшем представляет интерес исследование взаимосвязи содержания аморфного кремния в пленках с изменениями характера спектров фотолюминесценции. Данный вопрос требует более детального рассмотрения в дальнейших экспериментах.

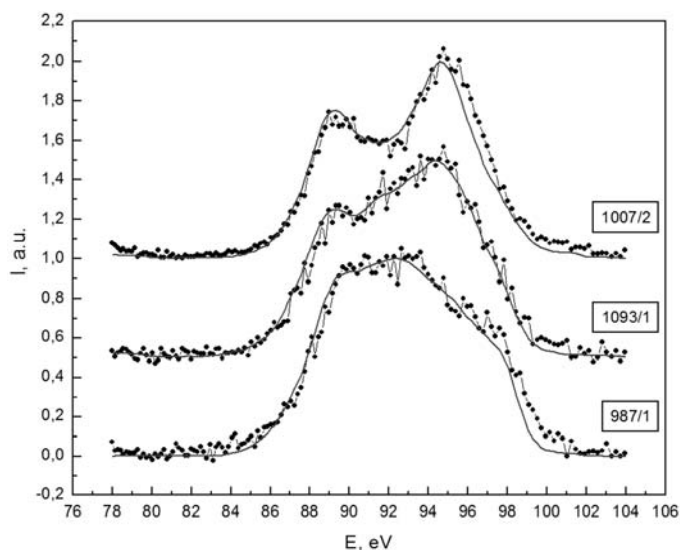


Рис. 1. Рентгеновские эмиссионные спектры образцов на глубине исследования 60 нм (точки - экспериментальный спектр, сплошная линия - модельный спектр).

Автор доклада выражает благодарность научному руководителю, профессору, д.ф.-м.н. Терехову В.А.

E-mail: pereverzev-a-ya@mail.ru

Литература

1. Гриценко В.А. Атомная структура аморфных нестехиометрических оксидов и нитридов кремния / В.А. Гриценко // Успехи физических наук – 2008. – Том 178, №7. – С. 727 – 737.
2. Зимкина Т.М. Ультратонкая рентгеновская спектроскопия / Т.М. Зимкина, В.А. Фомичёв // Изд-во ЛГУ. – 1971. – Ленинград. – С. 132.
3. Terekhov V.A. Determination of the phase composition of the surface layers in porous silicon using ultrasoft X-ray emission spectroscopy and X-ray photoelectron spectroscopy techniques/ V.A. Terekhov, V.M. Kashkarov, E.Yu. Manukovskii, A.V. Shchukarev, E.P. Domashevskaya // J. Electron Spectr. and Rel. Phen. – 2001. – V. 114-116. – P. 895 – 900.

ВЛИЯНИЕ НАНОКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПЛЕНОК A-SI:H, SiO И Si₃N₄ НА ИХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Шулейко Д.В.

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

Современные методы наноструктурирования позволяют контролируемым образом изменять электрофизические свойства кремний-содержащих пленок за счет формиро-

вания в них областей с нанокристаллами кремния. Подобные структуры могут быть использованы в приложениях солнечной энергетики, а также для создания оптических переключателей и логических элементов.

Цель данной работы – исследование влияния внедрения нанокристаллов кремния на электрофизические свойства пленок a-Si:H, SiO и Si₃N₄.

В первом случае пленка из аморфного гидрогенизированного кремния на стеклянной подложке была облучена фемтосекундными лазерными импульсами (длительность 100 фс, энергия 400 мкДж). На обработанной поверхности были обнаружены периодические структуры, близкие по своей структуре к одномерным решеткам с периодом около 1.1 мкм, близким к длине волны использовавшегося лазерного излучения. Измерения удельной проводимости облученной и необлученной области показали, что величина удельной проводимости после обработки выросла на 3 порядка, с $6,73 \cdot 10^{-9}$ (Ом·см)⁻¹ до $6,57 \cdot 10^{-6}$ (Ом·см)⁻¹, что объясняется дегидрогенизацией и нанокристаллизацией кремния в результате фемтосекундного лазерного излучения [1]. Также, наблюдалась анизотропия проводимости обработанных областей, обусловленная периодической неравномерностью кристаллизации при лазерном облучении и деполяризующими факторами сформированного микрорельефа.

Во втором случае методом плазмохимического осаждения из газовой фазы были изготовлены два образца, представляющие собой пленку из монооксида кремния толщиной 92 нм на подложке из кристаллического кремния. Один из образцов был отожжен при температуре 1100 °С, в результате произошло образование нанокристаллов кремния в слое оксида. На рисунке 1а представлены вольтамперные характеристики этих образцов, откуда видно, что удельная проводимость отожженного образца выросла на порядок из-за возникновения кремниевых нанокристаллов в результате нагрева в объеме исследуемой пленки.

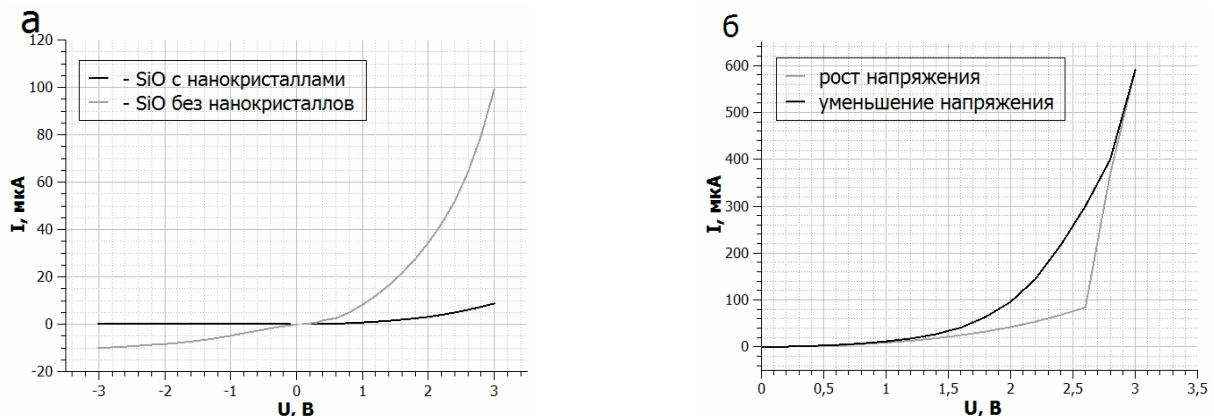


Рис.1.(а) – Вольтамперные характеристики образцов SiO и SiO, легированного нанокристаллами кремния; (б) – Вольтамперные характеристики образца nc-Si/Si₃N₄ измеренные при различных временах задержки между измерениями

Не менее интересный результат был получен при измерении вольтамперной характеристики последнего образца, представлявшего собой 92-нм пленку из нитрида кремния Si₃N₄, легированного нанокристаллами кремния на подложке из кристаллического кремния. Такой образец был получен методом плазмохимического осаждения из газовой фазы с последующим отжигом [2]. Были проведены измерения вольтамперных характеристик при различных временах задержки между измерениями (Рис. 1б), показавшие что данный образец обладает мемристорными свойствами. Был обнаружен гистерезис проводимости и эффект переключения. При напряжении около 2,5 В происходит переход из плохо проводящего состояния в состояние с меньшим сопротивлением.

Проведенные исследования показывают, что нанокристаллизация полупроводниковых и диэлектрических пленок позволяет существенным образом изменять их электрофизические свойства, открывая широкие перспективы для использования в современной планарной кремниевой электронике.

E-mail: dmitriy1815@gmail.com

Литература

1. Емельянов А.В., Казанский А.Г., Кашкаров П.К., Коньков О.И., Теруков Е.И., Форш П.А., Хенкин М.В., Кукин А.В., Veresna M., Kazansky P. Влияние фемтосекундного лазерного облучения пленок аморфного гидрогенизированного кремния на их структурные, оптические и фотоэлектрические свойства // Физика и техника полупроводников, 2012, том 46, вып. 6.
2. Zelenina A., Dyakov S. A., Hiller D., Gutsch S., Trouillet V., Bruns M., Mirabella S., Löoper P., López-Conesa L., López-Vidrier J., Estradé S., Peiró F., Garrido B., Bläasing J., Krost A., Zhigunov D. M., Zacharias M. Structural and optical properties of size controlled Si nanocrystals in Si₃N₄ matrix: The nature of photoluminescence peak shift // J. Appl. Phys. 114, 184311 (2013)

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА ИНДИЯ

Ситников И.А., Ильин А.С.,

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

Оксид индия (In₂O₃) принадлежит к классу так называемых полупроводниковых оксидов металлов и широко используется для создания оптоэлектронных устройств (фотодетекторов, фотопреобразователей) и газовых сенсоров резистивного типа. В настоящее время исследуются свойства нанокристаллического In₂O₃, с размерами кристаллов менее 100 нм. Уменьшение размеров кристаллов приводит к увеличению удельной площади поверхности вещества, а следовательно, и к увеличению чувствительности материала к адсорбции различных молекул. Таким образом, нанокристаллический In₂O₃ является перспективным материалом для использования в качестве газочувствительного слоя сенсора. Существующие сенсоры на основе оксида индия, а также других оксидов металлов, работают при повышенных температурах (порядка 300-500 °С). В настоящее время в литературе рассматривается возможность использования вместо нагрева ультрафиолетовое излучение [3]. Для создания сенсора на основе нанокристаллического In₂O₃, работающего при дополнительной ультрафиолетовой подсветке необходимо детальное исследование его фотоэлектрических свойств, которые, очевидно, будут во многом определяться большой удельной поверхностью материала. В данной работе были исследованы фотоэлектрические свойства образцов нанокристаллического In₂O₃ с размерами нанокристаллов от 8 до 40 нм.

Синтез нанокристаллических образцов In₂O₃ проводили золь-гель методом. Полученный гель высушивали в течение 24 часов при 50 °С, затем отжигали в печи при температурах 300 °С, 500 °С и 700 °С в течение 24 часов. Для измерения электрических характеристик полученные пленки In₂O₃ толщиной 1 мкм наносились на стеклянные подложки, на поверхность пленок напылялись золотые контакты с помощью установки ВУП 5. Освещение образцов производили с помощью УФ диода с длиной волны 385 нм, мощность излучения, падающего на образец составляла 5 мВт/см². Измерения электропроводности образца проводились с помощью пикоамперметра Keithley 6487. Измерения методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) проводились на спектрометре Bruker ELEXSYS-500.

В работе были изучены кинетики нарастания и спада фотопроводимости в атмосфере сухого воздуха для трех типов образцов со средними размерами нанокристаллов 8, 20 и 40 нм. На воздухе наблюдается медленное нарастание и спад фотопроводимости при включении и выключении освещения. При этом даже за несколько часов после выключения светодиода проводимость образцов не возвращается к своему первоначальному значению, т.е. наблюдается остаточная фотопроводимость. Кинетики спада фотопроводимости были аппроксимированы растянутой экспонентой (функцией Коца):

$$\sigma_{ph} = (\sigma_{ph})_0 \exp\left(-\left[\frac{t}{\tau}\right]^\beta\right),$$

где τ – «эффективное» время релаксации фотопроводимости, β – показатель экспоненты. Из эксперимента было получено, что значение параметра τ сильно зависит от размера нанокристаллов и возрастает с его увеличением.

Для изучения влияния состава атмосферы на фотоэлектрические свойства нанокристаллического In_2O_3 кинетики спада фотопроводимости были измерены в вакууме и аргоне. Было обнаружено, что спад фотопроводимости в вакууме и аргоне происходит значительно медленнее, чем на воздухе. Это может указывать на то, что в наблюдаемом явлении долговременного спада фотопроводимости определяющую роль играют молекулы кислорода. Подобное явление наблюдается и в других оксидах металлов, например в оксиде олова [1]. Для объяснения такого поведения фотопроводимости образцов может быть использована следующая модель. Известно, что на границах нанокристаллов оксида индия находятся ионы кислорода O_2^- . При освещении образцов ультрафиолетовым светом генерируются неравновесные электроны и дырки. Дырки захватываются на O_2^- , в результате чего O_2^- переходит в нейтральное состояние. В таком нейтральном состоянии молекулы O_2 легко десорбируются с поверхности нанокристаллов. При этом в материале остаются неравновесные электроны, которые приводят к увеличению проводимости. После того как освещение прекращается молекулам кислорода нужно некоторое время, чтобы снова сесть на поверхность нанокристалла и захватить электрон. Это может объяснять и практически полное отсутствие спада фотопроводимости в бескислородных средах (аргон, вакуум).

Для проверки данной теории образцы были исследованы с помощью метода ЭПР. В результате был получен широкий сигнал со значением g-фактора равным 2,03. Согласно литературным данным [2] этот сигнал соответствует радикалам O_2^- , которые образовались в результате адсорбции молекул кислорода с последующим захватом электрона из зоны проводимости. Обнаружено, что интенсивность сигнала увеличивается с уменьшением среднего размера нанокристаллов. Это может быть объяснено увеличением площади поверхности образца. Для определения влияния радикалов O_2^- на фотопроводимость были проведены измерения спектров при освещении ультрафиолетовым светом и спустя 20 минут после выключения освещения. При освещении наблюдалось уменьшение сигнала ЭПР, что объясняется процессом фотодесорбции молекул кислорода за счет реакции: $h\nu = e + h$, $\text{O}_2^- + h = \text{O}_2 \uparrow$. После выключения освещения интенсивность ЭПР сигнала увеличивается благодаря процессу адсорбции кислорода $\text{O}_2 + e = \text{O}_2^-$, однако остается меньше первоначального значения, которое было до освещения. Полученные результаты подтверждают предложенную теорию, объясняющую долговременный спад фотопроводимости.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ (НШ-3461.2014.2).

E-mail: midport@yandex.ru

Литература

1. Muraoka Y., Takubo N., Hiroi Z. Photoinduced conductivity in tin dioxide thin films. *J. of Appl. Phys.*, 2009, v. 105, p. 103702.
2. Siedl N., Guegel P., Diwald O. First Combined Electron Paramagnetic Resonance and FT-IR Spectroscopic Evidence for Reversible O_2 Adsorption on $\text{In}_2\text{O}_{3-x}$ Nanoparticles *J. Phys. Chem. C*, 2013, v.117, p. 20722-20729.
3. Wang Ch.Y., Bagchi S., Bitterling M., Becker R.W., Köhler K., Cimalla V., Ambacher O., Chaumette C. Photon stimulated ozone sensor based on indium oxide nanoparticles II: Ozone monitoring in humidity and water environments. *Sensors and Actuators B: Chemical*, 2011, v. 164, p. 37-42.

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВАЯ ЭПИТАКСИЯ СЛОЕВ SiC И ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ЕГО ОСНОВЕ (SiC)1-x(ALN)x.

Касумов З.К.

Дагестанский Государственный Технический Университет, Махачкала, Россия

Высокие значения твердости, температуры плавления, химической и радиационной стойкости делают карбид кремния (SiC) уникальным материалом для электроники. Большое значение ширины запрещенной зоны (от 2,4 до 3,3 эВ) и высокая теплопроводность, позволяет приборам, созданным на основе SiC, работать в экстремальных условиях (при температурах до 600 °С и при высоких уровнях радиации). Значения пробивного поля, высокая скорость насыщения скорости дрейфа носителей тока и вы-

сокая теплопроводность делают SiC уникальным материалом для создания мощных высокочастотных приборов, работающих при высоких температурах с малыми энергетическими потерями. Применение SiC диодов Шоттки с напряжением 600В совместно с CoolMOSTM кремниевыми полевыми транзисторами позволяет получить двукратный выигрыш по эффективности в преобразователях с жестким режимом переключения по сравнению с другими ключевыми приборами. Кроме того, SiC имеет существенные перспективы в области микромеханики.

На сегодняшний день компании CREE, Infineon, Advanced Power Technology, IXYS производят коммерчески доступные изделия из SiC - диоды с барьером Шоттки (ДШ) в диапазоне рабочих напряжений 300... 1200В и токов 1...20А на кристалл. Объем мирового рынка этих изделий оценивается в 4млн.\$/год и может вырасти более чем в 50 раз при условии значительного снижения их стоимости.

Реализация отмеченного подхода требует проведения фундаментальных исследований в направлении путей управляемого получения тонкопленочных материалов с заданными свойствами. В качестве инструмента модифицирования свойств целесообразнее всего использовать потоки ионов и электронов, существующие в процессе формирования пленок, т.е. в условиях реализации ионно – плазменного и электронно – лучевого процессов. В связи с этим, разработка новых методов получения SiC и твердых растворов на его основе ((SiC)_{1-x}(AlN)_x) с помощью электронно-лучевой эпитаксии и определение оптимальных условий выращивания эпитаксиальных слоев (ЭС) является актуальной задачей.

Методика получения пленок SiC и твердых растворов.

Одной из главных проблем при получении пленок SiC и (SiC)_{1-x}(AlN)_x является проблема получения высоких температур (до 2500 – 3000 °С), при которых начинается испарение карбида кремния и других составляющих твердых растворов. Кардинальное решение проблемы получения высоких температур состоит в методе электронно-лучевого нагрева и испарения шихты и подложки SiC при нанесении на неё ЭС SiC или (SiC)_{1-x}(AlN)_x.

Для проведения процессов получения ЭС использовали установку УВН-30М, состоящую из высоковакуумной камеры с двумя электронными пушками. В качестве источников паров, в зависимости от поставленной задачи, использовали горячеспеченные таблетки из SiC и (или) AlN, с различным соотношением компонентов. Таблетки устанавливали под электронный луч и регулируя ток пушки, нагревали таблетки до температур 2500 – 3000 °С, достаточных для интенсивного испарения шихты.

Другая проблема при получении пленок – это подогрев подложки. Если подложка остается холодной, то налетающие атомы не успевают мигрировать вдоль поверхности, и поэтому нарастает поликристаллическая пленка. Для поддержания заданной температуры подложки использовали устройство электронно-лучевого нагрева, обеспечивающее однородное температурное поле до 2000°С во всей внутренней области подложки.

Напыление пленок проводили в течении 30 – 40 мин, при вакууме 10⁻⁶ мм.рт.ст. Напряжение на электронной пушке для испарения шихты составлял 8 кВ при токе 220 мА. Подложку нагревали до температуры 1800°С, поддерживая на устройстве для нагрева напряжение в 1400 В при токе электронного луча 75 мА. Были получены ЭС SiC и (SiC)_{1-x}(AlN)_x толщиной 10 – 15 мкм.

Исследование свойств образцов. Полученные образцы твердых растворов имели достаточно высокое совершенство, сравнимое с совершенством подложки. Факт получения ЭС твердых растворов и его совершенство оценивали по результатам рентгеновской дифрактометрии, выполненные на установке ДРОН-1 с медным антикатодом с длиной волны $\lambda_{\alpha} = 1,54178 \text{ \AA} : \lambda_{\alpha 1} = 1.54051 \text{ \AA} : \lambda_{\alpha 2} = 1.54433 \text{ \AA} : \lambda_{\beta} = 1.39217 \text{ \AA}$, с возможностью поворота образца от 10 до 140° с постоянной разверткой. Рентгеновские дифрактограммы получали как от подложки, так и от самих ЭС. О вхождении AlN в SiC судили по изменению местоположения дифракционных максимумов относительно максимумов SiC (подложки). Структурное совершенство ЭС SiC и твердых растворов на его основе оценивали по величине полуширины дифракционных максимумов от соответствующих материалов.

Были получены ЭС (SiC)_{1-x}(AlN)_x с различным значением x (x=0,35 и 0,725). Анализ дифрактограмм показали, что ЭС (SiC)_{1-x}(AlN)_x монокристалличны. В то же время, большая полуширина первого пика отражения отражает тот факт, что в переходной области нет полного соответствия параметров решетки.

Однородность распределения AlN по поверхности ЭС $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, определяли по интенсивности аналитических линий SiK_α и AlK_α вдоль линий, взаимно перпендикулярных друг к другу с произвольным шагом. ЭС, выращенные из смеси порошков SiC-AlN отличаются большей неоднородностью, чем ЭС образцов, выращенные с использованием спеков. Вероятно, распределение паровых потоков SiC и AlN над смесью порошков не отличается такой же однородностью как над спеками. Для некоторых образцов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ наблюдается зональный характер распределения AlN. В этом случае происходит увеличение содержания AlN по периферийной области пленок. Для оценки совершенства границы перехода между подложкой SiC и ЭС $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ были проведены исследования фазового состава по толщине выращенных слоев с помощью косоугольного шлифа. Для этого пленки твердых растворов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$ на подложках SiC разрезались пополам так, чтобы шлиф проходил от поверхности пленки до подложки. Измерение содержания AlN в пленке и подложке и ее распределение по толщине образца проведенные вдоль косоугольного шлифа показали значительные отличия для образцов $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, выращенных из смеси порошков SiC-AlN и из спеков твердых растворов. В образцах $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, выращенных из смеси порошков происходит резкое уменьшение содержания AlN от основания поверхности. В образцах, выращенных из спеков твердых растворов SiC-AlN, наблюдался примерно однородный характер распределения AlN по толщине. Только при большом содержании AlN в образцах на начальном участке происходит падение содержания AlN, вероятно связанное с более высоким парциальным давлением AlN, по сравнению с SiC. В начале процесса происходит обогащение образца AlN, но в последующем содержание AlN в газовой фазе и, следовательно, в образце стабилизируется. Таким образом, исследования показали, что ЭС $(\text{SiC})_{1-x}(\text{AlN})_x$, полученных электронно-лучевым испарением из поликристаллических твердых растворов SiC-AlN достаточно однородны по площади и объему. В отличие от этого, при использовании в качестве источника паров механической смеси SiC-AlN получают пленки с неоднородным распределением AlN по объему.

E-mail: kasumov-zaur05@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО РАЗОГРЕВА КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

Родичкина С.П.

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

Кремниевые нанонити (КНН), формируемые методом металл-стимулированного химического травления, обладают уникальными свойствами, такими как исключительно низкие значения коэффициента оптического отражения и эффективная фотолюминесценция в видимом и ближнем инфракрасном диапазоне спектра [1,2]. Она также могут найти применение в диагностике и терапии рака [1]. В то же время, теплофизические свойства КНН еще не достаточно изучены. Ранее было установлено, что слои пористого кремния обладают низкой теплопроводностью и могут существенно нагреваться под воздействием лазерного излучения [3]. В нашей работе изучен нагрев КНН под действием лазерного излучения в процессе измерения спектров комбинационного (рамановского) рассеяния света.

КНН были изготовлены методом металл-стимулированного химического травления подложек слаболегированного кристаллического кремния (удельное сопротивление 1-20 Ом·см), ориентированных в направлении (100). Данный метод был реализован в 3 этапа: (1) осаждение наночастиц серебра на подложку, (2) травление подложки в растворе HF и H_2O_2 , (3) химическое удаление остатков серебра с поверхности КНН. С целью получения нанонитей различной длины, время травления варьировалось от 2 до 120 мин. Структура КНН была изучена с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Рамановские спектры КНН были измерены с использованием сфокусированного излучения HeNe лазера (длина волны 632.8 нм, максимальная мощность 1.1 мВт, диаметр пятна 12 мкм) на рамановском спектрометре Horiba

HR 800. Температура КНН определялась из спектрального положения рамановского пика, исходя из калибровочного графика из работы [3], соотносящего положение рамановского пика и температуру кремния в широком диапазоне температур.

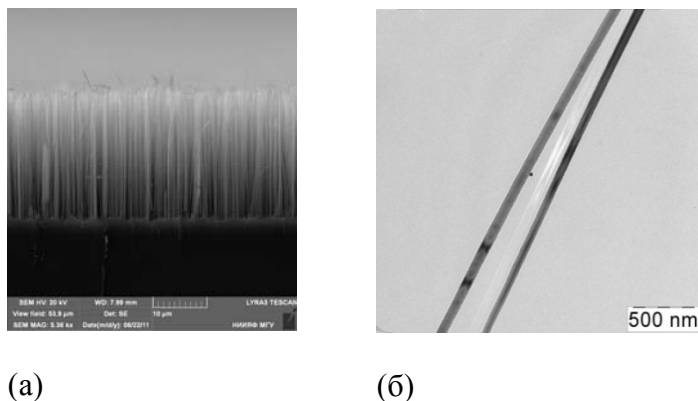


Рис. 1. СЭМ (а) и ПЭМ (б) изображения кремниевых нанонитей.

Согласно СЭМ и ПЭМ диаметры КНН в каждом образце лежат в диапазоне от 50 до 200 нм. Длина КНН, которая контролируется временем травления, изменяется от 2 до 63 мкм. Пример СЭМ и ПЭМ изображений нанонитей длиной 25 нм показан на рисунке 1 (а,б).

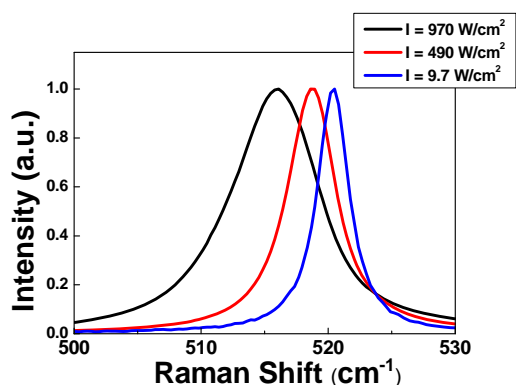


Рис. 2. Рамановские спектры КНН длиной 63 мкм при различной интенсивности лазерного возбуждения.

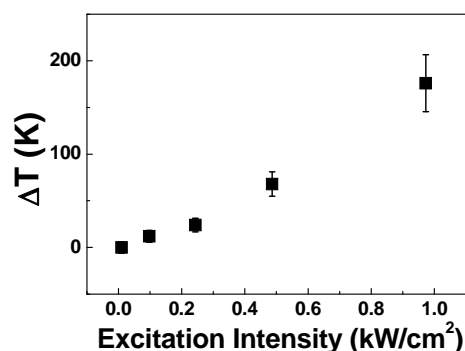


Рис.3. Зависимость лазерного нагрева КНН длиной 63 мкм от интенсивности лазерного возбуждения.

Влияние нагрева на форму рамановского спектра показано на рис. 2. При низкой интенсивности лазерного излучения спектр КНН совпадает со спектром объемного кремния (520.5 cm^{-1}). При увеличении интенсивности спектр КНН смещается в область меньших волновых чисел и уширяется. На рис. 3 показано, что температура облучаемого пятна растет с увеличением интенсивности лазера до 1 кВт/см^2 , при данной интенсивности она может быть достигать $150\text{--}200\text{K}$ выше комнатной температуры. Измерения с КНН меньшей длины показывают, что величина нагрева растет при увеличении их длины. Наблюдаемый лазерный нагрев КНН может быть объяснен, с одной стороны, низкой теплопроводностью нанонитей, аналогично случаю пористого кремния, полученного с помощью электрохимического травления [3]. С другой стороны, наши повторные эксперименты с пленками мезо- и микропористого кремния показали, что для них максимальный лазерный нагрев составляет менее 100K . Сильный нагрев КНН при освещении лазерным излучением может быть объяснен усилением взаимодействия света с веществом из-за сильного рассеяния света в условиях сильного поглощения и низкой теплопроводности КНН [2].

Таким образом, в данной работе изучено тепловое действие лазерного излучения на спектры рамановского рассеяния КНН, полученных методом химического травления, с диаметрами от 50 до 200 нм и длиной от 2 до 63 мкм. Из анализа спектров получены

зависимости лазерного нагрева КНН от интенсивности лазера и от длины нанонитей. Показано, что нагрев увеличивается с ростом длины нанонитей и достигает значения 170 ± 30 градусов Кельвина для КНН длиной 63 мкм при освещении HeNe лазером с интенсивностью 1 кВт/см^2 . Наблюдаемый эффект объясняется низкой теплопроводностью КНН, что может быть использовано при создании теплоизоляционных материалов и в терапии рака с помощью гипертермии.

Автор благодарит Л.А.Осмinkinу, К.А.Гончара, А.В.Павликова и А.В.Зотеева за помощь в работе, а также проф. В.Ю.Тимошенко – за поставленную задачу и полезные обсуждения.

E-mail: rodichkina-s@yandex.ru

Литература

К.А. Gonchar, L.A. Osminkina, R.A. Galkin, M.B. Gongalsky, V.S. Marshov, V.Yu. Timoshenko, M.N. Kulmas, V.V. Solovyev, A.A. Kudryavtsev, and V.A. Sivakov, *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, 7, 602–606, (2012).

L.A. Osminkina, K.A. Gonchar, V.S. Marshov, K.V. Bunkov, D.V. Petrov, L.A. Golovan¹, F. Talkenberg, V.A. Sivakov, V.Yu. Timoshenko, *Nanoscale Research Letters*, 7, 524 (2012).

S. Perichon, V. Lysenko, B. Remaki, D. Barbier, B. Champagnon, *J. Appl. Phys.* 86, 4700 (1999).

ФОТО- И ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ СУЛЬФОСЕЛЕНИДА КАДМИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ РУБИДИЕМ

Билалов А.Б.

Дагестанский Государственный Технический Университет, Махачкала, Россия

Дефектной подсистеме кристаллической решетке полупроводников типа $A^{II}B^{VI}$ свойственны различные преобразования при возбуждении светом, в свою очередь приводящие к изменению в спектрах поглощения и излучения, а также электрофизических свойств. Эти процессы, являются причиной нестабильности эксплуатационных характеристик твердотельных электронных приборов, работающих в режимах излучения или поглощения. Интерпретация некоторых преобразований такого типа в кристаллах $A^{II}B^{VI}$ основывается на предположениях о фото- и термоассоциации и диссоциации примесно-дефектных комплексов.

В работе представлены результаты исследования влияния условий эксперимента на фото- и термостимулированные преобразования примесно-дефектной подсистемы, играющих роль центров прилипания и рекомбинации (ЦП и ЦР) в легированных рубидием кристаллах сульфоселенида кадмия ($CdS_xSe_{1-x}\langle Rb \rangle$).

Спектры примесной фотопроводимости (ПФ) образцов кристаллов $CdS_xSe_{1-x}\langle Rb \rangle$, измеренные при комнатной температуре, состоит из одной полосы. Оценка оптической энергии ионизации ЦП электронов, ответственных за данную полосу, по красной границе спектра ПФ приводит к значению $E_0 \cong 0.9$ эВ. Анализ данных по кинетике ПФ показывает, что эти центры характеризуются сечением захвата электрона $S_n \cong 10^{-14} \text{ см}^2$. В кристаллах, охлажденных до 90 К, эта полоса, в зависимости от уровня дополнительной подсветки собственным светом, которая определялась по величине фототока I_f , испытывает низкоэнергетический сдвиг.

В исследованных кристаллах имеет место и оптическое гашение собственной фотопроводимости (ОГФ), которая является следствием рекомбинации оптически освобожденных с акцепторного центра дырок (глубина $E_v + 0,60$ эВ) с электронами из зоны проводимости. Спектр термостимулированной проводимости (ТСП) в кристаллах охлажденных в темноте (режим-1) представляет собой кривую с двумя максимумами. Её структура указывает на то, что спектр является следствием наложения многих элементарных полос, образованных в результате термоопустошения системы близко расположенных энергетических уровней под дном зоны проводимости. Охлаждение кристаллов (режим – II) приводит к значительному изменению, как структуры, так и интенсивности спектра ТСП. Для анализа полученных интегральных кривых ТСП, с целью выделения начальных участков роста соответствующих элементарным полосам и определения параметров E_t , S_t и T_m , применялся метод термоочистки.

Сравнения полученных кривых ТСП снятых при различных режимах предварительного охлаждения, и наблюдаемые изменения полосы ПФ от условия эксперимента, указывают на то, что в исследованных кристаллах при охлаждении на свету (режим II), протекают фотохимические реакции (ФХР). Анализ полученных результатов позволяет сделать заключение о том, что в кристаллах CdS_xSe_{1-x} а) с ростом уровня собственного фототока, максимум и красная граница полосы ИПФ при низкой температуре испытывает низкоэнергетический сдвиг на величину (0,15-0,2) эВ; б) в зависимости от режима охлаждения структура и интенсивность кривых ТСТ испытывают существенные изменения

Основной причиной низкоэнергетических спектральных сдвигов полос ИПФ является их связь с распределенными по межатомным расстояниям комплексами типа донорно-акцепторных пар (ДАП). Фотостимулированные преобразования спектров ТСП и ПФ наблюдаются в одних и тех же кристаллах, однако они имеют различную природу или структуру. Сравнения экспериментальных данных показывает, что сложный характер спектров ТСП, в отличие от спектров ИПФ, наблюдаются как до, так и после изменения условий эксперимента. Кроме того, эти особенности не могут быть объяснены на основе предположения об их связи с одним сложным центром ассоциативного типа. Спектр ИПФ (ПФ), представляет собой одну полосу, находящая объяснение в рамках модели допускающей связь с оптической ионизацией донорных подуровней комплекса типа ДАП.

Для ЦП ответственным за спектры ТСП, характерны сечения захвата порядка $10^{-14} - 10^{-19} \text{ см}^2$, что более чем на пять порядков меньше сечения S_t – центров, ответственных за спектры ИПФ. Этот результат объясняется тем, что электронные ЦП, наблюдаемые в кристаллах по причине своей неустойчивости, подвергаются отжигу после термической эмиссии электронов. Для этого достаточно, чтобы за время повторного захвата свободного носителя заряда новые центры распались бы на столько, чтобы обеспечилось соответствующее уменьшение параметров E_t и S_t , что и имеет место в рассматриваемом случае.

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОЧАСТИЦ КРЕМНИЯ ПРИ АБЛЯЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В АТМОСФЕРАХ ВОЗДУХА И ГЕЛИЯ

Кашаев Ф.В.

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

Интерес ученых к разработке и исследованию методов получения полупроводниковых наночастиц высокого качества в настоящее время непрерывно стимулируется новыми достижениями использования последних в электронике, оптике и биомедицине. Отдельную нишу в направлении изготовления таких наночастиц занимает кремний. Являясь самым распространенным твердотельным элементом в земной коре, данный материал занял лидирующую позицию как базовый компонент современных оптоэлектронных устройств, а возможность наноструктурирования кремния позволяет изменять в широких пределах его электронные и оптические свойства.

Одним из наиболее перспективных способов получения наноструктур является импульсная лазерная абляция поверхности твердого тела. Данный метод имеет ряд преимуществ по сравнению с другими способами формирования наноконструктов, например: низкое содержание посторонних примесей, способных негативно повлиять на оптические свойства получаемых агломератов, а также возможность получения наночастиц из самых различных материалов [1].

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по осаждению на порочное стекло в результате лазерной абляции кремниевых частиц при различных значениях давления и в различных средах, а также исследованию структурных и оптических свойств полученных образцов. В ходе эксперимента производилось облучение поверхности кристаллического кремния лазерными импульсами ($\lambda = 1250 \text{ нм}$) фемтосекундной длительности ($\tau = 180 \text{ фс}$) в атмосферах воздуха и гелия при комнатной температуре.

При абляции как в воздухе, так и в гелии получены частицы с большим разбросом по размеру. Минимальный размер частиц был равен 4 нм. Частицы, полученные в воздухе,

меньше по размеру, чем частицы, получаемые при абляции в гелии. Это может быть объяснено взаимодействием аблированных частиц кремния с частицами окружающего газа. В воздухе частицы кремния быстрее теряют энергию при взаимодействии, не успевая образовывать агломераты. Этот факт подтверждают большие частицы, размером порядка 200 нм, полученные при абляции в гелии. Данные атомно-силовой микроскопии позволяют утверждать, что такие частицы получаются в результате агломерации маленьких наночастиц.

Анализ спектров комбинационного рассеяния света от изготовленных наночастиц показывает, что в полученных образцах содержится как кристаллическая, так и аморфная фаза кремния. Кристаллическая фаза соответствует пикам $519,5 \text{ см}^{-1}$ (соответствует рассеянию света на оптических фононах кремния TO) и 300 см^{-1} (рассеяние на акустических фононах TA). Поднятие левого крыла пика (область частот $420\text{--}510 \text{ см}^{-1}$) по сравнению с пиком от кристаллического кремния может быть объяснено наличием его аморфной фазы - широкая линия КРС от чистого аморфного кремния приходится на 480 см^{-1} [2]. При увеличении давления доля аморфного кремния снижается. В обеих средах максимальный сигнал интенсивности спектральных линий кристаллического кремния обнаружен при давлении 20-50 мбар (Рис.1). При дальнейшем увеличении давления в воздухе с увеличением давления увеличивается количество молекул и атомов, вступающих во взаимодействие с продуктами абляции, в результате чего меньше частиц оседает на покрывное стекло.

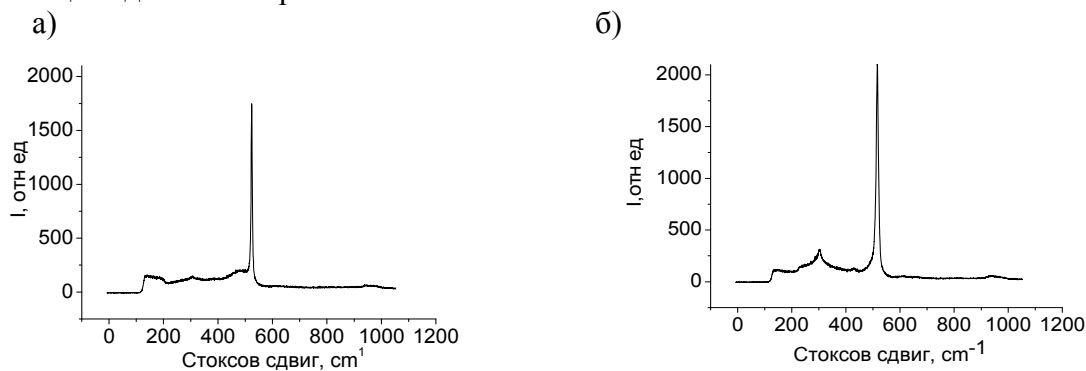


Рис.1 Спектры КРС для образцов, облучаемых при давлении 20 мбар в воздухе (а) и в гелии (б).

Интересный результат показывают спектры фотолюминесценции образцов (ФЛ), полученных в воздухе и в гелии. В воздухе при небольших давлениях ФЛ отсутствует, при увеличении давления ($>500 \text{ mbar}$) начинает проявляться и возрастает. В случае гелия интенсивность ФЛ больше, также прослеживается зависимость от давления – при его увеличении интенсивность растет (Рис.2). Это подтверждает наличие большого количества частиц малого размера (несколько нм), что согласуется с данными микроскопии. Увеличение интенсивности ФЛ при увеличении давления в гелии объясняется увеличением количества частиц размером несколько нм, в которых присутствует квантово-размерный эффект [3]. Слабый сигнал ФЛ при абляции в воздухе может быть вызван наличием дефектов на полученных структурах, обусловленных взаимодействием атомов кремния и кислорода, которые могут явиться центрами безызлучательной рекомбинации.

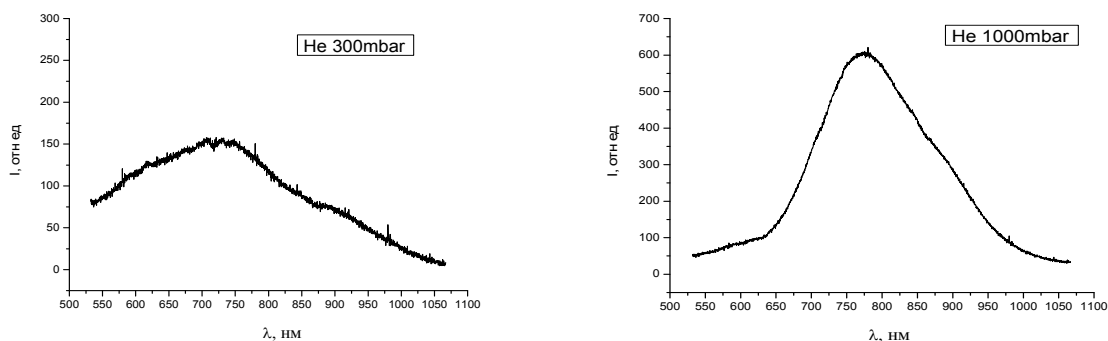


Рис.2 Спектр фотолюминесценции кремниевых наночастиц, полученных методом фемтосекундной лазерной абляции в гелии при различных давлениях.

E-mail: kashaev.fedor@gmail.com

Литература

1. J. Bonse, S. Baudach, J. Krüger, W. Kautek, M. Lenzner. Femtosecond laser ablation of silicon-modification thresholds and morphology // *Appl. Phys. A.* – 2002. – vol. 74. – P. 19-25
2. J. Bonse, K.-W. Brzezinka, A.J. Meixner. Modifying single - crystalline silicon by femtosecond laser pulses: an analysis by micro Raman spectroscopy, scanning laser microscopy and atomic microscopy // *Appl. Surf. Sci.* – 2004, V. 221. – P. 215-230.
3. D. Riabinina, C. Durand, F. Rosei, M. Chaker, Luminescent silicon nanostructures synthesized by laser ablation // *Physica status solidi (a)* 2007 Vol. 204 (6) . – P. 1623 – 1638

МЕТОД ОЦЕНКИ ПОЛОЖЕНИЯ ЕДИНИЧНОГО ЛОВУШЕЧНОГО ЗАРЯДА В ОКСИДНОМ СЛОЕ НАНОРАЗМЕРНОГО МОП ТРАНЗИСТОРА

Худайбергенов Т.А.¹, Сапаров Х.¹, Матякубов Х.², Атамуратов Т.А.²

*Ургенческий филиал Ташкентского университета информационных технологий¹,
Ургенч, Узбекистан*

Ургенческий государственный университет имени Аль Хорезми², Ургенч, Узбекистан

Ультратонкие оксидные слои МОП транзистора должны отвечать требованиям атомно масштабной однородности по толщине и составу. Даже небольшое количество атомно-масштабных дефектов при захвате электронов или дырок могут стать источниками нестабильности и деградации наноразмерного МОП транзистора. В этой связи очень важным является исследование таких дефектов. Макроскопические C-V методы показывают только средние свойства области под затвором без определения точного пространственного распределения захваченного дефектами заряда. В [1-5] с использованием сканирующей туннельной микроскопии было показано пространственное распределение встроенного поверхностного заряда. Но эти методы являются дорогостоящими, трудоемкими и используют механические части. В данной работе исследуется возможность использования обычного C-V метода для определения распределения встроенного заряда вдоль направления канала МОП транзистора.

Известно, что оксидный ловушечный заряд влияет на емкость боковых переходов МОП транзистора [6]. В данной работе этот эффект используется для развития метода оценки положения захваченного заряда в наноразмерных МОП транзисторах. Проводится 2D моделирование зависимости ширины обедненной области d боковых (исток-подложка и/или сток-подложка) переходов от положения оксидного ловушечного заряда вдоль направления длины канала. Это позволит оценить зависимость емкости бокового перехода в приближении плоского конденсатора от положения оксидного ловушечного заряда.

В качестве модели встроенного в оксидном слое заряда принималась ограниченная однородно заряженная область в оксидном слое. Размеры этой области определялись исходя из плотности поверхностных состояний $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ [4,5]. В соответствии с этой плотностью на каждый захваченный единичный заряд приходится область с линейным размером 1.8 нм. В соответствии с этим предположением рассматривался nМОП транзистор с толщиной оксидного слоя 1.8 нм, размером заряженной области вдоль канала 1.8 нм, длиной канала 55 нм.

Так как металлургическая граница не изменяется при встраивании оксидного ловушечного заряда, площадь боковых переходов принималась неизменной. Поэтому для оценки изменения емкости рассматривалась приведенная емкость- емкость на единицу площади перехода $C' = \epsilon \epsilon_0 / d$, $\epsilon \epsilon_0$ – диэлектрическая проницаемость полупроводниковой подложки.

Результаты моделирования показывают, что C' немонотонно изменяется с увеличением расстояния от границы перехода до центра заряженной области X . На Рис.1 показана зависимость C' от X при нулевом смещении на переходе как в случае встраивания отрицательного так и положительного единичного заряда. В случае встраивания отрицательного заряда C' до определенного значения X увеличивается до определенного максимального значения и с дальнейшим увеличением X уменьшается достигая значе-

ния соответствующего случаю отсутствия встроенного заряда. При встраивании положительного заряда наблюдается четкая обратная зависимость.

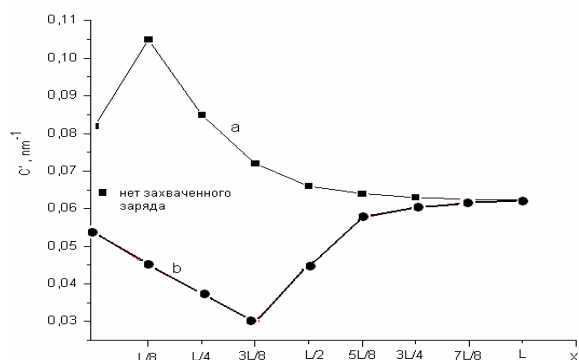


Рис. 1 Зависимость C' от X для случаев встраивания единичного отрицательного (а) и положительного (б) заряда в оксидном слое.

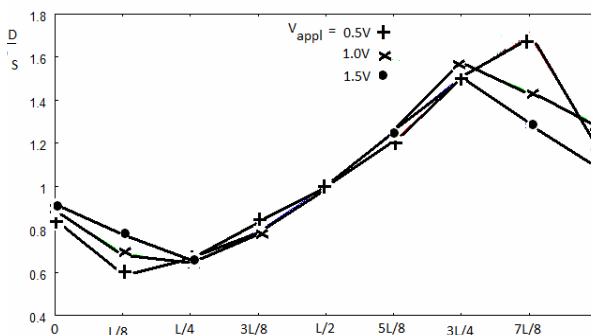


Рис. 2. Зависимость отношения $C'D/C'S$ от расстояния X . L -длина канала.
E-mail: timartok@mail.ru

Очевидно, что заряд захваченный не в центре оксидного слоя должен оказывать различное влияние на ширину переходов исток-подложка и сток-подложка, что связано с различным расстоянием от заряда до границ переходов. Для оценки этого различия определялась зависимость отношения C' соответствующего переходу сток-подложка (C_D') и переходу исток-подложка (C_S') от положения встроенного заряда. Эта зависимость для различного значения смещений на переходах показана на рис.2. Из рисунка видно, что это отношение больше единицы при встраивании заряда в половине оксидного слоя прилегающей к стоку и меньше единицы в случае встраивания заряда в половине оксидного слоя прилегающей к истоку. Это очевидно связано с различным расстоянием от центра встроенного заряда до границ переходов. Этот эффект и связанная с этим зависимость $C'D/C'S$ от X позволяет оценить положение встроенного заряда в оксидном слое.

Литература

1. Kasumov, Yu.N. and Kozlov, S.N., Time Variation in the Electrical Parameters of the Si-SiO₂-Metal System under Injectional Degradation, *Mikroelektronika*, 1993, vol. 22, no. 2, pp. 20–26.
2. Kaczer, B., Im, H.-J., Pelz, J.P., and Wallace, R.M., Microscopic Characterization of Hot-Electron Spreading and Trapping in SiO₂ Films Using Ballistic Electron Emission Microscopy, *Appl. Phys. Lett.*, 1998, vol. 73, no. 13, pp. 1871–1873.
3. Groeseneken, G., Bellens, R., Vander, L.G., Bosch, G., and Maes, H.E., Hot-Carrier Degradation in Submicrometre MOSFETs: From Uniform Injection towards the Real Operating Conditions, *Semicond. Sci. Technol.*, 1995, vol. 10, no. 11, pp. 1208–1220.
4. Verwey, J.F., Amerasekera, E.A., and Bisschop, J., The Physics of SiO₂ Layers, *Rep. Prog. Phys.*, 1990, vol. 53, pp. 1297–1331.
5. 24. Nicollian, E.H. and Brews, J.R., *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology*, New York: Wiley, 1982.
6. A. E. Atamuratov and D. U. Matrasulov, *Dokl. Akad. Nauk* 414 (6), 761 (2007).

КРЕМНИЕВЫЙ НАНОПРОВОД КАК ОСНОВА ВЫСОКОЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ ПОЛЕВЫХ И ЗАРЯДОВЫХ СЕНСОРОВ

Божьев И.В., Ржевский А.В., Корс А.Ю., Преснов Д.Е., Крупенин В.А.

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

Существует множество задач в различных областях науки и техники: физике, микроэлектронике, биологии, химии и медицине, для решения которых нужны высокочувствительные сенсоры электрического поля или заряда, обладающие высоким пространственным разрешением. Решение этих задач началось с разработки сенсоров на основе стандартных полевых транзисторов, которые не достигли требуемого уровня чувстви-

тельности и пространственного разрешения. Важным этапом на этом направлении стало появление сверхчувствительных сенсоров на основе одноэлектронных транзисторов, но ряд технических проблем не позволяет сегодня перейти к их широкому использованию ввиду низких рабочих температур ($<77\text{K}$). Новым решением стали сенсоры, базирующиеся на модифицированных полевых транзисторах с каналом-нанопроводом, которые обладают высокой чувствительностью (в 30 раз хуже рекордных значений для одноэлектронных транзисторов [3]) с нанометровым пространственным разрешением и могут работать в широком диапазоне температур.

Стандартными методами микро- и нанoeлектроники (электронная и оптическая литографии, напыление, жидкостное и реактивно-ионное травление различных материалов) из пластин «кремний-на-изоляторе» авторами были созданы рабочие структуры транзисторов с каналом-нанопроводом [1,2], исследованы их транспортные и шумовые характеристики.

Измерялись значения транспортного тока в широком диапазоне значений затворных и транспортных напряжений. На основе полученных данных вычислялись значения отклика транзистора на изменение затворного напряжения (dI/dV_3), по которым можно судить о зарядовой/полевой чувствительности сенсора. Затем измерялись низкочастотные (0-500 Гц) спектры флуктуаций тока в том же диапазоне значений затворных и транспортных напряжений, которые позволили определить рабочие области транзистора с максимальным отношением сигнала к шуму.

Проведенные оценки зарядовой чувствительности транзистора показали, что эти значения находятся в интервале $0.16 - 0.3 \text{ e/Гц}^{1/2}$ для транзисторов с различной шириной (100-400 нм) и длиной (1,5-5 мкм) канала.

Дальнейшие исследования и разработки позволят создать реальные сенсорные устройства на основе полевых транзисторах с каналом-нанопроводом для применения в различных областях науки, техники и медицины.

E-mail: bozhjev.ivan@physics.msu.ru

Литература

1. Presnov, D. E., Amitonov, S. V., & Krupenin, V. A. (2012). Silicon nanowire field effect transistor made of silicon-on-insulator. *Russian Microelectronics*, 41(5), 310-313.
2. Presnov, D. E., Amitonov, S. V., Krutitskii, P. A., Kolybasova, V. V., Devyatov, I. A., Krupenin, V. A., & Soloviev, I. I. (2013). A highly pH-sensitive nanowire field-effect transistor based on silicon on insulator. *Beilstein journal of nanotechnology*, 4(1), 330-335.
3. Salfi, J., Savelyev, I. G., Blumin, M., Nair, S. V., & Ruda, H. E. (2010). Direct observation of single-charge-detection capability of nanowire field-effect transistors. *Nature nanotechnology*, 5(10), 737-741.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ К ИХ МОЛЕКУЛЯРНОМУ ОКРУЖЕНИЮ.

Георгобиани В.А.

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

Кремниевые наноструктуры в виде пористого кремния (ПК) и кремниевых нанонитей (КНН) обладают эффективной фотолюминесценцией (ФЛ) в видимом диапазоне спектра [1, 2]. Чувствительность физико-химических свойств ПК к адсорбции молекул хорошо известна [3]. В данной работе впервые исследовалась чувствительность сигнала ФЛ образцов КНН, приготовленных на подложках кристаллического кремния с-Si, к их молекулярному окружению.

Образцы КНН были получены с помощью химического травления пластин с-Si р-типа с кристаллографической ориентацией (100) и различной степенью легирования (удельное сопротивление $0.001 \Omega \cdot \text{см}$ и $10 \Omega \cdot \text{см}$) в растворе 5М HF с использованием частиц Ag (Metal Assisted Chemical Etching).

Структурные свойства полученных образцов исследовались с помощью просвечивающего (ПЭМ) и сканирующего (СЭМ) электронных микроскопов.

Спектры ФЛ образцов снимались при возбуждении аргоновым лазером с длиной волны 364 нм с помощью ПЗС-матрицы (MS 750, SOLAR III).

Данные ПЭМ образцов КНН представлены на рис.1 а,б. Видно, что образцы, полученные на подложке с-Si с удельным сопротивлением от $0.001 \Omega \cdot \text{см}$ имеют пористую структуру, $10 \Omega \cdot \text{см}$ – непористую.

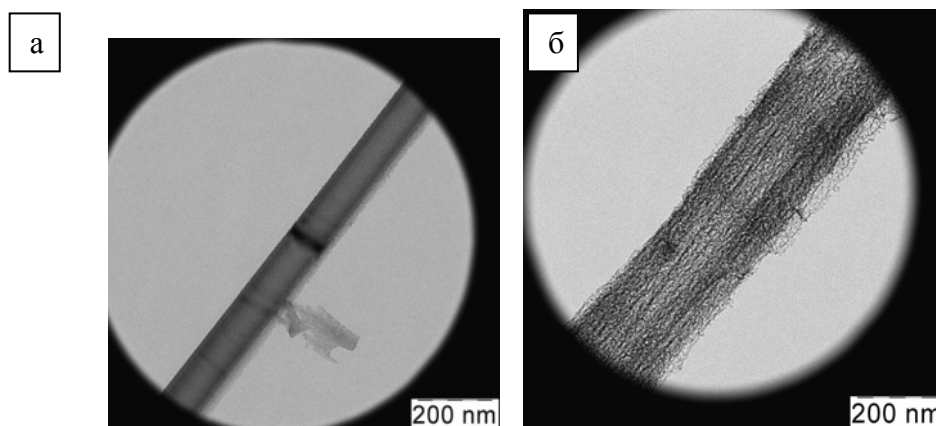


Рис.1. ПЭМ образцов КНН а) непористые ($1-10 \Omega \cdot \text{см}$)
б) пористые ($0,001-0,01 \Omega \cdot \text{см}$);

На рис.2 а,б показаны спектры ФЛ образцов КНН, находящихся в атмосфере азота N_2 и кислорода O_2 . Как видно, образцы характеризуются широкими линиями ФЛ в видимой области спектра. Отметим, что ФЛ при комнатной температуре является следствием квантового размерного эффекта, обуславливающего существование экситонов в кремниевых нанокристаллах малых размеров. Большое количество нанокристаллов в пористом образце обеспечивает его более интенсивную ФЛ (рис.1 а,б).

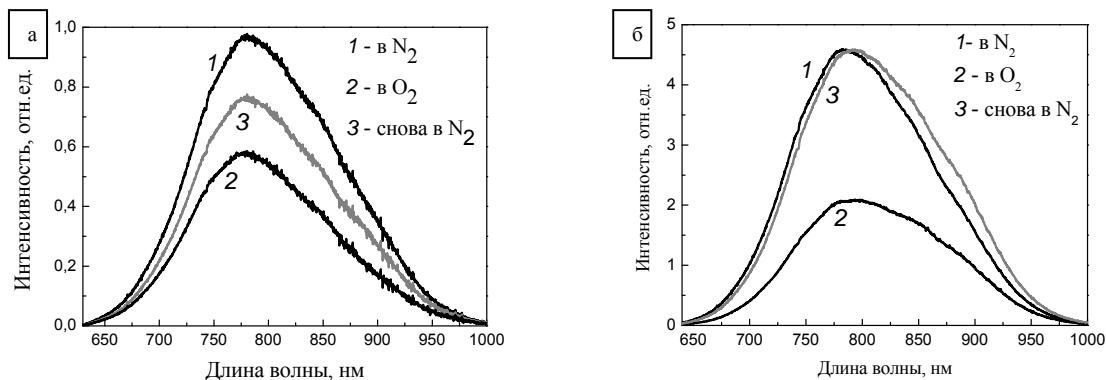


Рис.2. Спектры ФЛ образцов КНН а) непористые ($1-10 \Omega \cdot \text{см}$);
б) пористые ($0,001-0,01 \Omega \cdot \text{см}$).

При напуске молекул O_2 в ячейку с образцом наблюдалось уменьшение интенсивности ФЛ в 2.3 и 1.6 раз для пористых и непористых КНН соответственно, что может быть обусловлено разрушением экситонов локальными электрическими полями адсорбированных кулоновских центров O_2^- . При этом тушение ФЛ образцов в циклах напуска молекул азота-кислорода-азота было полностью или частично обратимым для образцов пористых или непористых КНН. В результате наблюдения данного эффекта появилась возможность говорить о сенсорных свойствах КНН и их использовании в качестве ЧЭ для сенсоров на различные молекулы (в частности, кислород). Причём стоит отметить, что для образцов пористых КНН наблюдаемый эффект восстановления ФЛ носит обратимый характер.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любове Андреевне; также отдельную благодарность проф. Тимошенко Виктору Юрьевичу.

E-mail: v.georgobiani@gmail.com

Литература

1. Canham L.T. Appl. Phys. Lett., 1990, v.57, №10, pp.1046-1048
2. К.А. Гончар, Л.А. Головань, В.Ю. Тимошенко, В.А. Сиваков, и С. Кристиансен. Известия Российской академии наук. Серия физическая, 74(12):1782–1784, 2010.
3. Константинова Е.А. и др. ФТП, 2004, том 38, вып. 11, стр. 1386-1391.

СТРУКТУРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ И КАРБИДА КРЕМНИЯ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРЯМЫМ ИОННЫМ ОСАЖДЕНИЕМ

Федоренко А.А.

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

Кремний и карбид кремния являются материалами, которые, благодаря своим полупроводниковым свойствам, широко используются в электронике. Нанокристаллические формы кремния также находят применение в биомедицине, благодаря биосовместимости и эффективной фотолюминесценции (ФЛ) в видимой области спектра, что можно использовать для люминесцентной диагностики [1,2]. ФЛ обычно связывается с наличием мелких кремниевых нанокристаллитов (с размерами менее 5 нм), в которых, вследствие квантового ограничения носителей зарядов, могут образовываться экситоны с достаточно большими энергиями. ФЛ образцов можно управлять, изменяя параметры их изготовления. Карбид кремния характеризуется большей устойчивостью к механическим воздействиям, химической инертностью, термоустойчивостью, а так же биосовместимостью и способностью проникать в живые клетки, включая, клеточное ядро [3]. В нашей работе исследуются нанокompозитные частицы на основе кремния и карбида кремния, полученные прямым осаждением из ионных пучков на различные твердотельные подложки.

Метод ионного осаждения заключается в том, что на подогретую подложку падает поток ионов углерода и кремния, генерируемый плазменным ионным источником, содержащим катод из поликристаллического карбида кремния. В результате на подложке формируется нанокристаллическая плёнка или порошок. В данной работе использовались образцы, полученные методом прямого ионного осаждения, где в качестве подложки использовался как кристаллический кремний, так и кремниевые нанонити (КНН). Последние были изготовлены методом металл-стимулированного химического травления подложек слаболегированного кристаллического кремния (удельное сопротивление 1-20 Ом*см), ориентированных в направлении (100). Исследование структурных свойств образцов проводилось с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Измерялись также спектры комбинационного (рамановского) рассеяния света и фотолюминесценции образцов, осажденных на подложке из кристаллического кремния (SiC/c-Si) и на подложке, образованной кремниевыми нанонитями (SiC/NWs).

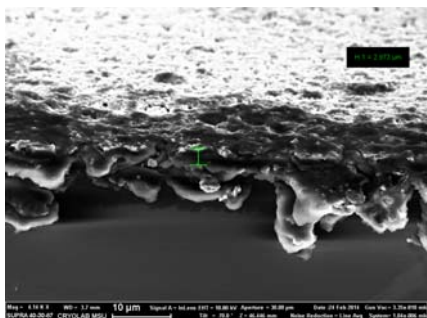


Рис. 1: СЭМ микрофотография пленки карбида кремния на подложке из кристаллического кремния.

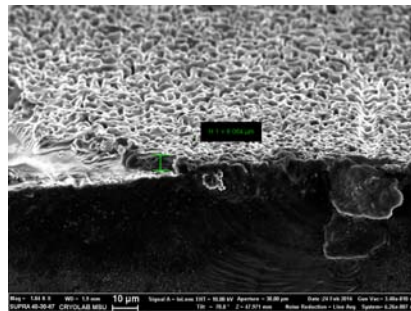


Рис. 2: СЭМ микрофотография пленки карбида кремния на подложке из кремниевых нанонитей.

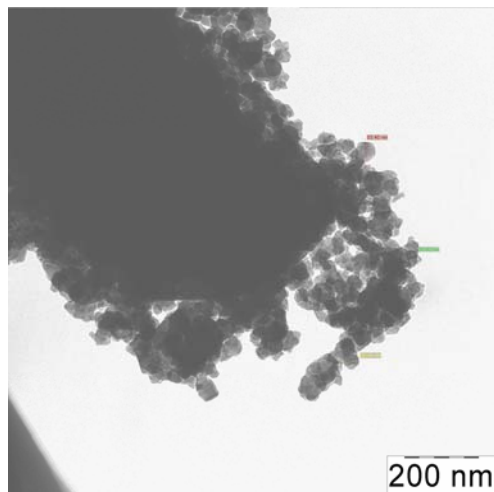


Рис. 3: Микрофотография наночастицы кристаллического кремния с осевшими на ней нанокристаллами карбида кремния, полученная методом ПЭМ.

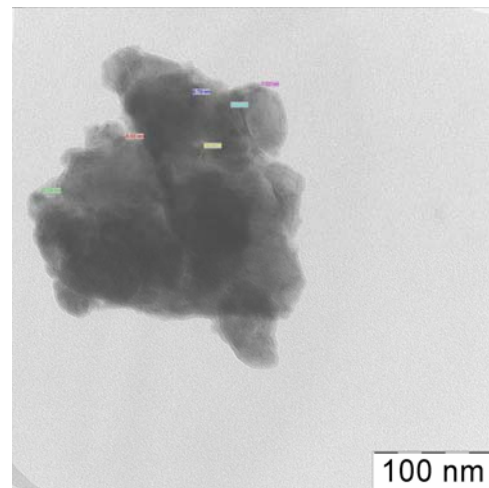


Рис. 4: Микрофотография частицы образца SiC/SiNWs, полученная методом ПЭМ.

На данных фотографиях видно, что на плоской подложке из кристаллического кремния методом прямого ионного осаждения получена равномерная пленка кристаллического карбида кремния. При осаждении на кремниевых нанонитях были получены нанокристаллы карбида кремния (Рис. 4).

Полученные спектры комбинационного рассеяния света показывают, что доминирующей для всех образцов является кремниевая фаза. Рассеяние в диапазоне, характерном для карбида кремния, присутствует, но не так ярко выражено, что говорит о присутствии на поверхности образцов тонкого слоя карбида кремния, что согласуется с микроскопическими исследованиями. Данные спектроскопии фотолюминесценции также подтверждают наличие нанокристаллов кремния и карбида кремния в исследуемых образцах.

Таким образом, в данной работе были изучены Si-SiC образцы, полученные прямым ионным осаждением ионов углерода и кремния на подложки из кристаллического кремния и кремниевых нанонитей. Изучены их оптические свойства и структура.

Автор благодарит А.В.Семенова и Л.А.Осминкину за предоставленные образцы и проф. В.Ю. Тимошенко за поставленную задачу и полезные обсуждения.

E-mail: stasy.fedorenko@gmail.com

Литература

1. L.T. Canham, "Silicon Quantum Wire Array Fabrication by Electrochemical and Chemical Dissolution of Wafers" //Appl. Phys. Lett., 1990, v.57, №10, pp.1046-1048.
2. V.Sivakov, F.Voigt, A.Berger, G.Bauer and S.Christiansen, "Roughness of silicon nanowire sidewalls and room temperature photoluminescence," Physical Review B, vol. 82, 2010.
3. J. Botsoa, V. Lysenko, A.Geloën, O. Marty, J.M. Bluet, and G. Guillot, Appl. Phys. Lett. 92, 173902 (2008)

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Председатель

проф.. Жуковский Владимир Чеславович

ДИСПЕРСИЯ СОБСТВЕННЫХ ВОЛН В СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКОЙ БЕССПИНОВОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЁТОМ ДАРВИНОВСКОГО ЧЛЕНА

Иванов А.Ю.

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

В последнее десятилетие наблюдается рост интереса к квантовой теории многих частиц: квантовой кинетике и квантовой гидродинамике. С помощью данных подходов исследуются различные физические системы и процессы (Andreev 2008; Haas 2003; Koide 2013).

В работе (Иванов 2013) были представлены уравнения квантовой гидродинамики для слабoreлятивистской системы частиц, описываемой гамильтонианом Дарвина. Гамильтониан Дарвина является частным случаем гамильтониана Брейта (Берестецкий §83), включающего дополнительно взаимодействия, связанные со спином. Помимо спиновых слагаемых, гамильтониан Брейта включает в себя также дарвиновский член, имеющий следующий вид:

$$\hat{H}_{Darw} = -\frac{\pi e_1 e_2 \hbar^2}{2c^2} \left(\frac{1}{m_1^2} + \frac{1}{m_2^2} \right) \delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2).$$

Эта формула верна для взаимодействия двух частиц и легко распространяется на случай произвольного числа частиц. Следует отметить, что при разложении гамильтониана Дирака с точностью до v^2/c^2 также возникает пропорциональный дельта функции член. Если $m_2 \rightarrow \infty$ (т. е. будем считать массу «ядра» очень большой в сравнении с массой электрона), то представленное выше выражение даст соответствующий разложенному дираковскому гамильтониану результат. Данный эффект интерпретируется как квантовое дрожание электрона при его движении по орбите. В том же случае, когда частицы имеют равные массы, коэффициент перед дарвиновским членом удвоится.

В работе (Asenjo 2012), базируясь на системе кинетических уравнений, полученных на основе функции Вигнера, была исследована дисперсия собственных волн в слабoreлятивистской плазме с учётом дарвиновского члена. При этом релятивистской поправкой к кинетической энергии, пропорциональной импульсу в четвёртой степени, пренебрегли в силу её малости. Однако, из (Иванов 2013) видно, что её вклад сопоставим с вкладом дарвиновского члена, поэтому данные компоненты гамильтониана следует рассматривать одновременно. Следует отметить, что в (Asenjo 2012) исходили из гамильтониана Дирака, дающего в 2 раза меньшую величину потенциала, пропорционального дельта-функции. В связи с этим итоговую формулу, описывающую дисперсию волн в слабoreлятивистской плазме без учёта спина можно записать следующим образом (Ivanov 2012):

$$\omega^2(k) = \omega_p^2 \left[1 + (1-\theta) \frac{\hbar^2 k^2}{4m^2 c^2} - \frac{5}{2} \frac{T}{mc^2} \right] + \left(3v_s^2 + \frac{\hbar^2 k^2}{4m^2} - \frac{\hbar^4 k^4}{8m^4 c^2} \right) k^2,$$

где ω_p - плазменная частота, \hbar - постоянная Планка, m - масса электрона, v_s - средняя тепловая скорость, T - температура, k - волновое число. Величина θ зависит коэффициента перед дарвиновским членом. В случае дираковского гамильтониана он равен 1/2, в случае гамильтониана Брейта он равен 1, и, таким образом,

дарвиновский член компенсирует вклад релятивистской поправки к кинетической энергии (см. первое слагаемое в малых круглых скобках). Первое слагаемое в больших круглых скобках описывает температурный вклад в дисперсию, два других – вклад слаборелятивистского квантового давления, называемого квантовым потенциалом Бома.

E-mail: alexmax1989@mail.ru

Литература

1. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Квантовая электродинамика (М.: Физматлит, 2001).
2. А. Ю. Иванов, П. А. Андреев, Известия высших учебных заведений. Физика 56, №3, 80 (2013).
3. P. A. Andreev, L. S. Kuz'menkov, Physics of Atomic Nuclei 71, №10, 1724 (2008).
4. F. A. Asenjo, J. Zamanian, M. Marklund, G. Brodin, P. Johansson, New J. Phys. 14, 073042 (2012).
5. F. Haas, L. G. Garcia, J. Goedert, G. Manfredi, Phys. Plasm. 10, 3858 (2003).
6. A. Yu. Ivanov, P. A. Andreev, L. S. Kuzmenkov. arXiv:1209.6124.
7. T. Koide, Phys. Rev. C 87, 034902 (2013).

ОСОБЫЕ ТОЧКИ В СВЕРХКРИТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ВЕЩЕСТВ

Михальчук Е.В.

Филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Севастополе, Севастополь, Украина

Явления в критической области веществ изучаются давно [1]. В последние годы исследования были стимулированы потребностями расчетов и анализа скоростей протекания химических реакций [2]. Особое значение здесь имеют величины флуктуаций и устойчивость системы [3].

Как показано в работе [3], для анализа фазовой диаграммы в сверхкритической области в окрестности критической точки эффективно использование уравнения Ван Лаара.

В своей работе я нашла параметры уравнения Ван Лаара для 74 веществ по известным значениям давления, объема и температуры в критической точке. Это позволяет исследовать фазовую диаграмму данных веществ с помощью данного уравнения.

Вначале был определен изотермический коэффициент устойчивости, а с его помощью и положение сверхкритической точки для всех исследуемых веществ.

По известному уравнению состояния я нашла выражение для флуктуаций числа частиц. Это позволило найти линию максимумов флуктуаций и точку максимума флуктуаций на сверхкритической изотерме. Положение данной точки также было рассчитано для всех исследуемых веществ.

Найденные точки определяют ту область, где флуктуации и устойчивость системы изменяются наиболее радикально, что и представляет наибольший практический интерес.

Литература

1. Базаров И.П. Термодинамика. М., 2010
2. Chen J.-Y., Yoo C.-S. // J. Chem. Phys., 2012. Vol. 136. 114513
3. Nikolaev P.N.// Moscow University Physics Bulletin, 2012, Vol. 67, N 5. P.413

ИОНИЗАЦИЯ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ КОГЕРЕНТНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ X-FEL.

Воронина А.А.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

В настоящее время FEL (лазер на свободных электронах, XFEL означает, что лазер генерирует рентгеновское излучение) успешно используются во всём мире. На данный момент ведётся разработка газовых детекторов (GMD) [4], которые помогут

проводить фотонную диагностику на XFEL лучшим образом, чем при использовании твердотельных детекторов. В связи с этим возникает задача по проведению мониторинга важных параметров новых детекторов, основанных на фотоионизации инертных газов. Из этого следует, что необходимо провести исследование о взаимодействии жестких рентгеновских фотонов с атомами газообразных сред.

В настоящем докладе будет представлено теоретическое решение первоочередных задач, связанных с однофотонной ионизацией инертных газов Kr и Xe. На первом этапе мы сталкиваемся с необходимостью расчета парциальных сечений фотоионизации. Решая уравнение Шрёдингера в одноэлектронном приближении, можно получить формулы для парциального сечения фотоионизации подболочек,

$$\sigma_{nl} = \frac{8\pi^2 N_{nl}}{3\omega c(2l+1)} [|d_{nl, \ell l+1}|^2 + |d_{nl, \ell l-1}|^2]$$

$$d_{nl, \ell l} = \omega \sqrt{(2l+1)(2l'+1)} \begin{pmatrix} l & 1 & l' \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \int_0^\infty P_{nl}(r) r P_{\ell l'}(r) dr,$$

(N_{nl} - число электронов на подболочке) и парциального дифференциального сечения [1]

$$\frac{d\sigma_{nl}}{d\Omega} = \frac{\sigma_{nl}}{4\pi} (1 + (-2)^{|\mu|} \beta(\omega) P_2(\cos\theta))$$

$\beta(\omega)$ - параметр угловой анизотропии, который выражается через квантовое число l и матричный элемент $d_{nl, \ell l}$.

Теперь перед нами стоит задача получить волновые функции дискретного спектра $P_{nl}(r)$ и непрерывного спектра $P_{\ell l'}(r)$. Волновые функции, полученные при решении уравнения Шрёдингера с потенциалом Хартри-Фока дают большие расхождения, поэтому мы прибегаем к методу модельного потенциала: для каждой подболочки строим потенциал типа

$$V = -\frac{Z_{eff}}{r} + \frac{l_{eff}(l_{eff} + 1)}{r^2},$$

в котором Z и l – варьируемые параметры, позволяющие учесть экранировку. Далее мы решаем уравнение Шрёдингера с этим потенциалом, и получив волновые функции [2], находим парциальное сечение подболочки, затем путём суммирования парциальных сечений находим полное и сравниваем с экспериментальными данными о полном сечении. Подбор модельного потенциала для каждой подболочки продолжается до тех пор, пока теоретически рассчитанное сечение будет отличаться от экспериментального в пределах 5%.

Полученные значения модельного потенциала и парциальных сечений пригодятся нам для решения других задач. Сам потенциал необходим для построения функции Грина и решения уравнения Пуассона. Нахождение дифференциальных сечений имеет практически важное значение. Знание парциальных сечений даёт возможность узнать вероятность ионизации каждой из подболочек при данной энергии фотонов, что пригождается для построения распределения заряда. [3]

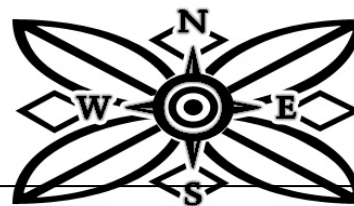
E-mail: voronina1801@gmail.com

Литература

1. Амусья М.Я. Атомный фотоэффект/ Издательство «Наука». 1987
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики. Том 3 Квантовая механика. Нерелятивистская теория./ М.-Наука. 1974
3. Adel M. El-Shemi Multicharged Xe⁺ ions formed after de-excitation of inner-shell vacancies in Xe atom/ Can. J. Phys. 82: 811–818 (2004)
4. A Gottwald, R. Müller, M. Richter, A. Sorokin and G. Ulm: Pulse energy measurements of extreme ultraviolet undulator radiation/ INSTITUTE OF PHYSICS PUBLISHING MEASUREMENT SCIENCE AND TECHNOLOGY Meas. Sci. Technol. 15 (2004) 437–443.

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Председатели:
проф. Зубов Виктор Евгеньевич
проф. Шалыгина Елена Евгеньевна



ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ ТОНКИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ, ВЫРАЩЕННЫХ ИОННЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

Просяков А.С.

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

Начиная с 80х годов пленки феррит-гранатов рассматривали как потенциальные носители информации и как материал для создания магнитооптических устройств. Выращивались они методом жидкофазной эпитаксии, а толщина их составляла порядка 10 мкм. В настоящее время возрос интерес к тонким пленкам (10-100 нм) [1], получаемым методом ионного распыления [2]. Ожидается, что они будут обладать рекордно малым затуханием спиновых волн, что представляет интерес для устройств магноники и спинтроники.

Коэффициент затухания спиновых волн напрямую связан с качеством поверхности пленок. В связи с этим актуальной становится задача детального исследования рельефа тонких пленок. Рельеф может отличаться для пленок с разными временами напыления, методами очистки подложки или типами анизотропии. Для исследования рельефа одним из лучших методов является атомно-силовая микроскопия (АСМ).

Для сканирования рельефа использовался сканирующий зондовый микроскоп Femto-Scan. Размер снимаемых кадров составлял 5x5 мкм. Для большей достоверности полученных результатов каждый из образцов сканировался в нескольких местах.

В моем распоряжении были образцы отличающиеся по каждому из указанных параметров. Образцы представляли две группы: с одноосной анизотропией (Г8) и плоскостной анизотропией (ГН). Набор времен осаждения был следующий: 1, 3, 6 и 12 минут. Также были представлены два метода очистки подложек: очистка пучком ионов с энергией 5 кэВ и 1 кэВ[2]. Сканирование полного набора пленок может дать нам понимание того, как именно технология изготовления влияет на качество поверхности пленок феррит-гранатов. Получив снимки всех образцов с анизотропией Г8 и стандартной очистки, можно наблюдать, как зависят значения среднеквадратичной шероховатости от времени напыления.

Таблица 1. Значения шероховатости для различных времен напыления.

Время напыления, мин	1	3	6	12
Шероховатость, нм	1,83	2,34	7,03	11,98

На примере семейства пленок, осаждаемых в течение 12 минут, мы также можем наблюдать отличие качества поверхности в зависимости от типа очистки подложек.

Таблица 2. Значения шероховатости для различных типов образцов.

Тип пленки	ГН 5кэВ	Г8 5кэВ	ГН 1кэВ	Г8 1кэВ
Шероховатость, нм	13,34	14,66	8,62	11,98

Исследование показало, что пленки, полученные ионным распылением, имеют зернистую структуру. Как видно из таблицы 1, размер зерен увеличивается при росте времени напыления, а из таблицы 2 понятно, что шероховатость образцов, очищенных пучком ионов с энергией 5 кэВ, больше, чем при энергии 1 кэВ, при одинаковом времени напыления и анизотропии подложки. Выявленная зернистость не позволяет считать исследованные образцы пригодными для распространения спиновых волн.

E-mail: prosyakov.artiom@physics.msu.ru

Ли тература

1. Sun et al. Appl. Phys. Lett. 101, 152405.
2. Berzhansky et al. Appl. Optics Vol. 52, No. 26 (2013) pp. 6599-6606.

СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА «ТОЛСТЫХ» $Fe_{31}Co_{34}Ni_{10}(SiB)_{25}$
АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДОВ,
ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ УЛИТОВСКОГО-ТЕЙЛОРА

Харламова АМ

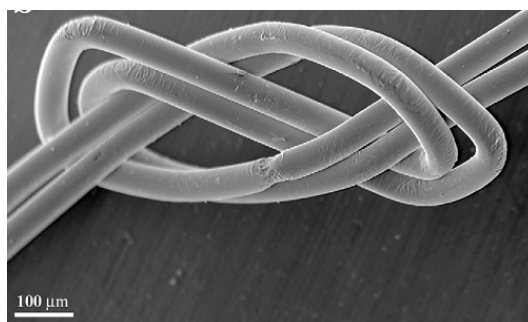
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Не смотря на то, что аморфные магнитные материалы были получены более 60 лет назад, изучение их структурных, магнитных и кинетических свойств привлекает внимание исследователей до сих пор. Этот факт объясняется возможностью широкого использования аморфных материалов в современной микро- и нанозлектронике при относительно низкой цене их изготовления.

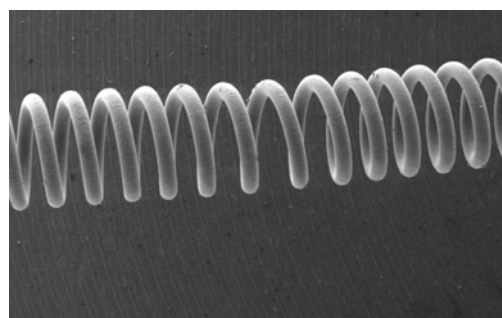
В данной работе представлены результаты исследования структурных и магнитных свойств «толстых» аморфных $Fe_{31}Co_{34}Ni_{10}(SiB)_{25}$ микропроводов в стеклянной оболочке, полученных модифицированным методом Улитовского – Тейлора. Изучаемые аморфные микропровода имели диаметр металлической жилы $d = 50-200$ мкм. Было найдено, что скорость вытяжки аморфного микропровода почти на два порядка ниже, чем скорости, используемые в других методах быстрой закалки расплава при изготовлении микропроводов с аналогичным значением поперечного сечения. Было найдено, что стеклянная оболочка микропроводов слабо сцеплена с металлической жилой и может быть легко удалена механически. Вследствие этого стеклянная оболочка не оказывает влияния на магнитные свойства микропроводов.

Аморфная структура микропроводов была исследована с помощью рентгеноструктурного анализа. Уровень пластичности микропроводов был оценен по их способности стягиваться в узел. Объемные магнитные характеристики микропроводов были измерены на вибрационном магнетометре. Приповерхностные магнитные характеристики были измерены с помощью магнитооптического микромагнетометра при регистрации магнитооптического сигнала с участка поверхности размером 1×0.08 мм² (большой размер вдоль длины микропровода). Магнитное поле было приложено параллельно длине микропровода.

Результаты рентгеноструктурных исследований показали, что изучаемые толстые микропровода сохраняют аморфную структуру вплоть до диаметра магнитной жилы, равного 200 мкм. Сама металлическая жила сохраняет стабильные по всей длине геометрические параметры, обладает гладкой поверхностью, практически не содержащей дефектов. Микропровода характеризуются высоким уровнем пластичности и прочностью. Вследствие этого магнитопровода могут стягиваться в узел и скручиваться в спираль без разрушения (см. Рис. 1).



(а)



(б)

Рис. 1 Изображения толстых $Fe_{31}Co_{34}Ni_{10}(SiB)_{25}$ микропроводов, иллюстрирующих их способностью стягиваться в узел без разрушения (а) и вид пружины диаметром 0.6 мм, демонстрирующая способность микропровода к пластической деформации (б.)

Было найдено, что наклон петель гистерезиса, поле насыщения H_s и коэрцитивная сила H_c увеличиваются с ростом диаметра металлической жилы микропроводов (см. рис. 2). Этот экспериментальный результат можно объяснить усилением влияния макроскопического размагничивающего фактора на магнитные свойства изучаемых образцов.

Измерения локальных кривых намагничивания и распределений намагниченности вдоль длины $\text{Fe}_{31}\text{Co}_{34}\text{Ni}_{10}(\text{SiB})_{25}$ микропроводов показали, что изучаемые образцы характеризуются высокой однородностью локальных магнитных свойств. В частности, изменения локальных значений полей насыщения H_s не превышает 5%, что свидетельствует о слабой дисперсии магнитной анизотропии в приповерхностных слоях микропроводов. Этот факт может быть объяснен обнаруженной для $\text{Fe}_{31}\text{Co}_{34}\text{Ni}_{10}(\text{SiB})_{25}$ микропроводов стабильностью геометрических параметров и по длине изучаемых образцов.

Обнаруженные уникальные структурные и магнитные свойства аморфных $\text{Fe}_{31}\text{Co}_{34}\text{Ni}_{10}(\text{SiB})_{25}$ микропроводов определяют их широкое практическое применение. В частности, они могут быть использованы при разработке конструкционных и функциональных материалов, а также композитов на их основе, содержащих микропровода в качестве силового армирующего элемента.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю проф. Шалыгиной Елене Евгеньевне, а также внс Молоканову Вячеславу Владимировичу, предоставившему для измерений образцы.

E-mail: anna-h-m@mail.ru

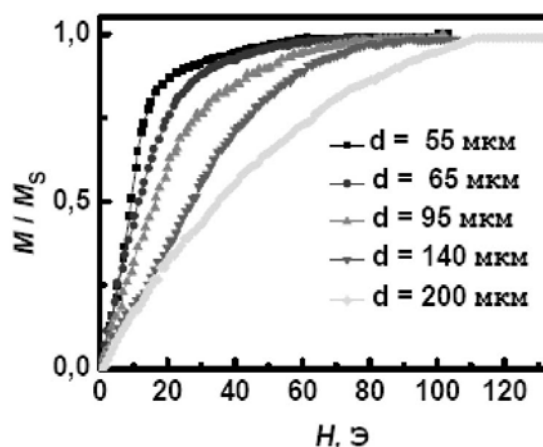


Рис. 2 Типичные приповерхностные локальные кривые намагничивания, наблюдаемые для $\text{Fe}_{31}\text{Co}_{34}\text{Ni}_{10}(\text{SiB})_{25}$ микропроводов в магнитном поле, приложенном параллельно длине микропровода

СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА ТЕРБИЯ, ПОДВЕРЖЕННОГО БЫСТРОЙ ЗАКАЛКЕ ИЗ РАСПЛАВА

Звонов А.И.¹, Смаржевская А.И.¹, Карпенков Д.Ю.², Карпенков А.Ю.²

¹ МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

² Тверской государственный университет, физико-технический факультет, Тверь, Россия

Новым классом материалов с высокими техническими характеристиками, отвечающим требованиям современной техники, являются аморфные и нанокристаллические металлы и сплавы. Эти материалы обладают уникальными, по сравнению с микрорекристаллическими материалами, сочетаниями физических свойств (механических, тепловых и магнитных). Современное направление исследований заключается в получении новых материалов с помощью таких методов, как аморфизация при размалывании, изменение структуры с помощью отжига или закалки, получение композитов и многослойных образцов. Все эти методы зачастую приводят к некоторому изменению температур магнитных фазовых переходов в магнетиках. В данной работе для получения новых материалов была выбрана методика быстрой закалки из расплава.

Магнитокалорическим эффектом (МКЭ) называется обратимое выделение или поглощение тепла в магнетике при адиабатическом включении или выключении магнитного поля. Исследование МКЭ важно как с научной, так и с прикладной точки зрения. С фундаментальной точки зрения важно исследовать магнитотепловые явления в области магнитных фазовых переходов в магнетиках с помощью МКЭ.

Редкоземельные металлы вызывают большой интерес в связи с открытием в них гигантских значений магнитной анизотропии, магнитоstriction и МКЭ. До настоящего времени исследования влияния размеров кристаллитов, изменяющихся в пределах от

миллиметров до десятков нанометров, на магнитотепловые характеристики чистых редкоземельных металлов не проводились.

Целью данной работы является экспериментальное изучение влияния быстрой закалки из расплава на структурные и магнитные свойства тяжелого редкоземельного металла (ТРЗМ) тербия.

Магнитные свойства тербия были хорошо исследованы как на монокристаллах, так и на поликристаллических образцах, с характерным размером кристаллитов порядка нескольких микрон. В тербии наблюдается два магнитных фазовых перехода при температурах $\theta_1 = 221$ К и $\theta_2 = 228$ К [1, 2]. В диапазоне температур от θ_1 до θ_2 в отсутствие магнитного поля тербий обладает геликоидальной магнитной структурой, однако критическое поле существования данного состояния $H_{кр} = 180$ Э. В более высоких полях тербий испытывает один фазовый переход из ферромагнитного (ФМ) в парамагнитное (ПМ) состояние.

Быстрозакаленный (БЗ) тербий, исследованный в данной работе, получен методом спиннингования. Расплавленный тербий (с чистотой не менее 99,95%) разливался на быстро вращающийся, (линейная скорость вращения 12 м/с) медный диск. Размер зерна определялся контактным методом атомно-силовой микроскопии на шлифованной и химически протравленной поверхности образца. Измерения МКЭ проводились прямым методом в температурном диапазоне 180-260 К, в полях до 12 кЭ. Образец помещался в контейнер с теплоизоляцией и глубоким вакуумом $\sim 10^{-4}$ мм рт.ст. для минимизации отвода тепла, с целью создания условий для адиабатического намагничивания.

Выявлено, что для быстрозакаленного тербия средний размер кристаллитов составляет 108 нм, и большее количество кристаллитов имеет размер менее 100 нм, следовательно, кристаллиты, составляющие массивный образец, являются наноразмерные частицы, то есть, образец, подверженный быстрой закалке из расплава, является нанокристаллическим (НК). Температурные зависимости МКЭ в полях 4 и 10 кЭ для НК тербия лежат ниже соответствующих температурных зависимостей МКЭ для микрокристаллического тербия (не подверженного быстрой закалке), приведенных для сравнения. Так, максимум на температурной зависимости МКЭ для микрокристаллического тербия в поле 10 кЭ составляет $\Delta T = 2,22$ К при температуре 226 К, а для НК составляет $\Delta T = 1,45$ К при температуре 224 К. Максимум же на температурной зависимости МКЭ для микрокристаллического тербия в поле 4 кЭ составляет $\Delta T = 0,8$ К при температуре 225 К, а для НК $\Delta T = 0,51$ К при температуре 224 К.

С использованием метода прямого измерения МКЭ показано, что образование НК состояния в тербии в результате быстрой закалки из расплава приводит к уменьшению температуры магнитного фазового перехода ФМ - ПМ на ~ 2 К.

Данное изменение температуры магнитного фазового перехода в БЗ тербии можно связывать с увеличением числа поверхностных атомов в кристаллитах, среди общего числа атомов кристаллита, в связи с сильным уменьшением их размеров (в сравнении с не закаленным металлом). Атомы, находящиеся на поверхности кристаллитов имеют меньшее количество соседей, что приводит к уменьшению средней на атом энергии обменного взаимодействия в кристаллите, что, в свою очередь, приводит к уменьшению величины энергии тепловых флуктуаций, необходимых для разрушения магнитного порядка. Таким образом, фазовый переход порядок – беспорядок происходит при более низкой температуре, чем в случае литого, микрокристаллического образца.

Ранее в нашей работе [3] было показано, что в быстрозакаленном тем же методом гадолинии средний размер зерна составляет 145 нм, при этом уменьшение T_C (температуры магнитного фазового перехода типа порядок-беспорядок) по сравнению с поликристаллическим гадолинием составляет 7 К. Обобщая наши результаты, можно сделать вывод о том, что быстрая закалка из жидкого состояния позволяет получить ТРЗМ в НК состоянии. Также определено, что НК состояние приводит к существенному уменьшению температуры магнитного фазового перехода типа порядок-беспорядок в ТРЗМ.

Отдельную благодарность за помощь в проведении работы выражаю к.ф.-м.н. Панкратову Н.Ю. и доценту Ивановой Т.И.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 13-02-00916, 14-02-90046.

E-mail: zvono@physics.msu.ru

Литература

1. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Издательство Московского университета. 1989.
2. Tishin A.M., Spichein Y.I. The magnetocaloric effect and its applications. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, 2003.
3. Панкратов Н.Ю., Звонов А.И., Карпенков Д.Ю., и др. Магнитокалорический эффект и магнитные фазовые переходы в нанокристаллических редкоземельных металлах: Tb, Dy и Gd. Известия РАН. Серия физическая, том 77, № 10, с. 1472-1475.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $\text{HoGa}_3(\text{VO}_3)_4$

Бегунов А.И.

Брянский государственный технический университет, Брянск, Россия

На сегодняшний день в физике магнитных явлений большой интерес уделяется изучению свойств редкоземельных боратов $\text{RM}_3(\text{VO}_3)_4$ ($R = \text{Y}, \text{La-Lu}$; $M = \text{Fe}, \text{Al}, \text{Cr}$). Установлено, что ферробораты $\text{RFe}_3(\text{VO}_3)_4$, имеющие магнитные железную и редкоземельную подсистемы, принадлежат к классу мультиферроиков, в которых сосуществуют магнитные, упругие и электрические параметры порядка [1]. Недавно удалось обнаружить, что алюмобораты $\text{RAl}_3(\text{VO}_3)_4$, имеющие только одну магнитную подсистему (R), также характеризуются яркими магнитоэлектрическими свойствами. Поляризация $\text{HoAl}_3(\text{VO}_3)_4$ при $T = 5$ К в поле $B = 9$ Т достигает рекордного значения $\Delta P_{ba}(B_a) \approx -5240$ мкКл/м² [2]. Усиление магнитоэлектрического эффекта в $\text{RM}_3(\text{VO}_3)_4$ при замене магнитной подсистемы (Fe) на немагнитную (Al), увеличивает интерес к исследованию других новых подклассов боратов с одной магнитной подсистемой (R), в частности с ионом гольмия, например галлобората $\text{HoGa}_3(\text{VO}_3)_4$.

В работе проведено теоретическое исследование магнитных свойств $\text{HoGa}_3(\text{VO}_3)_4$ и их сравнение со свойствами $\text{HoAl}_3(\text{VO}_3)_4$, демонстрирующего рекордные значения магнитоэлектрической поляризации. При расчетах использовался теоретический подход, который успешно применялся для расчета магнитных свойств изоструктурных $\text{HoAl}_3(\text{VO}_3)_4$ и ферроборатов $\text{RFe}_3(\text{VO}_3)_4$ (см., например, [3]). Для определения параметров кристаллического поля (КП) в целевую функцию закладывалась информация об определенной структуре основного мультиплета (порядок синглетов и дублетов, значения энергий), данные о кривых намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ при $T = 3$ К в полях до 9 Тл и температурных зависимостях намагниченности $M_{c,\perp c}(T)$ от 3 К до 300 К при $B = 0.1$ Тл [4]. Из условия наилучшего описания экспериментальных кривых $M_{c,\perp c}(T)$, $M_{c,\perp c}(B)$ и воспроизведения структуры основного мультиплета иона Ho^{3+} в $\text{HoGa}_3(\text{VO}_3)_4$ был выбран следующий набор параметров КП:

$$B_0^2 = 125, B_0^4 = -1740, B_3^4 = -206, B_0^6 = 65, B_3^6 = -323, B_6^6 = 269. \quad (1)$$

На рис. 1 представлены теоретические и экспериментальные кривые намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ $\text{HoGa}_3(\text{VO}_3)_4$ при $T = 3$ К. С ростом поля кривые $M_{c,\perp c}(B)$ монотонно возрастают с разной скоростью, демонстрируя заметную анизотропию. Видно, что рассчитанные кривые $M_{c,\perp c}(B)$ хорошо описывают соответствующие экспериментальные кривые. Низкотемпературная область зависимостей $M_{c,\perp c}(T)$ при $B = 0.1$ Тл представлена на вставке рис. 1. Несмотря на то, что удается хорошо описать $M_c(T)$ при $T = 3-300$ К и $M_{\perp c}(T)$ при $T > 7$ К, заметно отличие расчетной и экспериментальной кривых $M_{\perp c}(T)$ при $T < 7$ К. Разориентация ($\sim 5^\circ$) в ходе измерений $M_{c,\perp c}(T)$, которая могла бы объяснить такое различие, маловероятна.

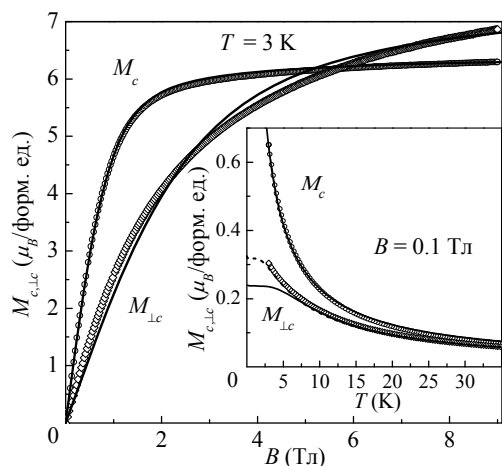


Рис. 1. Кривые намагничивания $M_{c,\perp c}(B)$ $\text{HoGa}_3(\text{VO}_3)_4$ при $T = 3$ К. Вставка: температурные зависимости $M_{c,\perp c}(T)$ при $B = 0.1$ Тл. Значки — эксперимент, линии — расчет.

Известно, что для соединений с ионом Ho^{3+} влияние сверхтонкого взаимодействия на магнитные характеристики при низких температурах может быть определяющим, однако расчеты показали, что его учет в виде $\mathcal{H}_{\text{HF}} = A_J \mathbf{J} \mathbf{I}$ (с $A_J \approx 0.027 \text{ см}^{-1}$) позволяет получить небольшое возрастание $M_{\perp c}(T)$ только при $T < 1.7$ К. Вариации с параметрами КП показали, что можно добиться существенно лучшего описания $M_{\perp c}(T)$ (штриховая линия на вставке), но для этого необходимо, чтобы расщепление между нижними энергетическими уровнями Δ было $\sim 6 \text{ см}^{-1}$, вместо экспериментально определенных 10.7 см^{-1} [4]. Также $\Delta \sim 6 \text{ см}^{-1}$ обуславливает аномалию Шоттки на кривой теплоемкости $C(T)$

вблизи 3.5 К, вместо 7.8 К на эксперименте. Учитывая данные отличия в описании Δ_{exp} и аномалии Шоттки, был выбран набор параметров КП (1), который позволяет в среднем хорошо описать всю совокупность измеренных характеристик. Расчет с параметрами КП (1) кривых $M_{c,\perp c}(T)$ для больших полей $B = 3, 6, 9$ Тл хорошо описывает эксперимент во всем исследованном интервале температур $T = 3\text{--}300$ К.

Проведенное теоретическое исследование магнитных свойств $\text{HoGa}_3(\text{VO}_3)_4$ позволило в едином подходе проинтерпретировать измеренные характеристики и обнаруженные на них особенности.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ проект № 13-02-12442 офи_м2.

E-mail: begun1412@yandex.ru

Литература

1. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев [и др.]. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов // ФНТ. – 2010. – Т. 36, № 6 – С. 640-653.
2. А.И. Бегунов, А.А. Демидов, И.А. Гудим [и др.]. Особенности магнитных и магнитоэлектрических свойств $\text{HoAl}_3(\text{VO}_3)_4$ // Письма в ЖЭТФ. – 2013. – Т. 97, № 9 – С. 611-618.
3. E.A. Popova, D.V. Volkov, A.N. Vasiliev [et al.]. Magnetization and specific heat of $\text{TbFe}_3(\text{VO}_3)_4$: Experiment and crystal-field calculations. // Phys. Rev. B, V.75, P.224413-224421, (2007).
4. Н.В. Волков, И.А. Гудим, Е.В. Еремин [и др.]. Намагниченность, магнитоэлектрическая поляризация и теплоемкость $\text{HoGa}_3(\text{VO}_3)_4$ // Письма в ЖЭТФ. – 2014. – Т. 99, № 2 – С. 72-80.

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ АНСАМБЛЯ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ ВЗВЕШЕННЫХ В ПАРАФИНЕ

Испирян А.Г.

Северо-Кавказский Федеральный Университет, институт математики и естественных наук, Ставрополь, Россия

Магнитные свойства магнитных коллоидных наносистем – магнитных жидкостей ранее рассматривались во многих работах, обзор первых из которых можно найти в ряде монографий (например, в [1,2]). Одним из параметров, исследование которого позволяет провести анализ проявления этих процессов, является магнитная восприимчивость исследуемой среды. Интересным результатом в этой области является экспериментально обнаруженный максимум температурной зависимости восприимчивости, о

котором [3,4], природа которого к настоящему времени до конца не выяснена. Следует отметить, что в большинстве работ, посвященных этому вопросу, исследовались магнитные жидкости на основе керосина с дисперсными частицами магнетита, переход которых в твердое состояние происходит при температурах -40 С. В настоящей работе подобные исследования проведены для магнитных коллоидных систем, переход дисперсионной среды которых из жидкого состояния в твердое может осуществляться при более высоких температурах. В качестве исследуемого образца была выбрана магнитная коллоидная наносистема с парафином в качестве дисперсионной среды.

На рисунке 1 приведена температурная зависимость магнитной восприимчивости образца №1 на основе парафина (кривая 2). Как видно из рисунка, первоначально, при увеличении температуры наблюдается рост магнитной восприимчивости, который, однако, замедляется с выходом на плато при температурах близких к 273 К. При дальнейшем увеличении температуры магнитная восприимчивость существенно не изменяется вплоть до температуры перехода образца из твердого состояния

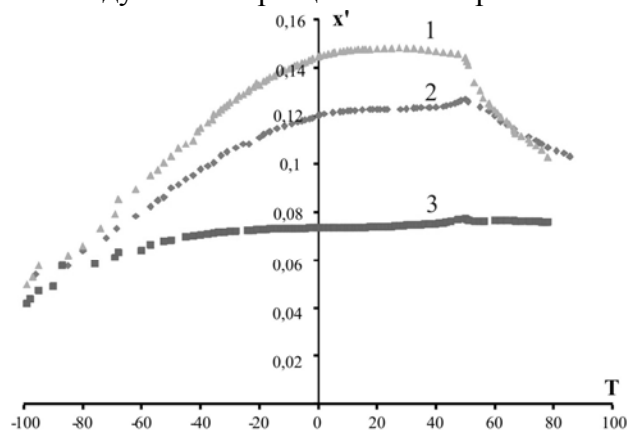


Рис. 1. График температурной зависимости магнитной восприимчивости на основе парафина

в жидкое (323 К), после достижения которой происходит резкое уменьшение магнитной восприимчивости. Отметим, что максимальное значения магнитной восприимчивости соответствует температуре несколько меньшей температуре плавления. Дополнительное воздействие постоянного магнитного поля приводит к уменьшению магнитной восприимчивости, но не изменяет характер ее температурной зависимости (кривая 3). Была также исследована магнитная восприимчивость этого образца после отвердевания его расплава в магнитном поле (кривая 1). Для этого кювету с расплавленным образцом помещали в соленоид и выдерживали в нем до отверждения образца. После этого, кювета с образцом возвращалась в измерительную систему, с помощью которой проводились исследования температурной зависимости его магнитной восприимчивости. Оказалось, что в этом случае магнитная восприимчивость такой магнитной жидкости значительно увеличивается (\approx на 20%) при сохранении характера ее температурной зависимости, при этом температура, соответствующая максимальному значению восприимчивости несколько ниже температуре плавления (рис.1 кривая 1). Очевидно, после отвердевания такой магнитной жидкости в магнитном поле, в ней сохраняется структурная анизотропия после выключения поля, которая обуславливает анизотропию магнитной восприимчивости образца. Для получения более полной информации об обнаруженной анизотропии магнитной восприимчивости были проведены исследования возможности возникновения остаточной намагниченности в образце, отвердевшем в магнитном поле. Оказалось, что в таких образцах действительно, обнаруживается остаточная намагниченность, релаксация которой происходит с характерным временем $\tau \approx 250$ с величина.

Анализ полученных температурных зависимостей магнитной восприимчивости исследованного образца позволяет утверждать, что ее особенности действительно могут быть связаны с затвердеванием основы и блокировкой броуновских степеней свободы магнито жестких частиц. Вместе с тем, наличие слабо выраженного максимума при температуре ниже температуры плавления основы может быть связано с переходом некоторой части частиц в супер парамагнитное состояние. Достаточно малое значение остаточной намагниченности может свидетельствовать о малой доле частиц, являющихся магнито жесткими в исследованном интервале температур. Таким образом проведенные исследования позволяют сделать вывод, о происходящем переходе в ансамбле однодоменных частиц при температуре, близкой к 0 С в суперпарамагнитное состояние, что необходимо учитывать при изучении релаксации магнитного момента однодо-

менных частиц посредством исследования частотной зависимости комплексной магнитной восприимчивости подобных систем.

E-mail: anna.hay@bk.ru

Литература:

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. – Рига: Зинатне, 1986. – 386 с.
2. Фертман Е.Е. Магнитные жидкости. – Минск: Вышэйшая школа, 1988. – 184 с.
3. Диканский Ю.И. // Магнит. гидродинамика. – 1982. – № 2. – С. 33–36.
4. O’Grady K., Popplewell J., Charles S.W. // JMMM. – 1983. – Vol. 39, N 1–2, – P. 56–58.

ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НУТАЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Карсеев А.Ю.

*Санкт-Петербургский государственный Политехнический университет,
Санкт-Петербург, Россия*

Прецизионные измерения слабых магнитных полей составляют быстро развивающийся раздел метрологии, находящий множество различных применений, как в фундаментальных, так и прикладных исследованиях [1, 2]. К магнитометрам, обеспечивающим эти измерения, предъявляют очень высокие требования по точности. Это связано с тем, что измерения магнитной индукции в большинстве случаев (например, магнитные навигационные системы, геофизика и т.д.) производятся в полях близким к полю Земли, а в некоторых случаях значительно ниже их [1 - 3].

Индукция магнитного поля Земли B_z составляет величину от 31 до 56 мкТл. Для проведения таких измерений используется большое количество различных типов магнитометров: протонные, СКВИД, феррозондовые, цезиевые с оптической накачкой и т.д. Наибольшее распространение и применение из них для проведения таких измерений получили квантовые магнитометры [1, 2].

Но существует круг задач, где необходимо измерять слабое магнитное поле с высокой точностью в диапазоне от 10 до 1000 нТл. Например, контроль качества экранирования магнитного поля внутри ферромагнитных экранов (коэффициент экранирования $10^4 - 10^5$). Размеры таких экранов могут быть от 10 см до нескольких метров по трем измерениям (экранированная комната для измерения магнитных полей биологических объектов).

Одним из возможных решений этой задачи является использование проточного нутационного ядро – магнитного магнитометра. Данные магнитометры потенциально обладают высокой точностью (индукция магнитного поля определяется по частоте ядерного резонанса), не нуждаются в градуировке и просты в эксплуатации. Высокие метрологические характеристики этого прибора позволили его ранее использовать в качестве первичного [4] средства измерения магнитной индукции.

На основе проведенных мною исследований была разработана конструкция нутационного ядро – магнитного (ЯМР) магнитометра для измерения магнитных полей с индукцией от 10 до 1000 нТл. Кроме того, в результате исследований были получены новые научные результаты. Ширина линии нутации не зависит от времени поперечной релаксации T_2 проточной жидкости, естественная ширина линии регистрируемого сигнала ЯМР учитывается только в устройстве регистрации, расположенном на расстоянии более 1.5 м от места измерения магнитного поля и не влияет на диапазон измерения магнитного поля в отличие от других типов магнитометров, используемых для таких измерений. Полная инверсия намагниченности M_n – поворот вектора на 180° происходит на резонансной частоте нутации ω_n радиополя H_1 . Частота ω_n связана с магнитным полем B_0 , в котором находится катушка нутации, следующим образом [3]:

$$\omega_n = \gamma B_0 \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение ядер.

При некоторой амплитуде радиополя H_1 в катушке нутации в схеме регистрации сигнала ЯМР наблюдается максимальный сигнал нутации при частоте этого поля (ω_n), равной частоте прецессии ядер в поле B_0 .

На основании решения уравнений Блоха во вращающейся системе координат было получено условия максимального сигнала нутации:

$$\gamma H_1 \frac{V_H}{q} = \pi$$

где V_H – объем катушки нутации, q – расход жидкой среды. Для описания процесса нутации вводят величину $\Delta t = V_H/q$ – время действия радиополя H_1 на сегмент жидкости в катушке нутации.

Нами было установлено, что для получения полной инверсии намагниченности в катушке нутации, необходимо выполнение следующего соотношения:

$$\Delta t > T_H \quad (2)$$

где $T_H = 2\pi/\omega_H$ – период действия радиополя H_1 .

Эти полученные результаты были использованы при изготовлении элементов конструкции магнитометра (измерительного зонда, сосудов поляризатора и анализатора), а также для определения параметров (константы релаксации и вязкость) рабочей жидкости. На рис. 1 представлен регистрируемый сигнал ЯМР с инверсией намагниченности на чистой воде для определения индукции магнитного поля (1).

Полученный результат измерения индукции магнитного поля B_0 подтверждают результаты ранее выполненных исследований и работоспособность изготовленного магнитометра.

E-mail: antonkarseev@gmail.com

Литература

1. Александров Е.Б., Вершовский А.К. Современные радиоптические методы квантовой магнитометрии. // Успехи физических наук. 2009. Т. 179. № 6. С. 605 – 637.
2. Александров Е.Б., Вершовский А.К., Пазгалев А.С. Магнитометр на симметричной паре переходов в сверхтонкой структуре Rb – 87. // Журнал технической физики. 2006. Т. 76. № 7. С. 103 – 107.
3. Жерновой А.И. Измерение магнитных полей методом нутации. Л.: Энергия, 1979, 104 с.
4. ГОСТ 8.144 – 75. Государственный специальный эталон и общесоюзная поверочная схема для средств измерения магнитной индукции в диапазоне 0.05 – 2 Тл.

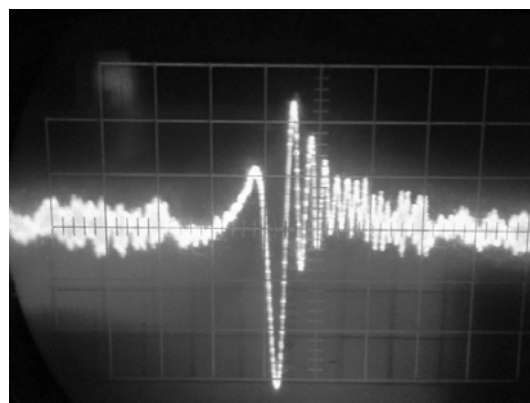


Рис. 1 Регистрируемый сигнал ЯМР с инверсией намагниченности на частоте нутации $f_H = 2.114$ Гц.

ПОСТРОЕНИЕ S-T ДИАГРАММ СПЛАВОВ $La(Fe,Si)_{13}$ И АНАЛИЗ ЦИКЛОВ МАГНИТНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ НА ИХ ОСНОВЕ

Балбихина О.В., Карпенков А.Ю., Кондратьева У.А., Карпенков Д.Ю.

Тверской государственный университет, Тверь, Россия

В последнее время с целью устранения недостатков традиционных парокомпрессионных холодильников интенсивно развивается альтернативный метод охлаждения, основанный на адиабатическом размагничивании магнитного материала, в котором наблюдается магнитокалорический эффект (МКЭ)[1-2]. Замена парокомпрессионного цикла твердотельным магнитотепловым циклом позволит серьезно сократить потребление энергии в этом секторе экономики.

Материалы, в которых наблюдается магнитный фазовый переход первого рода, в настоящее время считаются наиболее перспективными, так как они показывают высокие значения МКЭ, что связано с очень резкими изменениями намагниченности в зави-

симости от температуры. К таким материалам относятся материалы на основе соединений $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ с низким содержанием кремния.

Для всестороннего анализа эффективности применения магнитокалорического материала, кроме точного определения из эксперимента трех параметров ΔS_m (изменение энтропии при изотермическом намагничивании), ΔT_{ad} (изменение температуры при адиабатическом намагничивании) и c_H (удельная теплоемкость), важно сопоставление их с другими термодинамическими параметрами, которые индивидуальны для каждого конкретного цикла охлаждения. Такими параметрами являются: переносимое за цикл тепло Q_c , работа за цикл W_c , холодильный коэффициент ε .

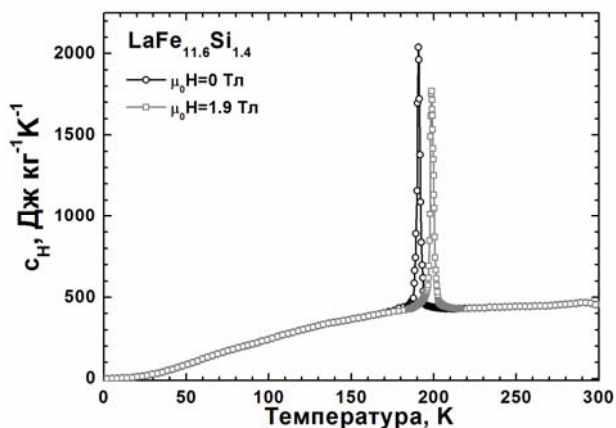


Рис. 1. Температурные зависимости теплоемкости соединения $\text{LaFe}_{11,6}\text{Si}_{1,4}$, измеренные без поля (квадраты) и в поле $\mu_0 H=1,9$ Тл (кружки)

результат этого их температура остается неизменной, то количество тепла, передаваемое за цикл, может быть оценено из анализа S-T диаграмм.

В качестве рабочего тела циклов охлаждения было выбрано соединение $\text{LaFe}_{11,6}\text{Si}_{1,4}$ с температурой фазового перехода 190 К. Следует отметить, что для образцов соединений $\text{LaFe}_{13-x}\text{Si}_x$ с $x \leq 1,5$, в которых происходят фазовые переходы первого рода, неизбежно наблюдаются температурные и магнитные гистерезисы. Однако в настоящей работе ограничим наше рассмотрение циклами магнитного охлаждения, заключенными между ветвями температурного гистерезиса и соответствующих охлаждению материала

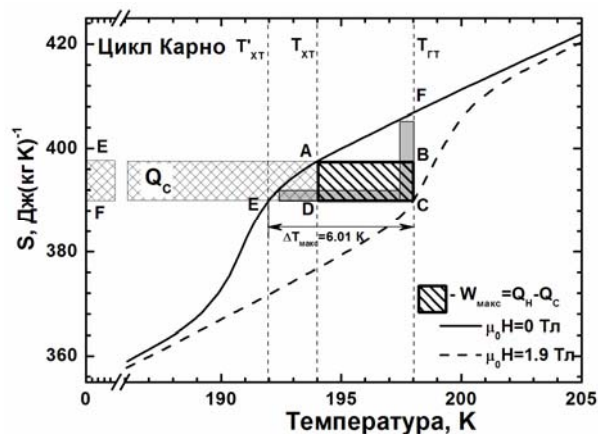


Рис. 2. Фрагмент S-T диаграммы соединения $\text{LaFe}_{11,6}\text{Si}_{1,4}$

в нулевом поле и нагреву в различных магнитных полях.

Для численного моделирования циклов были использованы экспериментальные данные измерений МКЭ и теплоемкостей соединения $\text{LaFe}_{11,6}\text{Si}_{1,4}$. Температурные зависимости адиабатического изменения температуры соединения $\text{LaFe}_{11,6}\text{Si}_{1,4}$ для процессов намагничивания (кружки) и размагничивания (квадраты) представлены на рисунке 1. Максимальное значение $\Delta T_{ad,max}$ составляет 6,01 К для $\mu_0 \Delta H=1,9$ Тл.

Рабочий цикл холодильника, работающего по циклу Карно и совершающий при этом максимальную работу (область $ABCD$) изображен на рисунке 2 [2]. Областью $EADF$ означено количество теплоты, отбираемое рабочим телом от холодного теплообменника. По результатам расчетов было установлено, что температурный диапазон охлаждения для цикла Карно составляет 6,31 К. Максимальное значение затраченной работы W_c и количество теплоты, отбираемого за цикл от охлаждаемого тела Q_c , составили 31,2 Дж/кг и 3348 Дж/кг, соответственно. Умножая количество тепла, пере-

Для того, что бы найти максимальную холодильную мощность охлаждающего устройства, необходимо рассматривать только обратимый теплообмен при идеальном тепловом контакте и движении частей холодильника без трения. Хотя, обратимые циклы охлаждения являются идеализированными, важной их особенностью является то, что они однозначно вычисляются и ни один реальный холодильник, перекачивающий тепло между двумя теплообменниками, не может иметь более высокий коэффициент полезного действия, чем холодильник, работающий по обратимому циклу. Если холодный и горячий теплообменники обладают бесконечной массой, и как

носимого от ХТ за цикл, на рабочую частоту холодильника, можно вычислить мощность охлаждения. Отношение количества тепла, отводимого от охлаждаемого тела к затрачиваемой на это работе равно холодильному коэффициенту цикла охлаждения.

При разработке новых технологий охлаждения, важно провести сравнение эффективности разрабатываемого способа (в нашем случае магнитного) с уже существующими технологиями (например, с охлаждением с использованием парокомпрессионного цикла). В таблице для соединения $\text{LaFe}_{11,6}\text{Si}_{1,4}$ и рефрижеранта R22 (дихлорфторметан), приведены значения Q_c , для случая когда холодный и горячий теплообменники имеют одинаковую температуру и Q_c , для случая когда достигнута рабочая температура.

В таблице приведены результаты сравнения парокомпрессионных и магнитных циклов охлаждения Карно. Преимуществом магнитного холодильника является количество циклов в единицу времени. Из таблицы видно, что работающий на частоте 10 Гц, магнитный рефрижератор с 1 кг $\text{LaFe}_{11,6}\text{Si}_{1,4}$ за 1 с отбирает у холодного теплообменника 260 кДж тепловой энергии, тогда как за это же время холодильник с 1 кг хладагента R22 перекачивает только 370 Дж. Таким образом, магнитные холодильники имеют преимущество, когда необходимо компактное устройство, способное перекачивать большое количество тепловой энергии в короткий промежуток времени (например, охлаждение микросхем).

Хладагент	Q_c , кДж л ⁻¹ ($T_{\text{ГТ}}=T_{\text{ХТ}}$)	Q_c , кДж л ⁻¹ (ΔT_{max})	Диапазон охлаждения (ΔT_{max}), К	f, Гц
$\text{LaFe}_{11,6}\text{Si}_{1,4}$, ($\Delta H=2$ Тл)	26.07	0	5.07	>10
R22, ($\Delta P=50$ кПа)	220.89	217.31	5	~0.002

Работа выполнена при поддержке стипендии Президента Российской Федерации молодым ученым и аспирантам на 2012-2014 годы.

E-mail: balbihina_oksana@mail.ru

Литература

1. Андреевко А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. Магнитокалорический эффект в редкоземельных магнетиках // УФН. 1989. Т.158. С.553–579.
2. Tishin A.M., Spichkin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications // Philadelphia: Institute of Physics Publishing, Bristol. 2003. 475 P.

ВЫСОКОПОЛЕВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ RFe_{11}Ti И $\text{RFe}_{11}\text{TiH}$ (R = Tb, Dy, Ho, Er)

Пелевин И.А.¹, Терёшина Е.А.²

¹Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН
МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

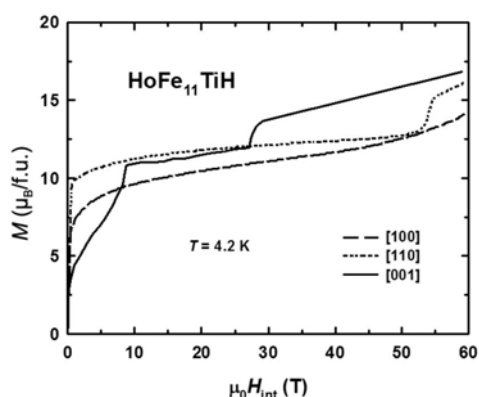
Исследованиям магнитных свойств редкоземельных интерметаллидов с высоким содержанием Fe и их гидридам в настоящее время уделяется повышенное внимание. Это связано с тем, что небольшое количество водорода содержится практически во всех редкоземельных интерметаллидах. Объектами данного исследования являются соединения типа $\text{RFe}_{11}\text{TiH}$ (R – тяжелые РЗМ Tb, Dy, Ho, Er). В случае легких РЗМ – это ферромагнетики, в то время как в случае тяжелых РЗМ – ферримангнетики. Получить информацию о влиянии гидрирования на межподрешеточные обменные взаимодействия и параметры кристаллического поля достаточно сложно. Так, например, существует несколько способов, позволяющих определить величину этих взаимодействий: анализируя 1) экспериментально полученные значения температур Кюри, 2) данные нейтронографических исследований магнитной структуры, 3) результаты измерений полевых зависимостей намагниченности в достаточно сильных магнитных полях, приложенных вдоль направления оси легкого намагничивания (ОЛН). Последний метод и был успешно использован в данной работе.

Известно, что под влиянием поля происходит разворот магнитных моментов подрешеток Fe и РЗМ, что проявляется в виде скачка $\mu_0 H_{\perp}$ (или нескольких скачков, для

примера см. рис.) на кривых намагничивания. По величине скачка и поля, при котором он наблюдается, можно судить о величине междоузельного обменного взаимодействия и о влиянии на него гидрирования. Молекулярное поле, действующее со стороны РЗ подрешетку на подрешетку железа, было оценено по стандартной методике, описанной в работе [1]:

$$\mu_0 H_{mol} = \mu_0 H_{\perp} M_{Fe} / M_{\perp} \quad M_{\perp} = \sqrt{M_{Fe}^2 - M_{\parallel}^2}$$

Измерения полевых зависимостей намагниченности как исходного образца, так и гидридов проводили в импульсных магнитных полях до 60 Тл (Дрезден, Германия). Кроме того, измерения проводились в статических полях до 14 Тл с помощью стандартного оборудования PPMS (Прага, Чехия), СКВИД-магнетометра (Вроцлав, Польша). Все кривые зависимости намагниченности от внешнего магнитного поля $M(H)$ были скорректированы на размагничивающий фактор.



Анализируя величину скачка и величину поля, при котором он происходит, была определена величина молекулярного поля. Кроме того, в данной работе рассмотрено влияние гидрирования на параметры кристаллического поля. μ

Авторы выражают благодарность д.ф.-м.н. Терешинной И.С. за полезные дискуссии, чл.-корр. РАН Бурханову Г.С. за содействие в работе. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-03-31395, 13-03-00744.

E-mail: pele.po4ta@yandex.ru

Литература

Skurski Y., Bartolome J., Kuz'min M.D., Skokov K.P., Bonilla M., Gutfleisch O., Wosnitza J. High-field Transitions in ErFe11Ti and HoFe11Ti single crystals // J. Low Temp. Phys. DOI 10.1007/s10909-012-0697-1.).

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СПЛАВЕ ГЕЙСЛЕРА $Ni_{50}Mn_{35}In_{13.5}Al_{1.5}$

Павлочев С.Ю., Родионов И.Д.

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

Магнитокалорический эффект (МКЭ) был открыт в 1881 году. Он заключается в изменении температуры магнитного материала при помещении во внешнее магнитное поле. В последние десятилетия интерес к МКЭ возрос в связи с возможностью его практического применения в технологии магнитного охлаждения. Одними из перспективных материалов для магнитного охлаждения являются сплавы Гейслера [1], [2].

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования прямым и косвенным методами МКЭ сплава Гейслера. Образец был получен методом дуговой плавки в атмосфере аргона с последующим отжигом при температуре 8500С в течение 24 часов при давлении 10^{-4} тор. Прямые измерения адиабатического изменения температуры при намагничивании были сделаны на установке MagEq MMS 801. Для этого были вырезаны две одинаковых пластинки данного сплава, между которыми помещалась термopара. С ее помощью фиксировалось изменение температуры. Массы пластинок определялись на аналитических весах (точность весов 10^{-4} г). При косвенном методе определения МКЭ с помощью соотношений Максвелла [1] использовались данные относительно намагниченности, полученные при измерениях в полях до 10 кЭ на вибрационном магнетометре Lake Shore VSM 7400 System. Намагниченность измерялась в двух режимах – Zero Field Cooled (ZFC) и Field Cooling (FC).

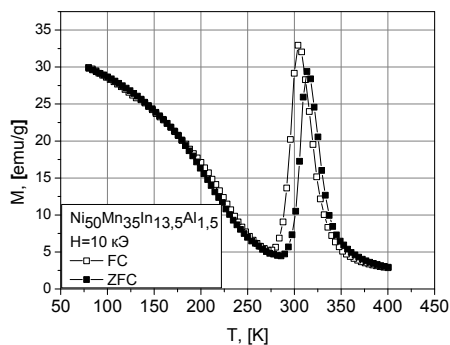


Рис. 1 Зависимость намагниченности сплава от температуры

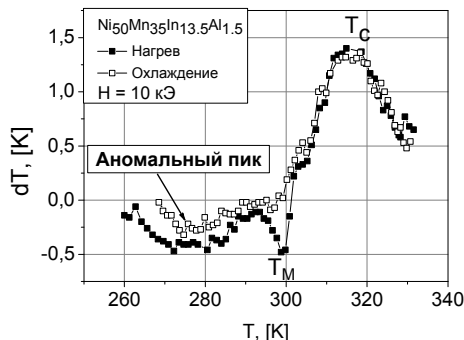


Рис. 2 Зависимость магнитокалорического эффекта в сплаве от температуры

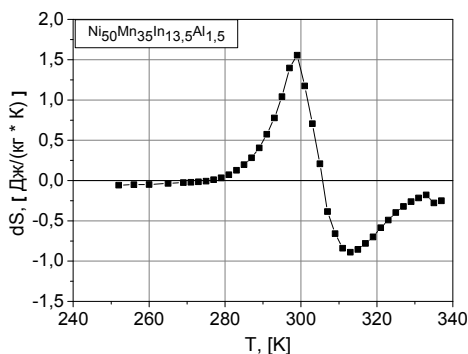


Рис. 3 Зависимость энтропии сплава от температуры

На рис. 1–3 приведены полученные температурные зависимости намагниченности, МКЭ, а также зависимость изменения энтропии от температуры, построенный по данным из изотермических кривых намагничивания для .

Из графика зависимости намагниченности от температуры (рис. 1) следует, что в образце происходят фазовые переходы I и II рода – структурный переход из мартенситной в аустенитную фазу ($T_M = 300$ К) и переход аустенитной фазы из ферромагнитного в парамагнитное состояние (температура Кюри $T_C = 320$) соответственно. На графике зависимости МКЭ от температуры (рис. 2) видно наличие аномального обратного эффекта при температурах ниже температуры мартенситного перехода. Температурный интервал аномального пика составляет порядка 25-30 К. Наличие обратного эффекта вызывает большой интерес, так как неясны причины его появления в сплаве данного состава. Причем на температурной зависимости изменения магнитной энтропии (рис. 3) аномального пика не наблюдается. Мы предполагаем, что наличие обратного эффекта связано со структурным вкладом в изменение энтропии.

В докладе обсуждаются прямой и косвенный методы исследования МКЭ, приводится их сравнительный анализ. Также исследуется вопрос возникновения дополнительного пика на зависимости $dT(T)$ в сплаве и влияния Al на величину МКЭ.

sergeypavlochev@list.ru

Литература

- [1]. A. M. Tishin, Y.I. Spichkin. The Magnetocaloric effect and its applications Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia, (2003). 475 p.
- [2]. J. Liu, T. Gottschall, K.P. Skokov, J.D. Moore, O. Gutfleisch. Nature Materials 11, 620 (2012).

ХЛАДОЕМКОСТЬ РАБОЧЕГО ТЕЛА МАГНИТНОГО РЕФРИЖЕРАТОРА. МЕТОДЫ ЕЕ РАСЧЕТА И СПОСОБЫ УВЕЛИЧЕНИЯ (НА ПРИМЕРЕ ГАДОЛИНИЯ)

Чжан В.Б.¹, Политова Г.А.¹, Терешина Е.А.²

¹Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия,

²МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Технология магнитного охлаждения вблизи комнатной температуры является новой высокоэффективной экологически безопасной разработкой, основанной на магнитокалорическом эффекте (МКЭ). Основными параметрами, характеризующими магнитокалорические свойства материала, являются величина МКЭ, выражаемая адиабатическим изменением температуры ΔT_{ad} или изотермическим изменением магнитной части энтропии ΔS_M при изменении внешнего магнитного поля и температура, при которой он наблюдается.

Магнитный материал, подходящий для применения в качестве рабочего тела должен также удовлетворять следующим требованиям:

Температура перехода (T_C) находится в непосредственной близости от рабочей температуры рефрижератора

Высокое значение ΔT_{ad} (ΔS_M)

Отсутствие магнитного гистерезиса

Большое электросопротивление, уменьшающее потери на вихревые токи

Высокое значение хладоемкости, обеспечивающее высокое значение ΔT_{ad} (ΔS_M) в широком интервале температур цикла

В большинстве работающих прототипов магнитных рефрижераторов, для охлаждения в области комнатных температур, в качестве хладагента (рабочего тела) используется гадолиний [1]. Благодаря превосходным магнитокалорическим свойствам, этот металл использовался в первых наглядных демонстрациях возможности охлаждения окружающей среды с помощью МКЭ. При исследовании гадолиния для такого применения, важна его чистота, что позволяет охарактеризовать его истинные свойства (не искаженные влиянием примесей) с высокой степенью достоверности, и в дальнейшем реализовать эти свойства при работе материала в холодильных установках.

Целью данной работы является сравнение расчет хладоемкости гадолиния несколькими методами и поиск способов ее увеличения. Предварительно был получен гадолиний высокой степени чистоты методом вакуумной дистилляции. Для определения значения хладоемкости Gd был измерен МКЭ прямым методом на установке MagEq MMS 901. В данном металле имеет место фазовый переход второго рода при переходе из магнитоупорядоченного в магнитнеупорядоченное состояние, который характеризуется отсутствием магнитного гистерезиса. Величина МКЭ $\Delta T_{ad}=4.65$ К при $T_C=291$ К при изменении магнитного поля от 0 до 1.8 Тл.

Хладоемкость показывает сколько тепла может быть перенесено от холодного конца рефрижератора к горячему концу, тем самым описывая термодинамический цикл. Оценка хладоемкости может быть проведена тремя различными методами.

При расчете хладоемкости (RCP) материала первым методом используется параметр δT , определяемый как полная ширина при половине максимума пика ΔT_{ad} [2], таким образом

$$RCP_1 = \delta T \times |\Delta T_{ad}|^{\max} = 42 \times 4,65 = 195.3 \text{ (K)}^2.$$

Хладоемкость вторым методом рассчитывается как площадь под кривой $\Delta T_{ad}(K)$ между температурами, соответствующими полной ширине при половине максимума [3].

$$RCP_2 = \int_{T_1}^{T_2} |\Delta T_{ad}(H, T)| dT = 144.3 \text{ (K)}^2.$$

Последний метод расчета определяет хладоемкость как площадь максимального прямоугольника под кривой $\Delta T_{ad}(K)$ [3].

$$RCP_3 = \delta T \times |\Delta T_{ad}| = 58 \times 1.8 = 104.4 \text{ (K)}^2.$$

На рисунке 1 приведена температурная зависимость МКЭ гадолиния, а также показаны методы расчета хладоемкости, оцененные разными методами (область серого цвета показывает метод №2, заштрихованная область – метод №3).

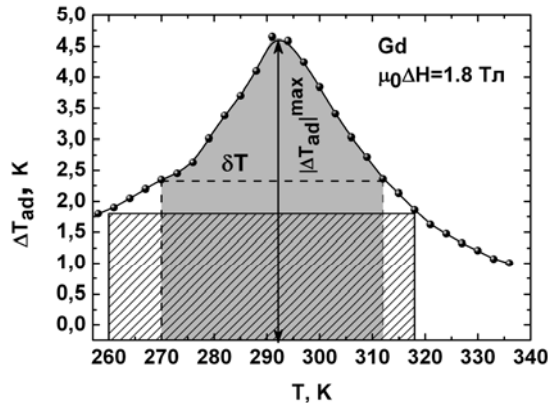


Рис. 1. Температурная зависимость МКЭ гадолиния при изменении магнитного поля от 0 до 1.8 Тл

Полученные значения хладоемкости дистиллированного гадолиния, полученного в нашей лаборатории, превосходят данные по хладоемкости для монокристалла Gd [2]. В целях увеличения хладоемкости материала в данной работе был получен и исследован твердый раствор GdH_x ($x = 0 \dots 0.15$). Установлено, что введение водорода приводит к увеличению температуры Кюри, незначительному увеличению величины МКЭ и уширению пика $\Delta T_{ad}(T)$, в результате чего наблюдается увеличение хладоемкости гадолиния на 20%.

Авторы выражают благодарность д.ф.м.н. Терёшиной И.С. за полезные дискуссии, а также чл.-корр. РАН Бурханову Г.С. за содействие в работе.

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-03-00744, № 14-03-31342

E-mail: lemuriform@gmail.com

Литература

[1] Gschneidner K.A., Jr. and Pecharsky V.K. International Journal of Refrigeration, 2008, №31, p. 945.
 [2] Tishin A.M. and Spickin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications. Bristol: Institute of Physics Publishing. 2003.
 [3] Provenzano V., Shapiro A.J. and Shull R.D. Nature, 2004, № 429, p. 853

ВЛИЯНИЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ

Титова М.С.

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

В данной работе исследовано влияние спин-орбитального взаимодействия на туннельное сопротивление гетероструктуры $F_1/I/F_2$, где $F_{1,2}$ – ферромагнитные слои, I – изолирующий слой с включенным спин-орбитальным взаимодействием.

Гамильтониан барьера имеет вид $\hat{H}_I = \frac{\hat{p}^2}{2m} + U + i\alpha \left(\hat{\sigma} \cdot \left[\vec{z} \times \frac{\partial}{\partial \vec{r}} \right] \right)$, где $\alpha = \lambda^2 e E$, λ – эффективная комптоновская длина, e – заряд электрона, $E = V/d$, V – падение напряжения в барьере, $d = z_2 - z_1$ – его толщина, $z_{1,2}$ – границы барьера, U – высота барьера в эВ, \vec{z} – единичный вектор вдоль оси z .

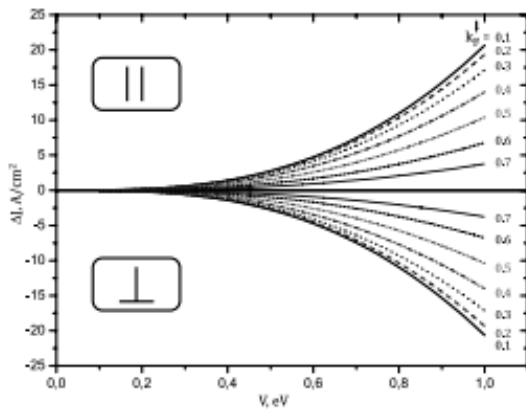
Получены зависимости туннельного анизотропного магнетосопротивления (ТАМС), определяемого по формуле $J^{P,AP}(\theta = 0) - J^{P,AP}\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right)$, от приложенного к структуре напряжения для параллельно (P) и антипараллельно (AP) ориентированных намагниченностей слоев F_1 и F_2 . Здесь θ – угол между осью z и направлением намагниченности ферромагнитных слоев.

$$\text{TAMR}^P = -\text{TAMR}^{AP} = \frac{1}{2}(\Delta E)^2 \frac{16q_1q_2E^2}{|D|^2} (q_1^2 - k_1k_2)(k_1 - k_2)(q_2^2 - k_3k_4)(k_3 - k_4), \quad \text{где}$$

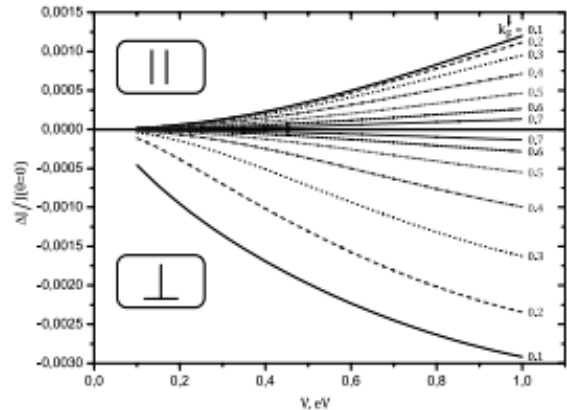
$$D = E_0^2(q_1 - ik_1)(q_1 - ik_2)(q_2 - ik_3)(q_2 - ik_4), E_{\pm}(z) = e^{\int_{z_1}^z q_{\pm}(\zeta)d\zeta}, q_E^2 = q_0^2 + \frac{2m}{\hbar^2}\varepsilon, 0 \leq \varepsilon \leq eV,$$

$$q_2 = \sqrt{q_E^2 - \frac{2m}{\hbar^2}eV}, q_1 = q_E, q_{\pm}(z) = \sqrt{q_E^2 - \frac{2m}{\hbar^2}\left(eV \frac{z - z_1}{d} \pm \alpha|k|\right)}, k_{1(2)} = \sqrt{k_F^{\uparrow(\downarrow)2} - \kappa^2 - \frac{2m}{\hbar^2}\varepsilon},$$

$$k_{3(4)} = \sqrt{k_F^{\uparrow(\downarrow)2} - \kappa^2 - \frac{2m}{\hbar^2}(\varepsilon + eV)}, E_0 = E_{\pm}(z = z_2, \alpha = 0), \Delta E = \frac{E^+ - E^-}{E_0}, q_0^2 = \frac{2m}{\hbar^2}(U - E_F).$$



(а) Абсолютные значения $\text{TAMC}^{P, AP} = J^{P, AP}(\theta = \frac{\pi}{2}) - J^{P, AP}(\theta = 0)$ для P и AP конфигураций при $k_F^{\uparrow} = 1 \text{ \AA}^{-1}$, $d = 7 \text{ \AA}$ и $\alpha = 0.1 \text{ eV}$



(б) Относительные значения $\text{TAMC}^{P, AP} = [J^{P, AP}(\theta = \frac{\pi}{2}) - J^{P, AP}(\theta = 0)] / J^{P, AP}(\theta = 0)$ для P и AP для параметров из рис. 1а

Рис. 1

Из рис.1а видно, что абсолютные значения TAMC для P и AP отличаются лишь знаком. Относительные же значения (рис.1б) различаются ввиду несовпадения абсолютных величин токов. Также было показано, что TAMC растет с увеличением обыкновенного туннельного магнетосопротивления (ТМС), что и следовало ожидать (рис.2). ТМС вычисляется по формуле $\text{TMC}(\theta) = J^P(\theta) - J^{AP}(\theta)$.

Наибольший эффект наблюдается в случае полуметаллических ФМ слоев, т.к. в этом случае токи для AP

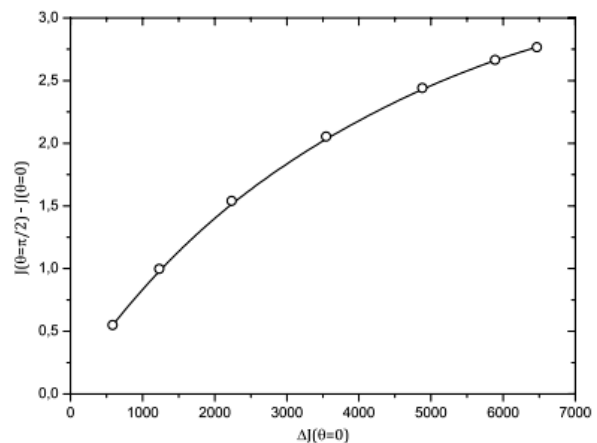


Рис. 2: Зависимость TAMC от ТМС ($\theta = 0$) при $V = 0.5 \text{ eV}$

конфигурации пропорциональны квадрату спин-орбитального взаимодействия (и, соответственно, не равны нулю), из-за чего относительное значение ТМС,

рассчитанное по формуле $\frac{J^P - J^{AP}}{J^{AP}}$, является конечной величиной и может достигать

значений порядка $10^3 - 10^5$ (в эксперименте [1] наблюдается эффект $\approx 10^3$). Кроме того

в случае полуметаллических ФМ слоев ТАМС принимает аномально большое значение: $J^{AP}(\theta = 0)/J^{AP}\left(\theta = \frac{\pi}{2}\right) = 2$.

Автор выражает благодарность д.ф.-м.н. Ведяеву А.В., к.ф.-м.н. Рыжановой Н.В. и к.ф.-м.н. Стрелкову Н.В. за обсуждение результатов.

E-mail: maryartster@gmail.com

Литература

1. Tanja Graf, Stuart S. P. Parkin, and Claudia Felser, Heusler Compounds — A Material Class With Exceptional Properties // IEEE Transactions on Magnetics **47** (2011) 367

ИЗУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВЯЗКОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Белых С.С., Гладких Д.В.

ФГАОУ ВПО Северо-Кавказский Федеральный Университет

Изменение вязкости под воздействием магнитного поля - специфическое свойство магнитных жидкостей. В данной работе была исследована зависимость динамической вязкости магнитной жидкости от величины внешнего магнитного поля. Зависимость была исследована для нескольких жидкостей на разных основах: ВМ-3, ПЭС-3, смесь масел «рабочая жидкость».

Для определения вязкости была использована специально сконструированная установка, в основе которой находится капиллярный вискозиметр. Аналогичная установка и принцип ее работы описаны в работе Майорова М.М. [1]. Для каждого образца жидкости создавался индивидуальный капилляр, так как небольшая разница вязкости между двумя жидкостями требовала определенной толщины капилляра для точности измерения. В данной работе исследовались жидкости на основе вакуумного масла ВМ-3, на основе полиэтилсилоксана ПЭС-3. Так же была использована жидкость на основе смеси различных масел под названием «рабочая жидкость».

Из графика, приведенного на рис.1 видна ярко выраженная зависимость динамической вязкости от напряженности магнитного поля. При увеличении напряженности поля – вязкость возрастает, но при некотором значении вязкости возрастание прекращается и выходит «на насыщение». Для каждой жидкости значение насыщения свое, но замечено, что менее вязкие жидкости быстрее достигают насыщения, нежели жидкости с более вязкой основой. Полученные данные достоверно коррелируют с теорией [2].

Serg151292@mail.ru

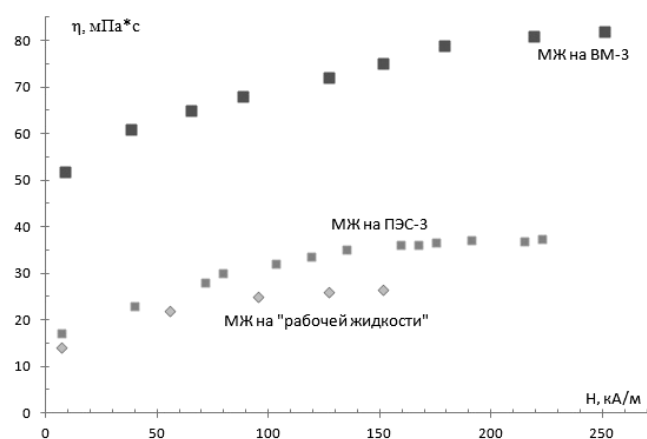


Рис. 1. График зависимости динамической вязкости магнитных жидкостей на разной основе от напряженности магнитного поля

Литература

1. Майоров М.М. Измерения вязкости феррожидкости в магнитном поле // Магнитная гидродинамика – 1980 - №4 – с.11-18
2. Такетоми С. Магнитные жидкости/ Такетоми С., Тикадзуми С.: пер. с японск./ под ред. В.Е. Фертман - М:Мир 1993. - 272с.

СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЕ В ТОНКОМ СЛОЕ МАГНИТНОГО КОЛЛОИДА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Коробов М.И.

ФГАОУ ВПО Северо-Кавказский Федеральный Университет, Ставрополь,
Россия

Магнитный коллоид представляет собой нанодисперсную коллоидную систему с взвешенными однодоменными частицами ферромагнетика в немагнитной жидкости. В данной работе было исследовано влияние перпендикулярного электрического поля на тонкий слой магнитного коллоида. Было установлено, что при воздействии постоянного электрического поля в тонком слое возникают структурные образования (рис. 1), представляющие собой области с большей концентрацией дисперсных наночастиц.

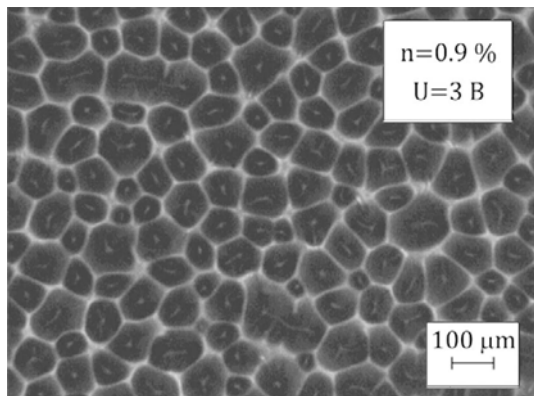


Рис.1. Вид получаемых структурных неоднородностей

Была исследована динамика возникновения структур по дифракции лазерного луча на образующихся неоднородностях (рис. 2). При увеличении напряженности электрического поля время образования структур нелинейным образом уменьшается. Судя по всему, имеется некоторое критическое значение электрического поля, ниже которого структуры не возникают. При дополнительном воздействии магнитного поля, перпендикулярного слою, критические значения электрического поля уменьшаются, времена

образования неоднородностей также уменьшаются, при неизменном значении электрического поля.

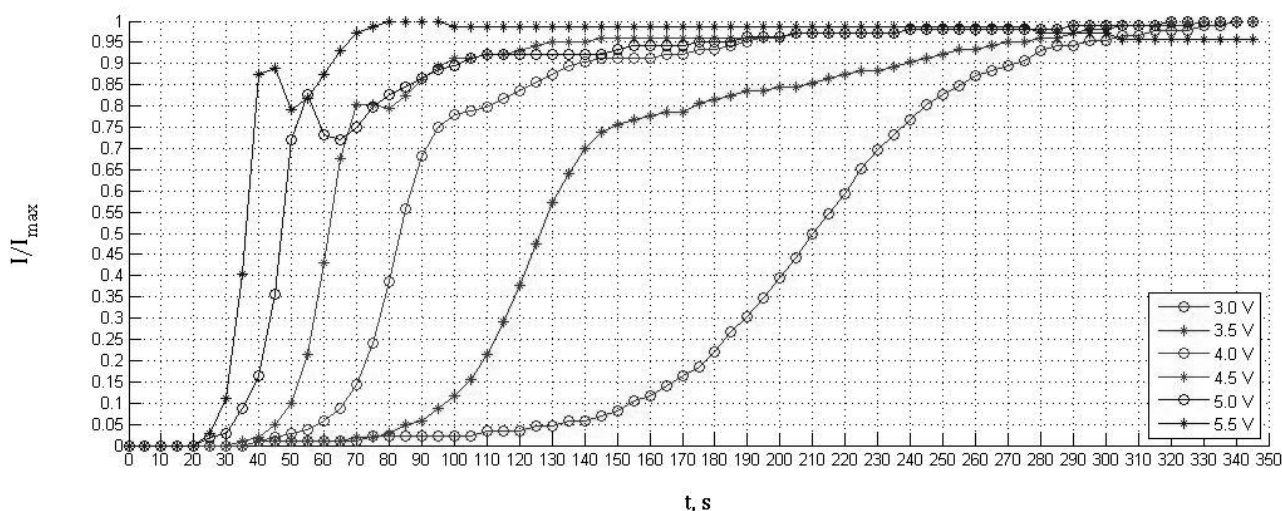


Рис.2. Динамика интенсивности рассеянного света

При добавлении в магнитную жидкость ионизирующих добавок типа I_2 , характерные времена образования структур существенным образом уменьшаются. Также, при достижении определенной концентрации несколько меняется вид неоднородностей. По всей видимости, образование структур связано с наличием устойчивых гидродинамических течений, возникающих между электродами.

E-mail: SmallGreenSinus@yandex.ru

ВАРИАЦИИ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ
ВО ВРЕМЯ МЕТЕЛИ

Уварова А. О.

*Северо-Восточный федеральный университет имени М. К. Аммосова,
Физико-технический институт, Якутск, Россия*

На Крайнем Севере, в Сибири и даже иногда в Крыму во время сильных метелей и снегопадов случаются зимние грозы и шаровые молнии. Особо высокие градиенты электрического потенциала наблюдаются преимущественно при сильных общих метелях, низких температурах и сухом снеге. Многие исследователи считают основной причиной этого явления трение снежинок о воздух, друг о друга, о поверхность земли. Таким образом, наблюдения метелей в Северо-Восточной Сибири только начаты и особенно актуальны.

Объектом исследования является электростатическое поле во время метели.

Цель работы исследование вариаций электростатического поля во время метели и сильного ветра.

В процессе работы проводились экспериментальные исследования по зарегистрированным данным с помощью электростатического флюксметра данным электрического поля во время метелей в городах Нерюнгри, Тикси, Якутске.

Получено, что в Якутске наблюдается в среднем 7 дней с метелью. Интенсивные метели в Якутске бывают крайне редко - раз в 3-5 лет. Число дней с метелью значительно больше в Нерюнгри, где с помощью электростатического флюксметра наблюдались вариации электрического поля до 4 кВ. В Тикси наблюдается до 100 дней с метелью. В октябре 2013 года измерили вариации электростатического поля размахом с 0 до -18 кВ, при скорости ветра до 25 м/с. Предварительные наблюдения за февраль 2014 года наблюдалась электростатическое поле с размахом с 0 до -90 кВ, при ветре 15 м/с.

Дальнейшие исследования по данным зарегистрированным в Тикси позволят получить оценки вариаций электростатического поля при экстремальных метелях, при ветрах до 60 м/с.

В результате поиска отобраны наиболее эффективные технические решения, содержащие сведения о последних научно-технических достижениях в этой области.

При метелях наблюдаются вариации квазипостоянного электрического поля. При слабых метелях вариации электрического поля соответствуют вариациям, вызванных прохождением заряженного облака. При интенсивных общих метелях напряжённость электрического поля может резко менять направление и значение, достигая десятков киловольт на метр, при этом увеличиваются также быстрые (секундные) флуктуации, вызванные электрическими разрядами.

Проект направлен на установление неизвестной в настоящее время природы кратковременных (длительностью десятки минут) всплесков электростатического поля, часто наблюдающихся во время пурги в полярных районах Земли. В результате проведённой экспедиции в 2013 г развернут новый комплекс измерительной аппаратуры для исследования геофизических процессов в авроральной зоне во время возмущений (пург и гроз) и организована передача данных всех измерений на сервер ИКФИА СО РАН, расположенный в г. Якутске. Синхронизированные измерения атмосферного электрического, а также естественного радиоизлучения Земли и метеопараметров позволят надёжно проверить факт существования всплесков электрического поля, получить количественные оценки и изучить физические характеристики процессов, протекающих в нижней атмосфере.

E-mail: ainaolegovna1991@mail.ru

ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЭЛЕМЕНТОВ МЕТАМАТЕРИАЛА В РАЗЛИЧНЫХ КОНФИГУРАЦИЯХ
ПРИ МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ В ГГц ДИАПАЗОНЕ

Петров П.С.

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

Всплеск интереса к метаматериалам - искусственным структурам с необычными электромагнитными свойствами, которые трудно или невозможно наблюдать в природных материалах, возник на стыке тысячелетий, когда экспериментально была подтверждена возможность существования сред с одновременно отрицательными проницаемостями ϵ и μ [1,2].

Магнитные метаматериалы состоят из большого числа периодически расположенных металлических резонаторов, с размерами много меньше длины электромагнитной (ЭМ) волны. Отклик метаматериала на ЭМ поле определяется не только свойствами индивидуальных резонансных элементов, но и взаимодействием между ними. Это взаимодействие может существенно менять эффективные параметры метаматериала, и приводит к возникновению медленных волн, чьи дисперсионные характеристики и определяют отклик метаматериала на ЭМ поле. В частности, в метаматериалах из кольцевых резонаторов в МГц и ГГц диапазоне распространяются магнитоиндуктивные (МИ) волны, названные так, чтобы подчеркнуть магнитную природу взаимодействия между резонаторами [3]. МИ волны используются в магнитоиндуктивной суперлинзе, а так же при усилении сигнала в МРТ.

Для создания метаматериалов с заранее заданными свойствами для эффективного управления электромагнитным полем, необходимо понимать, например, как связана резонансная частота элемента с его параметрами и как зависит взаимодействие от взаимной ориентации элементов и расстояния между ними. В проведенных экспериментальных [4] и аналитических [5] исследованиях получены хорошие модели для описания зависимости резонансной частоты элементов от их параметров.

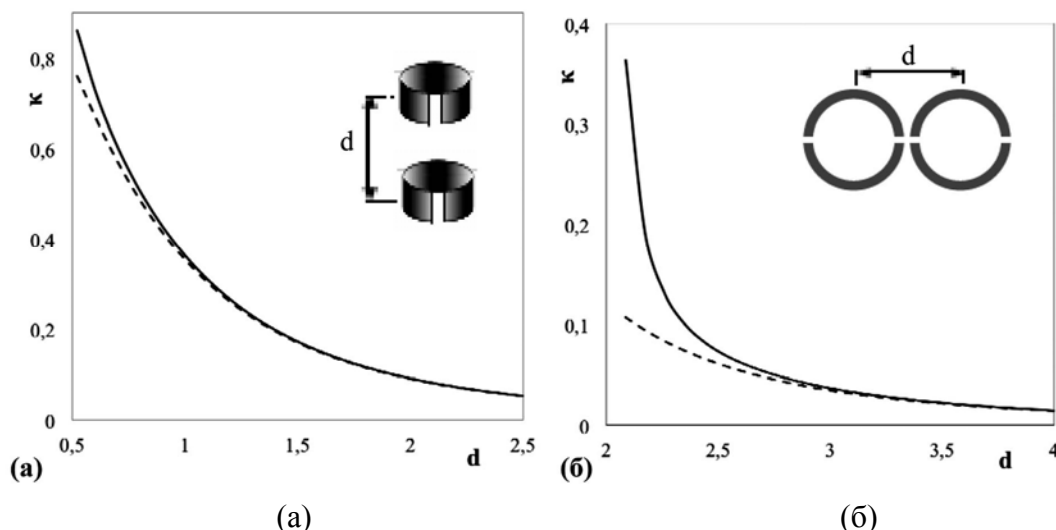


Рис.1. Теоретическая зависимость коэффициентов взаимодействия двух кольцевых резонаторов в (а) аксиальной конфигурации от расстояния d между ними, приведённого к радиусу элементов r_0 и (б) в планарной конфигурации. Резонансная частота элементов $\omega_0 = 1,7$ ГГц. Сплошная линия – теория с учётом электрического взаимодействия κ_E и магнитного κ_H , пунктирная линия – теория с учётом только магнитного взаимодействия. На вставках схематично показано расположение элементов

Исследование зависимости взаимодействия кольцевых резонаторов от их взаимной ориентации проведено в широком диапазоне частот в работе [6]. Показано, что при переходе к терагерцовому диапазону происходит резкое уменьшение магнитного взаимодействия, в то время как роль электрического взаимодействия возрастает. Для расщепленных кольцевых резонаторов в ГГц диапазоне созданы и исследованы структуры с альтернирующим электрическим и магнитным взаимодействием [7]. Однако, в предложенной модели коэффициенты взаимодействия могут быть рассчитаны лишь численно.

В нашей работе впервые предложена простая аналитическая модель для исследования магнитного (κ_H) и электрического взаимодействия (κ_E) двух расщепленных резонансных

колец в ГГц диапазоне в зависимости от расстояния между ними в основных взаимных положениях: аксиальном и планарном. Получены выражения для резонансных частот элементов и коэффициентов взаимодействия в явном виде от параметров структуры (Рис.1а). Аналитические зависимости сравниваются с экспериментальными результатами.

Результаты модели обобщаются на случай дважды расщепленных резонансных колец. Показано, что при взаимодействии таких колец в планарной конфигурации электрическое взаимодействие преобладает (Рис.1,б), что может быть использовано для создания структур, вдоль которых будут распространяться электроиндуктивные волны в ГГц диапазоне. Хотя при планарном расположении элементов взаимодействие между ними слабее, чем при аксиальном, роль электрического взаимодействия в последнем случае оказывается существенней при малых расстояниях и почти в два раза превосходит по модулю магнитное взаимодействие. При увеличении расстояния k_F спадает гораздо быстрее, и при расстояниях порядка $3r_0$ уже не играет существенной роли, в то время как в аксиальной конфигурации им можно пренебречь уже при расстояниях порядка радиуса r_0 элементов.

Понимание особенностей взаимодействия между элементами в подобных структурах позволит создавать метаматериалы с заранее заданными свойствами.

E-mail: petrovps01@gmail.com

Литература

1. Веселаго В.Г. (1968) Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями ϵ и μ . УФН. Т. 92. С. 517-522.
2. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C. and Schultz S. Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity // Phys. Rev. Lett. 2000. No. 84. P. 4184-4187.
3. Solymar L., Shamonina E. (2009) Waves in metamaterials. Oxford Univ. Press., Oxford. P. 213-289.
4. Radkovskaya A., Shamonin M., Stevens C. J., Faulkner G., Edwards D. J., Shamonina E., and Solymar L. Resonant frequencies of a combination of split rings: experimental, analytical and numerical study // Microwave and optical technology letters. 2005. V. 46. No. 5. P. 473-476.
5. Sydoruk O., Tatartschuk E., Shamonina E., and Solymar L. Analytical formulation for the resonant frequency of split rings // J. Appl. Phys. 2009. No. 105, P. 014903-1-014903-4.
6. Tatartschuk E., Gneiding N., Hesmer F., Radkovskaya A., and Shamonina E. Mapping inter-element coupling in metamaterials: Scaling down to infrared // J. Appl. Phys. 2012. No. 111. P. 094904-1-094904-9.
7. Radkovskaya A., Sydoruk O., Tatartschuk E., Gneiding N., Stevens C. J., Edwards D. J., Shamonina E. Dimer and polymer metamaterials with alternating electric and magnetic coupling // Physical review B. 2011. V. 84, P. 125121-1-125121-6.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИГАНТСКОГО МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ В ДИФFUЗНОЙ МОДЕЛИ ЛЕВИ И ФЕРТА И ПРИБЛИЖЕНИИ "МАКРОСПИН"

Гриценко Ю.В.

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

В последнее время проблемы спинтроники активно исследуются учеными. Их результаты вносят ощутимый вклад как в фундаментальную науку, так и в прикладные области науки и техники.

В работе численно моделируется динамика пятислойной ГМС-структуры (структуры с гигантским магнитосопротивлением) Cu | Fe | Cu | Fe | Cu наноразмерного типа под действием электрического тока в приближении «макроспин». Для расчета транспортных свойств изучаемой структуры в работе использовался общий формализм, основанный на теории проводимости Леви и Ферта [1,2]. Для моделирования динамики намагниченности в ферромагнитных слоях использовалось уравнение Ландау-Лифшица [3] с диссипативным членом в форме Гильберта, где в качестве магнитного момента использовался вектор с амплитудой равной намагниченности насыщения в ферромагнитном

материале. Направление этого вектора определяет направление намагниченности всего слоя (приближение «макроспин»).

Результаты были получены путем численного последовательного решения транспортно-уравнения, с получением полей торков и уравнения Ландау-Лифшица, учитывающего поля торков, полученные из решения транспортного уравнения [4]. Такой метод вполне оправдан, так как спиновая аккумуляция в ГМС-структуре меняется намного быстрее, чем магнитная конфигурация.

Таким образом, были получены траектории магнитных моментов ферромагнитных слоёв во времени, а также линейная зависимость частот прецессии этих моментов от силы протекающего тока.

В работе предложен способ изменения взаимной ориентации намагниченностей ГМС-структуры – параллельной и антипараллельной - изменением направления тока, а также предложено использовать подобную ГМС-структуру в качестве высокочастотного генератора электромагнитных колебаний с линейной зависимостью частоты от силы протекающего тока.

Выражаю благодарность научному руководителю с.н.с. Стрелкову Н.В.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-02-01452_a.

E-mail: guv108@mail.ru

Литература

1. Peter M. Levy, Shufeng Zhang, Albert Fert, Phys. Rev. Lett 65 (13): 1643—1646 (1990)
2. A. Fert, T. Valet, Phys. Rev. Lett. T. 48., С.7099-7113 (1993). J. Appl. Phys., 89:6943-6945, (2001)
3. Landau, L.D.; Lifshitz, E.M., Phys. Z. Sowietunion, 8, 153 (1935)
4. А.В. Ведяев, О.А. Котельникова, Н.В. Рыжанова «Спин-зависимый транспорт в магнитных наноструктурах» Издательство московского университета, Москва. (2012).

СТРУКТУРИРОВАНИЕ В МАГНИТНЫХ КОЛЛОИДАХ С НАМАГНИЧЕННЫМИ АГРЕГАТАМИ

Гладких Д.В., Колесникова А.А.

ФГАОУ ВПО Северо-Кавказский федеральный университет,

Магнитные коллоидные наносистемы (магнитные жидкости) до сих пор остаются средами, привлекающими внимание исследователей, которое объясняется не только возможностью их практического применения, но и возникновением целого ряда физических проблем, таких как вероятность образования в них магнитного упорядочения. Нами [1, 2] было обнаружено возникновение хорошо развитой системы намагниченных агрегатов в магнитной жидкости на основе керосина при определенных условиях. Такие агрегаты в магнитном поле могут объединяться в нитевидные образования и поворачиваться на 180° , изгибаясь, при изменении направления поля на противоположное (рис.1).

Изучение структурных образований проводилось с помощью наблюдений в оптический микроскоп, снабженный тремя парами катушек Гельмгольца для создания магнитного поля. При этом, конструкция намагничивающей системы позволяла создавать как постоянное, так и переменное и вращающееся магнитные поля. Полученное изображение сканировалось на монитор компьютера для последующей обработки. Для приготовления образцов для исследования проводилось разделение магнитной жидкости на две фракции путем центрифугирования или осаждения в поле тяжести Земли в течение длительного времени. Впоследствии тяжелая фракция растворялась дисперсионной средой без добавления каких-либо ПАВ, в результате этого получали магнитную жидкость с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов.

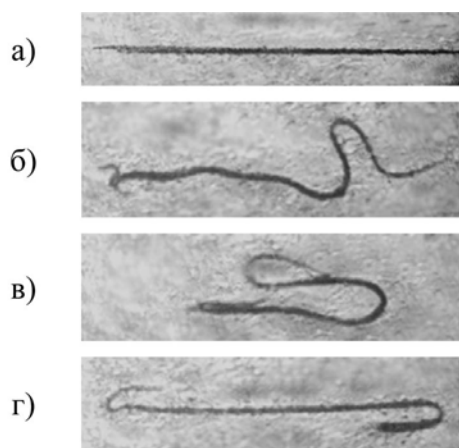


Рис.1. Поворот намагниченного агрегата при изменении направления внешнего магнитного поля на противоположное

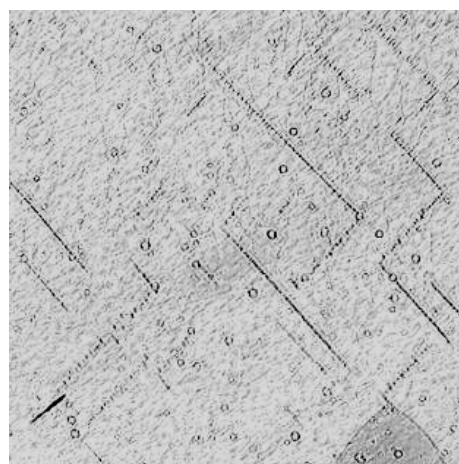


Рис. 2. Структура, возникающая при одновременном действии перпендикулярных постоянного ($H = 2 \text{ кА/м}$) и переменного (30 Hz) магнитных полей.

Было обнаружено, что в случае воздействия вращающегося в вертикальной плоскости магнитного поля на горизонтально расположенный слой магнитной жидкости содержащиеся в ней агрегаты дробятся на более короткие звенья, вращающиеся в вертикальной плоскости. При этом их расположение в плоскости слоя упорядочивается (рис. 2). Кроме того были установлены особенности данного упорядочения в зависимости от соотношения напряженностей постоянного и переменного магнитных полей, от частоты переменного поля и размера агрегатов.

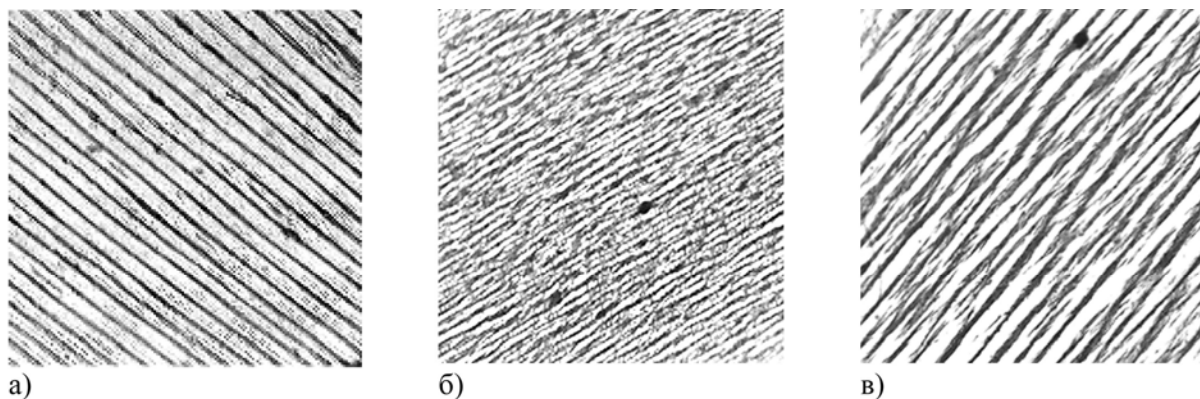


Рис. 3. Структурная организация намагниченных агрегатов: а) при воздействии эллиптически поляризованного магнитного поля, направленного перпендикулярно слою коллоида ($f = 3 \text{ Гц}$), и ее трансформация при дополнительном воздействии перпендикулярного постоянного магнитного поля: б) $H = 650 \text{ А/м}$, в) $H = 2000 \text{ А/м}$.

При воздействии на тонкий слой магнитного коллоида, содержащего такие агрегаты, эллиптически поляризованного, вращающегося в вертикальной плоскости, магнитного поля, направленного перпендикулярно слою, была обнаружена структурная организация намагниченных агрегатов. В этом случае, вращающиеся перпендикулярно плоскости слоя агрегаты образуют длинные нити, вдоль которых могут перемещаться более крупные образования (рис. 3а). Достаточно хорошая регулярность образовавшейся в этом случае структурной решетки позволяет наблюдать при пропускании через нее луча лазера четкую дифракционную картину в виде светлых и темных полос. Дополнительное воздействие постоянного магнитного поля, направленного перпендикулярно плоскости вращения исходного (эллиптически поляризованного) поля первоначально приводит к разбиению длинных нитей на отдельные звенья, которые колеблются с частотой вращающегося поля вокруг направления постоянного поля (рис. 3б). При дальнейшем увеличении постоянного магнитного поля происходит рост звеньев намагниченных агрегатов в направлении постоянного поля, при этом по-прежнему сохраняется их колебательное движение с частотой переменного поля (рис. 3в).

Таким образом, проведенные исследования показали возможность управления структурой системы намагниченных агрегатов (магнитных диполей) при воздействии на нее постоянными, переменными и вращающимися магнитными полями. Кроме непосредственного интереса, результаты проведенных исследований могут иметь значимость для моделирования подобной структурной организации в молекулярных системах и понимания самоорганизации, индуцированной движущимися частицами или кластерами в переменных и вращающихся полях, наблюдаемой в биологических системах.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-03-00312 а).

E-mail: anastasiya.kolesnikova.93@mail.ru

Литература

1. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г., Закирян Р.Г., Нечаева О.А., Гладких Д.В. // Коллоидный журнал. 2005. Т. 67. № 2. С. 161 – 166.
2. Yu.I. Dikansky, D.V. Gladkikh, S.A. Kunikin, A.A.Zolotukhin // Magnetohydrodynamics. Vol.48 (2012), No.3, pp.493-501.

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ НА СВОЙСТВА АМОРФНЫХ СПЛАВОВ ТИПА 2НСР

Кадышев Д.И.

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

В настоящее время аморфные сплавы Fe-Ni-Si-B (марок 2НСР, 10НСР и др.), предназначенные для работы в магнитопроводах импульсных и широкополосных трансформаторов, а также в других высокочастотных (до 100 кГц) устройствах электронной техники, получили широкое распространение [1]. Однако намагниченность насыщения этих сплавов фактически ограничена только 1.5 Тл, что сужает возможности их использования в изделиях, работающих в области высоких магнитных индукций [2]. В тоже время известно, что термомангнитная обработка может улучшать параметры аморфных сплавов [1].

В данной работе представлены результаты влияния термомангнитной обработки (ТМО) при температурах ниже температуры кристаллизации на свойства аморфного сплава. Исследовались сплавы типа 2НСР, полученные в виде аморфных лент толщиной 23 - 25 мкм методом закалки из расплава на медный диск. Термомангнитная обработка образцов выполнялась на воздухе в печи при температуре 520 °С в течение от 1 до 14 минут в магнитном поле 12,6 Э (1кА/м).

Измерения магнитных свойств проведены на вибрационном магнитометре (VSM марки "LakeShore" модель 7407) в полях до 16 кЭ, а также на вибрационном анизометре в полях до 2,5 кЭ при комнатной температуре. Магнитное поле было приложено в плоскости ленты вдоль ее длинной оси. Температурные измерения проводились на VSM в диапазоне температур от 30 до 630 °С в атмосфере аргона. Скорость изменения температуры не превышала 2°С/мин.

Петли гистерезиса образцов свидетельствуют об небольшой коэрцитивной силе исходных образцов лент, которая слабо изменяется при увеличении продолжительности времени отжига до 700 секунд. Следует отметить, что хрупкость ленты значительно возрастает уже при длительности отжига порядка 300 секунд. Отжиг в течение 840 секунд приводит к значительному росту коэрцитивности, что указывает на наличие заметной кристаллизации в лентах. Намагниченность насыщения сплава изменяется с увеличением времени отжига немонотонно - незначительное уменьшение при малых временах отжига переходит в резкий рост почти на 20% при длительности отжига 720 секунд (см.рис.1). Дальнейший нагрев опять приводит к уменьшению намагниченности. Таким образом, установлена длительность оптимального отжига, приводящего к увеличению намагниченности насыщения почти на 10% по сравнению со свежеприготовленной лентой.

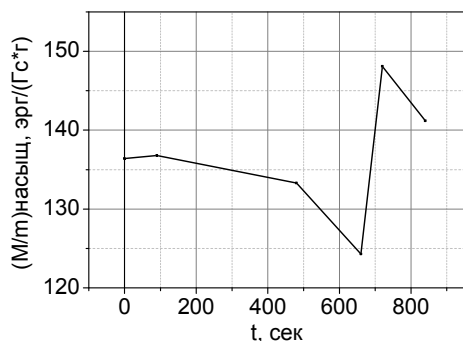


Рис. 1. Зависимость удельной намагниченности от времени отжига.

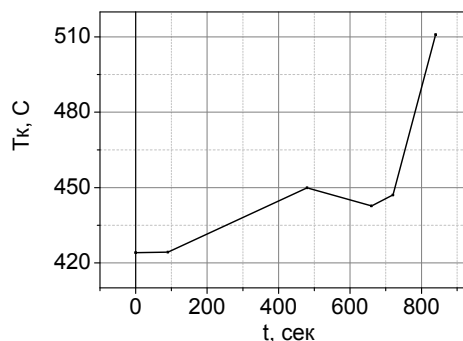


Рис. 2: Зависимость температуры Кюри от времени отжига

Изменение температуры Кюри при отжиге ленты (см.рис.2) указывает, что рост намагниченности происходит за счет частичной кристаллизации исходного сплава, которая, тем не менее, слабо влияет на величины намагниченности насыщения и анизотропии при временах отжига меньших 720 секунд.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 13-02-12443.

E-mail: kaddm@yandex.ru

Литература

1. Молотилов Б.В., Грацианов Ю.А., Овчаров В.П., Прокошин А.Ф. Аморфные прецизионные сплавы. // *Металлургия: стали, сплавы, процессы: сб. трудов ЦНИИЧМ.* – М.: *Металлургия*, 1982. С. 174-184.
2. Корниенков Б.А., Артамонов Е.В. Улучшение магнитных свойств аморфного сплава 2НСР. // *"Сталь"*, №6, 2009. С. 69-71.

ИЗУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТА ДВОЙНОГО ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ В СЛАБОКОНЦЕНТРИРОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ

Завертяев А.Г., Ерин К.В.

Северо-Кавказский Федеральный Университет

Воздействие внешнего электрического поля на коллоидные системы приводит к возникновению ряда известных электрооптических эффектов: дихроизма, изменения рассеяния света, двойного лучепреломления и других. Особенностью магнитных коллоидных систем является возможность наблюдать оптические явления как в электрическом, так и в магнитных полях. При выборе скрещенной ориентации полей можно наблюдать уникальный для коллоидных систем эффект компенсации электрооптического эффекта магнитооптическим.

Для исследования данных зависимостей была использована экспериментальная установка, подробно описанная в работе [1]. В качестве объекта использовалась магнитная коллоидная система с магнитными наночастицами (диаметром 10-12 нм.) в керосине с концентрацией твердой фазы 0,01% и 0,1% объемной доли.

Регистрировался эффект двойного лучепреломления (ДЛП) при одновременном взаимодействии взаимоперпендикулярных электрического и магнитного полей. При воздействии на эту систему импульсного электрического

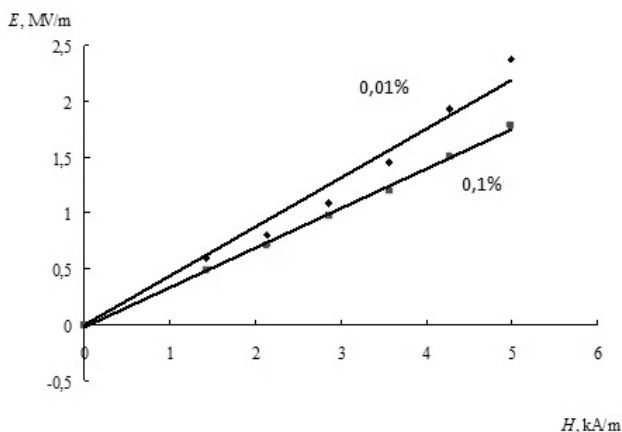


Рис.1 Соотношение электрического и магнитного полей для компенсации эффекта ДЛП

поля пилообразного профиля регистрировалась полная компенсация эффекта ДЛП при определенной напряженности магнитного поля. Стоит отметить, что для удобства регистрации критического значения поля при котором эффект ДЛП полностью пропал использовались импульсы пилообразной формы с автоматической регистрацией интенсивности проходящего света в зависимости от электрического поля.

На рис.1 показана экспериментальная зависимость напряженности электрического поля от напряженности магнитного, при котором пропадает эффект ДЛП. Причем для разных концентраций магнитной жидкости замечены различные соотношения полей. Для концентрации 0,01% требуется большая напряженность электрического поля при одинаковом магнитном поле, относительно жидкости с концентрацией 0,1%.

Исследование компенсации электромагнитооптических эффектов в скрещенных полях позволяет исследовать соотношение магнитных и электрических моментов частиц в магнитных коллоидах, а так же изучать процессы структурообразования в таких системах.

aleksandr_zavertyaev.132@mail.ru

Литература

Ерин К.В. Куникин С.А. – Изменение интенсивности рассеяния света в коллоиде магнетита при одновременном воздействии электрического и магнитного полей – Ставрополь: Физическая оптика том 102 / 2007г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ В УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ

Хачатурян И.А.

Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия

Возмущение намагниченности магнитной жидкости плоской звуковой волной ранее неоднократно рассматривалось в ряде работ [1-3]. При этом, в основном подобные работы имеют теоретический характер в которых для магнитной жидкости используется приближение однородной среды. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования зависимости магнитной восприимчивости магнитной жидкости с хорошо развитой системой агрегатов от воздействия ультразвуковой волны.

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Исследование магнитной восприимчивости осуществлялось мостовым методом, ее эффективная величина оценивалась по индуктивности измерительного соленоида, внутрь которого вводилась стеклянная трубка 1 с магнитной жидкостью. Ультразвуковая волна, частотой 2,4 МГц направлялась вдоль трубки, ее интенсивность оценивалась по напряжению, подаваемому на пьезокерамический излучатель. Установка снабжена намагничивающей системой, в качестве которой использовалась пара катушек Гельмгольца 4. Напряженность магнитного поля определялась по значениям тока в катушках, индуктивность измерительного соленоида измерялась с помощью моста Е7-8 3. В качестве объекта исследования использовалась магнитная жидкость с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов, магнитные свойства которой ранее изучались в [4]. Кроме того, для сравнения были проведены исследования однородной магнитной жидкости, не содержащей агрегатов.

Было обнаружено, что магнитная восприимчивость магнитной жидкости, содержащей агрегаты, существенным образом зависит от напряженности магнитного поля. На рис. 2 показаны зависимости магнитной восприимчивости от напряжения на излучателе без и при различных значениях напряженности магнитного поля, направленного перпендикулярно направлению ультразвуковой волны. При направлении магнитного поля вдоль распространения звуковой волны изменения магнитной восприимчивости в ультразвуковом поле практически не наблюдается. При этом, для однородного образца магнитной жидкости какой – либо зависимости магнитной восприимчивости от воздействия ультразвука не обнаружено (кривая D, рис. 2).

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволяют сделать вывод о наличии зависимости магнитной восприимчивости магнитной жидкости с хорошо развитой системой намагниченных агрегатов от воздействия ультразвуковой волны, анализ механизмов которой предполагается провести в последующем.

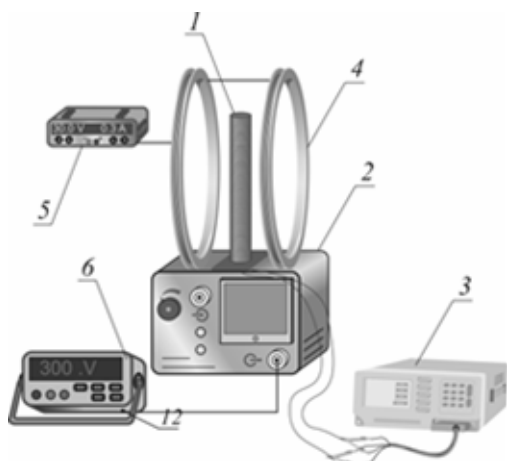


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – стеклянная трубка с магнитной жидкостью, 2 – ультразвуковой генератор, 3 – измерительный мост E7-8, 4 – пара катушек Гельмгольца, 5 – источник тока, 6 – вольтметр.

E-mail: ilya5194@mail.ru

Литература

1. Тарапов И.Е. Звуковые волны в намагничивающейся среде // ПМТФ. 1973. №1. С.15-22.
2. Пирожков Б.И., Шлиомис М.И. Релаксационное поглощение звука в ферросuspензии // 9 Всесоюзная акустическая конференции.- М.: Наука, 1977. С.123-126.
3. Полунин В.М. Релаксация намагниченности и распространение звука в магнитной жидкости// Акуст. журн. 1983. Т.29, №6. С. 820-823.
4. Dikansky Yu.I., Gladkikh D.V., Kunikin S.A., Zolotukhin A.A. Magnetic ordering in colloidal systems of single domain particles // Magnetohydrodyn. 2012. V. 48, No. 3. P. 243.

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ НАНОРАЗМЕРНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА В ПРИБЛИЖЕНИИ ЖАНГА И ЛИ

Лобачев А.В.

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

Магниторезистивная оперативная память (Magnetic Random Access Memory – MRAM) в последнее время привлекает большое внимание исследователей. В её основе лежит принцип хранения информации в виде намагниченных определённым образом элементов – магнитных ячеек памяти. Одно из преимуществ такого вида памяти - это энергонезависимость. Существует много способов записи (перемагничивания) памяти MRAM. Каждый из них имеет свои достоинства и недостатки.

В данной работе рассматривается механизм перемагничивания спин-поляризованным током. Этот способ позволяет решить проблемы энергопотребления, и случайного перемагничивания, и скорости записи.

Чтобы смоделировать поведение свободного слоя магнитной ячейки памяти MRAM под действием спин-поляризованного тока, решалось уравнение Ландау-Лифшица [1] с диссипативным членом в форме Гильберта с учетом обменного взаимодействия, поля анизотропии и спинового торка. Спиновый торк рассчитывался в приближении Жанга и Ли [2].

Были построены кривые намагничивания при различных величинах и направлениях тока, и было показано, что при смене направления тока меняла знак и намагниченность всей плёнки. Так же представлена визуализация процесса намагничивания системы магнитных моментов в плёнке. Кроме этого, проведено сравнение с кривой намагничивания такой же системы в приближении "макроспин" и показано, что учет неоднородного распределения намагниченности существенно влияет на полное время намагничивания.

E-mail: andrew_lv_91@mail.ru

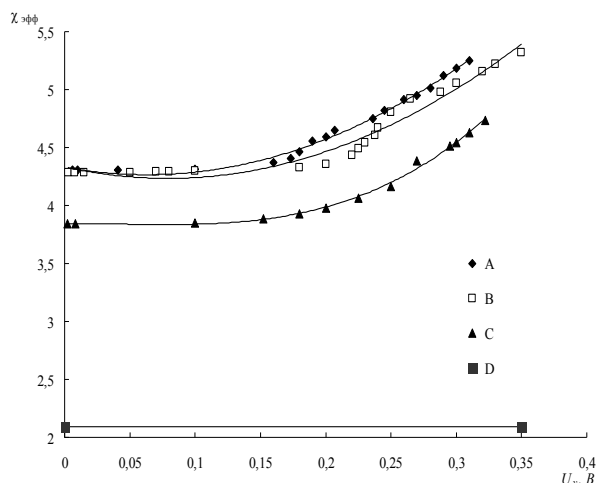


Рис.2. Зависимость магнитной восприимчивости от напряжения на излучателе

Литература

- 1) Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, «К теории дисперсии магнитной проницаемости магнитных тел», *Phys. Zs. Sowjet.*, т. 8, р. 153–169, (1935).
- 2) S. Zhang, Z. Li, «Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets», *Phys. Rev. Lett.*, т. 93, р. 127204, (2004).

ИНДУЦИРОВАННАЯ АНИЗОТРОПИЯ МАГНИТОЭЛАСТИКОВ С МАЛОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ МАГНИТНОЙ КОМПОНЕНТЫ

Логинова Л.А.

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

Магнитореологические материалы относятся к классу так называемых «умных» материалов, поскольку их свойства могут сильно меняться при различных внешних воздействиях, например, в магнитном поле. Изучение таких материалов сегодня чрезвычайно актуально, поскольку область применения их широка – от космической промышленности до медицины.

Исследования механических свойств магнитореологических сред (композиты, состоящие из эластичной матрицы и наполняющих магнитных частиц) ведутся уже несколько десятилетий, однако электрическим и магнитным свойствам таких материалов долгое время не уделялось должного внимания. В изучении таких свойств важными аспектами являются как особенности строения матрицы (тип полимера, его структура и т.п.), так и порядок/беспорядок расположения магнитных частиц в матрице.

В данной работе представлены результаты исследования магнитоэластиков с малым процентным содержанием магнитных частиц в матрице. Образцы были изготовлены в ОИЯИ, г.Дубна. Гомогенная смесь из диметилсилоксана и феррожидкости с частицами магнетита полимеризовалась с использованием катализаторов. Для создания анизотропии полимеризация проводилась во внешнем однородном магнитном поле (поле полимеризации). Образцы представляют собой листы магнитоэластиков толщиной 0,5-1,5 мм. Были изготовлены две серии образцов. Образцы первой серии отличаются как концентрацией частиц магнетита (5,88%, 3,9%, 1,27%), так и величиной поля полимеризации (0, 280, 560, 1120 Гс); поле прикладывалось перпендикулярно к плоскости магнитоэластика. Образцы второй серии с концентрацией частиц магнетита 2,56% отличаются только величиной поля полимеризации (от 0 до 4400 Гс), которое прикладывалось параллельно плоскости образца; в результате в плоскости образца существует выделенное направление.

Магнитные измерения проводились на вибрационном магнитометре фирмы «LakeShore» при комнатной температуре в диапазоне полей ± 8 кЭ. Для проведения измерений из листов магнитоэластиков вырезались диски диаметром 4 мм. Для образцов первой серии поле прикладывалось перпендикулярно и параллельно плоскости, для выявления возможной анизотропии образцов. Для образцов второй серии внешнее поле прикладывалось в трех направлениях: перпендикулярно плоскости и в плоскости, параллельно и перпендикулярно направлению поля полимеризации. Для предотвращения высыхания полимерной матрицы образцы хранятся в полиэтиленовых пакетах.

Типичные полевые зависимости удельной намагниченности для образцов первой серии представлены на рис. 1. В связи с различными концентрациями значения намагниченности отличаются друг от друга. Разброс внутри серии образцов одинаковых концентраций объясняется погрешностью эксперимента.

Анализ анизотропии проведен на основе сравнения параметров петель гистерезиса, в частности, коэффициента прямоугольности. Типичные зависимости коэффициентов прямоугольности от поля полимеризации для одной серии образцов с концентрацией частиц магнетита 5,88% представлены на рис.2. Результаты подтверждают предположение о структурировании магнитных частиц в процессе полимеризации.

В образцах с наименьшим содержанием магнитной компоненты влияние величины поля полимеризации уменьшается.

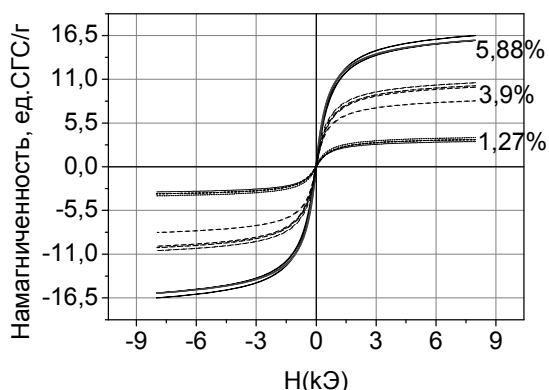


Рис.1. Полевые зависимости удельной намагниченности первой серии образцов с различным содержанием частиц магнетита.

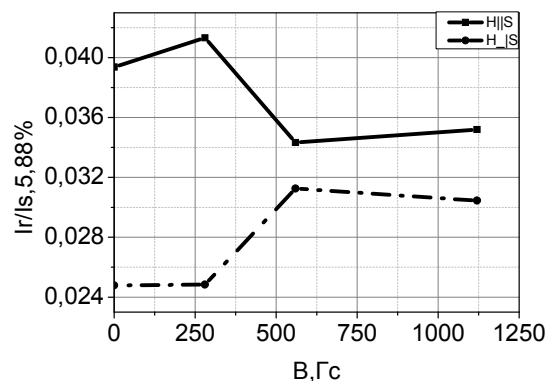


Рис.2. График зависимостей коэффициента прямоугольности образцов с концентрацией частиц магнетита 5,88% от поля полимеризации B при двух ориентациях поля (параллельно и перпендикулярно плоскости образцов).

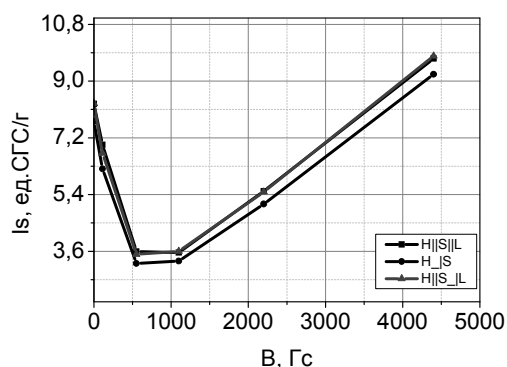


Рис.3. График зависимости намагниченности насыщения для серии образцов с концентрацией частиц магнетита 2,56% от поля полимеризации образца при различных ориентациях поля по отношению к образцу

Для второй серии образцов (поле полимеризации в плоскости образца) с концентрацией частиц магнетита 2,56% наблюдается немонотонная зависимость намагниченности насыщения от величины поля полимеризации с минимумом в области 500-1000 Э величины поля (рис.3). Механизм такой зависимости обсуждается. Таким образом, обнаружено влияние внешнего магнитного поля в процессе полимеризации на структуру образцов, а именно на упорядоченность расположения частиц в матрице.

Работа выполнена в рамках гранта 13-02-12443-офи_м2.

E-mail: login.lud@bk.ru

ФМР НА ОДИНОЧНЫХ МИКРОЧАСТИЦАХ $(\text{Co/Pt})_x$

Свечкина Н.Б.

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

Ферромагнитный резонанс (ФМР) в настоящее время является одним из распространенных методов исследования ферромагнитных материалов. Однако возможности ФМР при изучении микро- и нанообъектов ограничиваются, помимо слабого сигнала, сложностями подготовки таких образцов с воспроизводимыми свойствами, а также методами их размещения в резонаторе спектрометра ФМР.

В настоящей работе была сделана попытка отработки технологии получения одиночных ферромагнитных частиц $(\text{Co/Pt})_x$ с микронными размерами и одинаковыми магнитными параметрами и их фиксации в микрорезонаторе ФМР спектрометра.

Для обеспечения возможности транспортировки микрочастиц при одинаковости их параметров была предложена идея формирования подложки для напыления в виде системы микрошариков. Указанная система представляла собой одномерный слой из стеклянных сфер одинакового диаметра (технология получения таких шариков в настоящее время хорошо отлажена и шарики являются коммерческим продуктом). Сферы закрепляются на стеклянной подложке. Диаметр каждой сферы был порядка 5 мкм. При стандартной технологии напыления на такую подложку верхние части шариков образуют покрытые ферромагнитными мультислоями $(\text{Co/Pt})_x$ области, толщина покрытия – около 0,5 мкм.

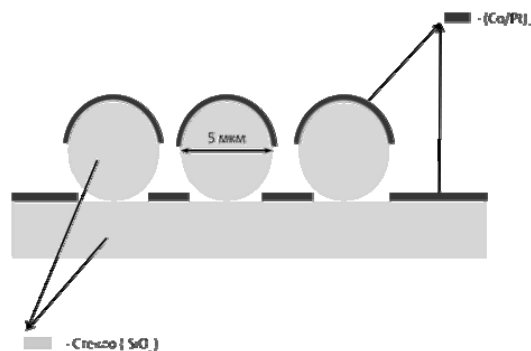


Рис. 1 – Схема исследуемой системы

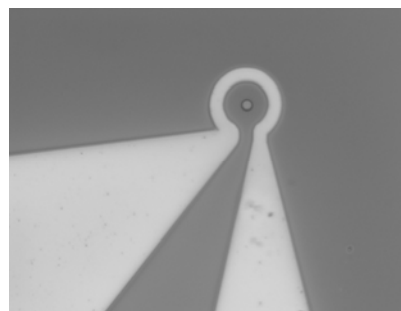


Рис.2 - Микрорезонатор

Регистрация ФМР сигнала одной элементарной сферы планировалось проводить при помощи микрорезонатора внутри петли которого подготавливалось отверстие с диаметром, обеспечивающим надежную фиксацию только одной сферы. При этом остальные сферы можно было стряхнуть. Основной трудностью являлся поиск такого оптимального диаметра.

Для решения этой проблемы был изготовлен дополнительный образец, представляющий собой систему отверстий, диаметры которых изменялись от 3 до 40 мкм с шагом 5 мкм. Экспериментально было установлено, что оптимальный диаметр отверстия внутри петли микрорезонатора должен быть в пределах от 7 до 14 мкм.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 13-02-90491.

E-mail: n.svechkina@mail.ru

ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕРАСЩЕПЛЯЮЩИХСЯ ЛИНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Лукашенко А.Т.

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

Магнитные поля всюду непрерывны, ограничены и не могут обладать дивергенцией в виду отсутствия в реальности бесконечно больших плотностей магнитной энергии, бесконечно тонких токовых слоев и магнитных зарядов. Линии, на которых нет нулевых точек и точек, в которых поле обращается в бесконечность, не расщепляются. Как известно, существует три типа нерасщепляющихся линий магнитного поля: 1) замкнутые в конечном объеме; 2) незамкнутые в конечном объеме (пример И.Е. Тамма [8]); 3) незамкнутые в бесконечном объеме. Четвёртый тип нерасщепляющихся линий, когда линия приходит из бесконечности и запутывается в некотором конечном объеме, был указан А. Морозовым и Л. Соловьёвым в 1963 г. [5]. Однако этот тип, в отличие от первых трёх, реализовываться не может.

a_lu@mail.ru

Литература

1. Войцеховский М.И. Особая точка векторного поля // Математическая энциклопедия под ред. И.М. Виноградова, т. 4. М.: Советская энциклопедия, 1977.
2. Гельфанд И.М., Граев М.И., Зуева Н.М., Михайлова М.С., Морозов А.И. Пример тороидального поля, не обладающего магнитными поверхностями // ДАН СССР. 1962. Том 143. No. 1. С. 81-83.
3. Зуева Н.М., Михайлова М.С., Морозов А.И. Пример структуры магнитного поля с разрушающимися магнитными поверхностями//ДАН СССР. 1963. Т. 153. С. 801.
4. Морозов А.И. Введение в плазмодинамику, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
5. Морозов А.И., Соловьёв Л.С. Геометрия магнитного поля // Вопросы теории плазмы} под ред. М.А. Леонтовича, вып. 2. М.: Госатомиздат, 1963. С. 3-91.
6. Пархоменко А.С. Линия // Математическая энциклопедия под ред. И.М. Виноградова, т. 3. М.: Советская энциклопедия, 1977.
7. Сковорода А.А. Магнитные ловушки для удержания плазмы, М. Т, 2009.
8. Тамм И.Е. Основы теории электричества, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
9. Урысон П.С. Труды по топологии и другим областям математики, т. 2. М.,Л., 1951.

10. Faraday M. Experimental Researches in Electricity, 3 volumes, London: Bernard Quaritch, 1839 and New York: Dover, 1965.

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ОТЖИГА НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТНОМЯГКИХ ТОНКИХ ПЛЕНОК Fe-ZrN

Титова А.О.¹, Харин Е.В.², Геджетов В.А.²

¹ МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

² Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия

Повышение намагниченности насыщения магнитномягких материалов при сохранении малой коэрцитивной силы представляет большой интерес с практической точки зрения, поскольку дает возможность улучшить эффективность использования магнитных материалов в современной электронике. В последние годы такие возможности были обнаружены в тонких пленках на основе железа с примесями циркония и азота.

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния температуры отжига на магнитные свойства пленок Fe-ZrN, полученных с помощью высокочастотного магнетронного напыления. Были получены пленки толщиной 1-2 мкм на стеклянной подложке с различным фазовым составом. Для всех полученных образцов проведен структурный анализ методом рентгеновской дифракции, сделан химический и фазовый анализ исходных пленок. Отжиг проводился при температурах от 300°C до 600°C в атмосфере азота в течение 60 минут.

Магнитные свойства образцов измерены на вибрационном магнитометре (VSM фирмы LakeShore модель 7407) в магнитном поле до 16кЭ при комнатной температуре с шагом 500 Э в больших полях (для определения намагниченности насыщения) и с шагом в 1 Э в малых полях (для определения коэрцитивной силы и остаточной намагниченности). Намагниченность насыщения рассчитывалась из полученных данных о магнитном моменте образцов на основании вычисленного объема магнитной компоненты. Для определения объема были рассчитаны площади поверхностей образцов по их сканированным изображениям.

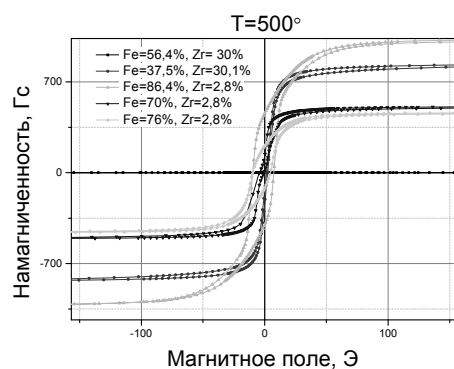


Рис. 1. Петли гистерезиса для различных пленок при одинаковой температуре отжига.

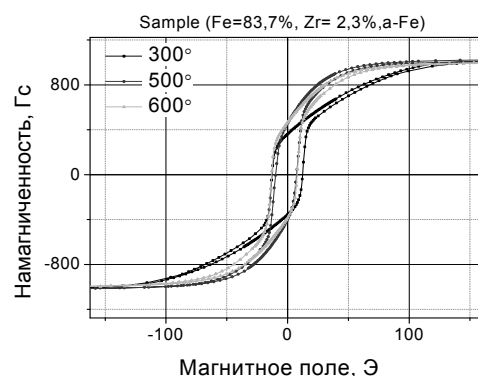


Рис. 2. Петли гистерезиса при разных температурах отжига.

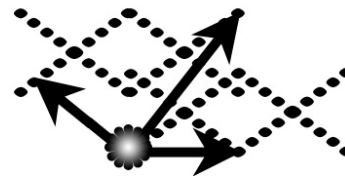
Обнаруженные изменения остаточной намагниченности, намагниченности насыщения и коэрцитивной силы при разных химических и фазовых составах исходных образцов, которые отжигались при одинаковой температуре (рис. 1), сопоставлялись со структурными данными исходных образцов. Показано, что магнитные свойства не всегда зависят только от массовой доли железа, но огромное значение имеет фазовый состав пленок. Кроме того были обнаружены небольшие изменения в значениях коэрцитивной силы при разных температурах отжига одного и того образца (рис. 2).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 12-02-00116-а) и гранта РФ НШ-6207.2014.3.

E-mail: alextitova93@gmail.com

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Председатели:
проф. Бушуев Владимир Алексеевич
проф. Казанский Андрей Георгиевич



ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ОДНОАТОМНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОПРОВОДОВ Ni и Mn НА ВИЦИНАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ РОДИЯ

Камынина И.А., Бажанов Д.И.

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

На данный момент линейные наноструктуры занимают большую область теоретических и экспериментальных исследований, что обусловлено исключительными физическими и химическими свойствами низкоразмерных систем и, соответственно, их возможного применения в развитии передовых технологий [1,2]. Наноразмерные структуры, в частности одномерные нанопровода, демонстрируют электронные магнитные свойства отличающиеся от свойств тех же материалов в макро- и микромасштабах. Это позволяет наметить путь для создания новых материалов с управляемыми электронной и магнитной структурами. Поэтому актуальным является исследование электронных и магнитных свойств металлических нанопроводов на вицинальных поверхностях.

В рамках теории функционала электронной плотности нами начато исследование электронных и магнитных свойств металлических проводов Mn и Ni на вицинальной поверхности Rh(553). Данное исследование связано с недавними экспериментальными работами, впервые показавшие возможность образования одномерных гибридных металл-оксидных структур (1D-оксид) в процессе окисления биметаллических нанопроводов Ni-Rh на ступенях поверхности Rh(553) [3] (См. Рис. 1). В результате окисления формируются одномерные Ni-O провода с различным содержанием кислорода в структуре никелевого провода. Кроме этого, в работе [4] были недавно обнаружены 1D-оксиды Mn на вицинальных поверхностях Rh и Pd [4]. В связи с этим, нами проведены первопринципные расчеты электронной и магнитной структуры моноатомных проводов Ni и Mn на чистой поверхности Rh(553) с целью последующего изучения одномерных оксидов никеля и марганца в зависимости от содержания в них кислорода на вицинальной поверхности Rh(553).

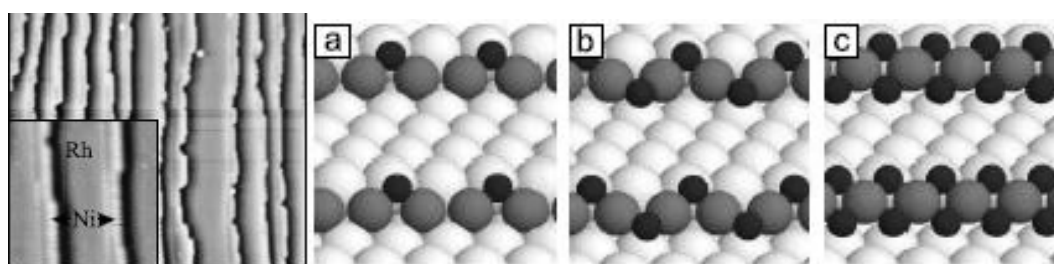


Рис. 1: Изображение сканирующего туннельного микроскопа ступеней поверхности Rh(15 15 13) декорированных 0.2ML атомами Ni (справа). Структурные модели позиций адсорбции для (a) 0.1ML, (b) 0.2ML и (c) 0.4ML кислорода (отмечен красным цветом) на ступенях поверхности Rh(553) (отмечен белым цветом) декорированных 0.2ML атомами Ni (отмечен серым цветом)

В результате проведенных спин-поляризованных расчетов было установлено, что моноатомные провода Mn и Ni вблизи ступеней слабо гибридованы с состояниями подложки Rh (553) и обладают выраженными магнитными свойствами. Серия расчетов показала высокие значения локального магнитного момента $\sim 3.60 \mu_B$ и $\sim 0.62 \mu_B$ соответственно на атомы Mn и Ni в проводе. Исследование магнитного сцепления атомов внутри провода показало, что в отличие от провода Ni, в котором спины атомов пред-

почитают ферромагнитное (FM) упорядочение с небольшой разницей в энергии $\Delta E = E^{\text{FM}} - E^{\text{AFM}} = 27.5 \text{ meV}$, спины атомов Mn в проводе демонстрируют устойчивое антиферромагнитное сцепление с энергией $\Delta E = E^{\text{FM}} - E^{\text{AFM}} = 277.8 \text{ meV}$. Полученные результаты предполагаются в дальнейшем использоваться для исследования магнитной анизотропии одномерных нанопроводов Mn и Ni, а также магнитных свойств металлооксида Ni-O и Mn-O в зависимости от содержания в них кислорода. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-01322-а.

E-mail: kamyninaia@gmail.com

Литература

- [1] K. Kuhnke, K. Kern, *J. Phys. Condens. Matter* 15 (2003) S3311.
- [2] A. Mugarza, J.E. Ortega, *J. Phys. Condens. Matter* 15 (2003) S3281.
- [3] J. Schoiswohl et al., *Phys. Rev. Lett.* 97, 126102 (2006).
- [4] C Franchini et al., *J. Phys.: Condens. Matter* 24, 042001 (2012).

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОКРИСТАЛЛОВ SI В СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ МНОГОСЛОЙНЫХ НАНОПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ ПО ДАННЫМ СИНХРОТРОННОГО МЕТОДА XANES

Коюда Д.А.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

В работе представлены результаты диагностики синхротронным методом спектроскопии ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (XANES - X-ray absorption near edge structure) трёх серий многослойных нанопериодических структур (МНС) с различным типом промежуточных диэлектрических слоев: $\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$, $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$, $\text{SiO}_x/\text{ZrO}_2$. В силу реакции диспропорционирования ($2\text{SiO}_x \rightarrow x\text{SiO}_2 + (2-x)\text{Si}$) при высокотемпературном отжиге высока вероятность образования массивов нанокристаллов и/или кластеров кремния. Поэтому формирование данных структур перспективно с целью создания оптоэлектронных устройств в рамках кремниевых технологий. Актуальными вопросами являются определение наиболее оптимальных режимов технологии, типов нанослоев составляющих МНС с точки зрения формирования нанокристаллов кремния (nc-Si) ограниченного размера.

В данной работе толщина каждого нанослоя составляющего МНС варьировалась в пределах от 2 до 8 нм, а их общее количество для каждой серии МНС – от 43 до 56. С целью получения ограниченных по размеру наночастиц кремния все структуры были отожжены при температурах до 1100°C .

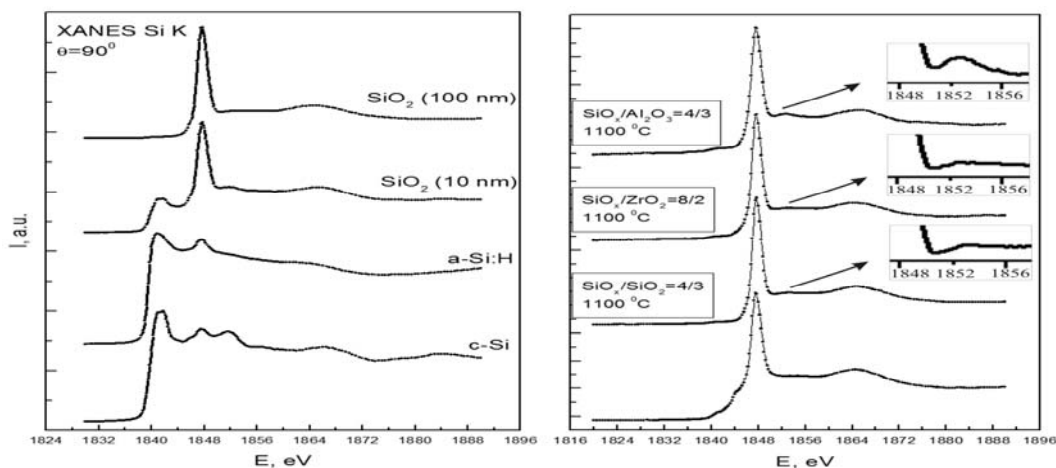


Рис. 1. Si K спектры XANES: а) эталонных образцов c-Si, a-Si:H, термических пленок SiO_2 ; б) МНС $\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$, $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{SiO}_x/\text{ZrO}_2$ с заданным соотношением толщин слоев для исходных образцов (идентичны для всех типов МНС) и отожжённых при 1100°C .

Все исследуемые МНС были осаждены на подложки из кремния методом поочередного вакуумного испарения соответствующих исходных материалов из двух независимых источников. Во всех случаях первым на подложку наносился слой субоксида кремния, затем слой диэлектрика (Al_2O_3 , ZrO_2 или SiO_2), следующим – $\alpha\text{-SiO}_x$ и т.д., верхним был слой диэлектрика.

Использование методов, чувствительных как к поверхности, так и к локальному окружению атомов заданного сорта актуально для диагностики подобного рода объектов. Одним из таких методов является синхротронный метод XANES. Экспериментальные спектры были зарегистрированы в центре синхротронного излучения SRC Университета Висконсин - Мэдисон, США. Вакуум в экспериментальной камере спектрометра составлял $\sim 10^{-8}$ Торр, аппаратурное уширение ~ 1 эВ. Спектры XANES регистрировались методом измерения тока с образца.

В зависимости от основного уровня изучаемого материала возбуждаемого падающими фотонами синхротронного излучения представляется возможным получать информацию о составе и структуре как приповерхностных, так и более глубоких слоев. Так, использование метода XANES позволило провести исследование на различных глубинах информативного слоя для всех серий МНС и установить следующее. По данным Si L_{2,3} спектров XANES (в исследуемом слое толщиной ~ 5 нм) при отжиге в 1100°C , для всех структур наблюдается формирование нанокластеров кремния. Кроме того, температурный отжиг приводит к определенным изменениям в слоях SiO_x , которые связаны с частичным доокислением субоксида SiO_x до диоксида SiO_2 подтверждая ход реакции диспропорционирования. Анализ же Si K спектров XANES исследуемых МНС при глубине информативного слоя ~ 70 нм (Рис.1б) и их сопоставление со спектрами эталонных образцов (Рис.1а) позволили заключить, что во всех структурах при температуре отжига в 1100°C происходит формирование нанокристаллов кремния. Тот факт, что формирование нанокристаллов кремния по Si L_{2,3}-краям поглощения при отжиге МНС нами не наблюдалось, объясняется малой глубиной анализа спектров L_{2,3} кремния (~ 5 нм) и наличием верхнего слоя диэлектрика (Al_2O_3 , ZrO_2 или SiO_2) на поверхности структур. Температурная обработка МНС приводит и к проявлению интенсивной размерно-зависимой фотолюминесценции в области энергии излучения $\sim 1.4 - 1.52$ эВ. Дополнительные исследования, проведенные методом XANES, позволили обнаружить образование алюмосиликата в структурах $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$ и, возможно, соединения циркония в структурах $\text{SiO}_x/\text{ZrO}_2$, что требует дополнительного изучения. А сопоставление Si K спектров XANES всех отожженных структур (Рис.1б) показало, что наибольшая эффективность формирования nc-Si наблюдалась в структурах $\text{SiO}_x/\text{Al}_2\text{O}_3$. Это может объясняться возможным химическим взаимодействием на границах между нанослоями двух других типов МНС при температурном отжиге, что приводит к уменьшению средних размеров nc-Si. В то же время спектры исходных неотожженных МНС имели схожие по структуре и энергетическому положению спектральные особенности (Рис.1б, нижний спектр).

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУЗам в сфере научной деятельности на 2014-2016 годы, проекты № 1606 и 757. Работа частично поддержана грантом РФФИ проект 14-02-00119а. Автор работы выражает благодарность своему научному руководителю Турищеву Сергею Юрьевичу за помощь в проведении эксперимента и интерпретации полученных результатов.

E-mail: koyuda@phys.vsu.ru

КОЛОССАЛЬНЫЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЯХ

Шостак Е.В.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

В последние годы интерес исследователей в области физики и фундаментального материаловедения все больше привлекают гетерогенные (состоящие из нескольких компонентов) системы [1-5]. Это связано с тем, что возможности гомогенных одноком-

понентных систем в области получения важных для практики эффективных свойств практически исчерпаны. Широким, перспективным для практического применения, но, к сожалению, еще малоизученным классом гетерогенных объектов являются композиты феррит-пьезоэлектрик. Это связано с уникальными возможностями по преобразованию магнитного поля в электрическое (прямой магнитоэлектрический (МЕ) эффект и электрического поля в магнитное (обратный МЕ эффект)). В связи с этим разработчикам аппаратуры и экспериментаторам требуются надежные теоретические модели, способные прогнозировать эффективные свойства многокомпонентного магнитоэлектрического материала. Необходимо получать конкретные формулы [например, см. 3], производя расчет по которым, физик-экспериментатор установил бы важнейшие закономерности в формировании эффективных свойств.

Внешними воздействиями могут быть внешние механические напряжения, электрические и магнитные поля, а также внешние деформации. Интерес исследователей привлекают в основном резонансные свойства исследуемых структур [1, 3]. Можно указать работы, в которых анализируются трехмерные композиты [4, 5]. Однако в литературе на сегодняшний день отсутствует детальный анализ эффективных низкочастотных свойств узких и тонких пластинок. Все это стимулировало настоящее исследование.

В качестве модели рассмотрим слоистый пьезокомпозит. Он представляет собой тонкую пластинку длиной L , ширина и толщина компоненты много меньше ее длины [3]. Пластинка состоит из многих слоев двух разных пьезоэлектриков, изготовленных по керамической технологии. Слои размером не более 10-50 микрометров, что гарантированно обеспечивает условие выполнения длинноволнового приближения. Образец поляризован по нормали к областям контактов (ось Z). Под действием внешнего магнитного поля в пластине возникают продольные деформации, которые передаются пьезоэлектрику и далее в нем генерируется электрическое напряжение. Это и есть магнитоэлектрический эффект.

Все исходные уравнения для модели запишутся в виде (1), представленном ниже:

$$\begin{aligned} D_3^m &= \varepsilon_{33}^m E_3^m, D_3^p = d_{31}^p T_1^p + \varepsilon_{33}^p E_3^p \\ S_1^m &= s_{11}^m T_1^m + q_{31}^m H_3^m, S_1^p = s_{11}^p T_1^p + d_{31}^p E_3^p; B_3^m = q_{31}^m T_1^m + \mu_{33}^m H_3^m, B_3^p = \mu_{33}^p H_3^p \\ \nu E_3^p + (1-\nu) E_3^m &= E^*; \nu H_3^p + (1-\nu) H_3^m = H^* \\ \nu T_1^p + (1-\nu) T_1^m &= T^* \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь D_3^m и D_3^p – вектора электрической индукции для магнетика и пьезоэлектрика соответственно, H_3^m и H_3^p – вектора магнитного поля, S_1^m и S_1^p – компоненты тензоров деформаций, B_3^m и B_3^p – компоненты вектора магнитной индукции, ν – концентрация пьезоэлектрической фазы, E_3^m и E_3^p – компоненты вектора электрического поля, $s_{11}^{(m,p)}$ – упругие податливости компонент, d_{31}^p – трансверсальный пьезомодуль пьезофазы, $\varepsilon_{33}^{(m,p)}$ – диэлектрические проницаемости в z -направлении, q_{31}^m – пьезомагнитный коэффициент магнетика, $\mu_{33}^{(m,p)}$ – магнитная проницаемость компонент. Далее находим формулы (5) для эффективных констант и волнового вектора. Решая уравнение (1) относительно электрических, механических и магнитных полей и проводя стандартные операции усреднения эффективных свойств, вычисляем эффективные константы (2).

$$\begin{aligned} \alpha_{33}^* &= \frac{d_{31}^p (\varepsilon_{33}^p - \varepsilon_{33}^m) (1-\nu)^2 \nu \mu_{33}^p q_{31}^m}{(d_{31}^p)^2 (1-\nu)^2 \mu - \varepsilon (\nu^2 q + (1-\nu)^2 \mu_{33}^p s_{11}^p + \nu(1-\nu) \mu_s)} \\ q_{31}^* &= \frac{(1-\nu) \mu_{33}^p q_{31}^m ((d_{31}^p)^2 (1-\nu) - \varepsilon \cdot s_{11}^p)}{(d_{31}^p)^2 (1-\nu)^2 \mu - \varepsilon (\nu^2 q + (1-\nu)^2 \mu_{33}^p s_{11}^p + \nu(1-\nu) \mu_s)} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $q = -(q_{31}^m)^2 + \mu_{33}^m s_{11}^m$, $\varepsilon = \nu \varepsilon_{33}^p + (1-\nu) \varepsilon_{33}^m$, $s = \nu s_{11}^p + (1-\nu) s_{11}^m$, $\mu = \nu \mu_{33}^p + (1-\nu) \mu_{33}^m$.

На рис. 1 представлена зависимость эффективной МЭ восприимчивости от концентрации пьезоэлектрика. Видно, что в фазах по отдельности она существовать не может и является неотъемлемым свойством механического взаимодействия компонент. На-

блюдаются гигантские (до $5,5 \cdot 10^{-10}$ s/m) низкочастотные значения данного параметра при концентрации пьезофазы, равной 0,45.

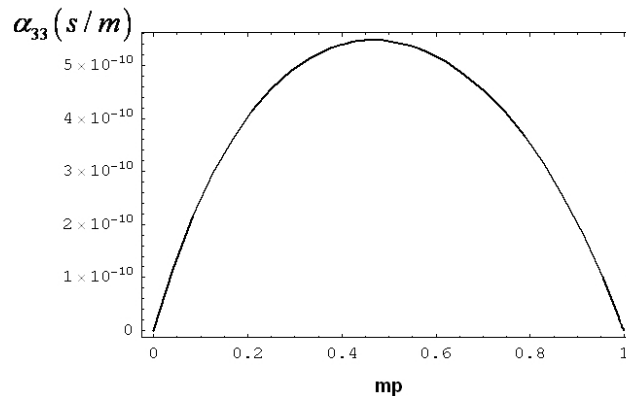


Рис.1. Зависимость продольной МЭ восприимчивости от концентрации пьезоэлектрика

E-mail: grig1980@mail.ru

Литература

1. Д.А. Филиппов, М.И. Бичурин, В.М. Петров et al. // Письма в ЖТФ, Т. 30, С. 15, (2004)
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лившиц, Электродинамика сплошных сред, М.:ФИЗМАТЛИТ, (2005)
3. Г.С. Радченко // Письма в ЖТФ, Т. 34, С. 14, (2008)
4. M.I. Bichurin, V.M. Petrov, G. Srinivasan // Physical Review B, V. 68, P. 054402, (2003)
5. M.I. Bichurin, V.M. Petrov, G. Srinivasan // Journal of Applied Physics, V. 92, P. 7681, (2002)

ВЛИЯНИЕ ИЗОВАЛЕНТНОЙ ПРИМЕСИ ОЛОВА НА ОБРАЗОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ N-ТИПА

Свекла А.Р.

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Атомы олова в Ge являются эффективной ловушкой для вакансий при облучении кристаллов быстрыми электронами, а также центрами захвата комплексов вакансия-фосфор (VP) при отжиге облученных кристаллов Ge n-типа (Ge:Sn+P). Поэтому легирование кристаллов германия изовалентной примесью олова может приводить к ограничению нежелательной ускоренной диффузии примесей, вводимых ионной имплантацией при создании мелких p-n-переходов.

В данной работе исследуются связанные с оловом квазихимические реакции дефектов в ходе изохронного отжига облученных быстрыми электронами кристаллов Ge n-типа.

Исследования проводилось методами нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) и эффекта Холла. Исследовались кристаллы, легированные оловом и фосфором (Ge:Sn+P) в процессе роста. Концентрация олова в исследуемых кристаллах была на уровне 10^{16} - 10^{17} см⁻³.

На рисунке 1 показано развитие спектров DLTS в процессе изохронного отжига образцов Ge:Sn+P, облученных электронами при 80 К. После отжига при 50 °С в спектрах доминирует сигнал DLTS от ловушки Н1 с энергией активации для эмиссии дырок в валентную зону (E_h) 0,19 эВ, принадлежащей комплексу Sn-V.

Амплитуда сигнала от ловушки Н1 сильно уменьшается после отжига при 100 °С с одновременным увеличением амплитуды сигнала от ловушек Н2 и Е3, принадлежащих акцепторным уровням комплекса VP. Однако дальнейший отжиг при 125 °С и 150 °С приводит к уменьшению и полному исчезновению ловушек Н2 и Е3, а также к появлению новой ловушки Н3, сигнал DLTS которой очень близок к таковому для ловушки

Н1. Проведенные нами измерения скоростей эмиссии дырок Методом Laplace DLTS для ловушки Н3 после отжига при 150 °С установлена величина $E_h = 0.208$ эВ.

Таким образом, облучение легированных оловом кристаллов Ge электронами с энергией 6 МэВ приводит к преимущественному введению комплексов Sn-V с энтальпией ионизации дырок 0.16 ± 0.01 эВ и энергией активации для эмиссии дырок 0,19 эВ. Отжиг при 50-100 °С центров Sn-V в легированных фосфором кристаллах Ge сопровождался высвобождением вакансий и образованием комплексов вакансия-фосфор (VP). Центры VP мигрируют при $T \geq 100$ °С по кристаллу и захватываются атомами олова с образованием комплексов SnVP. Этот центр отжигается при $T \geq 275$ °С, обладая достаточно высокой для Ge термостабильностью. *E-mail: svekla.alina@gmail.com*

Литература

Markevich V.P., Peake A. R. r, Hamilton B., Litvinov V. V., Pokotilo Yu. M., Lastovsky S. B., Coutinho J., Carvalho A., Rayson M. J., Briddon P. R. Tin-vacancy complex in germanium. *J. Appl. Phys.*, (2011) 109, 083705-1-6.

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ МОЛЕКУЛЯРНОГО P_2O_5 ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Данилов И.В.^{1,2}, Громницкая Е.Л.², Ляпин А.Г.^{1,2}, Бражкин В.В.^{1,2}

¹Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия,

²Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Троицк, Москва, Россия

Фосфатные стекла являются технологически важными материалами. Это обусловлено особенностями их физических и химических свойств, такими как сравнительно большие коэффициенты линейного расширения, высокая прозрачность к ультрафиолетовому излучению, а также низкие температуры плавления и стеклования по сравнению с силикатными и боратными стеклами. Оксид фосфора является основной компонентой фосфатных стекол, и экспериментальные данные о физических и химических характеристиках различных модификаций соединения P_2O_5 важны для стекольной промышленности. При обычных условиях P_2O_5 может существовать в метастабильной гексагональной молекулярной модификации h- P_2O_5 . Свойства этой модификации под давлением и ее фазовая P-T диаграмма слабо изучены из-за очень высокой гигроскопичности h- P_2O_5 , существенно осложняющей эксперимент. Известна лишь одна работа [1], в которой проводились измерения удельного объема h- P_2O_5 до 0.9 ГПа. При этом была обнаружена аномалия объема при давлениях 0.4–0.5 ГПа, предположительно связанная с фазовым превращением. При комнатной температуре превращение обратимо – обратный переход имеет место при давлениях 0.1–0.2 ГПа. При этом, насколько нам известно, упругие характеристики P_2O_5 не исследовались не только под давлением, но даже при нормальных условиях. Цель настоящей работы состояла в изучении упругих свойств молекулярной фазы оксида фосфора при давлениях до 2 ГПа в интервале температур от 77 до 295 К ультразвуковым методом. В работе измерялись продольная и поперечная скорости звука, а также определялись изменения объема непосредственно под давлением, что позволило рассчитать модуль всестороннего сжатия и модуль сдвига.

Исследования проводились на ультразвуковом пьезометре типа цилиндр-поршень. Из-за высокой гигроскопичности P_2O_5 образцы изготавливались в аргоновом боксе. Порошкообразный P_2O_5 был предварительно обдавлен (до 0.1 ГПа) и помещен в цилиндрическую дюралевую капсулу (диаметр 16 мм, высота образца 7–8 мм). Температура измерялась медь-константановыми термопарами, помещенными вблизи образца. Времена пробега продольной и поперечной звуковой волны измерялись импульсным ультразвуковым методом на частотах 10 МГц и 5 МГц, соответственно. Длина пробега ультразвуковых волн определялась с помощью индикаторов часового типа с точностью 0.005 мм.

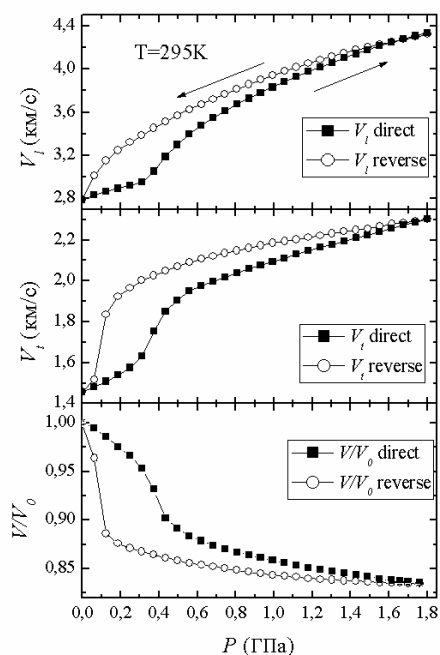


Рис. 1

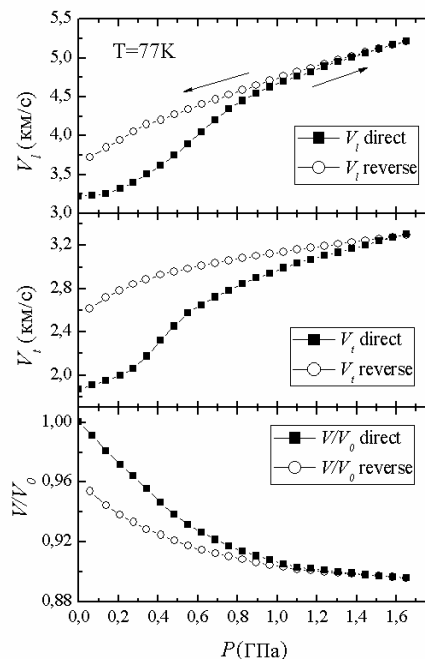


Рис. 2

Экспериментальные зависимости ультразвуковых скоростей и относительного изменения объема при $T=295$ К представлены на рис. 1. Отметим, что наблюдается обратимый фазовый переход из гексагональной фазы в новую фазу при $P=0.4$ ГПа в случае повышения давления и при $P=0.13$ ГПа в случае снятия давления. Скачок объема при этом составляет $\sim 7.5\%$, что соответствует данным [1]. При переходе в новую фазу обе скорости и, соответственно, упругие модули P_2O_5 увеличиваются. Зависимости ультразвуковых скоростей при температуре жидкого азота (рис. 2) также указывают на наличие фазового перехода при повышении давления ($P=0.48$ ГПа), хотя по изменению объема этот переход выражен неявно. Отсутствие аномалий на экспериментальных зависимостях скоростей и объема при снятии давления и существенное отличие начальных и конечных значений характеристик при малых давлениях указывает на отсутствие обратного фазового перехода. Нагревание при малых давлениях (0.03–0.1 ГПа) приводило к обратному фазовому переходу при $T > 200$ К с возвратом к исходным значениям скоростей и объема.

Дальнейшие исследования предполагают изучение фазовой диаграммы P_2O_5 в широком диапазоне давлений как ультразвуковыми, так и структурными методами.
arbalest13@mail.ru, grom@hppi.troitsk.ru, alyapin@mail.ru, brazhkin@hppi.troitsk.ru

Литература

Johns I.B., Ulmer H.E., Edwards J.W. Reversible Phase Transition of Phosphorus Pentoxide // J. Chem. Phys. 1961, v. 35. p. 1271-1272.

ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ МЕХАНОСИНТЕЗИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ FE-GA НА АНИЗОТРОПИЮ МЕХАНИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МЕТАЛЛ-ПОЛИМЕРНОГО КОМПОЗИТА

Жолудев С.И.

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

Развитие современных технологий, в первую очередь электронной техники, напрямую связано с получением новых уникальных гибридных материалов. Задача создания таких материалов - сочетать в наименьшем объеме максимальное число функций, обеспечивая тем самым общую высокую функциональность и миниатюризацию элементной базы. Композиционные материалы, в которых частицы металлов или их соединений пространственно стабилизированы с помощью различных стабилизирующих матриц,

при использовании специфических характеристик частиц, могут быть использованы в качестве функциональных материалов рабочих систем. В данной работе было предложено использовать частицы магнитоотрицательного сплава Fe-Ga для наполнения эластичного полимерного материала с целью получения композита, обладающего магнитоотрицательными свойствами. Для получения таких частиц был использован метод механохимического синтеза в шаровой планетарной мельнице. Для анализа структуры, морфологии и размеров частиц использовались методы рентгеновской дифракции, мессбауэровской спектроскопии, просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии. Пространственная стабилизация полученных частиц осуществлялась в модифицированном полиуретане в процессе его полимеризации. Анизотропия механических и магнитных свойств сформированных композитов анализировалась методами динамического механического анализа, измерений магнитоотрицательности в зависимости от концентрации частиц. Определены концентрационные зависимости температур стеклования, модуля Юнга сформированных композитов. Показана эффективность использования механосинтеза для получения частиц с увеличенными за счет микронапряжений значениями магнитоотрицательности, а также продемонстрировано, что ориентация частиц магнитным полем в процессе полимеризации полиуретана и подбор оптимальной концентрации частиц позволяют увеличить этот эффект в несколько раз.

E-mail: s.i.zholudev@gmail.com

ПЕТЛИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ГИСТЕРЕЗИСА И РЕВЕРСИВНАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ КЕРАМИК $\text{PbFe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_3 + X \text{Li}_2\text{CO}_3$.

Болдырев Н.А.

НИИ Физики Южного Федерального Университета, Ростов-на-Дону, Россия

Материалы, в которых проявляется взаимодействие электрической и магнитной подсистем (магнитоэлектрический и магнитодиэлектрический эффекты, магнитосопротивление), представляют огромный интерес, в первую очередь, с прикладной точки зрения. Феррониобат свинца, $\text{PbFe}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$ (PFN) – представитель данного класса материалов и в настоящее время часто выступает в качестве компонента новых многофункциональных материалов. Однако, несмотря на более чем полувековую историю исследований его свойств, в научной литературе встречаются противоречия, касающиеся, например, его сегнетоэлектрических и магнитодиэлектрических характеристик. Причиной тому служит критическая зависимость его структурных и макроскопических параметров от технологических регламентов получения. Ранее нами было показано, что одним из способов решения вышеуказанной проблемы является введение Li_2CO_3 в качестве модификатора, что позволяет уменьшить оптимальную температуру спекания, стабилизировать керамические, диэлектрические и пьезоэлектрические характеристики. Данная работа является продолжением этих исследований и направлена на установление закономерностей влияния карбоната лития на петли диэлектрического гистерезиса и реверсивную нелинейность керамики PFN.

Объектами исследования явились PFN, в том числе со сверхстехиометрическими добавками Li_2CO_3 в количестве 1 масс. % (PFNL1), 2 масс. % (PFNL2) и 3 масс. % (PFNL3), соответственно. Петли диэлектрического гистерезиса (ДГ) при комнатной температуре на частоте 50 Гц получали на осциллографической установке Сойера – Тауэра. Это позволяло оценить остаточную поляризацию, P_R , и коэрцитивное поле, E_C , исследуемых образцов. Реверсивную нелинейность (определение относительной диэлектрической проницаемости (ϵ/ϵ_0) на частоте 10^3 Гц при одновременной подаче на образец постоянного электрического поля напряжением $0 \text{ кВ} \leq U < 1 \text{ кВ}$) исследовали с помощью установки на базе LCR – метра Agilent 4263B.

При исследовании петель ДГ установлено, что всем керамикам свойственны насыщенные петли практически прямоугольной формы, характерной для классических сегнетоэлек-

триков. Увеличение концентрации модификатора привело к росту P_R при $x = 1-2$ масс. % и снижению при $x = 3$ масс. %; E_C , в свою очередь, монотонно возрастает. При анализе кривых $\varepsilon/\varepsilon_0(U)$ установлено, что во всех случаях зависимость имеет форму «бабочки». Увеличение концентрации карбоната лития приводит, с одной стороны, к усилению гистерезисных явлений на кривых $\varepsilon/\varepsilon_0(U)$ (наблюдается увеличение разности в значениях $\varepsilon/\varepsilon_0$ при одинаковых U в режимах увеличения и уменьшения напряжения электрического поля), а с другой – к росту величины относительного снижения $\varepsilon/\varepsilon_0$ с 500 (PFN) до 1000 (PFNL3).

В работе осуждается связь наблюдаемых эффектов с кристаллохимической спецификацией вводимого модификатора и возможности встраивания катионов Li^{1+} как в регулярные, так и в нерегулярные позиции базового соединения

huckwrench@gmail.com

ВЛИЯНИЕ АТОМОВ ОЛОВА НА БЛИЖНЮЮ ТОНКУЮ СТРУКТУРУ КРАЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ (XANES) КРЕМНИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ Si_xSn_{1-x}

Анисимов А.В.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Внедрение атомов олова в кристаллическую решетку кремния и создание твердых растворов Si_x/Sn_{1-x} является перспективным методом управления структурными и фотоэлектрическими свойствами, а также генерационно-рекомбинационными процессами и переносом носителей заряда в подобных структурах [1]. При этом, на свойства материалов оказывают влияние как параметры получения, так и внешние воздействия на структуры (температура, радиация, окисление). Кроме того, в случае определенных концентраций олова в кремнии может наблюдаться существенная перестройка зонной структуры и проявляться свойства прямозонного материала [2]. Вышеперечисленное делает твердые растворы Si_x/Sn_{1-x} подходящими для создания различных термоэлектрических приборов, а также устройств оптоэлектроники, таких как лазеры и светодиоды. В настоящей работе приводятся результаты исследования ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (XANES) тонких эпитаксиальных пленок Si_xSn_{1-x} , выращенных на подложках кристаллического кремния.

Исследованные образцы были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Для формирования всех типов структур, очищенные и высушенные подложки транспортировались в сверхвысоковакуумную камеру для выращивания пленок, где производилась десорбция термического оксида при температуре. Затем, на буферный слой кремния толщиной 50 нм одновременно напылялись атомы кремния (~92 ат. %) и олова (~8 ат. %), источниками которых выступали электронно-лучевой испаритель (Si) и эффузионная ячейка (Sn). Толщина слоя составила порядка 10 нм (Структура I). Для Структуры II при $T = 200$ °C также был сформирован 10-нм закрывающий слой кремния. В случае Структуры IV, после осаждения 50-нм буферного слоя выполнялось отдельное напыление порядка 5 монослоев Sn (без закрывающего слоя).

Для исследования образцов была использована методика спектроскопии ближней тонкой структуры края рентгеновского поглощения (XANES) - информативный неразрушающий метод исследования локальной плотности электронных состояний в зоне проводимости поверхностных слоев исследуемого вещества, позволяющий получить информацию об особенностях локального окружения атомов заданного сорта (в нашем случае кремния), упорядочения в структурной сетке анализируемого слоя поверхности. Спектры исследуемых образцов были получены на синхротроне SRC университета Висконсин-Мэдисон (Стоутон, США). Глубина анализа при получении Si $L_{2,3}$ спектров составила порядка 5 нм.

На рис. 1. приведены данные спектроскопии XANES для всех типов исследуемых структур, а также для чистой подложки кристаллического кремния (p-тип, 5 Ом*см). По результатам анализа спектров, выращиваемый эпитаксиальный слой Si имеет четко выраженную кристаллическую структуру. В случае отсутствия закрывающего слоя кремния (Струк-

тура I) выявлена существенная перестройка плотности электронных состояний в зоне проводимости как в области элементарного кремния, так и в области SiO_2 , вызванная существенными напряжениями, вносимыми в решетку атомами Sn при образования твердого раствора. Наблюдается сдвиг положения дна зоны проводимости на ~ 0.1 эВ в сторону меньших энергий, а также заметное размытие плотности состояний в области элементарного кремния (рис.1., до 104 эВ). Более того изменение положений точек высокой симметрии в зонном спектре. По отсутствию спектральных особенностей при больших энергиях (выше 104 эВ) можно заключить, что формирование твердого раствора $\text{Si}_x\text{Sn}_{1-x}$ приводит к перестройке структуры молекулярных орбиталей поверхностного оксида.

В случае образца Структуры II, с закрывающим 10 нм эпитаксиальным слоем Si, выявлена кристаллическая структура этого слоя. Тем не менее, в электронном строении поверхностного естественного оксида отмечены изменения в распределении плотности состояний, возможно обусловленные напряженностью оксидного слоя, и по своему проявлению (отсутствию максимума при $E \sim 106$ эВ) схожие с перестройкой XANES Si $L_{2,3}$, спектра для Структуры I.

Для Структуры IV выявлено возможное образование кластеров олова, не оказывающих влияния на кристаллическую структуру кремния и аналогичные изменения в структуре естественного оксида.

E-mail: xasanderx@yandex.ru

Литкратура

- 1, A. S. Saidov, Sh. N. Usmonov // *Physics of the Solid State*, 2013, Vol. 55, No. 1, pp. 45–53.
2. R.A. Soref, C.H. Perry // *J. Appl. Phys.* 69, p. 539-548 (1991).

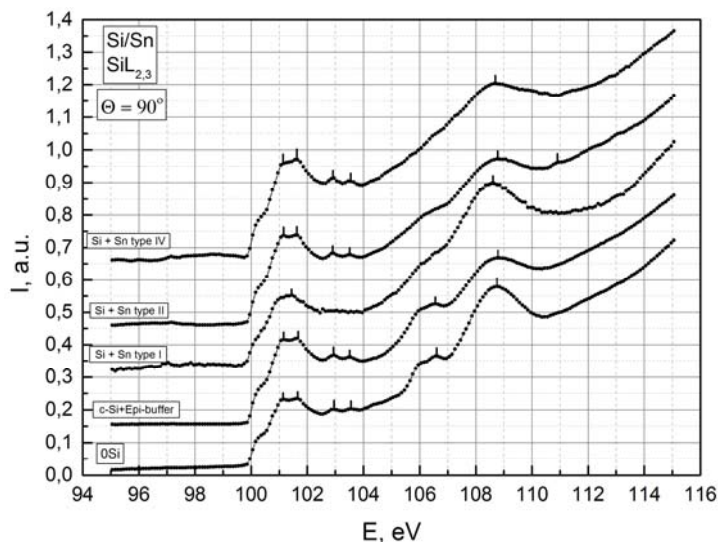


Рис. 1. Спектры XANES исследованных образцов $\text{Si}_x/\text{Sn}_{1-x}$, эпитаксиального слоя кремния, а также чистой подложки (0Si)

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ «ДЕФОРМИРОВАННОЙ СФЕРЫ» ДЛЯ ОПИСАНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ СТРУКТУР КРИСТАЛЛА, ОБЛУЧЕННЫХ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Жакупов Т.Р.

*Евразийский национальный университет имени Л.Н. Гумилева, Астана,
Казахстан*

Нерешенные вопросы, связанные с объяснением механизмов запасения энергии и участия в процессах переноса ионов Ce^{3+} и Ce^{4+} , которые влияют на процессы люминесценции кристаллов, дают возможность применения новых методик и теории для объяснения процессов внутри сцинтилляторов [3]. Интересны способы изменения поверхностных структур сцинтилляторов путем воздействия мощных лазеров и реакторных нейтронов (флюенс $4 \cdot 10^{18}$ - 10^{19} см $^{-2}$) [3], которое приводит к эффективному образованию дефектов. Так как данные процессы могут реструктурировать обычную решетку сцинтиллятора, образовав орторомбические, моноклинные, триклинные кристаллические структуры с разными оптическими свойствами [2]. О чем свидетельствует падение светопропускания кристалла GSO:Ce после облучения нейтронами (рис. 1; 2-кривая).

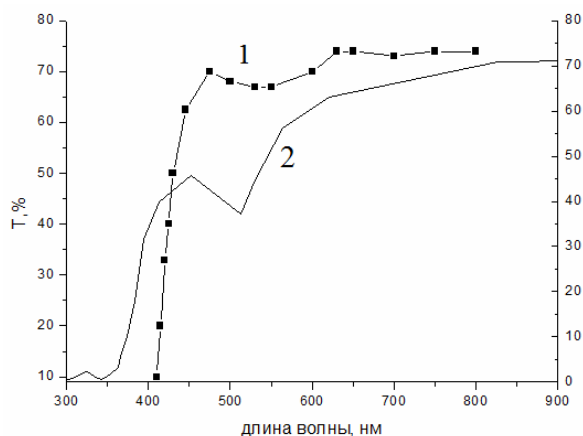


Рис.1. Спектр пропускания GSO:Ce. 1- после отжига (0,6 моль.% Ce), 2- облученный нейтронами (0,5 моль% Ce)

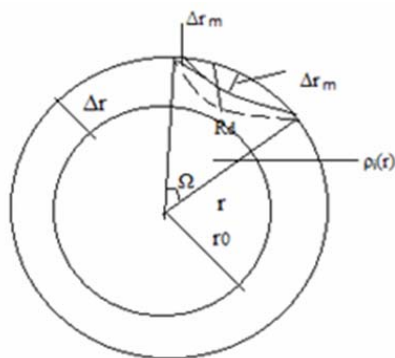


Рис.2. Модель деформированной сферы

Проблема заключается в правильности выбора модели, описывающей действие и свойства после смешения атомов ячейки и расширения узлов решетки в области действия лазерного и нейтронного излучения большой интенсивности. Можно представить ячейку кристалла в виде сферы с определенным усредненным полем. А примесный или редкоземельный ион (R), представить как центр сферы (рис.2). Изменение структуры решетки, как деформацию сферы в определенном участке, что приведет к искажению потенциала внутри сферы и повлияет на движение частицы (в данном случае на процесс передачи энергии центрам свечения). Потенциал внутри сферы:

$$U_r = \frac{1}{N} \sum_i^n \rho_{Ei}(\Delta r, r) W(r, \Delta r) r + \beta \quad (1)$$

$$\rho_{Ei}(\Delta r, r) = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial V_{\Delta r i}} \right)_{S,T} \quad (2)$$

$$W(r) = rG(r) + 4\pi r^2 \rho_0 \quad (3)$$

где $\rho_{Ei}(\Delta r, r)$ - плотность энергии в слое Δr , $W(r)$ - функции радиального распределения, $U_{(R-L)i}$ - потенциал взаимодействия R с атомами (кластерами), N - количество частиц сферы n - количество частиц в слое Δr , β - константа.

$$\sum_i U_{(R-L)i} = \sum_{L_i}^N A_{Li} \left[\left(\frac{r_{R-Li}}{a_i} \right)^{-12} - \left(\frac{r_{R-Li}}{a_i} \right)^{-6} \right] + \sum_i^{N-n} (\alpha_{ij}^n V_j)_i \quad (4)$$

где, A_{Li} , a_i , α_{ij}^n – константы определяемые из эксперимента и расчетов, n – количество ионных связей, V - потенциал учитывающий взаимодействие ионов.

Возможность применения данной модели основана на работах Д. Киперта [1], который использовал в своих работах теоретические методы строения вещества, основанные на использовании данных квантовой механики твердого тела, но для них не требовались точные и приближенные методы решения уравнения Шредингера. Расчеты для использования данного метода очень просты, так как для них не требуется использования сложного математического аппарата. Однозначно для применения методов Д. Киперта для динамических и деформированных систем, нужно учитывать применение численных расчетов и формирование моделей на основе кластерных расчетов для систем с измененной структурой. Также нужно учитывать достижения современной науки в области создания пакетов программ для квантово - химического моделирования. Методы расчета основаны на простых энергетических соотношениях в сочетании с элементарной тригонометрией и алгеброй.

E-mail: tima90zhuk@gmail.com

Литература

1. Д. Киперт. Неорганическая стереохимия. Москва «Мир», 1985.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. М.: МедиаСтар, 2006.

3. V.G. Bondar, V.P. Gavrilyuk, V.S. Konevskii, E.V. Krivonosov, V.P. Martynov, Yu.N. Savvin: GSO: Ce³⁺ scintillator with a high energy resolution// Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics. 2001. V. 4, N 2. P. 131-133.

4. P. Dorenbos, E. V. D. van Loef, A. J. P. Vink, E. van der Kolk, C. W. E. van Eijk, K.W. Kraemer, H. U. Guedel, W. M. Higgins and K. Shah J. Lumin. 117 (2006) 147

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ AL-SI МЕТОДОМ УЛЬТРАМЯГКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ЭМИССИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Усольцева Д.С., Паринова Е.В.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

В настоящее время широкое внимание исследователей привлекают светоизлучающие структуры на основе нанокристаллов (нк) кремния в диэлектрической матрице. В роли материала такой матрицы могут выступать оксид или нитрида кремния [1, 2], но авторы [3] предлагают в качестве объекта исследования нанокристаллы кремния в матрице оксида алюминия, который обладает большой теплопроводностью и позволяет обеспечить необходимый отток тепла при работе с большими плотностями тока.

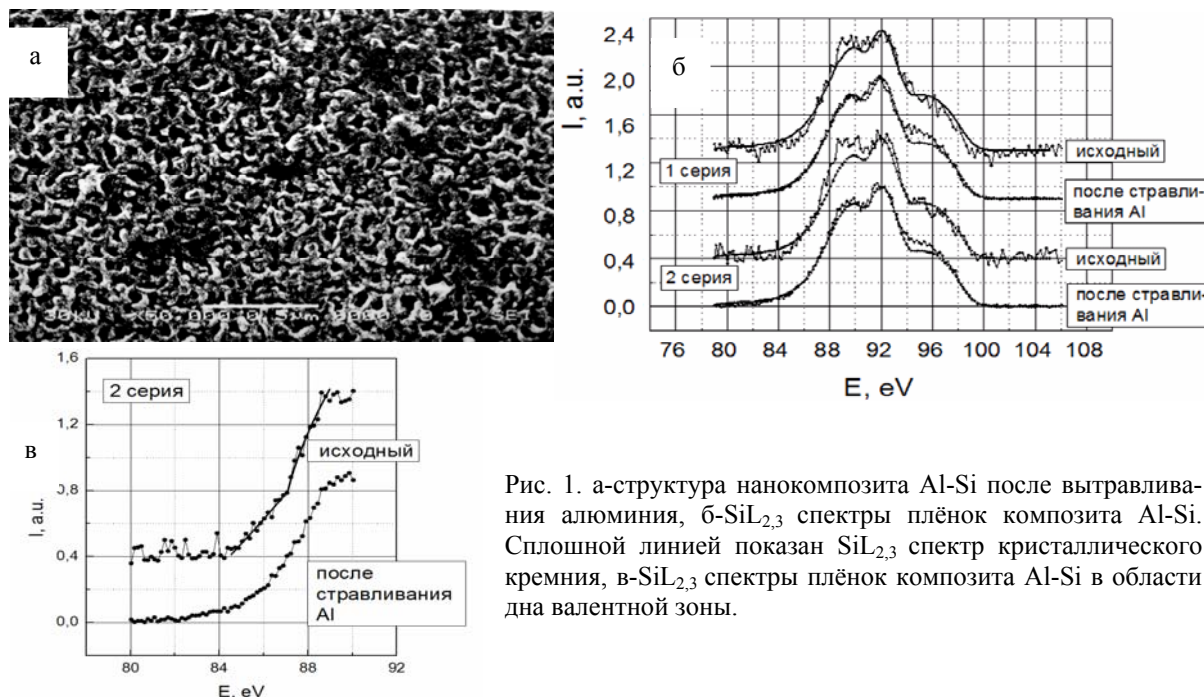


Рис. 1. а-структура нанокompозита Al-Si после вытравливания алюминия, б-Si_{L_{2,3}} спектры плёнок композита Al-Si. Сплошной линией показан Si_{L_{2,3}} спектр кристаллического кремния, в-Si_{L_{2,3}} спектры плёнок композита Al-Si в области дна валентной зоны.

Методами ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии, рентгеновской дифрактометрии и растровой электронной микроскопии исследовались нанокompозитные пленки алюминий + кремний на подложке из монокристаллического кремния, полученные посредством магнетронного распыления составной мишени (45 ат.% Si+55 ат.% Al для 1-ой серии образцов, 30 ат.% Si+70 ат.% Al для 2-ой). Селективное удаление алюминия проводилось в ортофосфорной кислоте при температуре 50°C [3].

Растровая электронная микроскопия показала в образце после удаления алюминия наличие кораллоподобной структуры с характерным размером элементов 20-50 нм (рис. 1а), что соответствует средним размерам нк кремния, определённым методами рентгеновской дифракции.

Экспериментальные эмиссионные Si_{L_{2,3}} спектры (рис. 1б) расположены в области энергий 82-100 эВ и имеют 2 максимума (E=89,6 и 92,0 эВ). По форме экспериментальные спектры образцов похожи на спектр c-Si, но максимум при E=89,6эВ в спектрах исходных образцов более интенсивный, а спад интенсивности у дна валентной зоны (E= 84-87 эВ) более резкий, чем в спектрах c-Si (рис. 1в).

Форма эмиссионного спектра образцов после удаления алюминия приближается к спектру монокристалла (рис. 1б). Незначительно увеличенная в области 94-96 эВ интенсивность может быть объяснена небольшим окислением поверхности нанокристаллов.

У дна валентной зоны (ВЗ) форма эмиссионного спектра исходного образца была интерполирована: при $E=84-87$ эВ интенсивность I линейно зависит от энергии, а при $E=87-88,5$ эВ пропорциональна $E^{1/2}$.

Согласно авторам [4,5] для области локализованных состояний наблюдается логарифмическая зависимость интенсивности от плотности состояний. Поэтому в случае участия в излучательных переходах локализованных состояний линейная зависимость интенсивности от E должна наблюдаться при экспоненциальном характере зависимости плотности состояний от энергии. Т.о. линейный рост интенсивности при $E=84-87$ эВ можно объяснить как следствие сильной локализации состояний у дна валентной зоны и экспоненциальной зависимости хвоста плотности состояний от E .

Сильная локализация состояний у дна ВЗ должна вызывать слабое перекрытие волновых функций состояний дна и потолка ВЗ. Согласно [6], это может резко снижать вероятность заполнения состояний у дна ВЗ с участием Оже-процессов, и вызывать уменьшение ширины данных уровней. После удаления алюминия форма спектра эмиссии приближается к c -Si (рис. 1б,в), предположительно, из-за того, что кремниевые нк начинают взаимодействовать между собой, глубокие валентные уровни становятся де-локализованными и уширяются в результате Оже-процесса.

Методами рентгеновской дифрактометрии и растровой электронной микроскопии обнаружено образование в матрице алюминия нанокристаллов кремния со средним размером 20-30 нм в зависимости от состава исходной мишени. Методом ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии обнаружена особенность электронной структуры кремниевых нк при наличии матрицы алюминия.

E-mail: *usolceva_ds@mail.ru*

Литература

1. Братусь В.Я. Структурные превращения и образование нанокристаллов кремния в пленках SiOx // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 7. С. 854-860.
2. Карзанов В.В. Фотолюминисценция плёнок Si3N4, обогащённых кремнием методом ионной имплантации // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2010. № 5 (2). С. 298-301.
3. Лазарук С.К. Электролюминесценция наноструктурированного кремния в матрице анодного оксида алюминия // ФТП. 2007. Т. 41. Вып. 9. С. 1126-1129.
4. Балагуров С.К. Исследование энергетического спектра локализованных Д-состояний в объеме и на поверхности α -Si:H методом ультрамягкой рентгеновской спектроскопии // ФТТ. 1991. Т. 33. № 10. С. 3033-3038.
5. Terekhov V.A. Investigations of Local States in Semiconductors by USXES // Surface Investigation. 1998. V.1. P. 579-586.
6. Карлсон Т. Фотоэлектронная и Оже-спектроскопия. Ленинград, 1981.

ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($X=0.1 \div 0.5$), АКТИВИРОВАННЫХ ИОНАМИ Eu^{2+} И Ce^{3+}

Нагиев Т.Г.¹, Леоненя М.С.²

¹Институт физики НАН Азербайджана, Баку, Азербайджан

²Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск, Беларусь

В последнее время ведутся исследования свойств смешанных соединений $\text{M}\text{Ga}_2\text{S}_4$ – $\text{M}'\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($\text{M}=\text{Ca}$, $\text{M}'=\text{Ba}$ –щелочноземельные элементы), активированных ионами редкоземельных элементов [1-3]. В тройных системах $\text{M}\text{Ga}_2\text{S}_4$ – $\text{M}'\text{Ga}_2\text{S}_4$ образуются изовалентные твердые растворы различной протяженности от непрерывных до ограниченных при большой разнице в ионных радиусах ($0.99 \div 1.35 \text{ \AA}$) двухвалентных катионов. В работе в качестве объектов исследования были выбраны активированные ионами Eu^{2+} и Ce^{3+} соединения ($x=0.1, 0.2, \dots, 0.5$), образующиеся в системе CaGa_2S_4 – BaGa_2S_4 . Целью

настоящей работы является получение и исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ) и возбуждения ФЛ, рентгеновских спектров кристаллов $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4:\text{Eu},\text{Ce}$ ($0,1 \leq x \leq 0,5$), обладающих неограниченным изоморфным замещением щелочноземельных катионов, для выяснения возможности применения их в качестве люминофоров для устройств отображения информации, сверхярких белых светодиодов.

Твердые растворы $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4$ ($0,1 \leq x \leq 0,5$) были получены твердфазной реакцией из двойных компонентов BaS , CaS , Ga_2S_3 взятых в стехиометрических соотношениях. Синтез проводился в кварцевых ампулах, откачанных до 10^{-4} мм рт. ст., в однотемпературной печи при 1000°C в течение 1ч. После синтеза полученные соединения подвергались отжигу в течение 4ч. при температуре 800°C . Легирование редкоземельными ионами Eu^{2+} , Ce^{3+} осуществлялось добавлением в шихту синтезируемых твердых растворов в виде EuF_3 и CeF_3 . Источниками возбуждения фотолюминесценции (ФЛ) являлись непрерывный гелий - кадмиевый лазер ($\lambda_{\text{в}} = 325$ нм), светодиод ($\lambda_{\text{в}} = 367$ нм) и ксеноновая лампа.

Установлена, что в системе BaGa_2S_4 - CaGa_2S_4 образуются твердые растворы $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4$, легирование которых ионами Eu^{2+} и Ce^{3+} приводит к интенсивному широкополосному излучению, обусловленному переходами $4f^65d \rightarrow 4f^7(^8S_{7/2})$ иона Eu^{2+} . Исследованием спектров ФЛ и возбуждения ФЛ, зависимостей интенсивности излучения и полуширины полос ФЛ от состава и температуры определены для $\text{Ca}_x\text{Ba}_{1-x}\text{Ga}_2\text{S}_4:\text{Eu}^{2+}:\text{Ce}^{3+}$ ($x=0,1 \div 0,5$): энергия активации температурного гашения ($0,7$ eV), Стоксов сдвиг ($0,57 \div 0,73$), фактор Хуана – Райса ($12 \div 15$) и красный сдвиг ($1,13 \div 1,41$). То же это пересечение спектров поглощения и излучения.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики – Грант № EIF-BGM-2-BRFTF -1-2012/2013-07/02/1

Email: tural@nagiyev.net

Литература

1. Chen Guantong, Zhuang Weidong, Liu Ronghui, Liu Yuanhong, Hu Yunsheng, He Huaqiang. Photoluminescent properties of tunable green-emitting oxynitride $(\text{Ba}_{3-x}\text{Sr}_x)\text{Si}_6\text{O}_{12}\text{N}_2:\text{Eu}^{2+}$ phosphor and its application in white LEDs // Journal of Rare Earths, Vol. 31, No. 10, Oct. 2013, p.944-949
2. Jeremy T. Anderson. Luminescent Sulfides and Solution-Deposited Oxide Thin Films. Дисс. ... док. филос. в хим. США, 2008.
3. Ki-Young Ko, Young-Duk Huh, and Young Rag Do. Cathodoluminescence and Longevity Properties of Potential $\text{Sr}_{1-x}\text{M}_x\text{Ga}_2\text{S}_4:\text{Eu}$ ($\text{M}=\text{Ba}$ or Ca) Green Phosphors for Field Emission Displays Bull // Korean Chem. Soc. 29 (2008) p.822–826.

МОНИТОРИНГ ОХРАНЯЕМОГО ОБЪЕКТА С ПОМОЩЬЮ ПОДЪЁМНОЙ ПЛАТФОРМЫ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА БРАУНА

Боташев А.Р.

*Финансовый Университет при правительстве Российской Федерации,
Москва, Россия*

В условиях роста конкурентной борьбы, разнообразия и количества преступлений, связанных с несанкционированным проникновением (НП) на охраняемый объект, в частности для доступа к носителям информации или другим ресурсам, важной задачей является повышения вероятности обнаружения несанкционированного проникновения в систему безопасности. Для обеспечения высокой эффективности системы безопасности необходимо учитывать все составляющие, влияющие на вероятность обнаружения несанкционированного проникновения. Это относится к выбору средств обнаружения НП и их расположению на охраняемом объекте, а также учету возможных воздействий нарушителя на средство обнаружения. Созданные в связи с этим устройства мониторинга можно легко замаскировать. Кроме того, функционирование данных устройств,

практически, не требует энергозатрат. Будет показано, что использование данных устройств гораздо эффективнее по многим параметрам, чем использование существующих средств мониторинга объектов и периметра безопасности. Подробно рассмотрены принципы действия и характеристики устройств на основе эффекта Брауна. Проект реализовывался в лабораториях Финансового Университета при Правительстве РФ и ДМЦ «Сокольники» под руководством к.т.н., доцента Лавриненко М. М.

E-mail: vismark47@hotmail.com

Литература

1. Clive Thompson, *The Antigravity Underground*. 2003
2. Thomas B. Bahder, Chris Fazi, *Force on an Asymmetric Capacitor*. 2002
3. Biefeld-Brown Effect: Misinterpretation of Corona Wind Phenomena. 2004

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПЛЕНОК Co, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ВАРЬИРОВАНИИ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПАРАМЕТРОВ CVD-ОСАЖДЕНИЯ

Хайруллин Р.Р.

*Национальный исследовательский Томский политехнический университет,
Институт физики высоких технологий, Томск, Россия*

Тонкие пленки кобальта, а также сплавы и многослойные композиции на их основе являются предметом интенсивных научных исследований и вызывают большой интерес в связи с возможностью их практического применения в устройствах хранения данных и различных датчиках [2]. В настоящее время существует множество методов получения металлических пленок, среди которых выделяется метод химического осаждения из газовой фазы (CVD). Данный метод является перспективным для производства, так как позволяет получать пленки высокой чистоты, с высокой однородностью толщины и состава, минимальными повреждениями подложки, высокими скоростями осаждения и возможностью нанесения на изделия сложной формы [3]. Свойства пленок, получаемых методом CVD, существенно зависят от параметров осаждения, причем характер данной зависимости определяется как материалом пленок, так и типом предшественника (металлоорганического соединения, из которого получают пленки) [1]. Влияние условий CVD-осаждения на свойства пленок Co уже изучалось [5]. Однако практически отсутствуют исследования для пленок Co, полученных из диимината кобальта $Co(N'acN'ac)_2$, применяемого в качестве предшественника. Дииминаты металлов обладают рядом преимуществ: отсутствием кислорода, высокими летучестью, стабильностью, чистотой разложения и практическим выходом [4]. Таким образом, для получения пленок Co методом CVD из $Co(N'acN'ac)_2$ с требуемыми эксплуатационными характеристиками необходимо знать зависимость их структуры, фазового и химического состава от условий осаждения. В данной работе представлены результаты влияния температуры подложки и температуры испарителя на структурные параметры, фазовый и элементный состав тонких пленок Co, полученных методом химического осаждения из газовой фазы.

Тонкие пленки Co наносили методом CVD на подложки Si (100). Предшественником служил дииминат кобальта $Co(N'acN'ac)_2$. Длительность осаждения всех исследованных образцов составляла 4 часа, в качестве газа-носителя использовали Ar (скорость подачи 1л/ч), а в качестве газа-реактанта - H_2 (скорость подачи 4 л/ч), давление в камере осаждения составляло 1 атмосферу. Были исследованы 2 партии образцов. В первой партии была зафиксирована температура испарителя, равная $T_{исп} = 120^{\circ}C$, при этом температура подложки варьировалась в пределах $T_{подл} = 310 \div 420^{\circ}C$. Во второй партии температура испарителя была увеличена и зафиксирована на $130^{\circ}C$, а температура подложки изменялась от 300 до $340^{\circ}C$. Структурные исследования проводили на дифрактометре DRON-SEIFERT-RM4 (Cu, $\lambda = 1.54051 \text{ \AA}$). Химический состав металлических пленок определяли методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии. Все

измерения выполняли в атмосферных условиях при комнатной температуре. Результаты исследований отражены на рис. 1 и в таблице 1.

В результате исследований установлено, что пленки Co, полученные методом химического осаждения из газовой фазы, содержат кристаллы α -Co и β -Co (Рис.1). Варьирование температур подложки и испарителя позволяет в широких пределах изменять микроструктуру, текстуру и химический состав пленок. Увеличение температуры подложки приводит к снижению содержания кобальта, уменьшению размеров областей когерентного рассеяния и величины микронапряжений (Таблица 1). С ростом температуры испарителя от 120 до 130⁰С снижается степень влияния температуры подложки на элементный состав и величину микронапряжений пленок Co. При этом сужается интервал температур подложки, в котором исследуемые пленки характеризуются постоянным размером областей когерентного рассеяния. Кроме того, наблюдается трехкратное уменьшение величины микронапряжений, а также изменяется текстура пленок – появляются кристаллы новой ориентации

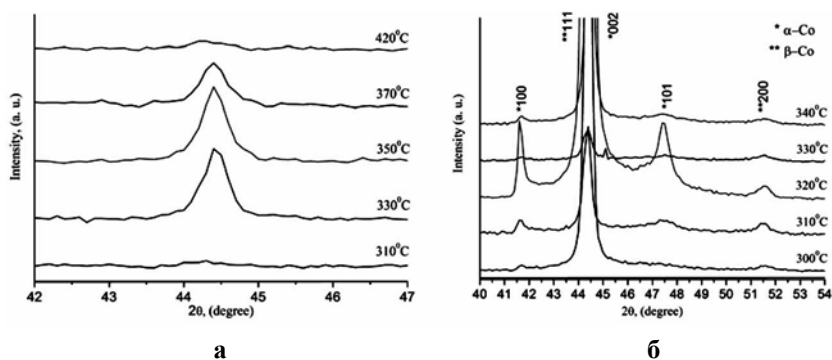


Рис. 1. Дифрактограммы образцов пленок Co, осажденных при различных температурах подложки и при $T_{исп} = 120$ (а) и 130⁰С (б)

Таблица 1. Элементный состав, размер областей когерентного рассеяния (ОКР) и микронапряжения σ пленок Co, полученных при различных температурах испарителя $T_{исп}$ и подложки $T_{подл}$

$T_{исп}, ^\circ\text{C}$	$T_{подл}, ^\circ\text{C}$	Элементный состав	ОКР, нм	σ , ГПа
Первая партия				
120	310	Co 91.4%, C 8.3 %, O 0.3%	17	1,7
120	330	Co 89.9%, C 9.5%, O 0.6%	15	1,4
120	350	Co 84.1%, C 11.6%, O 4.3%	19	1,2
120	370	Co 80.0%, C 18.9%, O 1.1%	13	1,4
120	420	Co 44.2%, C 55.7%, O 0.1%	11	0,8
Вторая партия				
130	300	Co 84.8%, C 14.2%, O 0.1%, N 0.9 %	35	0,4
130	310	Co 86.5%, C 12. 6%, O 0.2%, N 0.7 %	26	0,5
130	320	Co 92.3%,C 7. 2%, O 0.5%	33	0,2
130	330	Co 93.5%, C 6.0%, O 0.5%	26	0,4
130	340	Co 90.9%, C 8.8%, O 0.3%	20	0,3

E-mail: hairullin@list.ru

Литература

1. Сыркин В. Г. CVD-метод: химическое парофазное осаждение. М.:Наука, 2000. – 496 с.
2. Chioncel M. F, Haycock P. W. Cobalt thin films deposited by photoassisted MOCVD exhibiting inverted magnetic hysteresis // Chemical Vapor Deposition. - 2006. - № 12. - P. 670–678.

3. Chioncel M.F, Nagaraja H. S. Domain structures of MOCVD cobalt thin films // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. - 2007. - № 313. – P. 135–141.
4. Morozova, N. B.; Stabnikov, P. A.; Baidina I. A. Structure and thermal properties of volatile copper(II) complexes with β -diimine derivatives of acetylacetonone and the structure of 2-(methylamino)-4-(methylimino)-pentene-2 crystals // *Journal of Structural Chemistry*. – 2007. - № 48. – P. 889-898
5. Paranjape, M. A., Mane, A. U., Raychaudhuri, A. K. Metal–organic chemical vapour deposition of thin films of cobalt on different substrates: study of microstructure // *Thin Solid Films*. - 2002. - № 413. – P. 8-15.

**ПЬЕЗОАКТИВНОСТЬ ЭКОЛОГИЧЕСКИ БЕЗОПАСНЫХ ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНЫХ
(СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ) МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ
МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ СИСТЕМЫ (Na,K,Li)(Nb,Sb,Ta)O₃
ПРИ КОМБИНИРОВАННОМ СВЕРХСТЕХИОМЕТРИЧЕСКОМ
МОДИФИЦИРОВАНИИ**

Абубакаров А.Г., Садыков Х.А.

*НИИ физики Южного федерального университета г. Ростов-на-Дону,
Россия*

Интеллектуальными называются материалы, которые могут контролируемым образом изменять свои свойства в ответ на изменения окружающей среды. Основной особенностью интеллектуальных материалов является их способность преобразовывать один вид энергии в другой. Так, пьезоэлектрические материалы, трансформирующие механическую энергию в электрический ток и наоборот, являются составной частью практически любого сложного продукта современной техники - от самолёта до сотового телефона. Однако, несмотря на то, что первым активно используемым сегнетоэлектрическим соединением был бесвинцовый – титанат бария, на сегодняшний день основу пьезотехники составляют свинецсодержащие многокомпонентные твёрдые растворы (ТР). Свинец относится к числу чрезвычайно токсичных элементов и возглавляет перечень приоритетных особо вредных веществ 1 класса опасности. Его антропогенная эмиссия в наши дни превысила природную, а технофильность составила $2 \cdot 10^9$. В последнее время возросли усилия международных организаций, направленные на вытеснение токсичных веществ из областей народного хозяйства. Так Евросоюзом в 2003 году приняты Директивы «Об отходах электрического и электронного оборудования» (WEEE) и «Об ограничении использования ряда опасных веществ в электрическом и электронном оборудовании» (RoHS), практически запрещающие использование свинецсодержащих соединений в реальном секторе экономики. Но, несмотря на значительные усилия, предпринятые за последние 10 лет, проблема создания альтернативных сред остаётся нерешённой.

Наиболее перспективными для их получения с сопоставимой со свинецсодержащими пьезоэлектрической активностью являются ТР на основе бинарной системы (Na,K)NbO₃. Настоящая работа направлена на поиск возможностей усиления пьезоактивности керамик указанной системы путём их модифицирования комбинированным модификатором (Fe₂O₃+Bi₂O₃).

Объектами исследования стали керамики системы [(K_{0,5}Na_{0,5})_{1-x}Li_x](Nb_{1-y-z}Ta_ySb_z)O₃, модифицированные (Bi₂O₃ + Fe₂O₃). Добавки вводили сверх стехиометрии в количествах (0,5; 1; 1,5) масс. % (x). Синтез осуществляли в две стадии при температурах: T_{синт.1,2} = (850 ÷ 870)°C в течение $\tau_1 = \tau_2 = 6$ часов; спекание при - T_{сп.} = 1200°C в течение 2 час. Рентгеноструктурные исследования осуществляли с использованием дифрактометра ДРОН-3. Диэлектрические спектры исследовали на лабораторном стенде "ЮКОМП 2.0" с использованием измерителя импеданса E7-20 в интервалах температур (25 ÷ 700)°C, частот - 25Гц - 1МГц.

Анализ электрофизических параметров материалов показал, что пьезоэлектрические характеристики испытывают максимум при содержании модификатора (1 - 1,5)

масс %, что, вероятно, связано с близостью морфотропной фазовой границы. Высокие значения пьезоэлектрических коэффициентов ($K_p \sim 0,5$, $d_{33} \sim 160$ пКл/Н) позволяют рассматривать указанные материалы как перспективную основу для создания высокоэффективных пьезоматериалов работающих, как в режиме приёма (звукосниматели, датчики перемещения), так и в силовых режимах (пьезодвигатели).

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Электромагнитные, электромеханические и тепловые свойства твёрдых тел» НИИ физики ЮФУ.

abubakarov12@mail.ru

ПОСТ-ГИДРОГЕНИЗАЦИЯ ПЛЕНОК a-Si:H, ОБРАБОТАННЫХ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Амасев Д.В.

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

Аморфный гидрогенизированный кремний (a-Si:H) и нанокристаллический гидрогенизированный кремний (nc-Si:H) благодаря своим оптическим и фотоэлектрическим свойствам широко используются для создания тонкопленочных преобразователей солнечной энергии. Создание на их основе тандемных структур позволяет эффективно поглощать солнечный свет в широком спектральном диапазоне. Одним из методов получения тандемных структур является лазерная кристаллизация пленок аморфного кремния [1]. Этот метод позволяет сократить количество стадий плазмохимического осаждения, а также проводить локализованную модификацию тонких пленок a-Si:H. Использование фемтосекундных лазерных импульсов позволяет также получить большие пиковые интенсивности излучения. При этом возможно возбуждение до 10-15% валентных электронов, что в свою очередь может приводить к нетермическому ослаблению межатомных связей и, так называемому, «холодному плавлению» [2]. Однако, при лазерной кристаллизации происходит выход водорода из структуры пленок, что приводит к ухудшению их фотоэлектрических параметров. Поэтому целью данной работы является экспериментальная проверка влияния процедуры пост-гидрогенизации пленок a-Si:H, обработанных фемтосекундными лазерными импульсами, на их структурные, электрические и фотоэлектрические свойства.

Тонкие пленки a-Si:H осаждались при разложении моносилана (SiH_4) и водорода (H_2) в плазме тлеющего разряда. Было изготовлено две серии тонких пленок аморфного кремния толщиной 300 нм, осажденных на кварцевые подложки. Пленки были обработаны в сканирующем режиме излучением Yb:KGW лазера с различной мощностью – от 20 мВт до 95 мВт. Длительность импульсов 300 фс. Длина волны излучения лазера составляла 1030 нм. Затем вторая серия обработанных излучением лазера пленок выдерживалась в водородной плазме в течение 1 часа при 220 °С.

Анализ спектров комбинационного рассеяния света показал, что по мере увеличения интенсивности лазерного излучения возрастает доля кристаллической фазы (от 0 до 70%) в обеих сериях образцов. Таким образом, подбор параметров лазерного облучения позволяет контролировать долю кристаллической фазы в тонких пленках a-Si:H/nc-Si:H. При этом наблюдалось резкое увеличение темновой проводимости в образцах с долей кристалличности выше 7%. По нашему мнению, это связано с возникновением перколяционного пути для носителей заряда по нанокристаллической фазе.

С помощью метода постоянного фототока были получены спектральные зависимости коэффициента поглощения исследованных пленок. В серии образцов, которые не гидрировались после лазерной обработки, большинство спектров имело вид, характерный для аморфного кремния. Только для образца с максимальной кристалличностью (70%) наблюдалось увеличение поглощения в области энергий квантов 1.4-1.6 эВ, характерное для nc-Si:H. Метод постоянного фототока регистрирует только поглощение, приводящее к возникновению фотопроводимости. Поэтому «аморфная» форма спектра поглощения частично кристаллизованных пленок может объясняться малым вкладом нанокристаллов кремния в общую фотопроводимость пленок. В свою очередь, низкая фотопроводимость nc-

Si:H, полученного при лазерной обработке, может быть связана с выходом водорода из модифицированной части пленки. Во второй серии образцов, выдержанных в водородной плазме после лазерной обработки, переход к «нанокристаллической» форме спектральных зависимостей коэффициента поглощения происходил при существенно более низких интенсивностях обработки и, как следствие, при более низких долях кристаллической фазы (около 30%). По нашему мнению, это связано с частичным восстановлением содержания водорода в серии образцов, выдержанных в водородной плазме. Водород пассивирует оборванные связи в кристаллической составляющей структуры пленок, что уменьшает концентрацию дефектов в ней и увеличивает её вклад в фотопроводимость. Дальнейшие исследования влияния условия осаждения, лазерного облучения и пост-обработки пленок a-Si:H, кристаллизованных фемтосекундными лазерными импульсами, необходимы для получения материала с оптимальными характеристиками для солнечных элементов.

E-mail: amoslegkie@gmail.com

Литература

1. K. Yamamoto et al. A high efficiency thin film silicon solar cell and module // Solar Energy. 2004, 77, 939-949.
2. S.K. Sundaram, E. Mazur. Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses // Nature Materials. 2006, 1, 217-224.

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ПОДСВЕТКИ НА ИЗМЕНЕНИЕ ПРОВОДИМОСТИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА ИНДИЯ ПРИ АДСОРБЦИИ ДИОКСИДА АЗОТА

Ильин А.С., Фантина Н.П., Ситников И.А.

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

Нанокристаллический оксид индия (In_2O_3) характеризуется большой удельной поверхностью, в силу чего материал чувствителен к присутствию в воздухе различных газов (например, NO_2 , CO , CO_2) и является перспективным для создания газовых сенсоров резистивного типа [1]. В настоящее время подобные сенсоры работают преимущественно при высокой температуре (около 400 °С), которая способствует ускорению процессов адсорбции и десорбции детектируемого газа с поверхности сенсора. Важной задачей является снижение рабочей температуры газового сенсора. В данной работе исследуется возможность использования ультрафиолетового освещения нанокристаллического оксида индия для снижения температуры детектирования диоксида азота.

Синтез нанокристаллических образцов In_2O_3 проводился золь-гель методом с последующим отжигом. В зависимости от температуры отжига были получены образцы со средними размерами нанокристаллов 8 нм, 20 нм, 40 нм. Полученные пленки In_2O_3 толщиной 1 мкм наносились на стеклянные подложки. На пленки напылялись золотые контакты для измерения электрических характеристик. Результаты экспериментов показали, что ультрафиолетовое освещение позволяет использовать нанокристаллический оксид индия для детектирования диоксида азота при комнатной температуре. Кроме того, образцы с минимальным размером нанокристаллов продемонстрировали наибольшее изменение проводимости при добавлении диоксида азота в атмосферу. Этот факт можно объяснить тем, что удельная поверхность данного образца наибольшая.

В работе была изучена возможность использования мигающего ультрафиолетового освещения. Было выявлено, что при уменьшении общего времени освещения нанокристаллического оксида индия возможность детектирования диоксида азота остается, но при этом ухудшается отклик образца на газ, а время его восстановления увеличивается.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ (НШ-3461.2014.2).

E-mail: fannastya@mail.ru

Литература

1. Gurlo A., Barsan N., Ivanovskaya M. et al. In_2O_3 and MoO_3 - In_2O_3 thin film semiconductor sensors: interaction with NO_2 and O_3 // Sensors and Actuators B. 1998. Vol. 47. p. 92–99.

СТРУКТУРНЫЕ И ТРИБОЛОГИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПОКРЫТИЙ, ЛЕГИРОВАННЫХ ХРОМОМ

Левин И.С., Тарелкин Ю. А., Шальнов С.А.

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

Проведено комплексное исследование структуры и свойств алмазоподобных покрытий, легированных хромом, полученных с использованием технологии магнетронного напыления.

Методами рентгеноструктурного исследования показано, что для покрытий, полученных в безазотной атмосфере, состоящей из чистого ацетилена C_2H_2 , наряду с рентгеноаморфной наблюдается и кристаллическая фаза, которой соответствует наиболее интенсивный максимум дифрактограммы, совпадающий с линией 110 хрома. По мере увеличения доли азота в атмосфере напыления наблюдается уменьшение количества аморфной компоненты и увеличение степени кристалличности структуры покрытий.

Расчеты показали, что происходит увеличение размеров областей когерентного рассеяния и уменьшение ширины дифракционных линий. Данный процесс сопровождается ростом количества ОЦК фазы хрома (происходит возрастание интенсивности дифракционной линии 110) и образованием и постепенным увеличением доли еще одной кристаллической фазы – мононитрида хрома CrN (см. рис. 1).

Качественно полученные результаты имеют хорошее согласие с данными по изменению химического состава покрытий при варьировании содержания азота в активной атмосфере.

Проведенное исследование показало, что формирование дополнительно к наноструктурированной карбидной фазе включений нитрида хрома может приводить к повышению механических и трибологических свойств покрытий.

E-mail: is.levin@physics.msu.ru

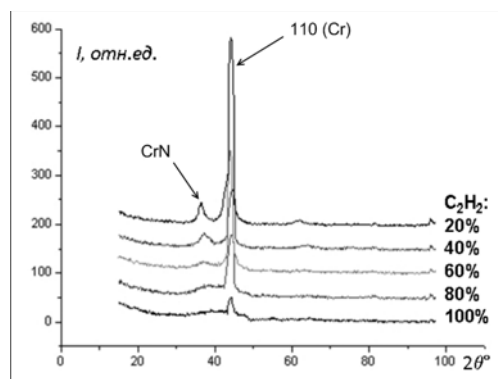


Рис. 1. Форма диффузного фона дифракционного рентгеновского рассеяния от образцов, напыленных в атмосферах разного состава

АЛГОРИТМ ПОСТРОЕНИЯ МОЗАИК ПЕНРОУЗА – МОДЕЛИ И КВАЗИКРИСТАЛЛЫ

Петросян Ж.Д.

*Владимирский государственный университет имени А.Г. и Н.Г.Столетовых,
Владимир, Россия*

Квазикристаллы представляют собой сравнительно недавно открытый вид твердых тел, промежуточный между кристаллами и аморфными телами. Их возникновение связано с экспериментально обнаруженными в 1982 г. веществами, дающими дифракционную картину с функциональными брэгговскими пиками, и симметрией, не совместимой с трансляционной решеткой [1]. За их открытие израильский физик и химик Дан Шехтман в 2011 году получил нобелевскую премию.

В качестве математических моделей квазикристаллов обычно выступают непериодические точечные системы, обладающие дальним порядком. Такие математические квазикристаллы, в отличие от физических, могут быть определены в любой размерности.

Двумерной моделью квазикристалла является мозаика Пенроуза, изучавшаяся математиками еще до открытия квазикристаллов. Мозаика Пенроуза не является периодическим разбиением, так как не переходит в себя ни какими параллельными переносами.

сами - трансляциями. Однако в ней существует строгий порядок, определяемый алгоритмом построения этого разбиения.

Существует множество подходов к определению математических квазикристаллов. Наиболее известным является подход, основанный на проектировании решеток из пространств более высокой размерности в меньшую размерность, который получил название "model sets". Применительно к мозаике Пенроуза данный подход называется методом Бааки [2].

Данный метод наиболее удобен для изучения и анализа дифракционной картины квазикристаллов как с теоретической точки зрения, так и с точки зрения компьютерных алгоритмов. На основе данного анализа можно делать последующие выводы о свойствах квазикристаллов.

Для анализа свойств мозаики Пенроуза нами была написана компьютерная программа по алгоритму Бааки, согласно которому определяются окно $W = \bigcup_{i=0}^4 (\Omega_i, i)$, где

$\Omega_i \in \mathbb{C}$ и правильные пятиугольники P с вершинами $\{1, \xi, \xi^2, \xi^3, \xi^4\}$, где $\xi = e^{\frac{2\pi i}{5}}$.

Множества Ω_i определяются следующим образом: $\Omega_0 = \{0\}$, $\Omega_1 = P$, $\Omega_2 = -\tau P$,

$\Omega_3 = \tau P$, $\Omega_4 = -P$, где $\tau = \frac{1+\sqrt{5}}{2}$ - золотое сечение. Тогда проекции точек на модельное множество будут следующими:

$\pi_1((h, j, k, l)) = h + j\xi + k\xi^2 + l\xi^3$ и $\pi_2((h, j, k, l)) = (h + j\xi^2 + k\xi^4 + l\xi, h + j + k + l \bmod 5)$, где h, j, k, l - координаты целочисленной четырехмерной решетки Z^4 .

Вершины мозаики Пенроуза - это точки $\pi_1((h, j, k, l))$ такие, что $\pi_2((h, j, k, l)) \in W$. Вершины соединены ребром тогда, когда расстояние между ними равно 1. Таким образом строится мозаика Пенроуза по вышеприведенному алгоритму.

Нами обнаружено, что метод Бааки не совсем точен и полученное разбиение не является в точности разбиением Пенроуза, так как появляются «лишние» вершины и ребра разбиения. Оказалось, что данная конструкция верна с точностью до вершин и границ пятиугольников Ω_i .

С помощью компьютерного эксперимента удалось получить уточнение метода Бааки, в результате чего получилась мозаика Пенроуза (рис.1):

Описанный выше способ построения мозаики Пенроуза называют слабой параметризацией мозаики Пенроуза.

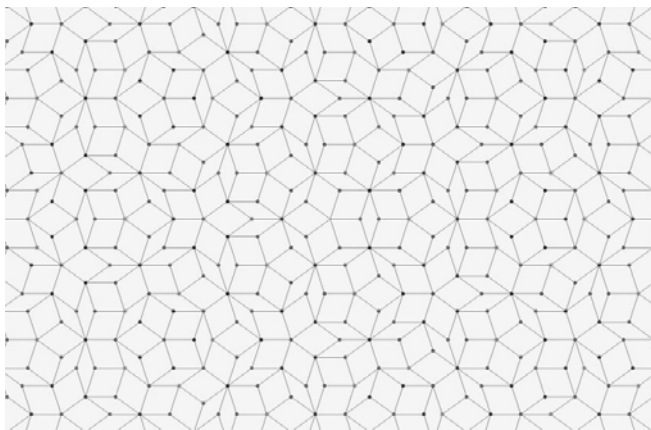


Рис.1 Мозаика Пенроуза, полученная с помощью модификации алгоритма Бааки

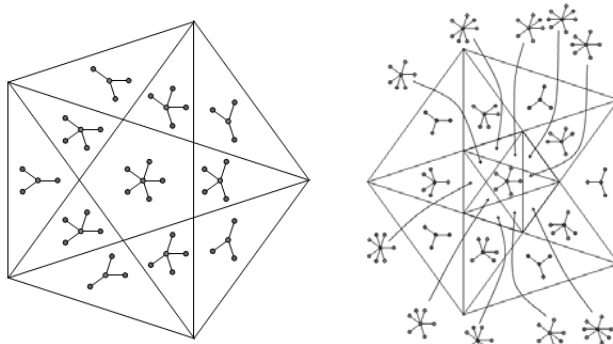


Рис.2 Типы локальных окружений и их разбиения для Ω_1 и Ω_2

Существует и другой способ построения - сильная параметризация вершин разбиения, где можно получать параметры соседних вершин по параметру данной вершины. Все множество параметров разбивается на многоугольники, в каждом из которых одно-

значно определены первое локальное окружение точки, а также звезда, состоящая из векторов, соединяющих точку с соседними точками.

На рис.2 приведены типы локальных окружений и соответствующие им разбиения множества параметров для пятиугольников Ω_1 и Ω_2 . Для пятиугольников Ω_3 и Ω_4 типы локальных окружений получают осевой симметрией.

Выражаю благодарность своим научным руководителям Малееву А.В. и Шутову А.В. за интерес и внимание к моей работе.

E-mail: petrosyanzhanna@gmail.com

Литература

1. D. Shechtman, I. Blech, D. Gratias, J. W. Cahn. Metallic Phase with Long-Range Orientational Order and No Translational Symmetry // Physical Review Letters. — 1984. — Vol. 53. — P. 1951—1953

2. M. Baake, C. Huck. Discrete tomography of Penrose model sets / Phil. Mag., Volume 87, Issue 18-21 (2007), 2839-2846

РЕЛАКСАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКИ ВБЛИЗИ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ НАНОПРОВОЛОКИ

Дмитриев А.Д.

Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Актуальной проблемой в последние годы является создание приборов наноэлектроники, оптики и фотоники (фотодетекторов повышенного быстродействия, лазеров, оптических пинцетов, элементов интегральных схем, сенсоров), основанных на полупроводниковых квантовых точках. При создании таких устройств необходимо учитывать взаимное влияние их элементов друг на друга, поскольку взаимодействие электронной подсистемы квантовой точки с элементарными возбуждениями окружения может приводить к энергетической релаксации квантовой точки [1].

В данной работе теоретически рассмотрена внутризонная релаксация носителей заряда сферической квантовой точки с участием одномерных поверхностных плазмонов металлической нанопроволоки. Изучаемая система представляет собой полупроводниковую матрицу, в которой вблизи проводящей нанопроволоки расположена квантовая точка с бесконечным потенциальным барьером. Для упрощения задачи диэлектрические проницаемости точки и окружающего полупроводника считаются равными.

Скорость внутризонных переходов электрона квантовой точки, которые сопровождаются испусканием осесимметричных плазменных волн, определяется золотым правилом Ферми

$$U = \frac{2\pi}{\hbar^2(2l'+1)} \sum_{m',m''} \sum_{k_z} \left| \langle \Psi_{n'l'm''}^* | N_{k_z,0} + 1 | (-eV) | N_{k_z,0} | \Psi_{n'l'm'} \rangle \right|^2 \delta(\Omega - \omega_0(k)),$$

где Ω - частота внутризонного перехода, $\omega_0(k)$ - частота поверхностного плазмона, V - потенциал плазмонного поля, $|N_{k_z,0}\rangle$ и $|N_{k_z,0} + 1\rangle$ - волновые функции состояний с N и $N+1$ плазмонами моды $n=0$ с проекцией волнового вектора k_z , $\Psi_{n'l'm'}$ и $\Psi_{n'l'm''}$ - волновые функции начального и конечного состояний электрона в бесконечно глубокой сферической яме [1].

Следуя методу работы [2], можно получить потенциал поля плазмонов вне цилиндрической проволоки (в области полупроводника) в квазистатическом приближении во вторичном квантовании

$$V(\rho, z) = \sum_{k_z} \frac{B_k I_0(kR)}{\sqrt{LK_0(kR)}} e^{ik_z z} K_0(k\rho) (a_{k_z,0} + a_{-k_z,0}^+)$$

где R – радиус цилиндра, L – длина нанопроволоки, $I_0(k\rho)$ и $K_0(k\rho)$ – модифицированные функции Бесселя, $a_{-k_z,0}^+$ и $a_{k_z,0}^-$ – операторы рождения и уничтожения плазмона, коэффициент B_k дается выражением

$$B_k = \frac{\sqrt{\hbar}}{2} \left[k R \omega_0(k) I_0(kR) \left(\frac{\omega_{pl}^2 I_1(kR)}{4\omega_0^4(k)} + \frac{\pi\gamma}{(\omega_T^2 - \omega_0^2(k))^2} \frac{I_0(kR) K_1(kR)}{K_0(kR)} \right) \right]^{-1/2}.$$

Здесь ω_{pl} – плазменная частота металла, $\gamma = \omega_T \omega_{LT} \varepsilon_\infty^{(2)} / (2\pi)$, ω_T – частота поперечного экситона, ω_{LT} – частота продольно-поперечного расщепления экситона, $\varepsilon_\infty^{(2)}$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость полупроводника [2].

Закон дисперсии одномерных поверхностных плазмонов в рассматриваемой гетероструктуре имеет вид

$$\left(\varepsilon_\infty^{(1)} - \frac{\omega_{pl}^2}{\omega_0(k)} \right) I_1(kR) = - \left(\varepsilon_\infty^{(2)} + \frac{4\pi\gamma}{\omega_T^2 - \omega_0(k)} \right) K_1(kR),$$

где $\varepsilon_\infty^{(1)}$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость металла.

Выбрав начало координат, связанное с квантовой точкой и учитывая, что при нормальных условиях число плазменных состояний равно нулю, для скорости внутризонной релаксации можно получить следующее выражение

$$U = \frac{e^2}{\hbar^2 (2l' + 1)} \frac{B_{k_0}^2 I_0^2(k_0 R)}{K_0^2(k_0 R)} \left| \frac{d\omega_0(k)}{dk} \right|_{k=k_0}^{-1} \times \\ \times \sum_{m', m''} \left\{ \left| \int_0^{R_0} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \Psi_{n'l'm''}^*(r, \theta, \varphi) \exp(-ik_0 r \cos \theta) K_0(k_0 \rho) \Psi_{n'l'm'}(r, \theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi r^2 dr \right|^2 + \right. \\ \left. + \left| \int_0^{R_0} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \Psi_{n'l'm''}^*(r, \theta, \varphi) \exp(ik_0 r \cos \theta) K_0(k_0 \rho) \Psi_{n'l'm'}(r, \theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi r^2 dr \right|^2 \right\},$$

где $\rho = \sqrt{d^2 + r^2 \sin^2 \theta + 2d r \sin \theta \cos \varphi}$, R_0 – радиус квантовой точки, d – расстояние между центром точки и осью цилиндра, k_0 – корень уравнения $\omega_0(k) = \Omega$.

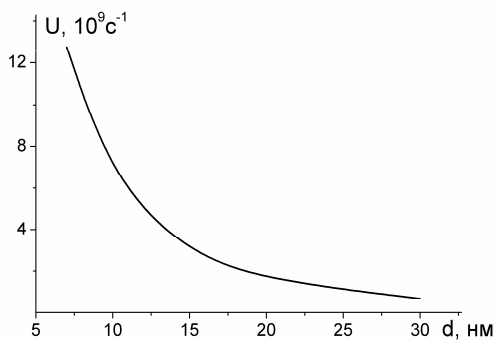


Рис. 1 Зависимость скорости релаксации от расстояния между центром квантовой точки и осью проволоки. Другие параметры системы: $R = 3$ нм, $R_0 = 3$ нм.

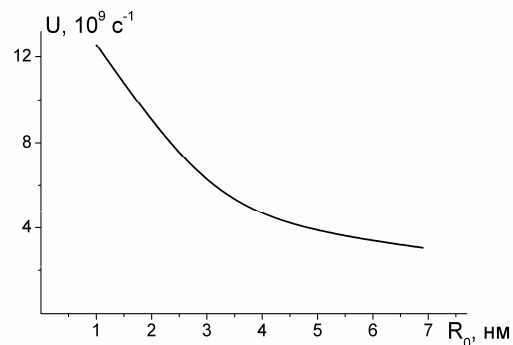


Рис. 2 Зависимость скорости релаксации от радиуса квантовой точки. Другие параметры системы: $R = 3$ нм, $d = 10$ нм.

На рисунках 1 и 2 представлены результаты расчетов скорости передачи энергии к нанопроволоке для электронного перехода $n' = 1 \ l' = 1 \rightarrow n'' = 1 \ l'' = 0$ в зависимости от геометрических параметров системы. Величины, характеризующие металл и полупроводник, принимались равными $\varepsilon_\infty^{(1)} = 9.8$, $\hbar\omega_{pl} = 9.1$ эВ, $\varepsilon_\infty^{(2)} = 6.8$, $\hbar\omega_T = 3$ эВ,

$\hbar\omega_{LT} = 1.5$ мэВ. Из рисунков видно, что вариация соответствующих геометрических параметров изменяет скорость релаксации от 10^{10} с^{-1} до 10^9 с^{-1} .

Полученные скорости сравнимы со скоростями для других механизмов релаксации [1]. Поэтому рассмотренный в данной работе механизм необходимо учитывать при разработке устройств, основанных на квантовых точках.

E-mail: toni.sardonic@mail.ru

Литература

1. А.В. Федоров, И.Д. Рухленко, А.В. Баранов, С.Ю. Кручинин Оптические свойства полупроводниковых квантовых точек. СПб.:Наука. 2011, 188 с.
2. V. I. Sugakov and G. V. Vertsimakha Localized exciton states with giant oscillator strength in quantum well in vicinity of metallic nanoparticle // Phys. Rev. B. 2010, V. 81, P. 235308.

ВЛИЯНИЕ УСАДКИ НА СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ДВУХСЛОЙНЫХ КОМПОЗИТАХ С ТОНКИМ НАНОМЕТРОВЫМ ПОКРЫТИЕМ

Сосновский И.В.

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

Основная цель исследования состоит в изучении поведения тонкого нанометрового покрытия на полимерной подложке после термической усадки.

Для изучения был взят ПЭТФ с различными степенями прокатки: $\lambda=1.16$, $\lambda=1.33$. После прокатки через вальцы на поверхность полимера наносилось тонкое нанометровое покрытие из золота толщиной 15 нм, далее образцы помещались в печь для отжига при температуре: 50 °С, 70 °С и 90 °С, плюс для сравнения оставили один экземпляр без отжига.

Наблюдение осуществлялось путем микроскопического анализа: АСМ, СЕМ (JSM – 6390LA).

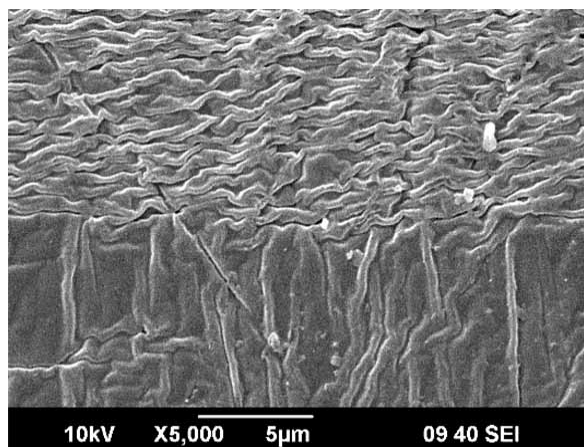
Проанализировав полученные данные были выявлены следующие отличительные особенности образцов:

Образовались светлые и темные области (особенности прокатки).

При температуре выше стеклования образуется ярко выраженная волна в структуре полимера.

В светлой области образовался концентрированный волновой рельеф, в темной, с точностью наоборот.

Рельефы светлой и темной области перпендикулярны друг другу.



ИЗМЕНЕНИЯ ТОНКОЙ АТОМНОЙ И ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУР ФЕРРИТНО-МАРТЕНСИТНЫХ СТАЛЕЙ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ИНТЕРВАЛЕ ХРУПКО-ВЯЗКОГО ПЕРЕХОДА

Евстюхина И.А., Бойко Н.В., Рудаков С.Г., Шаратов А.С., Милосердин В.Ю., Мищенко А.Ю.

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Россия

Комплексом ядерно-физических методов: мессбауэровской спектроскопии, μ SR-спектроскопии, позитронной диагностики и калориметрии - исследованы закономерности

изменения тонкой атомной и дефектной структур конструкционной ферритно-мартенситной хромистой стали ЭК-181 в интервале температур хрупко-вязкого перехода.

С помощью данных методов обнаружено, что в температурном интервале хрупко-вязкого перехода наблюдаются:

- аномалия в поведении вероятности эффекта Мессбауэра, являющейся функцией среднеквадратичных смещений атомов железа, и зависящей от силовых констант;
- изменение линейного характера температурной зависимости локального магнитного поля на ядрах железа-57 $\langle H_{\text{эф}} \rangle$;
- увеличение значений изомерного сдвига, обусловленное увеличением электронной плотности 3d-электронов на ядрах железа, связанное с ростом силовых констант взаимодействий атомов в кристаллической решетке (мессбауэровская спектроскопия)
- изменение количества точечных дефектов после хрупко-вязкого перехода (позитронная диагностика)
- появление в спектре прецессии поляризации мюонов низких частот, наличие которых может быть объяснено существованием при низких температурах структурных новообразований со специфической конфигурацией, обусловленной симметрией ОЦК и ГПУ решеток (μsr -спектроскопия)
- аномалии в поведении теплоемкости, что свидетельствует об изменении фононного спектра в этой области температур (калориметрия)

На основе полученных экспериментальных результатов предложено модельное описание механизма, отвечающего за природу хрупко-вязкого перехода в ферритно-мартенситных сталях

E-mail: anton_sharapow@mail.ru

РАМАНОВСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ И ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ЭНЕРГОСБЕРЕГАЮЩИХ ТЕХНОЛОГИЯХ

Левицкий В.С.¹, Леньшин А.С.², Середин П.В.².

¹ Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия,

² Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

В настоящее время в России и за рубежом ведутся активные исследования по созданию фотопреобразователей с использованием материалов, содержащих аморфный гидрированный и нанокристаллический кремний. В связи с этим актуальными являются исследования фото и термодеградационных характеристик пористого кремния, как одного из таких материалов для применения в энергосберегающих технологиях будущего. Исследования образцов мезо (размер пор 50-100нм) и макропористого кремния (размер пор 150-250нм) до и после воздействия в течение 72 часов с использованием имитатора солнечного излучения ИС-160 были проведены с помощью методов Рамановской и фотолюминесцентной спектроскопии на базе микрорамановского спектрометра LabRam HR800 «Horiba Jobin-Yvon» при возбуждении образцов излучением с длиной волны 532нм в геометрии обратного рассеяния [1]. Исследование морфологии поверхности и сколов образцов проводилось методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) на микроскопе Jeol JSM-7001F.

Исследование образцов пористого кремния методом Рамановской спектроскопии показали присутствие в образцах полосы, характерной для связей кремний – кремний (для мезопористых образцов максимум находится в районе 516см^{-1} , а для макропористых – 520см^{-1}), которая практически не изменялась при естественном старении образцов на атмосфере в течение нескольких недель. Пик полосы фотолюминесценции образцов пористого кремния наблюдался на длине волны ~ 700 нм, при этом макропористые образцы обладали существенно меньшей интенсивностью ФЛ.

В процессе воздействия на образцы модельным источником солнечного излучения одна из сторон образца (засвеченная) подвергалась прямому воздействию света, вторая сторона оставалась в тени (темная). Температура в камере облучения составляла $\sim 50^\circ\text{C}$, таким образом, обе стороны подвергались и температурному воздействию. После воздействия на образцы мезопористого кремния модельным источником солнечного излучения наблюдалось значительное падение интенсивности ФЛ «засвеченной» стороны образца и в меньшей степени падение интенсивности ФЛ на «темной» стороне. При этом положением максимума полосы кремний-кремний в рамановском рассеянии от обеих сторон сдвигалось в сторону кристаллического кремния ($520,7\text{cm}^{-1}$) примерно с одинаковым смещением. В то же время, макропористый кремний показал хорошую устойчивость своих характеристик к обработке модельным источником солнечного излучения.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта Президента РФ МК-4535.2014.2 и госзадания для Вузов

Литература

1. В.С. Левицкий. Обработка рамановских спектров аморфного и микрокристаллического кремния // Известия СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 3, 2013, стр. 3-8.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОЙ И СТРУКТУРНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ СПЕКТРА ЯМР В МАГНИТОРЕЗИСТИВНОЙ КЕРАМИКИ

$\text{La}_{0.6-x}\text{Sm}_x\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1.1}\text{O}_{3-\delta}$ ($x=0-0.4$)

Леденёв Н.А.^{1,2}, Мазур А. С.²

¹Донецкий национальный университет, Донецк, Украина,

²Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, Донецк, Украина

Манганиты $\text{La}_{0.6-x}\text{Ln}_x\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1.1}\text{O}_{3-\delta}$ с переменной валентностью ионов марганца (Ln – редкоземельные элементы) представляют особый интерес как в теоретическом плане [3], так и в плане их практического применения [5]. В таких сильно коррелированных системах наблюдается дискуссионная природа возникновения колоссального магниторезистивного эффекта [2]. С целью выяснения влияния магнитной и структурной неоднородностей на магнитотранспортные и магниторезонансные свойства манганитов, исследованы керамические образцы $\text{La}_{0.6-x}\text{Sm}_x\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1.1}\text{O}_{3-\delta}$ при концентрации $x=0-0.4$.

Керамика $\text{La}_{0.6-x}\text{Sm}_x\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1.1}\text{O}_{3-\delta}$ ($x=0-0.4$) была получена методом твердофазного синтеза при 1000°C (20 ч) с последующим спеканием прессовок цилиндрической формы (диаметр $d=8$ мм, высота $h=2-3$ мм) при 1200°C (20 ч) в режиме медленного нагрева и охлаждения. При исследовании керамики были использованы рентгеноструктурные и ЯМР на ^{55}Mn методики.

Согласно рентгеноструктурным данным керамические образцы $\text{La}_{0.6-x}\text{Sm}_x\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{1.1}\text{O}_{3-\delta}$ были однофазными. Структура перовскита изменялась от ромбоэдрического $R\bar{3}c$ типа искажения элементарной ячейки для интервала $x=0-0.2$ к псевдокубическому типу при $x=0.3-0.4$. Уменьшение параметра решетки a с ростом x обусловлено уменьшением среднего ионного радиуса перовскитовой структуры при замещении лантана La^{3+} ($r=1.50 \text{ \AA}$) ионами самария Sm^{3+} ($r=1.38 \text{ \AA}$) [4] и увеличением концентрации анионных и катионных вакансий.

Широкие асимметричные спектры ЯМР ^{55}Mn (см. рис. 1) свидетельствуют о высокочастотном электронном двойном обмене $\text{Mn}_B^{3+} \leftrightarrow \text{O}^{2-} \leftrightarrow \text{Mn}_B^{4+}$ и неоднородности окружения

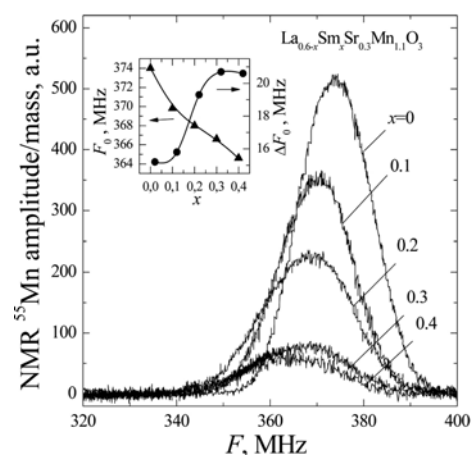


Рис.1. Спектры ЯМР ^{55}Mn

марганца другими ионами и точечными дефектами вакансионного типа. Уширение спектра ЯМР ^{55}Mn на его полувысоте ΔF_0 связано с увеличением магнитной неоднородности при росте концентрации x (см. верхнюю вставку на рис. 1). Неоднородное магнитное состояние ионов Mn обусловлено неравномерным его окружением другими ионами (La^{3+} , Sm^{3+} , Sr^{2+}). Уменьшение амплитуды сигнала ЯМР связано с уменьшением ферромагнитной составляющей. Основная резонансная частота F_0 уменьшается с ростом x от 374 МГц ($x=0$) до 364.6 МГц ($x=0.4$), за счет изменения соотношения $\text{Mn}^{3+}/\text{Mn}^{4+}$. Ослабление высокочастотного электронного двойного обмена $\text{Mn}_B^{3+} \leftrightarrow \text{O}^{2-} \leftrightarrow \text{Mn}_B^{4+}$ связано с ростом дефектности структуры [1], за счет повышения концентрации катионных и анионных вакансий.

Предложен метод компьютерной обработки ЯМР спектров ^{55}Mn , основанный на разложении ЯМР-кривой на несколько составляющих гауссианов. Разложение проводилось на три составляющие (F_1 , F_2 , F_3) с учетом минимизации ошибки. Спектр с частотой F_1 (см. рис. 2) обусловлен частичной локализацией ионов марганца повышенной валентности Mn^{4+} , вблизи которых из принципа локальной электронейтральности должны находиться катионные вакансии. Наиболее интенсивный спектр ЯМР с частотой F_2 соответствует ионам Mn находящихся в бездефектной матричной структуре, вблизи которых находятся La^{3+} , Sm^{3+} и Sr^{2+} в соответствующем стехиометрическом соотношении. Спектр с резонансной частотой F_3 (см. рис. 3) обусловлен частичной локализацией ионов марганца пониженной валентности Mn^{3+} , вблизи которых находятся анионные вакансии.

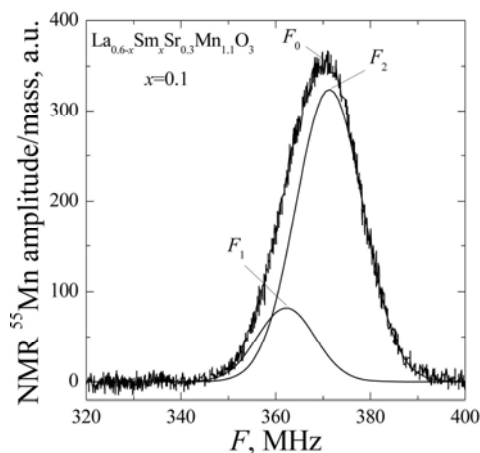


Рис. 2. Спектр ЯМР ^{55}Mn для $x=0.1$.

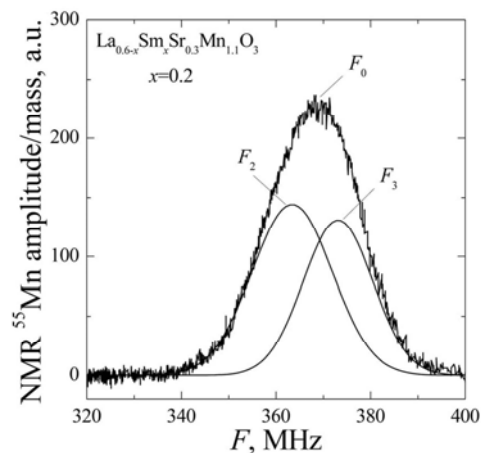


Рис. 3. Спектр ЯМР ^{55}Mn для $x=0.2$.

На основании анализа полученных результатов сделаны следующие выводы. Уменьшение параметра a элементарной ячейки, при замещении лантана La самарием Sm, обусловлено уменьшением средних ионных радиусов перовскитовой структуры. Широкие асимметричные спектры ЯМР ^{55}Mn свидетельствуют о влиянии магнитной и структурной неоднородностей на интенсивность сигнала поглощения, основную резонансную частоту F_0 и уширение спектра ЯМР ΔF_0 , вызванное частичной локализацией разновалентных ионов Mn. Точечные дефекты оказывают существенное влияние на частоты резонансных линий F_1 и F_3 , обусловленные распределением катионных и анионных вакансий в ближайшем окружении ионов марганца.

E-mail: nikita.ledenev@mail.ru

Литература

1. Пашенко А. В., Пашенко В. П., Прокопенко В. К., Сильчева А. Г., Ревенко Ю. Ф., Шемяков А. А., Кисель Н. Г., Комаров В. П., Сычева В. Я., Горбань С. В., Погребняк В. Г. Дефектность кластеризованной перовскитовой структуры, фазовые переходы и магниторезистивные свойства керамики $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.2}\text{Mn}_{1.2-x}\text{Ni}_x\text{O}_{3\pm\delta}$ ($x=0-0.3$). *ФТТ*. 2012 г., Т. 54, № 4, стр. 720-729.
2. Dagotto E., Hotta T., Moreo A. Colossal magnetoresistant materials: the key role of phase separation. *Phys. Rep.* 2001, Vol. 344, No. 1-3, pp. 1-153.
3. Salamon M.B., Jaime M. The physics of manganites: Structure and transport. *Rev. Mod. Phys.* 2001, Vol. 73, No. 3, pp. 583-628.

4. Shannon R. D. Revised effective ionic radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides. *Acta Cryst. A*. 1976, Vol. 32, No. 5, pp. 751-767.

5. Пат. 45153 (UA), 7 Н01L43/08. Високочутливий магніторезистор. Пащенко В.П., Носанов М.І., Шемяков О.А., Прокопенко В.К., Дебелий В.Л., Пащенко О.В., Курінний Е.Г., Кравцов Е.Г.; –№ 2001063764; Заявл. 05.06.2001; Опубл. 15.09.2005. Бюл. № 9. – 2 с.

ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КАРБИДОКРЕМНИЕВЫЕ ДИОДОВ, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ДИФФУЗИИ

Жураев Х.Н.

Физико-технический институт НПО “Физика-Солнце” АНРУз, Ташкент,
Узбекистан

Значительный интерес к карбиду кремния в настоящее время связан также с возможностью применения его для изготовления стойких к радиации УФ датчиков и детекторов ядерного излучения, высокотемпературных приборов, светодиодов УФ и видимого диапазона [1, 2].

Частотные характеристики относятся к важнейшим характеристикам многих, в том числе силовых полупроводниковых приборов (СПП), поскольку от них в значительной мере зависят динамические свойства и нагрузочная способность приборов, КПД и условия охлаждения, необходимые для их нормальной работы.

Анализ частотных характеристик диодов позволяет сделать вывод, что для улучшения динамических свойств СПП следует, в первую очередь, минимизировать потери энергии при работе приборов в проводящем состоянии и при их переключении из проводящего в непроводящее состояние [3].

Малое время переключения, наряду с повышением рабочей частоты устройств, позволяет также значительно снизить электрический шум. В связи с такими характеристиками приборе на основе SiC находит применение в космической технике, автомобилях, морских платформах и др., везде, где много различной электронной аппаратуры и необходимо обеспечить низкий уровень шумов.

При высоких частотах КПД преобразования электрических устройств на основе карбида кремния намного выше, чем у устройств на кремниевых элементах.

В данной работе приведен анализ скорости переключения, восстановления, и время жизни неосновных носителей в р-n-SiC-диодов, полученных методом низкотемпературной диффузии.

Исходными образцами для исследования являлись монокристаллические пластинки карбида кремния выращенных CVD методом с относительно низкой концентрацией ростовых дефектов- концентрация дислокаций 10^4 см^{-2} и концентрацией микротрубок до $10 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2}$ (производства США), различного политипа 4Н-n-SiC и 6Н-n-SiC, толщина образцов 400-600 мкм. Удельное сопротивление ρ , при комнатной температуре составляло $\sim 3-18 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.

Исследуемые образцы, созданы низкотемпературной диффузией бора и алюминия, которые являются основными акцепторными примесями в SiC [4, 5].

Омические контакты к слою р-типа проводимости были получены напылением слое Al и Sn, и последующим отжигом в вакууме (10^{-6} Торг.) при температуре 400°C . Площадь контакта составляла 10^{-6} м^2 .

Измерения времени переключения SiC<В> диодных структур проводились на специальном импульсном стенде [6]. Эта схема номинально подчеркнул тестируемого устройства с прямоугольной формой импульса 10 нс шириной. При передаче сигналов использовали коаксиальный кабель (RG-58 и RG-174) для высоких частот.

На рис.1, приведена осциллограмма времени переключение тока с прямого на обратный (р-n-4Н-SiC). Как видно из осциллограммы, во время переключения с прямого тока $I_F=0,25\text{мА}$, при обратном напряжении 60 В, пиковая величина обратного тока $I_R=80\text{мА}$ и время переключение 10нс. Из рис.1, где имеется треугольная форма и пиковая величина обратного тока $-I_R$, накопленный заряд(восстановленные заряд) $-Q_{\text{п}}$ можно аппроксимировать следующим выражением:

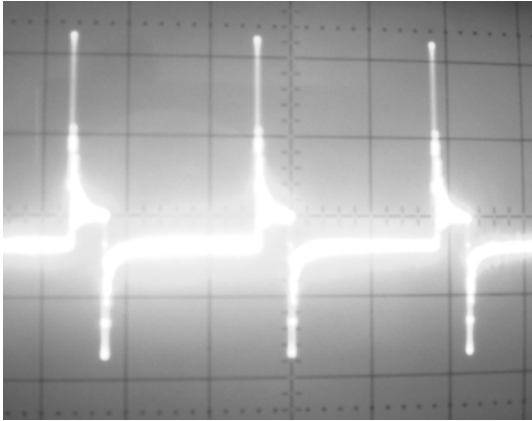


Рис.1. Осциллограмма тока при переключении диода на основе 4H-SiC. Масштаб по току (вертикаль) – 0,05 А/дел, по времени (горизонталь) – 10нс/дел

$$Q_{rr} \approx \left(\frac{1}{2}\right) I_R \cdot t_{rr} \quad (1)$$

Рассчитанное значение по формуле (1), равно $Q_{rr}=0,5$ нКл, если мы считаем вводимый заряд на структуре по результату эксперимента можно получить по формуле:

$$Q_n = e \cdot N \cdot S \cdot d \quad (2)$$

где, e -заряд электрона, $N=10^{16}$ см⁻³ концентрация электронов, $S=2,25$ мм² площадь р-п- перехода, $d=0,75$ мкм -ширина р-п- перехода. Тогда накопленный заряд для наших диодов равен, $Q_n=2,8$ нКл. Рассчитанное значение вводимого заряда совпадает с накопленными зарядами в пределах погрешности эксперимента.

После определения времени переключения можно определить время жизни неосновных носителей τ_p , соответственно следующим выражением [7].

$$t_{rr} = \frac{\tau_p}{2} \left(\frac{I_R}{I_F} \right)^{-1} \quad (3)$$

где, I_F - прямой ток и I_R - пиковая величина обратного тока во время переключения. Рассчитанное значение времени жизни неосновных носителей $\tau_p \approx 0,8$ мкс.

В результате проведенных нами исследований показано, что разработанные диоды имеют малое время переключения и длительность обратного восстановления тока.

Использование метода низкотемпературной диффузии бора и алюминия обеспечивает более высокое быстродействие и меньшие энергетические потери диодов на основе карбида кремния.

E-mail: khimmatali@mail.ru

Литература

1. Виолина Г.Н., Калинина Е.В., Холуянов Г.Ф., Кассов В.Г., Яфаев Р.Р., Халлен А., Константинов А.О. Карбид кремневые детекторы частиц высокой энергии // ФТП 2002 том 36, вып.6, с.750.
2. А.А. Лебедев, А.М. Иванов, Н.Б. Строкан. Радиационная стойкость SiC и детекторы жёстких излучений на его основе // ФТП 2004, том 38, вып.2, с.129.
3. Сергей Матюхин, Александр Ставцев. Моделирование частотных характеристик силовых полупроводниковых приборов. Силовая Электроника, № 4, 2010, стр.34-40
4. Atabaev IG and etc. Nonequilibrium Diffusion of Boron in SiC at low temperatures // Material Science and Applications 2010, Vol.1, No.2, p.53-58.
5. Атабаев И.Г., Салиев Т.М., Бахранов Э.Н. Способ низкотемпературной диффузии бора в карбид кремния. Патент РУз IDP 05199.
6. А.П. Лысенко. Физические процессы в р-п-переходе. (Москва-2009), стр.65
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Кн.1.(М.Мир-1984), стр.118.

ФОТОЭЛЕКТРОННЫЕ СПЕКТРЫ ОКСИДОВ ОЛОВА В МЯГКОМ И ЖЕСТКОМ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИАПАЗОНАХ ПО ДАННЫМ СИНХРОТРОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лебедев А.В., Чувенкова О.А., Турищев С.Ю.

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Диоксид олова, широко применяется в технике в качестве прозрачных покрытий в проводящих электродах, солнечных батареях, но особый интерес представляют чувстви-

тельные слои для газовых датчиков на их основе. Свойства SnO₂ зависят от метода получения. Анализ поверхностных слоев, имеющих ключевое значение в газовых сенсорах широко исследуется методом рентгеновская фотоэлектронная спектроскопии (XPS - X-ray Photoelectron Spectroscopy). Однако, в рамках этого метода, до сих пор остается неоднозначность в определении энергии связи остовных Sn 3d_{5/2} и O 1s уровней в SnO₂ и SnO. В литературных данных значение уровня Sn 3d_{5/2} SnO меньше, совпадает, а иногда и превышает значение Sn 3d_{5/2} уровня SnO₂. Ввиду неустойчивости SnO в естественных условиях возникает трудность в получении и интерпретации его спектра. Применение энергии налетающих фотонов синхротронного излучения в жесткой области спектра (HAXPES - Hard X-ray Photoelectron Spectroscopy), позволит увеличить глубину выхода фотоэлектронов, что даст возможность преодолеть оксидный слой образующийся на воздухе. Поэтому в данной работе были применены методы XPS в мягкой (800 эВ) и HAXPES в жесткой (8000 эВ) области значений энергий возбуждения для исследования коммерческих эталонных образцов металлической фольги олова, монооксида олова SnO и диоксида олова SnO₂. Глубина информативного слоя составила ~ 1.5 нм и ~ 8 нм, что позволяет говорить об исследовании поверхностных и приповерхностных слоев. Использовалось излучение синхротронов BESSY II (Германия) и SPring-8 (Япония).

Результаты исследования показали, что оловянная фольга покрыта оксидом, причем его состав изменяется с глубиной и включает в себя промежуточные оксиды и диоксид олова. На поверхности ~ 1.5 нм преобладает оксид с энергией связи 486.6 эВ отличающийся от диоксида и монооксида. Энергия связи металлического олова составила 484.9 эВ. Поверхность порошка SnO покрыта диоксидом олова. Наблюдаемое металлическое олово на глубине ~ 8 нм, свидетельствует о процессе диспропорционирования монооксида при нахождении его на воздухе. Отсутствие же металла по данным XPS, говорит о его полном окислении на глубине ~ 1.5 нм. Энергия связи Sn 3d_{5/2} уровня в SnO составляет 486.0 эВ по данным XPS и 486.1 эВ по данным HAXPES. В тоже время, вклад компоненты SnO в экспериментальный HAXPES спектр значительно заметнее, что позволяет однозначно идентифицировать фазу монооксида олова. Энергия связи Sn 3d_{5/2} в SnO₂ составляет 487.2 эВ по данным XPS и 487.0 по данным HAXPES. Таким образом, несмотря на небольшое несоответствие в значениях энергии связи полученных двумя методами, Sn 3d_{5/2} уровень в диоксиде олова SnO₂ сдвинут в сторону больших энергий связи относительно монооксида олова SnO на 1.2 эВ по данным XPS и на 0.9 эВ по данным HAXPES. Таким образом, HAXPES является важным расширением возможностей метода фотоэлектронной спектроскопии, а его использование позволило наглядным образом прояснить и дополнить результаты по определению значений энергий связи остовного Sn 3d_{5/2} уровня оксидов олова.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ВУЗам в сфере научной деятельности на 2014-2016 годы, проекты № 1606 и 757, программы стратегического развития Воронежского государственного университета.

E-mail: lebedeff_v@rambler.ru

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ VNNT С ПОВЕРХНОСТЯМИ Co(0001) И Ni(111)

Ковалева Е.А., Тихонова Л.В.

*Сибирский федеральный университет, Институт цветных металлов и
материаловедения, Красноярск, Россия*

Актуальной в настоящее время является проблема выбора изолирующего слоя в структурах с наличием магнитного туннельного перехода, которые, в частности, применяются в качестве считывающих головок в жестких дисках и как базовые элементы магниторезистивной оперативной памяти. При решении данной задачи необходимо получить однородный интерфейс между двумя средами, в котором спиновый ток будет преодолевать грани-

цу раздела фаз без изменения своей проекции. Нанотрубки состава BN (BNNTs) могут применяться в качестве изолирующего фильтра спин-поляризованных электронов.

Несмотря на то, что параметры структуры исходных материалов для них аналогичны [1], трубки BN различной хиральности более однородны по электронным свойствам, чем углеродные трубки, вследствие большей ионности BN и большей ширины запрещенной зоны; а также более стабильны по сравнению с углеродными аналогами с точки зрения термической и химической стойкости [2]. Гексагональная структура h-BN, как известно, может осаждаться на поверхностях переходных металлов [3], образуя при этом идеальный гексагональный монослой. В работах [4,5], было показано наличие уровня гибридизации между *d*-состояниями Ni и π -состояниями h-BN. Результаты расчетов [6,7] показывают также наличие ковалентного взаимодействия в системах h-BN/Co (111) и h-BN/Co (0001). Можно предполагать, что подобно монослою h-BN, трубки состава BN будут связываться с поверхностями металлов. Взаимодействие BNNTs с поверхностями металлов требует детального изучения настоящего исследования, таким образом, является выявление закономерностей взаимодействия BNNTs с поверхностями переходных металлов, обладающих ферромагнитными свойствами, в частности, Co и Ni, а также определение возможности возникновения спиновой поляризации в данных системах.

Расчеты проводились при помощи программного пакета VASP в рамках теории функционала плотности (DFT). Для исследований были выбраны пластины 3d-переходных металлов, обладающих ферромагнитными свойствами: Co с поверхностью (0001) и Ni с поверхностью (111) и BN-нанотрубки (BNNT) хиральности (9,0). В расчетах использованы суперячейки пластины металла протяженностью в 7 элементарных ячеек по одному из направлений, что позволяет разместить нанотрубки в соседних ячейках на удаленном расстоянии. Затем на поверхность металла помещали нанотрубку таким образом, что вектор трансляции нанотрубки совпадал с одним из векторов пластины металла. Для избегания влияния образов интерфейса в соседних ячейках по нормали к поверхности пластины задавали вакуумный промежуток $\sim 8 - 10 \text{ \AA}$. В ходе расчетов обратное пространство в первой зоне Брлюллоэна автоматически разбивалось по схеме Монхорста-Пака на сетку, содержащую 6 k-точек вдоль периодического направления с наименьшим вектором трансляции, и 1 k-точку вдоль двух других направлений с достаточно большими периодами ячейки.

Для выявления стабильности полученных интерфейсов были рассчитаны энергии связи нанотрубки с поверхностью согласно уравнению:

$$E_b = (E_{t(BNNT/Me\ slab)} - E_{t(BNNT)} - E_{t(Me\ slab)})/l,$$

где E_b – энергия связи нанотрубки с поверхностью пластины металла, $E_{t(BNNT/Me\ slab)}$ – полная энергия гибридной структуры *BNNT/Me slab*, $E_{t(BNNT)}$ – полная энергия нанотрубки, $E_{t(Me\ slab)}$ – энергия металлической пластины, l – длина вектора трансляции, \AA .

Рассмотрены следующие возможные конфигурации структур *BNNT/Me slab*: top(N):fcc(B) и top(N):hcp(B) (далее top:fcc и top:hcp). Согласно предварительным расчетам, конфигурации top(B):fcc(N), и top(B):hcp(N) энергетически невыгодны, что подтверждается также литературными данными касательно h-BN [9-11]. Энергии и длины связей атомов нанотрубок с атомами пластинки представлены в таблице 1. В обоих случаях наблюдаются значительно более низкие энергии связи BNNT с кобальтом по сравнению с никелем. Разница по энергии между конфигурациями top:fcc и top:hcp не превышает 0.015 эВ/\AA . Различия в длинах связей также несут незначительные и не превышают 0.003 \AA .

Таблица 1 – Энергии и длины связей исследуемых структур *BNNT/Me slab*

Металл	top:fcc		top:hcp	
	$E_b, \text{ эВ/\AA}$	$z, \text{ \AA}$	$E_b, \text{ эВ/\AA}$	$z, \text{ \AA}$
Co	-0.931	1.993	-0.943	1.990
Ni	-0.447	1.968	-0.400	1.967

С целью выявления возможности возникновения спиновой поляризации в исследуемых системах изучено пространственное распределение спиновой плотности (рисунки 1). Установлено наличие в системе BNNT/Ni спиновой поляризации на атомах азота, совпадающей по знаку со спиновой поляризацией подложки, и незначительной спиновой поляризации с обратным знаком на атомах бора, в то время как в случае BNNT/Co наблюдается существенно более сильная поляризация с обратным знаком на атомах В.

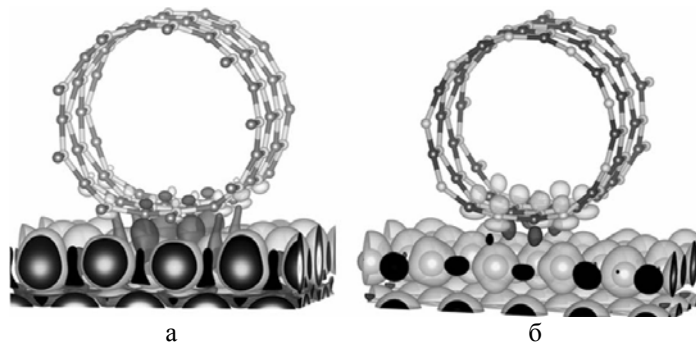


Рис. 1. Пространственное распределение спиновой плотности в системах а) BNNT/Co, б) BNNT/Ni (более темным цветом выделены атомы бора, светлые и темные области соответствуют различному знаку спиновой поляризации)

Таким образом, в рамках настоящего исследования выявлено образование химической связи между нанотрубками состава BN и поверхностями металлов Co(0001) и Ni(111), которая сопровождается частичной спиновой поляризацией атомов нанотрубки.

E-mail: kovaleva.evgeniya1991@mail.ru

Литература

1. Rubio et al. Phys. Rev. B, 1994, **49**, 495081.
2. Gabrielle et al. Journal of Modern Physics, 2011, **2**, 857.
3. Nagashima et al. Phys. Rev. B, 1995, **51**, 4606.
4. Rokuta et al. Phys. Rev. Lett, 1997, **79**, 4609.
5. Avramov et al. J. Appl. Phys., 2012, **112**, 114303.
6. Zhou et al. Solid State Comm., 2011, **151**, 883.
7. Joshi et al. Phys. Rev. B, 2013, **87**, 235440.

ВЫРАЩИВАНИЕ ПЛЕНОК ИТО МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОЙ ПАРОГАЗОВОЙ ЭПИТАКСИИ

Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А., Закирова С.Б.

Физико-технический институт НПО "Физика-Солнце, Ташкент, Узбекистан"

В настоящее время широко исследуются и используются пленки ИТО (оксиды индия и олова) в качестве прозрачных электропроводящих слоев, в таких структурах как тонкопленочные солнечные элементы на аморфном и кристаллическом кремнии, также на пленках CdTe[1,2] и для разработки газовых сенсоров.

Наиболее распространенными способами получения ИТО пленок являются магнетронное распыление и различные варианты парогазовой эпитаксии (спрей - пиролиз, электростатический стимулированный или ультразвуковой спрей-пиролиз) [3,4]. В CVD (парогазовая эпитаксия) выращивают путем пиролитического разложения паров различных соединений в потоке газа носителя при температурах подложки от 200-500°C. Необходимо отметить, что также как и для термического распыления в вакууме, в данной технологии низок процент использования сырья для получения пленок. Выращивание пленок производилось при различных соотношениях компонентов (хлоридов индия и олова), растворителями являлись деионизованная вода и спирт. Скорость роста пленок довольно низкая, в диапазоне 10-50 нм/час.

В данной работе разработана лабораторная установка для выращивания пленок ИТО в квазизамкнутом объеме без использования потока газа-носителя, с использованием отдельного испарителя для получения насыщенной парогазовой фазы. Проведено исследование влияния условий роста на структуру и качество выращенных пленок. Показано, что скорость роста в нашем случае была на порядок выше 100-500 нм/час. Пленки имели n-тип проводимости.

Исследована морфология и удельное сопротивление выращенных пленок с различным соотношением компонент при различных температурах подложки 170-500°C. При температуре свыше 300°C пленки имели островковый характер. Показано, что в этих условиях рост зародышей ITO пленок происходит путем диффузионной коалесценции. При снижении температуры пленка была сплошной, удельное сопротивление зависело от температуры роста. С ростом температуры подложки в исследованном диапазоне температур удельное сопротивление падает. Измерение фоновых спектров на Фурье-спектрометре показало, что во всем диапазоне температур роста 170-500°C полученные пленки имеют сходную структуру (см. рис. 1).

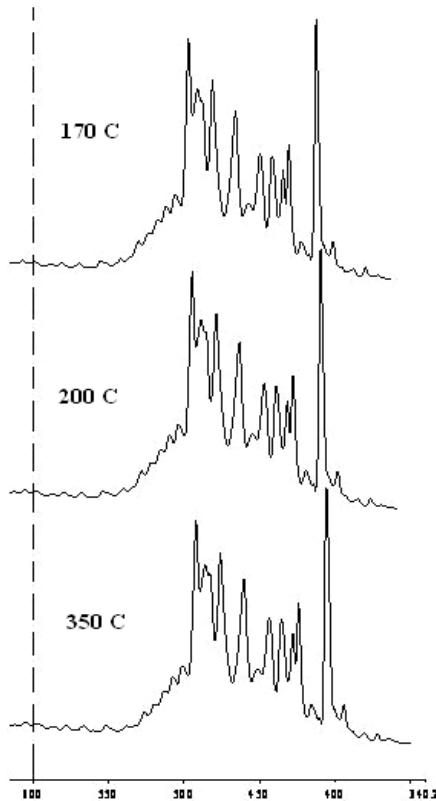


Рис. 1. Спектры поглощения пленок в области колебаний решетки, для различных температур роста

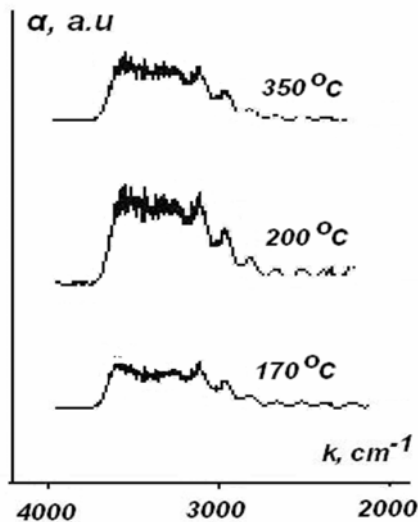


Рис. 2. ИК поглощение пленок, выращенных при различных температурах в области 2500-3800 cm^{-1}

В ИК спектрах поглощения ITO пленок обнаружена полоса поглощения в интервале 2500-3800 cm^{-1} , амплитуда которой имеет корреляцию с проводимостью выращенных пленок (см. рис. 2.).

В спектрах поглощения всех n-тип образцов наблюдается полоса поглощения около 1100 cm^{-1} . По всей видимости, это может быть приписано двукратно ионизированному состоянию кислородной вакансии (140 эВ). Как известно, энергия уровней вакансий кислорода 30 и 140 эВ для однократного и двукратно ионизированного состояния

Показано, что с ростом проводимости выращенных ITO пленок расширяется диапазон и увеличивается коэффициент отражения в ИК области, достигая до 25÷75% в диапазоне 350÷5000 cm^{-1} .

Высказано предположение, что в этих условиях рост зародышей происходит путем диффузионной коалесценции.

Исследовано выращивание ITO пленок на стекле методом парогазовой эпитаксии (CVD) в квазизамкнутом объеме с использованием отдельного испарителя для получения насыщенной парогазовой фазы.

E-mail: sevara.zakirova@yahoo.com

Литература

1. Yu-Hsiang Huang et al. Method for making a thin-film poly-crystalline silicon solar cell on an ITO substrate. USA patent US7666706 (Feb 23 2010)
2. T.M. Razykov, K.M.Kouchkarov. Influence of the growth rate on nanocrystallinity of II-VI films in CVD // Solar Energy 80. (2006). pp. 182-184.
3. R.Chandrasekhar, K.L.Choy. Innovative and cost effective synthesis of indium tin oxide films // Thin solid films 398-399(2001) 59-64
4. Y.Sawada, Ch.Kobayashi, S.Seki, H.Funakubo. Highly conducting ITO transparent films fabricated by spray CVD using ethanol solution of indium (III) chloride and tin (II) chloride // Thin solid films 409 (2002) 46-50.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА И ИК-СПЕКТРОВ ГИДРОКСИАПАТИТА ДОПИРОВАННОГО МЕДЬЮ

Аль-Зубайди А.А., Голощапов Д.Л., Румянцева Н.А., Середин П.В., Домашевская Э.П.
Воронежский Государственный Университет, Воронеж, Россия

Материалы на основе фосфатов кальция рассматриваются как наиболее перспективные для восстановления и замещения дефектов костных и зубных тканей. Гидроксиапатит кальция $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$ (ГАП), являясь аналогом минеральной составляющей костной и зубной ткани, активно применяется в костной пластике в виде паст, гранул, пористой или плотной керамики, покрытий и композитов [1]. Такие микроэлементы, как медь, необходимы для поддержания обмена веществ в организме человека. Однако, при более высоких концентрациях они могут привести к отравлению. Тяжелые металлы опасны, потому что они имеют тенденцию накапливаться в живых организмах. Медь также является важнейшим веществом в жизни человека, но в больших дозах она может вызвать анемию, повреждение печени и почек, а также желудочно-кишечные раздражения [2].

В данной работе беспримесный гидроксиапатит получали смешиванием растворов 0,3 М $(\text{NH}_4)_2\text{HPO}_4$ и 0,5 М $\text{Ca}(\text{NO}_3)_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ при $T=25^\circ\text{C}$ и значении $\text{pH} = 9.5$. Для получения образцов медь-замещенного (Cu-ГАП) к этим растворам добавляли раствор нитрата меди $\text{Cu}(\text{NO}_3)_2 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ с рассчитанной молярной концентрацией, которая должна соответствовать содержанию меди x в твердом растворе $\text{Ca}_{10-x}\text{Cu}_x(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$ от 1 до 3 ат % . Все полученные в результате химического осаждения образцы отфильтровывали и отжигали при 400°C . Полученные порошкообразные материалы исследовали методами рентгеноструктурного анализа (РСА) и инфракрасной спектроскопии (ИК). РСА проводили на дифрактометре «ДРОН-4-07» с использованием $\text{Co K}\alpha_1$ -излучения с $\lambda=1,7902\text{\AA}$. ИК-спектры снимали на спектрометре «Vertex-70» в диапазоне $4000 - 400 \text{ см}^{-1}$ методом НПВО.

Определение фазового состава синтезируемых образцов ГАП производилось путем сопоставления результатов РСА со значениями базы данных JCPDS-ICDD. На рис.1 представлены дифрактограммы недопированного ГАП, а также образцов Cu-ГАП, полученных с различным содержанием меди. Результаты РСА указывают на формирование при закладываемых концентрациях 1 и 2 ат % Cu однофазного твердого раствора Cu-ГАП, в котором атомы меди при замещении атомов кальция в кристаллической решетке ГАП проявляют двухвалентное состояние. Однако при закладываемых 3 ат% Cu в образце наряду с основной фазой твердого раствора Cu-ГАП появляется вторая фаза $\text{Ca}_{19}\text{Cu}_2\text{H}_2(\text{PO}_4)_{14}$, (карточка 46-0412 JCPDS-ICDD), в которой атомы меди проявляют одновалентное состояние.

Параметры гексагональной решетки беспримесного кальций-дефицитного ГАП $a = 0.9434 \text{ нм}$ и $c = 0.6880 \text{ нм}$ хорошо согласуются с параметрами международной базы данных для ГАП (ICDD 09-0432: $a = 0,9418 \text{ нм}$, $c = 0,6884 \text{ нм}$). В то же время частичное замещение атомов кальция меньшими по размерам атомами меди приводит к заметному уменьшению параметров решетки образцов допированных Cu-ГАП. В образце с 1 ат % Cu-ГАП $a= 0.9429 \text{ нм}$ и $c= 0.6878 \text{ нм}$, в образце с 3 ат % Cu –ГАП $a=0.9421\text{нм}$ и $c= 0.6866 \text{ нм}$.

Оценку размеров кристаллитов полученных образцов производили в соответствии с формулой Дебая-Шеррера, сравнивая полуширину дифракционной линии (002) образца ($2\theta = 25.976^\circ$), с полушириной линии (111) поликристаллического кремния ($2\theta = 28.512^\circ$). Полученные оценки размеров кристаллитов показывают, что методом осаждения из раствора мы получили беспримесный нанокристаллический гидроксиапатит со средними размерами нанокристаллов $\sim 50 \text{ нм}$, сравнимыми с размерами нанокристаллов, полученными аналогичными методами в других работах. Введение атомов меди в кристаллическую решетку ГАП приводит к некоторому уменьшению размеров нанокристаллов, в среднем, до $\sim 45 \text{ нм}$.

На рис.2 представлены ИК-спектры порошков синтезированного ГАП и Cu-ГАП. В спектрах всех образцов присутствуют моды, характерные для беспримесного гидроксиапатита кальция, и только в образце Cu-ГАП с закладываемым 3% содержанием меди и содержащем вторую фазу, появляется слабый пик при $\sim 725 \text{ см}^{-1}$. Высокоинтен-

сивные моды в области 1037 и 967 cm^{-1} относятся к группе PO_4^{-3} . Полосы 3572 cm^{-1} и 630 cm^{-1} , соответствуют гидроксильной группе OH^- .

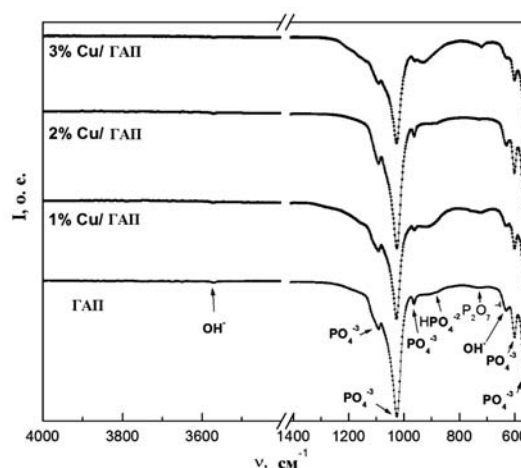
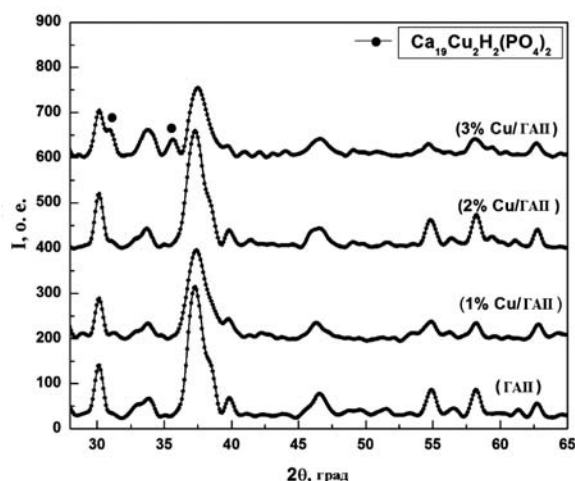


Рис.1 Дифрактограммы образцов ГАП и Cu-ГАП Рис. 2. ИК-спектры образцов ГАП и Cu-ГАП.

ftt@phys.vsu.ru

Литература

1. А.В. Князев, Е.Н. Буланов, Д.Я. Алейник. Исследование наноразмерного Гидроксиапатита на Модели In Vitro // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2012, №5(1). с. 88–94.
2. Hui Yang, Bingjuan Xia, Ke-Wei Xu. Synthesis and characterization of Ag/Cu/HAP with platelet morphology // Journal of Materials Science: Materials in Medicine. 2009, №20. p.785–792.

ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ТЕТРАФЕНИЛПОРФИРИНОВ

Биккулова А.В., Тихонов Е.В., Хохлов Д.Р.

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

Определение энергии ионизации, сродства к электрону и природы внешних молекулярных орбиталей является важным этапом изучения электронной структуры комплексов тетрафенилпорфиринов. С этими характеристиками связаны механизмы приборов, основанных на органических соединениях, например, оптических выключателей, калометрических газовых сенсоров, катализаторов, фотогальванических элементов. Известно, что теория функционала плотности (ТФП) в обобщенном градиентном приближении хорошо описывает структурные свойства молекул. Однако, данный метод плохо описывает электронную структуру вследствие недостаточно точного учета обменно-корреляционных эффектов [2]. Этот недостаток частично устранен в методе гибридного функционала (ГФ) плотности [1]. В последние годы было предложено несколько функционалов плотности, более точно учитывающих меж- и внутримолекулярные взаимодействия, однако, вопросу о точности описания спектров фотоэмиссии уделялось мало внимания.

Целью настоящей работы является изучение возможности применения современных функционалов плотности к расчету электронной структуры и спектров фотоэмиссии рассматриваемых систем. В настоящей работе использован метод ГФ для расчета электронного спектра исследуемых молекул и проведено сравнение результатов моделирования спектров фотоэмиссии, выполненное с помощью различных функционалов плотности, с экспериментальными данными. Показано, что с помощью ТФП можно вычислить энергию ионизации, сродства к электрону и ширину энергетической щели через разность энергий молекулы и ее аниона и катиона. Результаты расчетов находятся в хорошем согласии с экспериментом.

E-mail: av.bikkulova@physics.msu.ru

Литература

1. Becke, A.D. A new mixing of Hartree–Fock and local density functional theories // The Journal of Chemical Physics, 1993, 98, 1372.
2. Hybertsen, M.S. and Louie, S.G. Electron correlation in semiconductors and insulators: Band gaps and quasiparticle energies // Physical Review B, 1986, 34, 5390.
3. Neese, F. The ORCA program system, Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Molecular Science, 2012, 2, p. 73–78.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОГЕННЫХ ПОЛИМЕРНЫХ СИСТЕМ С НАНОРАЗМЕРНЫМ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ НАПОЛНИТЕЛЕМ

Жахалов В.В.

Ровенский государственный гуманитарный университет, Украина, Ровно

Влиянию наполнителей разной физико-химической природы в процессе получения полимерных композиционных материалов (ПКМ) отводится значительное внимание, поскольку выбор типа наполнителя дает возможность получать композиции с заданными физико-механическими характеристиками. Одновременно значительную роль играет и размер частиц наполнителя, поскольку повышение дисперсности последнего, как правило, повышает его эффективность. Однако, переход к использованию наполнителей наноразмерных масштабов сопровождается, как правило, не только количественными, а и качественными изменениями. Учитывая отсутствие единой теории влияния типа наполнителя на характеристики ПКМ, исследование свойств таких систем представляет значительный теоретический и практический интерес. Кроме того, широкое использование полимерных материалов в качестве основных электроизоляционных материалов определяет необходимость исследования влияния наполнителей на их диэлектрические свойства и возможность получения электроизоляционных материалов с заданно заданными свойствами.

В качестве объекта исследований был выбран линейный гибкоцепной полимер – поливинилхлорид (ПВХ) с константой Фикинтчера 65 и ММ 1,4·10⁵. В качестве наполнителя использовали нанодисперсную металлическую медь, полученную методом электрического взрыва и комбинированным электрохимическим методом в ультразвуковом поле [1]. Совмещение наполнителя и полимерной матрицы проводили с использованием защитной атмосферы для предотвращения окисления последней. Образцы для исследований получали в Т-р режиме в диапазоне концентраций наполнителя от 0,05 до 5 объемных процентов. Концентрационную и частотную зависимость действительной составляющей ϵ' и величины диэлектрических потерь $\text{tg } \delta$ проводили с помощью моста переменного тока Р 5083 в частотном диапазоне от 1 кГц до 100 кГц с использованием измерительной конденсаторной ячейки.

Согласно результатам экспериментов, проведенных на материалах, сформированных при разном содержании наполнителя, его концентрация влияет на процессы структурообразования в ПКМ, что отображается в существенном изменении всего комплекса физико-механических и диэлектрических свойств полимеров, и, в том числе характере зависимости между величинами ϵ' , ϵ'' и $\text{tg } \delta$ от содержания наполнителя в определенной системе и частоты действия на нее внешнего поля.

Исследования показали, что для зависимостей величины $\epsilon' = f(\varphi, \nu)$ существуют две явно выраженные зависимости – повышение значения диэлектрической проницаемости с увеличением содержания наполнителя и уменьшение ее значения с ростом частоты. Одновременно наблюдаются нелинейные изменения значений проницаемости. Так, значение ϵ' для содержания наполнителя 2 об % уступает только 5 об % во всем диапазоне частот.

Анализ частотной и концентрационной зависимости $\epsilon''(\text{tg } \delta)$ показывает, что существует существенная разность не только в величине значений $\epsilon''(\text{tg } \delta)$, но и характере их изменения в соответствии с содержанием наполнителя в системе. Так, согласно результатам эксперимента следует, что при содержании наполнителя 0,5 об % величина ϵ'' во всем диапазоне частот меньше, чем для других систем. Одновременно, при содержании наполнителя 5 об % наблюдается максимум величины ϵ'' при частоте 3 кГц.

Выражаю благодарность доц. Максимцеву Ю.Р. за ценные замечания при выполнении этого исследования.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИКИ ОБРАЗОВАНИЯ И ИСЧЕЗНОВЕНИЯ РАДИКАЛОВ В ПОРИСТОМ ДИОКСИДЕ ТИТАНА ЛЕГИРОВАННОМ АЗОТОМ ПРИ ОСВЕЩЕНИИ ВИДИМЫМ СВЕТОМ

Зайцева А.А.

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

Одним из наиболее важных свойств нанокристаллического TiO_2 является его фотокаталитическая активность. Фотокаталитическая активность TiO_2 обусловлена образованием ряда радикалов, являющихся сильными окислителями. При исследовании и разработке фотокатализаторов целесообразно строить модели, связывающие свойства фотокатализатора с образованием радикалов. Целью данной работы было моделирование кинетики образования и исчезновения радикалов в диоксиде титана, легированном азотом.

Моделирование кинетики проводилось на основании реакций фотоэлектронов с адсорбированными кислородом и водой. Для данных реакций была составлена система кинетических уравнений, которая решалась численно. Оценки констант скоростей реакций были произведены на основании известных литературных данных [1-3]. При расчетах считалось, что вся легирующая примесь азота образует N и NO центры.

Примеры результатов моделирования кинетики представлены на рис. 1 для интенсивности освещения 10, 20 и 40 мВт/см² при энергии фотона 2,8 эВ.

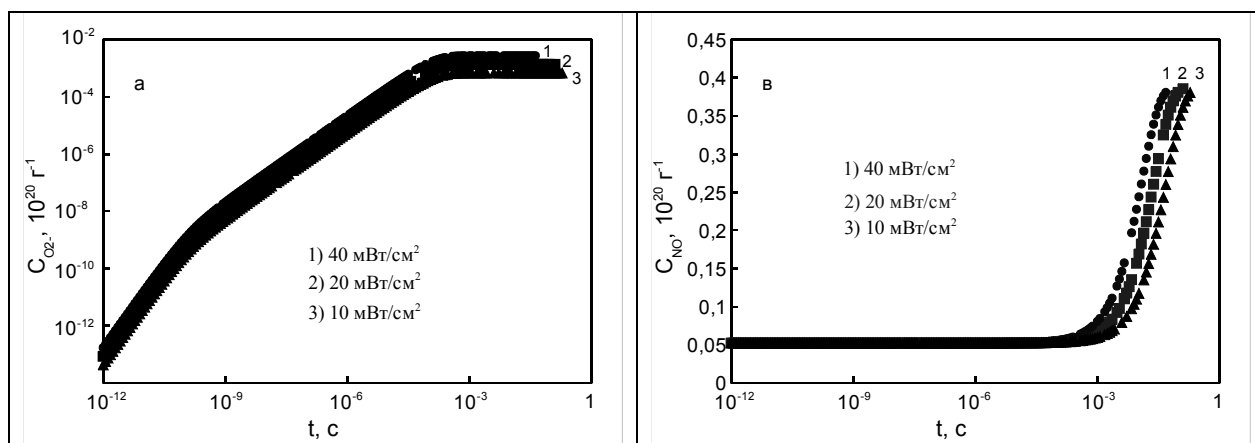


Рис. 1 Временные зависимости O_2^- (а), и NO^\bullet (б) радикалов рассчитанные для содержания азота 0,2 весовых % и интенсивности освещения 10, 20 и 40 мВт.

При увеличении интенсивности освещения скорости роста и концентрации O_2^- радикалов, NO^\bullet радикалов и H^\bullet увеличиваются. При увеличении содержания азота концентрация O_2^- радикалов, H^\bullet и NO^\bullet радикалов увеличиваются, а времена выхода этих концентраций на максимальное или стационарное значение уменьшаются. Концентрация активных окислителей - NO^\bullet радикалов достигает 10^{20} g^{-1} .

E-mail: zayceva.anna@physics.msu.ru

Литература

1. Amy L., Linsebigler, Guangquan Lu, John T. Yates, Jr. Photocatalysis on TiO_2 Surfaces: Principles, Mechanisms, and Selected Results // Chem. Review 1995. - V. 95.- P. 735.
2. Herman G. S., Dohnálek Z., Ruzycki N., Diebold U. Experimental Investigation of the Interaction of Water and Methanol with Anatase- $\text{TiO}_2(101)$ // Journal of Physical Chemistry B 2003.- V.107.- P. 2788-2795
3. Posternak M., Baldereschi A., Delley B. Dissociation of Water on Anatase TiO_2 Nanoparticles: the Role of Undercoordinated Ti Atoms at Edges // J. of Phys. Chem. C 2009. - V.113. - P. 15862–15867

СТЕНДОВАЯ

Сопредседатели:

**доц. Пятаков Александр Павлович,
доц. Селиверстов Алексей Валентинович**

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ В ДУГОВОЙ ПЕЧИ ПОСТОЯННОГО ТОКА С РАЗЛИЧНЫМ ПОЛОЖЕНИЕМ ПОДОВОГО ЭЛЕКТРОДА

Казак О.В.

Донецкий национальный университет, Донецк, Украина

Важной проблемой в теории дуговых печей постоянного тока является моделирование вихревого движения расплава металла во время приготовления металла для различных конструкций печи [1]. Печи постоянного тока имеет не только экономическую целесообразность, но и относится к экологически безопасным технологиям выплавки металла [2].

Поиск оптимальной конструкции печи позволит уменьшить негативное воздействие движущегося расплава металла на защитный слой футеровки в непосредственной близости подового электрода [3].

В настоящей работе были смоделированы магнитогидродинамические процессы в расплаве металла в осесимметричной постановке для различного положение подового электрода. При изменении положения подового электрода существенно изменяется структура и скорость движения расплава металла в печи.

Согласно стратегии решения задачи, были смоделированы гидродинамические процессы с учетом конвекции и силы Лоренца [4, 5]. На рис. 1 приведены гидродинамические поля модуля скорости, вектора скорости и линии тока расплава для поднятого электрода над уровнем футеровки. Здесь 1 – футеровка, 2 – расплав металла, 3 – электроды, 4 – слой шлака.

Как видно из графиков в расплаве возникает интенсивное вихревое движение. Конвективное движение совпадает по направлению с электровихревым и усиливает его. Вихрь образуется в области подового электрода, как показано на рис. 1, и там имеет максимальную скорость. Поток расплава на оси симметрии восходящий и, достигая верхней границы объема расплава, устремляется вниз. Максимальная скорость вихревого движения наблюдается на оси электродов и достигает 0,25 м/с. Скорость расплава у торца анода возле футеровки около 0,1 м/с. В области верхнего электрода виден вихрь с обратным направлением вращения создаваемый неравномерным распределением плотности тока в области верхнего электрода.

Для верификации полученных результатов расчеты проводились параллельно в пакетах ANSYS и COMSOL. Сравнение результатов полученных разными методами и пакетами показало несущественное расхождение результатов и составило около 3 % [6-8]. Хорошее согласование результатов, полученных разными методами и пакетами, говорит о надежности методов и достоверности полученных результатов. На следующем этапе верификации было проведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными по повышенному износу футеровки [8]. Хорошее согласование областей с максимальной скоростью и максимальным износом футеровки говорит о достоверности полученных результатов.

На рис. 2 приведено сравнение в величины сдвигового напряжения на поверхности футеровки вокруг подового электрода для разного положения электрода. График величины сдвигового напряжения приведен в безразмерных величинах. В качестве масштабов сдвигового напряжения взято характерное значению этой величины при стандартном положении подового электрода ($\tau_0 = 120$ Па), от расстояния, выраженного в радиусах электрода ($R = 0,25$ м). Как видно, изменение положения подового электрода

существенно влияет на величину сдвигового напряжения в непосредственной близости подового электрода. Основной причиной этого является уменьшение скорости движения расплава в непосредственной близости подового электрода. Так, при поднятом подовом электроде величина сдвигового напряжения уменьшается на 30 %.

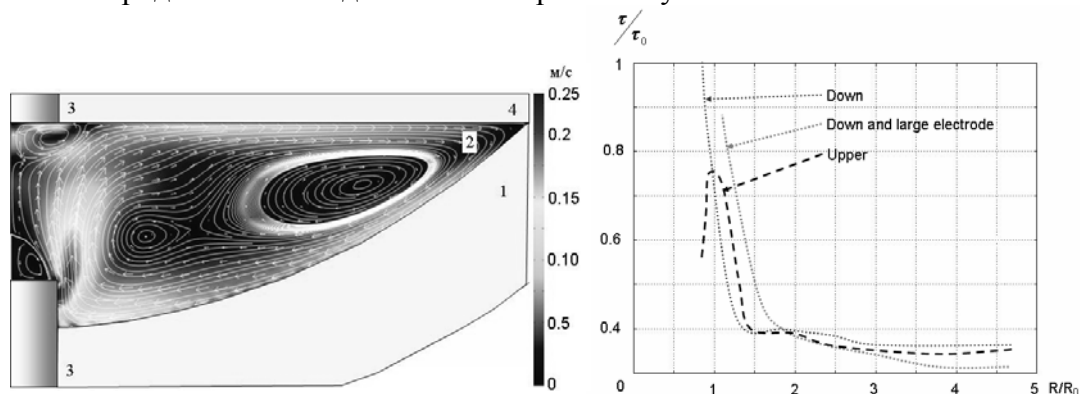


Рис. 1.

Рис. 2.

Анализируя полученные результаты показана возможность снижения износа футеровки, в непосредственной близости подового электрода на 30 % путем изменения положения подового электрода.

E-mail: olegkazak@yandex.ru

Литература

1. Тищенко П.И., Тимошенко С.Н., Пасечник С.Ю., Тищенко А.П., Пасечник А.Ю. Подовый электрод с жидкометаллическим теплоносителем для дуговой печи постоянного тока // Наукові праці ДонНТУ, Металургія. – 2011. – Випуск 12 (177). – С. 164-170
2. Нехамин С.М., Крутянский М.М., Филиппов А.К. Дуговые печи постоянного тока – высокоэффективные плавильные агрегаты // Литейщик России. – 2005. – N 5. – С. 25-26
3. Зайцев В.А., Медовар Л.Б. Подовые электроды дуговых печей постоянного тока // Современная электрометаллургия. – 2009. – N 2. – С. 3-8
4. Казак О.В., Семко А.Н. Электровихревое движение расплава в печах постоянного тока с подовым электродом // Инженерно-физический журнал. – 2011. Том 84. №1. – С. 209-217
5. Kazak O. Modelling of vortex flows in DC electric arc furnace with different bottom electrode positions, Metallurgical and Materials Transactions B. – 2013. Vol. 44. No 5. – P. 1243-1250.
6. Kazak O., Semko O. Modelling Vortex Fields in Metal Smelting Furnaces // The International Journal of Multiphysics. – 2010. Volume 4. Number 4. – P. 351-358
7. Kazak O., Semko O. Electrovortex field in DC arc steel making furnaces with bottom electrode // Ironmaking and Steelmaking. – 2011, Volume 38. Number 4. – P. 273-278
8. Kazak O., Semko O. Modelling magnetohydrodynamic processes in DC arc steel making furnaces with bottom electrodes // Ironmaking and Steelmaking. – 2011. Volume 38. Number 5. – P. 353-358.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ РАЗМЫТЫХ АСТРОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ МЕТОДОМ ОБРАТНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ (ГОЛОГРАММНЫЙ ФИЛЬТР)

Волков Д.В.

*Чебоксарский дворец детского и юношеского творчества, Россия,
Чебоксары*

Астрофотографические изображения, искаженные случайно из-за перемещений, плохой фокусировки, турбулентности или кодированные изображения с ПЗС матриц можно подвергнуть обработке и улучшить их качество.

Обозначая функцию размытия, или импульсный отклик, через $h(x, y)$ искаженное изображение $g(x', y')$ можно записать в виде: $g(x', y') = \iint f(x, y)h(x' - x, y' - y)dx dy$.

Качество изображения можно улучшить, если подвергнуть исходное изображение операции обратной свертки. Для осуществления такой операции необходим простран-

венный фильтр с функцией пропускания $1/H(p, q)$ поскольку фурье-образ функции $g(x', y')$ дается выражением $G(p, q) = F(p, q)H(p, q)$, откуда $F(p, q) = G(p, q)/H(p, q)$; здесь $F(p, q), G(p, q)$ и $H(p, q)$ - фурье-образы функций $f(x, y), g(x, y)$ и $h(x, y)$ соответственно.

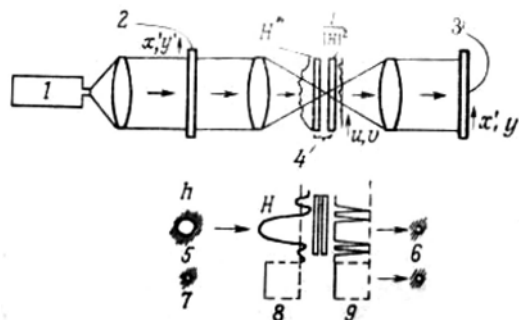


Рис. 1

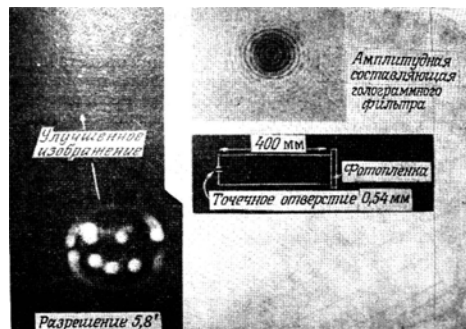


Рис. 2

Чтобы синтезировать функцию фильтра $1/H(p, q)$ Строук и Зех предложили использовать два фильтра (рис.1) – один с амплитудным пропусканием H^* , а другой – с пропусканием $1/(HH^*)$. Фильтр H^* изготавливается методом Вандер Люгта и представляет собой результат интерференции наклонной плоской волны и спектра Фурье функции $h(x, y)$. Фильтр $1/(HH^*)$ получают тщательной фотографической записью фурье-образа импульсного отклика $h(x, y)$ на регистрирующем материале с коэффициентом контрастности $\gamma = -2$. Затем оба фильтра складывают вместе и точно юстируют в оптической системе, так чтобы при освещении фильтров произведение их амплитудных пропусканий $(H^*)/(1/HH^*)$ соответствовало искомой функции фильтрации $(1/H)$.

На рис.2. показана рентгеновская фотография Солнца, полученная камерой обскуры и улучшенная благодаря применения этого метода.

E-mail: vdmvcheb@mail.ru

Литература

1. Stroke G.W., Opt. Spectra, 31-32, November 1970.
2. Stroke G.W., Zech R. G., Phys. Lett., 25A, No.2, 89-90, June 1967.

КЛАССИЧЕСКИЙ ТИП ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОМЕТ

Новичонок А.О.

Петрозаводский государственный университет, Петрозаводск, Россия

Кометы, появляющиеся в области внутренних планет, являются для исследователей своеобразными космическими лабораториями. В течение длительного времени они располагаются во внешних холодных регионах Солнечной системы, благодаря чему могут в первозданном виде сохранить в себе вещество протопланетной туманности. Следовательно, изучение комет может помочь исследователям лучше понять механизмы формирования Солнечной системы в целом.

Термин «фотометрическое поведение кометы» («photometric behavior of comet») является общепринятым в зарубежной научной литературе. Он связан с исследованием временной динамики различных фотометрических параметров (блеска, пылепроизводительности A_{fr} , абсолютной звездной величины и т.д.). Опубликованные работы, как правило, концентрируются на исследовании отдельных фотометрических параметров для некоторых комет (чаще всего блеска или пылепроизводительности), и лишь некоторые исследователи проводят комплексный анализ. Фундаментальной работой является «Атлас вековых фотометрических кривых для комет» исследователя из Венесуэлы И. Фер-

рина, в котором автором введено множество параметров для описания фотометрического поведения комет в целом [0]. В нашей работе сделан следующий шаг: переход от множества отдельных описаний фотометрического поведения для различных комет к классификации с выделением одного характерного типа фотометрического поведения.

Выделенный тип предлагается назвать классическим типом фотометрического поведения, т.к. многие из первых открытых короткопериодических комет (например, 2P/Encke, 6P/d'Arrest, 8P/Tuttle, 10P/Tempel) ведут себя описанным образом.

Фотометрические характеристики комет, которые предварительно были отнесены к классическому типу фотометрического поведения, изучались с использованием компьютерной программы Comet for Win (автор – С. Ёсида).

Основные черты, характерные для классического типа:

Перигелийное расстояние около 1.7 а.е. или менее.

Позднее появление выраженной для земных наблюдателей комы (например, у кометы 6P/d'Arrest на гелиоцентрическом расстоянии около 2.7 а.е., у кометы 2P/Encke – 1.9 а.е.). Этот параметр напрямую связан с предыдущим: кометы с потенциально классическим типом поведения и расстоянием перигелия более 2 а.е. не должны проявлять кометной активности и наблюдаться в виде астероидов со значительно вытянутыми орбитами или комет со слабой активностью близ перигелия. С другой стороны, они могут наблюдаться кометы с пограничными характеристиками, у которых расстояние перигелия близко к 1.5-2 а.е., и присутствует слабая классическая активность.

Стремительный рост яркости непосредственно перед перигелием (очень характерный пример – та же 6P/d'Arrest, градиент наращивания яркости которой в течение 2-4 недель перед перигелием 2008 года составлял R^{-150}).

Постперигелийная фотометрическая инертность кометной комы, заключающаяся в том, что исчезновение комы после перигелия часто (но, по-видимому, не всегда) происходит на больших расстояниях от Солнца в сравнении с её появлением перед перигелием.

Средний (или средний с переходом к старому) фотометрический возраст $P(1,q)$. Согласно измерениям И. Феррина, у кометы 2P/Encke он равен 98 кометных лет, у кометы 6P/d'Arrest – 32 кометных года [0].

Характерный внешний вид вблизи перигелия, который, по-видимому, определяется фотометрическим возрастом. Внешний вид характеризуется наличием практически округлой, относительно крупной (до нескольких сот тыс. км) и сильно диффузной комы. Иногда отмечается наличие тонкого слабо выраженного ионного хвоста (у кометы 2P/Encke хвост наблюдается вблизи каждого перигелия, чему способствует сближение с Солнцем на расстояние 0.34 а.е.).

Следует отметить, что среди вышеперечисленных характеристик наиболее специфическими являются первые три.

Кроме известных довольно ярких короткопериодических комет с классическим типом фотометрического поведения, скорее всего, существует множество относительно слабых комет, ведущих себя аналогичным образом. Максимальный блеск таких комет может быть намного ниже, и, так как их максимальная яркость наблюдается лишь в течение относительно непродолжительного периода перед перигелием, открытие подобных объектов может быть осложнено.

Дальнейшими направлениями авторских исследований проблемы будут:

Подробный покометный анализ классического типа фотометрического поведения короткопериодических комет, выделение подтипов;

Анализ всей совокупности известных короткопериодических комет с точки зрения фотометрического поведения;

Создание максимально полной классификации фотометрического поведения короткопериодических комет.

E-mail: artnovich@inbox.ru

Литература

Ferrin I. Atlas of Secular Light Curves of Comets // Planetary and Space Science. 2010. №58(3). p. 365-391.

МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛА
ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ И РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИЗиновьева О.С.^{1,2}, Зиновьев А.В.²¹Томский государственный университет, Томск, Россия²Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия

Микроструктура материала является одним из определяющих факторов, оказывающих влияние на физико-механические характеристики материала. Численные исследования, посвященные проблемам кристаллизации и рекристаллизации металлов и сплавов, продиктованы необходимостью прогнозирования технологических и эксплуатационных свойств материала и его поведения в рамках ряда производственных процессов, как, например, сварка, литье, 3D печать и т.п.

В настоящей работе для моделирования процесса формирования микроструктуры при кристаллизации металлического расплава разработана модель роста зерен, основанная на технологии двумерных клеточных автоматов. Разработанный алгоритм основан на подходе Rappaz and Gandin [1] и включает следующие шаги:

- расчет температурного поля;
- расчет количества зерен, зарождаемых на каждом шаге по времени;
- зарождение кристаллитов с произвольной ориентацией на плоскости при выполнении определенных условий;
- расчет приращения зерен.

Для проверки адекватности модели был проведен ряд численных экспериментов на примере кристаллизации алюминиевого и титанового сплава в условиях различного теплового воздействия, демонстрирующих ряд возможностей разработанной модели. Процесс рекристаллизации зерен рассчитывается с учетом давления на границу зерна и подвижности границы зерна.

Предложенная модель роста зерен открывает широкие перспективы для моделирования различных особенностей зарождения, роста и взаимодействия зерен, и может быть использована для исследования механических дефектов при кристаллизации/рекристаллизации, к примеру, горячих трещин.

Результаты были получены в рамках международного сотрудничества с Университетом г. Бремена при финансовой поддержке Национального исследовательского Томского государственного университета (программа международной молодежной мобильности). Авторы выражают признательность своим научным руководителям д.ф.-м.н. В.А. Романовой (Россия), д.ф.-м.н. Р.Р. Балохонову (Россия) и д.инж.н. В.В. Плошихину (Германия) за полезные дискуссии и ценные замечания.

E-mail: emelyanova@ispms.tsc.ru**Литература**

Rappaz M., Gandin Ch.-A. Probabilistic modelling of microstructure formation in solidification processes // Acta Metall. Mater. 1993, V. 41 (2). p. 345–360.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СПЕКТРОСКТРОВ ТР
БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ (1-x) NaNbO₃ – xCu_{0,5}NbO₃ РАЗЛИЧНЫХ КВАЛИФИКАЦИЙ

Садыков Х.А.

Южный федеральный университет г. Ростов-на-Дону, Россия

В качестве объектов исследования выбраны ТР бинарной системы (1-x) NaNbO₃ – xCu_{0,5}NbO₃ где x = 0,050 ÷ 0,1625. Для синтеза использовались гидрокарбонат натрия и оксид меди марок не ниже «чда», а также Nb₂O₅ марок «Нбо-Пт» и «Осч». Все керамики получены методом твердофазных реакций из предварительно синтезированных NaNbO₃ и CuNb₂O₆. Синтез ниобата натрия осуществляли при T₁ = 850 °С, T₂ = 870 °С,

$\tau_1 = \tau_2 = 6$ час.; $\text{CuNb}_2\text{O}_6 - T_1 = T_2 = 900$ °С, $\tau_1 = \tau_2 = 5$ час. ТР конечного состава синтезировали в одну стадию. Спекание керамик проводили при $T_{\text{сп}} = (1050 - 1130)$ °С в течение 2 час., в зависимости от состава.

Измерения относительной диэлектрической проницаемости, $\varepsilon/\varepsilon_0$, и тангенса угла диэлектрических потерь, $\text{tg}\delta$, осуществляли в температурном (30÷700)°С и частотном, f , (25÷10⁶) Гц диапазонах с помощью прецизионного LCR-метра Agilent E4980A.

Анализ диэлектрических спектров показал, диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon/\varepsilon_0$, и тангенса угла диэлектрических потерь, $\text{tg}\delta$, от температуры при разных частотах, f , переменного измерительного электрического поля ТР с различным содержанием CuNb_2O_6 .

Характерная для сегнето(антисегнето)электриков зависимость $\varepsilon/\varepsilon_0$ от температуры с ярко выраженным максимумом при температуре Кюри, T_K , имеет ряд особенностей, связанных с эволюцией диэлектрических спектров при обогащении системы ниобатом меди. Так, практически λ -образный пик $\varepsilon/\varepsilon_0$ в NaNbO_3 постепенно размывается с формированием платообразных участков в максимуме $\varepsilon/\varepsilon_0$. Само пиковое значение $\varepsilon/\varepsilon_0$ резко увеличивается по мере насыщения системы Cu -содержащим компонентом. Дисперсия $\varepsilon/\varepsilon_0$ выше T_K , характерная и для чистого NaNbO_3 , сохраняется и усиливается в ТР. При этом в NaNbO_3 в интервале частот (25 ÷ 10⁶) Гц после небольшого спада после T_K $\varepsilon/\varepsilon_0$ стремительно растет, начиная с температур, T_i , тем больших, чем выше частота, f , электрического измерительного поля, а в области более высоких частот эффект повышения $\varepsilon/\varepsilon_0$ вообще отсутствует. В ТР возрастание $\varepsilon/\varepsilon_0$ в высокотемпературной области после T_K , (снижающейся при увеличении содержания CuNb_2O_6) начинается после платообразного участка, сужающегося при уменьшении f . Максимум $\varepsilon/\varepsilon_0$ в ТР с $x \leq 0.05$ – частотно независим, а при $x > 0.05$ с $x = 0.0625$ – зависит от частоты, сдвигаясь в сторону более высоких температур по мере увеличения f . В низко-, и высокотемпературных областях существенна дисперсия $\varepsilon/\varepsilon_0$. Принципиально не отличаясь от диэлектрических спектров ТР из технического сырья, зависимости $\varepsilon/\varepsilon_0(T)/f$ – более четкие с меньшей дисперсией слева и справа от T_K .

Наблюдаемые эффекты низкочастотной дисперсии диэлектрической проницаемости исследуемых ТР характерны для веществ, в которых зависимость $\varepsilon/\varepsilon_0$ от частоты не связана (или почти не связана) с ориентационной поляризацией, а вызвана влиянием электропроводности на $\varepsilon/\varepsilon_0$ и $\text{tg}\delta$, обусловленной наличием примесей или дефектов. Установлено влияние физического состояния пентаоксида ниобия различных квалификаций на свойства твердых растворов бинарной системы $\text{NaNbO}_3 - \text{CuNb}_2\text{O}_6$. Показано, что для практических целей возможно использование технических марок Nb_2O_5 .

E-mail: hizir-2010@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНОЙ ДИФФУЗИИ В ПЕРКОЛЯЦИОННЫХ МОДЕЛЯХ

Найданова В.А.

*Хакасский государственный университет им. Н.Ф. Катанова, Абакан,
Россия*

Моделирование является общепризнанным средством познания действительности и составляет неотъемлемую часть современной фундаментальной и прикладной науки. Этот процесс состоит из трех больших этапов: разработки модели, анализа разработанной модели и переноса полученной информации на подлинный объект исследования [1].

В рамках исследования рассматривается моделирование диффузии.

Моделью неупорядоченной среды служит одномерная перколяционная решетка, состоящая из N узлов на прямой, расположенных друг от друга на одинаковом расстоянии. Узлы могут быть двух типов: целые и заблокированные. Количество целых узлов задается вероятностью p . Два целых узла связаны, если между ними количество заблокированных узлов подряд меньше R , где $R=1, 2, 3, \dots$. Число R называется радиусом протекания. Совокупность связанных узлов образует кластер [2-4]. При больших значениях p в модели все узлы связаны, то есть существует соединяющий кластер. Если существует соединяю-

щий кластер, то говорят, что протекание есть. Доля целых узлов, при которой соединяющий кластер исчезает (при уменьшении p), называется порогом протекания p_c [4].

Моделировалась система, находящаяся выше порога протекания. За единицу времени частица может совершить один прыжок, по целым узлам прыжки частицы возможны, по заблокированным узлам – нет. Длина прыжка в межузельных расстояниях ограничена радиусом протекания; считалось, что прыжки с любой разрешенной длиной равновероятны [4].

Для моделирования действия поля генерировалось случайное число из отрезка [0,1]. Если это число попадало в интервал $[0, 0.5-\alpha]$ то прыжок совершался в отрицательном (влево) направлении, аналогично выбирается положительное направление, где α – параметр анизотропии, пропорциональный напряженности поля и связанный с температурой [3, 4].

$$\alpha \propto \frac{E}{T}. \quad (1)$$

С увеличением параметра анизотропии растет вероятность выбора положительного направления, что соответствует движению по решетке вправо.

При аномальном переносе вместо прямой зависимости среднеквадратичного смещения от времени имеет место формула:

$$\langle x^2(t) \rangle \propto t^{\frac{2}{2+\theta}} \quad (2)$$

где $\theta \neq 0$ - критический индекс аномальной диффузии. Если он равен нулю, то реализуется нормальная диффузия. Показатель $\theta > 0$ характеризует субдиффузию, при которой процесс переноса замедляется за счет попадания частиц в ловушки, например, индуцированные полем, в модели это происходит на малых временах. Случай $\theta < 0$ называют супердиффузией – аномально быстрым переносом [2].

Выразим индекс θ :

$$f = \langle x^2 \rangle = At^{\frac{2}{2+\theta}}, \text{ при } t = t_1, t_2, t_3 \dots \quad (3)$$

Для первого момента времени t_1 :

$$f_1 = At_1^{\frac{2}{2+\theta}}; \quad (4)$$

для t_2 :

$$f_2 = At_2^{\frac{2}{2+\theta}} \quad (5)$$

Возьмем отношение предыдущих формул:

$$\frac{f_1}{f_2} = \left(\frac{t_1}{t_2} \right)^{\frac{2}{2+\theta}} \quad (6)$$

Окончательно найдем:

$$\theta = 2 \left(\frac{\ln \frac{t_1}{t_2}}{\ln \frac{f_1}{f_2}} - 1 \right) \quad (7)$$

При расчете индекса θ в нулевом поле диффузия близка к нормальной в пределах погрешности расчета. При $\alpha > 0$ отрицательный критический индекс характеризует супердиффузию, аномально быструю по сравнению с обычной. Последующее увеличение индекса означает замедление диффузии, переход через обычную (при $\theta = 0$). С увеличением радиуса протекания индекс θ увеличивается, то есть диффузия замедляется.

E-mail: n-varvara91@yandex.ru

Литература

1. Майер Р.В. Компьютерное моделирование физических явлений: Монография / Р.В. Майер. – Глазов: ГГПИ, 2009. – 112 с.
2. Белашенко Д.К. Механизмы диффузии в неупорядоченных системах (компьютерное моделирование) // УФН. 1999. Т. 169. № 4. С. 361-384.
3. Архинчев В.Е., Баскин Э.М. Аномальная диффузия и дрейф в гребешковой модели перколяционных кластеров // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. Вып. 1(7). С. 292-300.
4. Мартыненко М.В., Удодов В.Н., Потеев А.И. Транспорт частиц с переменной длиной прыжка в одномерной конденсированной среде. // Вестник Томского государственного университета. – 2001. – Т. №272. – С. 31 - 34.

СОБСТВЕННЫЕ ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ
СИММЕТРИЧНЫХ ЧЕТЫРЕХСЕКЦИОННЫХ МАЯТНИКОВ

Штацкая Н.С.

*Приднестровский государственный университет им.Т.Г. Шевченко,
Молдова, Тирасполь*

В настоящее время вряд ли существует необходимость обосновывать огромную значимость изучения колебательных процессов в современной науке и технике и необходимость решения задач из этой области физической науки. Общность колебательных процессов, их разнообразие и в то же время специфическое своеобразие играют важную роль в установлении внутренних связей между весьма разнородными явлениями.

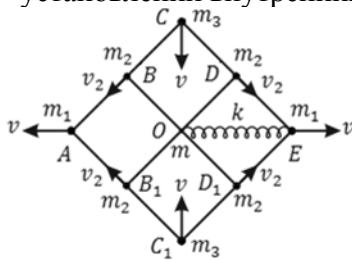


Рис.1. Свободный симметричный четырехсекционный пружинный маятник

В средней школе и на первых курсах ВУЗов, теория механических колебаний базируется на использовании моделей математического и пружинного маятников. В данной работе предложен ряд новых задач, которые базируются на использовании модели пружинного маятника. Каркас четырехсекционного маятника состоит из шести невесомых жестких стержней и CE длиной $2l$ каждый, шарнирно соединенных на концах и посередине, как показано на рис.1. К точкам O и E присоединена невесомая пружинка с коэффициентом упругости k , а в шарнирах прикреплены грузики, массы которых указаны на рис.1.

Грузик с массой m не принимает участия в колебаниях, так как точка O является центром симметрии маятника и она не перемещается относительно своего положения равновесия при перемещении остальных точек. Сжав пружинку на длину x , сообщим маятнику потенциальную энергию $\Pi = kx^2/2$. При этом грузики в точках A и E сместятся на расстояние x в направлении к центру системы, грузики в точках C и C_1 – на расстояние x в направлениях от центра (рис.1). Если систему предоставить самой себе, то грузики придут в движение и возникнут осцилляции. При прохождении положения равновесия грузики в точках A, C, C_1 и E будут иметь одну и ту же скорость v по величине. Однако направления этой скорости в различных точках будут различными (рис.1). Так как проекции скоростей грузиков, например, в точках A и C , на стержень AC направлены вдоль стержня и равны $v/\sqrt{2}$, то точка B имеет скорость v_2 , направленную вдоль стержня и равную $v/\sqrt{2}$. Грузик m в центре имеет нулевую скорость. Тогда кинетическая энергия системы при прохождении через положение равновесия равна $K = 2 \cdot \frac{1}{2} m_1 v^2 + 2 \cdot \frac{1}{2} m_3 v^2 + 4 \cdot \frac{1}{2} m_2 v_2^2 = (m_1 + m_2 + m_3) v^2$. Учитывая, что $v = \omega x$ и приравняв выражения для Π и K , получаем $\omega^2 = k/(2(m_1 + m_2 + m_3))$. При одинаковых массах грузиков ($m_1 = m_2 = m_3 = m$) находим $\omega^2 = k/(6m)$. Если теперь соединить противополо-

ложные углы каждой секции пружинками либо любое количество s указанных пар точек, где $1 \leq s \leq 8$, то легко получить $\omega^2 = sk/(2(m_1 + m_2 + m_3))$.

<p>Рис.2. Связанный симметричный четырехсекционный маятник</p>	<p>Найдем теперь частоту колебаний маятника, представленного на рис.2. При сжатии пружинки на длину x потенциальная энергия маятника равна $\Pi = kx^2/2$. Найдем кинетическую энергию маятника при прохождении им положения равновесия. Направления скоростей грузиков представлены на рис.2. Легко видеть, что $v_2 = v/\sqrt{2}$, $v_3 = \sqrt{2}v$. Чтобы определить направление и величину скорости v_4 построим мгновенный центр вращения C_0 стержня C_1E. Тогда видно, что $v_4/\sqrt{5} = v_3/\sqrt{2}$, откуда $v_4 = \sqrt{5/2}v$. Тогда кинетическая энергия системы равна</p> $K = \frac{1}{2} \cdot (m + 4m_1 + \frac{1}{2} \cdot 2m_2 + 2 \cdot 2m_3 + \frac{5}{2} \cdot 2m_4) \omega^2 x^2.$
--	---

Приравнявая Π и K , для частоты колебаний получаем выражение: $\omega^2 = k/(m + 4m_1 + m_2 + 4m_3 + 5m_4)$. При одинаковых массах грузиков, равных m находим $\omega^2 = k/(15m)$.

E-mail: natali_novickaya@mail.ru

ИССЛЕДОВАНИЕ ОКРЕСТНОСТИ ЗВЕЗДЫ V523 CAS НА НАЛИЧИЕ НОВЫХ ПЕРЕМЕННЫХ

Галиуллин И.

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

Переменность – важная эволюционно-обусловленная особенность звезд, поэтому изучение переменных звезд позволяет уточнить физические законы, описывающие их строение и эволюцию.

Целью нашего исследования является поиск новых переменных звезд в окрестности уже известных переменных V520 Cyg и V523 Cas.

Для выполнения работы использовались наблюдения, выполненные в КрАО (2010), где проходила астрономическая школа, проводимая кафедрой астрономии и космической геодезии Казанского (Приволжского) федерального университета. Наблюдения проводились на телескопе РК-800, куда была прикреплена связка из ПЗС-камеры ArgoeAlta (2048×2048 pix) + объектив МТО1000.

В области V523 Cas обнаружили три новые переменные звезды (USNO-B1.0 1399-0017624; USNO-B1.0 1400-0018424; USNO-B1.0 1402-001755). Определив координаты этих звезды, мы искали их в каталогах (ОКПЗ) и VSX (AAVSO). В этих каталогах звезды USNO-B1.0 1399-0017624; USNO-B1.0 1400-0018424; USNO-B1.0 1402-001755 не были обнаружены. На основании этого был сделан вывод, что эти звезды являются новыми переменными. Однако недостаток данных не позволил получить надежную кривую блеска для этих звезд.

Для уточнения типа переменности из архива кафедры были привлечены BVR наблюдения той же области, выполненные в 2010 году на телескопе Астротел-Кавказ (Ritchey-Chretien) (D=300mm, F=1/8) с ПЗС-камерой ArgoeAlta U9000 (3054×3054 pix), установленном на Кавказской станции Казанского университета.

По наибольшему числу наблюдений в фильтре V (377, экспозиция 5 секунд) удалось уверенно классифицировать USNO-B1.0 1399-0017624 как переменную типа W UMa с периодом $0.2830^d \pm 0.0002$, амплитуда изменения блеска: главный минимум – $0,37^m$ (14.25–14.62^m V), и вторичный минимум – (14.25–14.51^m V). Звезды USNO-B1.0 1400-0018424; USNO-B1.0 1402-001755 по вышеупомянутым данным не удалось классифицировать.

В ходе работы при помощи ПЗС-фотометрии нами открыты переменность блеска у трех звезд, а у звезды USNO-B1.0 1399-0017624 определен период, амплитуда, приближенный спектральный класс. Полученные данные о звезде USNO-B1.0 1399-0017624 внесены в каталог The International Variable Star Index (AAVSO) [5], полученные результаты могут быть использованы для построения физических моделей переменной звезды. В перспективе планируется пополнить базу данных с новыми наблюдениями области V523 Cas для детального исследования USNO-B1.0 1400-0018424; USNO-B1.0 1402-001755.

E-mail: ilkham95@list.ru

Литература

1. Короткий С.А. Открытие за неделю: Методическое пособие по астрономии. М.: Импэто, 2010.
2. Самусь Н.Н. Переменные звезды. Учебное пособие по курсу «Астрономия» // <http://heritage.sai.msu.ru/ucheb/Samus/index.html>.
3. Цесевич В.П. Переменные звезды и их наблюдение. М.: Наука, 1980.
4. www.astronet.ru (Российская астрономическая сеть).
5. www.aavso.org/vsx/index.php?view=detail.top&oid=305014 (The International Variable Star Index)

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИ ЭФФЕКТИВНЫЕ РЕЖИМЫ РАБОТЫ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ИНДУКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПЛАЗМЫ

Бахтин М.В.

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

Индуктивный ВЧ разряд используется в качестве активной среды электрореактивных двигателей, источников света, в твердотельной электронике, и пр. Одной из основных задач на данный момент является поиск такой комбинации параметров, при которой эффективность работы источника максимальна.

В работе произведено сравнение эффективностей работы при различных условиях (давление, рабочая частота, величина индукции внешнего поля, емкостная составляющая разряда, тип газа). Найдена оптимальная комбинация, рассчитаны значения эквивалентного сопротивления плазмы и КПД при данных параметрах. Рассмотрены промежуточные результаты, также представляющие практическую ценность в исследовании плазмы.

E-mail: mikhailbakhtin@yandex.ru

Литература

1. Арцимович Л.А. Элементарная физика плазмы. М.: Атомиздат, 1969.
2. Морозов А.И., Введение в плазмодинамику. М.: Физматлит, 2006.

МЕТОДИКА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТРЕКОВ ЧАСТИЦ В ДРЕЙФОВОЙ КАМЕРЕ

Селяков В.А.¹, Дмитриева А.Н.¹, Задеба Е.А.¹, Кожин А.С.², Шутенко В.В.¹

¹Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия,
²Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия

В настоящее время разрабатывается проект трековой установки из дрейфовых камер, предназначенной для совместной работы с черенковским водным детектором НЕВОД (НИЯУ МИФИ) [1].

В докладе представлена методика реконструкции треков частиц, прошедших через дрейфовые камеры. Дрейфовая камера ИФВЭ [2] представляет собой объем

4000×508×112 мм³, заполненный смесью Ar+CO₂ (в пропорции 94:6). Вдоль камеры натянуты проволоки. Часть проволок используется для создания в двух дрейфовых промежутках по 250 мм электрического поля напряженностью 450 В/см. Другая часть проволок (сигнальные) предназначена для регистрации электронов. Четыре сигнальные проволоки натянуты посередине вдоль камеры и попеременно смещены в направлении дрейфа. Это смещение позволяет разрешить традиционную для дрейфовых камер левую-правую неоднозначность.

Заряженная частица, проходящая через объем камеры, ионизирует газ. Образуются электроны, которые дрейфуют вдоль электрического поля от места ионизации до сигнальных проволок. Попадая в область сильного электрического поля вблизи сигнальной проволоки, электроны набирают энергию, достаточную для образования лавины, формирующей импульс.

Зная моменты времени прохождения заряженной частицы (t_0) и времени образования лавины на сигнальных проволоках (t_1), можно вычислить координату точки ионизации по следующей формуле: $x = \int_{t_0}^{t_1} V(t)dt$, где $V(t)$ – скорость дрейфа электронов. Благодаря тому, что в дрейфовых промежутках создается практически однородное электрическое поле, формула для нахождения точки ионизации упрощается: $x = V \cdot (t_1 - t_0)$.

По четырем вычисленным координатам точек ионизации с помощью метода наименьших квадратов восстанавливается проекция трека заряженной частицы в плоскости, перпендикулярной направлению сигнальных проволок. Использование данных с двух скрещенных дрейфовых камер позволяет реконструировать трек частицы в пространстве.

E-mail: v.selyakov@yandex.ru

Литература

1. Задеба Е.А., Амельчаков М.Б., Ашихмин В.В., Барбашина Н.С., и др. Нейтринный водный детектор НЕВОД на поверхности Земли // Ядерная физика и инжиниринг. 2011. Т. 2. № 6. С. 483-493.
2. Bozhko N., Borisov A., Bulgakov N., Kozhin A. et al. Drift chamber for the Serpukhov neutrino detector // Nucl. Instr. & Meth. A243. 1986. P. 388-398.

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ СБОРА ДАННЫХ И ТРИГГИРОВАНИЯ ДЛЯ КООРДИНАТНО-ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА ДЕКОР

Юрин К.О., Компаниец К.Г.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва,
Россия*

Координатно-трековый детектор ДЕКОР [1], является крупномасштабной экспериментальной установкой, специально предназначенной для изучения космического излучения на поверхности Земли при больших зенитных углах. Такие исследования имеют определенные преимущества, т.к. позволяют изучать пространственно-энергетические характеристики групп генетически связанных частиц в широком интервале поперечных импульсов, проводя анализ их зависимости от множественности и зенитного угла.

Детектор включает в себя 64 базовых модуля, объединенных в восемь восьмислойных сборок-супермодулей. Каждый модуль представляет собой детектирующий слой, состоящий из 16 камер стримерных трубок, расположенных в вертикальной плоскости друг над другом, и системы внешних пластин для считывания двух координат (256X+256Y каналов с шагом 1.0 и 1.2 см соответственно). Рабочая площадь модуля составляет 2.7×3.1 м². Супермодули расположены в галерее 2-го этажа здания установки НЕВОД вокруг ванны черенковского водного калориметра.

Для обеспечения эффективной регистрации потока вторичных космических лучей, необходима автоматизированная регистрирующая система, позволяющая отбирать, обрабатывать и передавать экспериментальные данные в режиме реального времени.

Существующая система сбора данных и триггирования координатно-трекового детектора ДЕКОР была создана в конце 90-х годов и в настоящее время морально и физически устарела.

Разработанная аппаратная и программная часть новой системы устраняет несовместимость с современными интерфейсами на аппаратном и программном уровне, а так же призвана увеличить надежность и скорость работы всей установки ДЕКОР в целом. Все печатные платы выполнены, в соответствии с требованиями к современным платам, в конструктиве Евромеханика 6U. В работе приводится структурная схема новой системы, приведено сравнение старой системы с новой, позволившее выделить плюсы разработки.

Основным элементом разработанной системы является контроллер сбора данных и отбора событий, выполненный на базе ПЛИС компании ALTERA [2]. Обсуждаются конструктивные и функциональные особенности нового контроллера, результаты тестирования и настройки нескольких образцов. Разработанная система предназначена для использования в экспериментах на базе Научно-образовательного центра НЕВОД [3].

E-mail: yurinkonstantin@mail.ru

Литература

1. Н.С.Барбашина, А.А.Езубченко, Р.П.Кокоулин, К.Г.Компаниец, А.А.Коновалов, А.А.Петрухин, Д.В.Чернов, В.В.Шутенко, Э.Е.Янсон. "Координатный детектор для исследования горизонтального потока космических лучей", журнал "Приборы и техника эксперимента", №6, 2000, с.20-24.

2. Сайт кампании Altera// <http://www.altera.com/>

3. Сайт НОЦ НЕВОД//<http://www.nevod.mephi.ru/>

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ НА НАНОУРОВНЕ

Геворкян В.Е.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону, Россия

В данной работе исследуется поляризация нанопленок поливинилиденфторида (ПВДФ) Ленгмюра–Блоджетт [1-3].

Для корректного определения механизмов поляризации (или формирования избыточного поверхностного электрического заряда) и способов управления ими необходимо иметь правильную и соответствующую молекулярную модель механизмов физических процессов, происходящих в поверхностных слоях образца. С этой целью в данной работе было выполнено детальное компьютерное моделирование и последовательное изучение молекулярных моделей структуры ПВДФ. Все версии моделей были разработаны и исследованы с использованием программного пакета HyperChem 8.0 [4]. Мы исследовали основные электрические и физические свойства ПВДФ (дипольный момент, поляризацию, энергии электронных подсистем, а также полную энергию систем). При проведении моделирования и расчетов в данной работе были использованы различные вычислительные методы, включая квантово-химические расчеты, основанные на полуэмпирических методах (например, Parameterization Method 3; PM3). Применялись также и методы молекулярной механики (MM+, BIO CHARMM). Сравнение и анализ данных, полученных различными методами, позволяет повысить надежность результатов. Развитие полуэмпирических методов конкурирует с методами ТФП. На первом этапе был рассмотрен минимальный структурный блок, содержащий основной молекулярный мотив ПВДФ-сополимера ...-CH₂-CF₂-... шесть раз (рис. 1). Второй этап содержит 10 структурных единиц CH₂CF₂. Это исследование может быть полезным в качестве основы для дальнейшей идеи в органических и молекулярных сегнетоэлектриках.

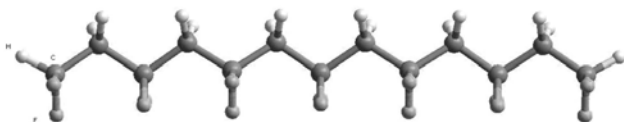


Рис.1 цепочка ПВДФ

E-mail: v.geworkian@yandex.ru

Литература

- [1] Furukawa T// Ferroelectric properties of vinylidene fluoride copolymers. -1989. -Phase Transit 18:143–211.
- [2] Bune AV, Fridkin VM, Ducharme S, Blinov LM, Palto SP, Sorokin AV, Yudin SG, Zlatkin A.// Two-dimensional ferroelectric films.-1998. -Nature 391:874–877.
- [3] Bystrov V., Bystrova N., Kiselev D., Paramonova E., Kuehn M., Kliem H. And Kholkin A. Integrated Ferroelectrics. 2008. V. 99. P. 31–40.
- [4] HyperChem, Tools for Molecular Modeling, FL, Hypercube, Inc., Gainesville, 2002.
- Автор благодарит Быстрова Владимира Сергеевича за научное руководство и обсуждение результатов.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ТЕПЛОВОГО АККУМУЛЯТОРА В СИСТЕМЕ ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ С СОЛНЕЧНЫМ КОЛЛЕКТОРОМ

Осташенков А.П.

Марийский государственный университет, Йошкар-Ола, Россия

Естественной формой существования солнечного излучения, как вида возобновляемого источника энергии (ВИЭ), является периодически возникающий в окружающей среде поток энергии [1], что обуславливает применение технических средств, позволяющих скомпенсировать переменный характер поступления энергии от трансформатора на основе ВИЭ. В контексте рассмотрения систем солнечного теплоснабжения одним из распространенных методов компенсации колебаний мощности солнечного коллектора в зависимости от интенсивности солнечного излучения является применение тепловых аккумуляторов [2]. Однако применение данного подхода предполагает учет динамики возмущающих воздействий на работу теплового аккумулятора в течение периода функционирования системы солнечного теплоснабжения.

Целью работы является разработка математической модели функционирования теплового аккумулятора в системе теплоснабжения с солнечным коллектором, учитывающая динамику возмущающих воздействий на каждом шаге моделирования.

Существующие математические модели функционирования теплового аккумулятора в составе систем солнечного теплоснабжения описывают динамику изменения температуры теплоносителя теплового аккумулятора с учетом потерь тепла через стенки теплового аккумулятора, потерь тепловой энергии на нагрев посредством теплообменника теплоносителя, циркулирующего в контуре теплоснабжения потребителя, а также теплоступлений от солнечного коллектора [3-6]. Однако данный подход не учитывает предшествующее шагу моделирования состояние теплового аккумулятора, что является важным аспектом при оценке адекватности математической модели работы теплового аккумулятора, поскольку в случае если температура теплоносителя внутри теплоаккумулятора выше температуры теплоносителя в контуре, связанным с солнечным коллектором, тепловой баланс теплового аккумулятора будет иметь иной характер.

Поскольку интенсивность солнечного излучения имеет переменный характер, при математическом моделировании следует учитывать колебания мощности солнечного коллектора, а также динамику изменения температуры теплоносителя теплового аккумулятора с учетом предшествующей шагу моделирования состояния системы. Данный подход предполагает наличие дополнительного входного фактора, характеризующего длительность шага моделирования, что позволяет в рамках шага учитывать изменение теплового баланса солнечного коллектора.

Предлагаемая математическая модель функционирования теплового аккумулятора рассматривает процесс заряда и разряда теплового аккумулятора с учетом предшествующей шагу моделирования температуры теплоносителя внутри теплоаккумулятора и в соответствии с длительностью шага учитывает изменения характера теплового баланса системы. Данное отличительное свойство математической модели позволяет учитывать динамику возмущающих воздействий, связанных с предшествующим состоянием системы.

E-mail: aostashenkov@gmail.com

Литература

1. Да Роза А. Возобновляемые источники энергии: Пер. с англ. М.: Издательский дом «Интеллект», 2010. 704 с.
2. Твайдел Дж., Уэйр А. Возобновляемые источники энергии: Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1990.
3. Дружинин П.В., Коричев А.А., Косенков И.А. Математическая модель процесса хранения теплоты в тепловом аккумуляторе. // Научная библиотека elibrary.ru. URL: <http://elibrary.ru/item.asp?id=14984021> (дата обращения 22.02.2014).
4. Ташполотов Ы., Сатыбалдыев А.Б., Матисаков Т.К. Исследование теплотехнических характеристик солнечно-водонагревательной установки на основе математического моделирования. // Научная библиотека elibrary.ru. URL: <http://elibrary.ru/item.asp?id=17868764> (дата обращения 22.02.2014).
5. Высочин В.В. Математическая модель гелиосистемы с сезонным аккумулятором тепла. // Научная библиотека elibrary.ru. URL: <http://elibrary.ru/item.asp?id=17122701> (дата обращения 22.02.2014).
6. Бежан А.В., Минин В.А. Математическое моделирование работы теплового аккумулятора в системе теплоснабжения с участием взу. // Научная библиотека elibrary.ru. URL: <http://elibrary.ru/item.asp?id=17941677> (дата обращения 22.02.2014).

АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЕКТОВ НА ИЗОБРАЖЕНИИ С ПОСЛЕДУЮЩИМ ПРИНЯТИЕМ РЕШЕНИЯ НА БАЗЕ БИБЛИОТЕКИ LABVIEW IMAQ

Филиппов И.М., Иванов С.К., Соловьева Н.М., Васильев С.Е.

Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, Якутск, Россия

В процессе анализа и обработки, данных реального мира исследователи сталкиваются с задачей преобразовать видео и фото поток в машинное зрение, т.е. извлечение полезной и важной информации из изображений или последовательности изображений. Машинное зрение сосредотачивается на обработке трехмерных сцен, спроектированных на одно или несколько изображений. По одному или нескольким изображениям можно восстановить информацию о трехмерной сцене. Область применения машинного зрения широка: системы управления процессами (промышленные роботы, автономные транспортные средства), системы видеонаблюдения, системы организации информации (индексации баз данных изображений), системы моделирования объектов или окружающей среды (анализ медицинских изображений), системы взаимодействия (например, устройства ввода для системы человеко-машинного взаимодействия).

При разработке алгоритма решались задачи распознавания объектов по определенным критериям, подсчета количества, определения цвета, размера и принятия решения (осуществления действия) в зависимости от входных условий. Алгоритм выполнен с применением среды разработки LabVIEW и библиотеки IMAQ.

Технология IMAQ включает в себя модули захвата изображения с практически всех распространенных источников видеосигналов – аналоговых и цифровых видеокамер различных стандартов и конфигураций. Эти модули разработаны таким образом, что большей частью их функций можно управлять программно, что значительно упрощает ввод изображения с самых разнообразных видео преобразователей. По этой причине с помощью IMAQ можно работать с изображениями любого спектрального диапазона (от рентгеновского до инфракрасного), с разной скоростью ввода – от единичных «снимков» до десятков тысяч кадров в секунду, с различной глубиной оцифровки (от 8 до 32 разрядов).

Совокупность программных средств National Instruments IMAQ Vision (в комплексе не имеющая мировых аналогов) состоит из функций высокого уровня для всех средств разработки LabVIEW, CVI, C/C++ и VisualStudio. Предоставляет широкий спектр программных функций, предназначенных для обработки и анализа уже введенного изображения, в том числе в реальном масштабе времени. Например, функции обработки изображений обеспечивают различные геометрические преобразования, фильтрацию, взвешивание, коррекцию, построение распределений, калибровку.

Разработанный алгоритм выполняет подсчет, сортировку объектов по размеру, форме и цвету.

Основные функции IMAQ, используемые в алгоритме: IMAQ Calibration, функции гистограммной обработки IMAQ MathLookup, мультипороговая сегментация IMAQ MultiThreshold, фильтрация изображения в пространственной области IMAQ GetKernel, функция выделения контуров IMAQ EdgeDetection, удаление краевых областей IMAQ RejectBorder, выделение геометрических примитивов IMAQ Find Vertical Edge.

Данный алгоритм успешно функционирует, внедрен на ФТИ СВФУ в роботизированные комплексы лаборатории «Механотроника».

E-mail: viewfim@mail.ru

Литература:

1. Юревич Е.И. Основы робототехники. — СПб.: БХВ-Петербург, 2007. — 416 с.
2. Bradsky G., Kaehler A. Learning OpenCV — O'Reilly, 2008. — 556 с.

ГАЛЛИЙ-НИТРИДНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ В ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ НАПРЯЖЕНИЯ ВЫСОКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ

Павлов А.Ю.

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

Появившись в середине 70-х годов прошлого века силовые MOSFET, благодаря большей скорости переключения и высокой эффективности, по сравнению с биполярными транзисторами, стали повсеместно использоваться в силовой электронике: источниках питания, DC-DC преобразователях, контроллерах двигателей и пр. Однако сейчас, после непрерывного развития в течение более чем трех десятилетий, производительность MOS транзисторов достигает своего теоретического предела. Следующим же шагом в развитии силовых решений стало появление галлий-нитридных (GaN) транзисторов [1].

Уникальные физические характеристики нитрида галлия в сравнении с кремнием позволяют достигнуть значительных улучшений в производительности: понижение сопротивления открытого канала, рост скоростей переключения, сохранение надежности при высоких уровнях температуры и радиации, уменьшение размеров упаковки [2]. Потенциально каждое электронное устройство, используемое нами, может быть улучшено, благодаря использованию GaN-технологий. Одним из ярких примеров преимущества GaNFET служат одноступенчатые неизолированные понижающие преобразователи. При использовании кремниевых силовых транзисторов, КПД преобразования значительно снижается при превышении отношения входного напряжения к выходному более 10:1 [3]. Возможность очень быстрого переключения практически без потерь, появляющаяся при использовании GaN транзисторов, означает возможность сильно увеличить КПД и уменьшить размер преобразователя.

В настоящей работе проведён обзор и сравнение существующих на рынке кремниевых транзисторов по мощности и цене. Показано, что ни по максимальной мощности, ни по цене галлий-нитридные транзисторы не превосходят свои кремниевые аналоги, но существенными являются скоростные характеристики. Проведена симуляция понижающего преобразователя напряжения на лучшем образце кремниевого и галлий-нитридного транзистора. Показано, что КПД преобразования с высоким отношением входного и выходного напряжений (48:1) существенно увеличивается.

E-mail: pavlov.andrey@physics.msu.ru

Литература

1. Breaking the theoretical limits of silicon with innovative switch technologies. Araújo, S.V., Kazanbas, M., Zacharias, P. Centre of Competence for Distrib. Electr. Power, Univ. of Kassel, Kassel, Germany
2. Gallium Nitride GaN Technology Overview.
3. Alex Lidow PhD and Johan Strydom, PhD.
4. Driving eGaN FETs in High Performance Power Conversion Systems.

5. Alexander Lidow, Johan Strydom, and Michael de Rooij, Andrew Ferencz, Robert V. White.

ПОСТРОЕНИЕ МОДЕЛИ ТЕСТОВОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ, ИСКАЖЕННОГО ШУМОМ С ЗАДАННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ

Гашин И.В.

Владимирский государственный университет, Муромский филиал, Муром, Россия

Изображения в радиотехнических системах часто подвергаются воздействию помех, что затрудняет их визуальный анализ человеком-оператором и обработку с помощью ЭВМ. Шумы существенно снижают информативность изображений, поэтому одним из важных способов предварительной обработки изображений является их фильтрация.

При разработке алгоритмов фильтрации необходимо располагать набором тестовых изображений. Но часто исследователь не располагает специализированной аппаратурой, формирующей изображения. Поэтому становится важной задача разработки тестового изображения, искаженного шумами различной интенсивности с заданными статистическими характеристиками, с помощью ЭВМ.

В описываемой методике [1] в качестве эталонного взято 8-битовое изображение с диапазоном изменения яркости от 0 до 255, входящее в программу математического моделирования «MathCad». Данное изображение показано на рисунке 1.

Искадим эталонное изображение шумом с заданной плотностью распределения вероятностей. Для простоты возьмем гауссовский шум:

$$p(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(z-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (1)$$

где z – значение яркости шума, μ – его среднее значение (математическое ожидание), σ – его среднеквадратическое отклонение.

Средствами MathCad было получено изображение, искаженное гауссовским шумом различной интенсивности (рисунок 2).



Рис.1. Эталонное изображение

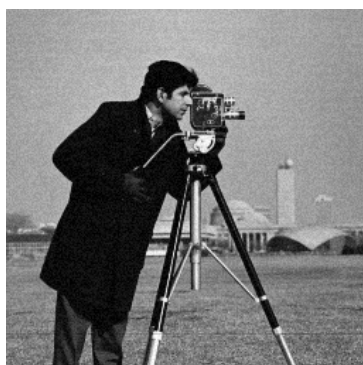


Рис.2. Изображение, искаженное гауссовским шумом с $\mu = 0$ и $\sigma = 2$ (а) и $\mu = 0$ и $\sigma = 6$ (б)



б

Как видно из рисунка 2, при увеличении интенсивности шума качество изображения ухудшается.

Для количественной оценки степени искажения изображения в [1] используется отношение сигнал/шум, рассчитанное по формуле, приведенной в [2]:

$$SNR = \frac{\sum_{j=0}^{M-1} \sum_{i=0}^{N-1} G_{i,j}^2}{\sum_{j=0}^{M-1} \sum_{i=0}^{N-1} (G_{i,j} - F_{i,j})^2}, \quad (2)$$

где F_{ij} – значение яркости пикселя эталонного изображения, M – количество строк изображения, а N – количество столбцов.

Средствами MathCad было вычислено отношение сигнал/шум для изображения на рисунке 2 (а) и 2 (б). В первом случае оно составило 30,457 дБ, а во втором – 11,696 дБ, то есть при увеличении искажений эталонного изображения отношение сигнал/шум уменьшается.

E-mail: muromdx@gmail.com

Литература

1. Жиганов С.Н., Гашин И.В. Построение модели тестового изображения // Радиотехнические и телекоммуникационные системы, 2012. – № 2. – С. 40-45.
2. Гонсалес Р., Вудс Р. Цифровая обработка изображений: монография / Гонсалес Р., Вудс Р., Вудс Р.; пер. с англ. под ред. П.А.Чочиа – М.: Техносфера, 2006. – 1072 с.

ПОЛУЧЕНИЕ РАДИОНУКЛИДОВ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В МЕДИЦИНЕ С ПОМОЩЬЮ УСКОРИТЕЛЕЙ

Ларченков А.С., Лысухин Д.Д.

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

В современном мире применение ускорителей достигло огромных масштабов. Хотя изначально ускорители разрабатывались в качестве инструмента для исследования микромира, в наши дни технологии ускорителей находят применение практически в любой сфере человеческой деятельности: промышленности, энергетике, безопасности и обороне, разработке материалов, фундаментальной науке и др. Важное место в этом ряду занимает применение ускорителей в медицине, в том числе и для получения радионуклидов.

В настоящее время известно более 2300 видов радионуклидов, почти 200 из которых используются в различных областях медицины, науки и техники. Практически все радионуклиды, применяемые в медицине, получают на ядерных реакторах и ускорителях тяжелых частиц. Значительное число радиоизотопов получают также на ускорителях электронов в реакциях под воздействием тормозных фотонов. По данным МАГАТЭ в настоящее время более 400 ускорителей различных типов используется в мире для производства радионуклидов.

Технологии применения радионуклидов в медицине достаточно универсальны. Радионуклиды применяются для диагностики, прогнозирования исхода заболевания, при профилактических осмотрах и терапии онкозаболеваний, например, в позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ) и однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ).

Применяемые для получения радионуклидов ускорители, классифицируемые по

типу частиц и их энергии, разделяются на три группы: низкоэнергетические (для получения ультракороткоживущих изотопов), среднеэнергетические и высокоэнергетические (для ускорения протонов и получения спалогенных радионуклидов).

Для получения радионуклидов используются различные ядерные реакции и типы ускорителей: $^{20}\text{Ne}(d, ^4\text{He})^{18}\text{F}$ и $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ на циклотронах средних токов; различные реакции получения ^{123}I и ^{203}Tl ($p, 3n$) $^{201}\text{Pb} \rightarrow ^{201}\text{Tl}$ на сильноточных циклотронах; $^{98}\text{Mo}(d,p)^{99}\text{Mo}$ и $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ на линейных ускорителях.

Опыт развития ядерной медицины в США и Европе определяет необходимость совершенствования ускорительных и радионуклидных технологий, что способствует их будущему распространению в других странах, в частности, в России.

E-mail: toniklar@mail.ru



Рис.1. Ускорители в медицине

Литература

1. Веревкин А.А., Стервиедов Н.Г., Ковтун Г.П. Получение и применение короткоживущих и ультракороткоживущих изотопов в медицине // «Вестник харьковского университета». - №746.-2006
2. Дмитриев С. Н., Зайцева Н.Г. Радионуклиды для биомедицинских исследований. Ядерные данные и методы получения на ускорителях заряженных частиц.// Физика элементарных частиц и атомного ядра.-1996.-Т.27.-В.4.
3. Черняев А.П., Белоусов А.В., Близнюк У.А., Варзарь С.М., Осипов А.С.,Колыванова М.А. Ускорители в медицине.

МОДЕЛИРОВАНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СХЕМ

Корчагин С.А.

*Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина,
Энгельсский технологический институт, Энгельс, Россия*

Получение новых знаний об объекте исследования во многих случаях связано с определением его характеристик, которые недоступны (или затруднительны) для непосредственного измерения. Примером этого является проблема определения физических характеристик неоднородного материала внутри тела, представляющая, как правило, большие трудности, чем их определение на поверхности. В этом случае наиболее эффективным (а подчас единственным) методом исследования является математическое моделирование, в рамках которого строятся математические соотношения, связывающие между собой измеряемые и не измеряемые величины.

Анализ композитной среды, состоящей из диэлектрической матрицы, с проводящими или полупроводниковыми включениями, можно проводить на основе соотношений теории эффективной среды. Однако, наиболее часто, более удобным оказывается использование метода эквивалентных схем, при котором электрическая, механическая и магнитная составляющие композита представляются в виде электрических эквивалентов. Метод эквивалентных схем имеет определенные преимущества, которые заключаются в возможности привлечения эффективных методов теории электрических цепей, а также в том, что частично задача решается уже на этапе ее постановки. Применение метода эквивалентных схем может дать такие же точные результаты, как и непосредственное решение волнового уравнения. Если при этом исходные условия задачи для обоих методов совпадают, то эквивалентная схема может рассматриваться как точное представление композитной среды проводящей частицы с диэлектрической матрицей.

Рассмотрена композитная среда, состоящая из диэлектрической матрицы, с проводящими или полупроводниковыми частицами, разработана эквивалентная схема данной среды. Приводятся сравнения результатов, полученных на основании соотношения Бруггемана – Максвелла и метода эквивалентных схем для комплексной диэлектрической проницаемости смеси от параметров компонентов, входящих в смесь и внешних воздействий.

E-mail: korchaginser@gmail.com

Литература

1. Поклонский Н.А., Горбачук Н.И. Основы импедансной спектроскопии композитов: курс лекций. Минск: БГУ, 2005., с. 22-25, 85-90.
2. Пукинский Ю.Ж., Филиппов А.В. Эквивалентная электрическая схема двухфазного магнитоэлектрично – пьезоэлектрического композита в области электромеханического резонанса // Вестник Новгородского государственного университета. 2010, секция физико-математические науки, т.2, с. 44-46.
3. Сушко М.Я., Кризькив С.К. Метод компактных групп в теории диэлектрической проницаемости гетерогенных систем // Журнал технической физики. С-П: Наука, 2009, т. 79, вып. 3, с.99-101.
4. Armin B, Scholomo H. Fractals and disordered systems. Berlin: Springer – Verlag, 1996. p. 200-202.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИФФУЗИИ НАТРИЯ В ОКСИДНОЕ ПОКРЫТИЕ КАТОДА

Базаркин А.Ф.

Мордовский государственный педагогический институт им. М.Е. Евсевьева, Саранск, Россия

В процессе эксплуатации приборов с парами натрия, в частности натриевых ламп, натрий диффундирует в оксидное покрытие катода, что приводит к снижению работы выхода оксидного катода (ОК) [1].

Компьютерная модель ОК позволяет учесть процессы, проходящие в покрытии катода при адсорбции натрия, и установить его влияние на работу выхода.

Структура кристалла оксида бария представляет собой гранецентрированный куб, в узлах его кристаллической решетки располагаются атомы бария и кислорода. В целях упрощения модели кристалла BaO рассмотрим линейный случай (Рис.1).

Рис. 1. Распределение вакансий в одномерной модели кристалла



При сближении атомов может возникнуть вакансия [2]. Вероятность образования вакансии для двухмерного случая составляет 25%.

Согласно [3] коэффициент диффузии будет определяться по формуле:

$$D = \frac{1}{6} v \lambda^2 f, \quad (1)$$

где λ – длина диффузионного скачка порядка межатомного, v – частота перескоков атома натрия, f – корреляционный множитель.

Диффузию можно рассматривать как серию последовательных перескоков атомов с их узлов в вакантный узел на расстояние порядка межатомного.

Частота перескоков атома натрия по вакансионному механизму диффузии, определяется следующей формулой:

$$v = \frac{N_{j4} v_0}{NMK}, \quad (2)$$

где N_{j4} – количество диффузионных скачков меченого атома натрия, получаемое по окончании работы программы, v_0 – частота, равная частоте колебания кристаллической решетки.

Вероятность того, что атом совершит диффузионный скачок, равна:

$$w = c \exp\left(-\frac{E}{kT}\right), \quad (3)$$

где c – поправочный коэффициент.

Входящий в выражение (1) корреляционный множитель показывает долю скачков, вносящих эффективный вклад в диффузию [3]:

$$f \approx \frac{z-1}{z+1}, \quad (3)$$

где z – координационное число.

Окончательно формула (1) примет вид:

$$D = \frac{\lambda^2 N_{j4} v_0}{6 NMK} \frac{z-1}{z+1}. \quad (4)$$

На рисунке 2 приведена блок-схема алгоритма расчета коэффициента диффузии натрия в оксиде бария.

В основе модели при расчете был использован двухмерный массив кристалла оксида бария. Края массива были замкнуты с помощью периодических граничных условий. Для простоты счета нами задавался целочисленный массив, элементы которого представляли собой атомы взаимодействующих веществ и вакансии. Атомы задавались трех сортов: 1 – атом бария, 3 – атом натрия, 0 – вакансия, а также один меченый атом натрия 4.

При моделировании диффузии мы использовали следующие параметры: $T = 600$ К, энергия активации диффузии E натрия и вакансий соответственно 0,5 и 0,3 эВ [2], межатомное расстояние для кристалла оксида бария $\lambda = 2,77$ А [2], период колебания кристаллической решетки $\tau_0 = 10^{-13}$ с и $\nu = 10^{13}$ [3], $z = 2$, количество циклов Монте-Карло $NMK = 4\ 000\ 000$

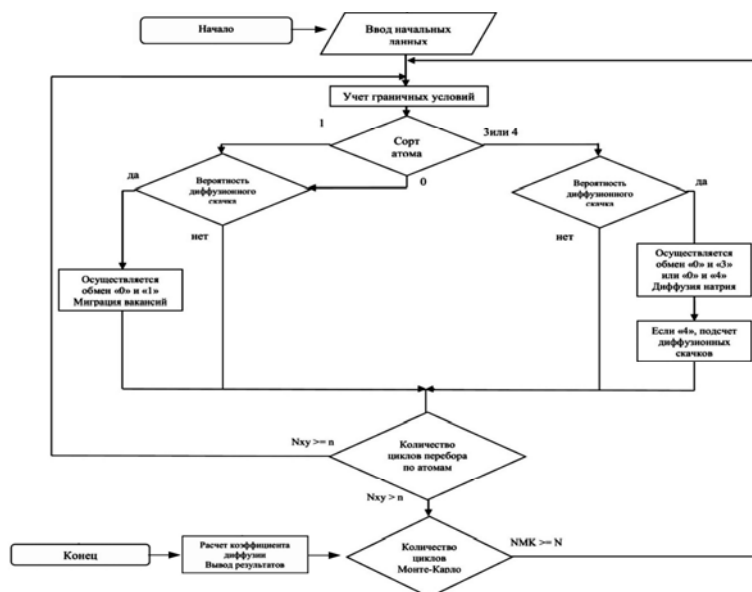


Рис. 2. Блок-схема алгоритма моделирования натрия в оксиде бария

Коэффициент диффузии полученный, при температуре 600 К, равен $D = 1.4786 \cdot 10^{-12}$ м²/с, что согласуется с экспериментальным значением $D = 1.2 \cdot 10^{-12}$ м²/с [4]. Таким образом, подтверждается вакансионный механизм диффузии натрия в оксиде бария.

E-mail: systemhoster@yandex.ru

Литература

1. Свешников В. К. Исследование влияния натрия на работу выхода оксидного катода // Известия высших учебных заведений. 2012. Т. 55. № 1. С.58 – 61.
2. Горелик С. С., Дашевский М. Я. Материаловедение полупроводников и металловедение, М. : Металлургия. 1973. 496 с.
3. Маннинг Дж. Кинетика диффузии атомов в кристаллах. М. : Мир. 1971. 278 с.
4. Свешников В. К., Молин В. Н., Карташова М. В. Исследование влияния натрия на физические свойства оксидного катода // Радиотехника и электроника. 2008. Т. 54. №4. С. 489–493.

РАЗРАБОТКА НОВЫХ МЕТОДИЧЕСКИХ ПРИЕМОВ ПОДГОТОВКИ ШКОЛЬНИКОВ СТАРШИХ КЛАССОВ К УЧАСТИЮ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ТУРАХ ОЛИМПИАД ПО ФИЗИКЕ

Тихонов П.С.⁽¹⁾, Черников Ю.А.⁽²⁾

⁽¹⁾ МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

⁽²⁾ Центр педагогического мастерства, Москва, Россия.

Эксперимент – основа физики, а физический практикум – неотъемлемая часть физического образования. Практические занятия способствуют активизации познавательной деятельности учащихся, закреплению и углублению получаемых ими знаний, созданию целостного представления об окружающем мире. Однако, в последнее время этой важной составляющей изучения физики в школьной программе уделяется явно недостаточное внимание. Количество учебных часов, посвященных практическим занятиям, сведено к минимуму. Кроме того, существует проблема недостаточности технического оснащения физических кабинетов школ и учреждений дополнительного образования. По этой причине задача создания специального оборудования и методических разработок для обучения школьников основам техники проведения физического эксперимента является весьма актуальной.

В настоящее время практически единственной областью учебной деятельности старшеклассников, требующей владения навыками проведения физических измерений, является участие школьников в олимпиадах высокого уровня по физике, в рамках которых предусмотрен экспериментальный тур. Примеры экспериментальных задач, используемых на таких олимпиадах, можно найти, например, в пособии [1].

В рамках кружковой работы, которую ведут авторы в ряде образовательных учреждений Москвы [2], был разработан и апробирован ряд новых методических приемов обучения школьников технике проведения физического эксперимента. Для этого был создан и апробирован комплекс экспериментальных задач. Для каждой из этих задач был изготовлен комплект экспериментальных установок и разработано учебно-методическое пособие. Выполнение задачи школьником включает в себя монтаж и подготовку экспериментальной установки, самостоятельную разработку методики проведения измерений, проведение опытов, обработку результатов и анализ погрешностей. На все эти процедуры отводится фиксированное время.

Выполнение каждой задачи дает школьнику возможность освоить новые навыки обработки и анализа экспериментальных данных. В каждой из задач сделан определенный акцент на какой-либо новый для школьника способ измерений или метод обработки экспериментальных данных. Подобные занятия способствуют выработке умений самостоятельно планировать проведение физических экспериментальных исследований (пусть и не очень сложных), самостоятельно выбирать методику измерений, необходимое для этого оборудование. Выполнение экспериментальных задач формирует умение познавать окружающие явления, рассматривая их в новой ситуации, дает школьнику не только навыки проведения данного конкретного эксперимента (в отличие, например, от классического общего физического практикума), но и важный опыт самостоятельной работы, который может найти своё применение в будущем – как при дальнейшем обучении физическим специальностям, так и в научной карьере.

В дальнейшем разрабатываемые учебно-методические пособия по отдельным задачам планируется свести в единое учебное пособие, посвященное вопросам методики подготовки к экспериментальным турам физических олимпиад.

В качестве положительного результата проводимой учебно-методической работы следует отметить наличие успехов на физических олимпиадах у школьников, посещавших занятия руководимых авторами кружков, на которых проводились занятия по экспериментальной физике. Многие из этих школьников стали победителями и призёрами олимпиад высокого уровня по физике (например, [3]).

E-mail: ps.tikhonov@physics.msu.ru, E-mail: rusexpch@mail.ru

Литература

1. Варламов С.Д., Зильберман А.Р., Зинковский В.И. Экспериментальные задачи на уроках физики и физических олимпиадах. М.: МЦНМО, 2009.
2. <http://www.olphys.ru> (сайт «Олимпиадная физика и астрономия»).
3. <http://www.iepho.com> (сайт Международной олимпиады по экспериментальной физике «International Experimental Physics Olympiad»).

ОСОБЕННОСТИ ГЕОМАГНИНЫХ ВАРИАЦИЙ НА СРЕДНЕШИРОТНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ «МИХНЕВО»

Рябова С.А.

Московский физико-технический институт, Москва, Россия

В последние годы накоплено много фактов, свидетельствующих о влиянии вариаций геомагнитных полей на физиологические процессы в живых организмах [4]. Для здоровья человека геомагнитные возмущения (магнитные бури) являются одним из многочисленных природных абиотических факторов риска окружающей среды. Они воздействуют на организм и его регуляторные механизмы на всех уровнях: молекулярном, внутриклеточном, межклеточном и т. д. [2]. Не вызывает сомнения факт влияния аperiодических возмущений магнитного поля Земли на растительные организмы и жизнедеятельность бактерий [5]. Обнаружена зависимость скорости роста, размноже-

ния, энергетического обмена и других свойств у низших грибов и высших растений от уровня геомагнитной активности. В мире животных также отчетливо проявляется влияние вариаций геомагнитного поля. Известно, что с такими вариациями хорошо коррелируют изменения двигательной активности животных, нарушения ориентировки в пространстве и времени, интенсивность размножения [3]. Принимая во внимание связь геомагнитного поля и живых организмов, необходимо знать, каким образом геомагнитное поле изменяется во времени (его периодичность и цикличность).

В качестве исходных данных использовались данные регистрации геомагнитных вариаций на Геофизической обсерватории «Михнево» ИДГ РАН с дискретностью 1 мин. в период с 2008-2012 гг. Район исследования расположен в 85 км к югу от Москвы, вблизи города Серпухов. Координаты ГФО «Михнево»: 54,959° N; 37,766° E. Результаты регистрации геомагнитных вариаций размещены на сайте ИДГ РАН [7].

Обработка данных регистрации классическими методами анализа временных рядов была осложнена тем, что данные содержали пропуски (короткие, длинные и периодические повторяющиеся), а также «выбросы» за нормальное значение (артефакты). Анализ вариаций геомагнитного поля в период с 2010-2012 гг. проводился при помощи классических методов Фурье и вейвлет-анализа, т.к. данные за этот период содержали незначительное количество непродолжительных по времени пропусков и «выбросов» за нормальное значение и могли быть корректно приведены к эквидистантному виду при помощи линейной интерполяции или пары преобразований Фурье [1]. Ряды данных для 2008-2009 гг. содержали продолжительные по времени пропуски (вплоть до 10 суток) и их восстановление любыми методами некорректно. В связи с тем, что классические методы обработки временных рядов данных применимы только к эквидистантным рядам, для этого периода времени необходимо применять другие методы обработки. Пока в качестве такого метода был выбран наиболее популярный метод обработки неэквидистантных рядов данных CLEAN [6].

В ходе работы определялись основные периодичности и цикличности геомагнитных вариаций на ГФО «Михнево». Следует отметить, что наличие в районе исследования тектонического разлома, приводит к увеличению напряженности геомагнитного поля в зоне его влияния. Спектральная мощность среднечасовых, среднесуточных и среднемесячных значений напряженности геомагнитного поля свидетельствует о наличии регулярных солнечно-суточных вариаций с периодами 6, 8, 12, 24 ч., двухнедельных, 27-суточных, полугодовых и годовых вариаций геомагнитного поля. При анализе было обнаружено, что наблюдаемые периодичности геомагнитного поля носят спорадический и скейлинговый характер.

E-mail: ryabovasa@mail.ru

Литература

1. Грачев А. В. К восстановлению пропусков в экспериментальных данных // Вестник Нижегородского университета им. Н. И. Лобачевского. Серия Радиофизика. Вып.2. Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2004. С.15-23
2. Комаров Ф. И. Медико-биологические эффекты солнечной активности / Ф. И. Комаров, Т. К. Бреус, С. И. Раппопорт // Вестник РАМН. 1994. № 11. С. 37—49.
3. Сидякин В. Г. Влияние флуктуаций солнечной активности на биологические системы / В. Г. Сидякин // Биофизика, 1992. Т. 37, № 4. С. 647—652
4. Чижевский А. Л. Земное эхо солнечных бурь // М.: Мысль, 1976
5. Чижевский А. Л. Эпидемические катастрофы и периодическая деятельность Солнца // М.: ВОВГ, 1931
6. Roberts D.H., Lehar J., Dreher J.W. Time series analysis with CLEAN, Part 1, Derivation of a spectrum // Astron. J, 93(4), 1987, p. 968-989
7. idg-copmp/chph/ras/ru/~mikhnevo/data/ (Сайт Института Динамики Геосфер РАН)

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПЛАСТА МЕТОДОМ «ВАКУУМИРОВАНИЯ»

Святкина С.А., Хусаинов И.Г.

*Стерлитамакский филиал Башкирского государственного университета,
Стерлитамак, Россия*

Для исследования коллекторских характеристик призабойной зоны пластов используются различные гидродинамические, геофизические, термогидродинамические методы.

Здесь для оценки коллекторских характеристик призабойной зоны временно остановленных нефтяных скважин предлагается использовать альтернативный метод – метод «вакуумирования».

Метод заключается в следующем: выбирается исследуемый участок скважины, который состоит из двух частей: непроницаемой и проницаемой, закрывается этот участок с двух концов и резко уменьшается давление на этом участке. Далее исследуется динамика релаксации давления в скважине за счет притока жидкости из окружающей пористой среды. Темп релаксации давления внутри скважины зависит от коллекторских характеристик окружающей пористой породы. Поэтому, по времени релаксации давления можно судить, например, о величине коэффициента проницаемости породы вокруг скважины.

Преимущество этого метода заключается в том, что он является экспресс методом, т.е. за короткое время можно оценить параметры призабойной зоны.

По кривой восстановления давления в скважине существует несколько способов определения коллекторских характеристик пласта. Среди них есть методы произвольных и характерных точек. В первом методе используют две произвольные точки экспериментальной зависимости давления от времени. В методе характерных точек для определения параметров пласта используют точку перегиба кривой восстановления давления или две точки наибольшей кривизны и дополнительное условие для характерной точки, например, для точки наибольшей кривизны – это равенство нулю второй производной от давления по времени в этой точке. В данной работе для оценки коллекторских характеристик пласта предлагается использовать период полувосстановления давления в «вакуумированной» скважине. Периодом полувосстановления давления будем называть промежуток времени, в течение которого, разница между значениями давлений в скважине и пористой среде снижается в два раза от начальной разницы.

Рассматривается скважина, окруженная насыщенной жидкостью проницаемой пористой средой. В исходном состоянии ($t < 0$) давление жидкости во всем неограниченном пористом пласте вне скважины постоянно и равно p'_0 . В начальный момент времени внутри скважины резко снижается давление до значения p_0 ($p_0 \leq p'_0$). После вакуумирования происходит постепенное восстановление давления в скважине за счет притока жидкости из окружающей пористой среды.

При описании процесса восстановления давления примем следующие допущения: внутри скважины давление однородно (гидростатическим перепадом давления пренебрегаем), фазовые переходы отсутствуют (масса газа внутри скважины остается неизменной). Выделенный участок скважины высотой h состоит из проницаемой высотой h^{op} и непроницаемой высотой h^{cl} частей. Полагаем, что проницаемый участок пронизывает всю толщину пласта, а стенка остальной части скважины, т.е. выше кровли и ниже подошвы, непроницаема (непроницаемый участок). Торцы выделенного участка скважины, кровля и подошва пласта также непроницаемы. Закрывая торцы выделенной части скважины в разных местах, можно управлять высотой непроницаемого участка, а высота проницаемого участка скважины принимается значительно больше её радиуса a .

Постановка задачи включает уравнения состояния и сохранения массы жидкости внутри скважины, уравнение состояния газа, закон Дарси. Плоскорадиальная фильтрация жидкости в пористой среде вне скважины описывается уравнением пьезопроводности. Записаны начальное и граничные условия.

Получено нелинейное интегральное уравнение, описывающее процесс эволюции давления в скважине. Показано, что подбором начального объемного содержания газа и высоты непроницаемого участка скважины можно добиться, чтобы полупериод восстановления давления в скважине находился в пределах, удобных для технической реализации «вакуумирования». Построены номограммы, позволяющие при известных значениях параметров скважины оценить коэффициент проницаемости окружающей пористой среды по полупериоду восстановления давления.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФОРМ И ЧАСТОТ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ ТИПОВОЙ КОНСТРУКЦИИ В ПРОГРАММНОМ ПАКЕТЕ ABAQUS

Якимов И.Д.

Московский физико-технический институт, Москва, Россия

Главной направленностью работы является создание методики расчёта динамических свойств космических аппаратов с учётом влияния их конструктивных особенностей (антенны, рефлекторы, солнечные панели) для последующего анализа.

Расчётная модели для анализа будут создаваться с помощью метода конечных элементов балочного типа в программном пакете «Abaqus». Расчёт собственных форм и собственных частот производился с использованием метода Ланцоша. Данная работа в конечном варианте станет наглядным пособием для людей, собирающихся начать рассчитывать собственные частоты изделий в пакете «Abaqus».

Для начала были рассмотрены две однородные балки постоянного сечения – со свободными концами, и с одним жёстко закреплённым концом [1]. Все перечисленные частоты указаны в герцах. В таблицах приводятся два варианта расчёт частот в Abaqus, результаты точного подсчёта и величина их несоответствия, отражённая отношением результатов метода конечных элементов к точному:

Концы балки свободны							
Поперечные колебания				Продольные колебания			
10 эл-тов	20 эл-тов	Точное	%	10 эл-тов	20 эл-тов	Точное	%
30,819	31,492	31,493	0,00	2535,4	2543,3	2545,88	0,10
83,55	86,413	87,479	1,22	5008,4	5070,8	5091,75	0,41
161,67	168,73	171,459	1,59	7358,1	7567,2	7637,63	0,92
264,84	277,93	283,433	1,94	9526,6	10017	10182,50	1,63

Один конец балки закреплён							
Поперечные колебания				Продольные колебания			
10 эл-тов	20 эл-тов	Точное	%	10 эл-тов	20 эл-тов	Точное	%
4,9659	4,9811	4,988	0,13	1271,6	1272,6	1272,94	0,03
30,865	31,147	31,260	0,36	3783,6	3810	3818,81	0,23
85,973	87,076	87,538	0,53	6202,4	6323,9	6364,69	0,64
167,99	170,44	171,541	0,64	8468,4	8798,8	8910,56	1,25

Теперь, проведём такие сравнения для однородной квадратной пластины, закреплённой по контуру шарнирно [2]:

Пластина			
100 эл	400 эл	Точное	%
122	121,2	121	0,15
313,6	305,1	302,5	0,85
500,3	487,75	484,1	0,76
844,7	799,85	786,6	1,68

Анализ сравнения показывает, что получающиеся частоты близки к точным значениям (погрешность четвёртого тона не превышает 2%). Теперь, проведём расчёт собственных частот для более сложной конструкции (каркаса солнечной панели) и сравним значения с экспериментальными.

Зная геометрические параметры и некоторые результаты эксперимента [3], проведу анализ и сравнение. Использовались балочные элементы. Расчётная модель содержала 58 элементов.

Эксперимент	Расчёт	%
2,31	2,15	7,4
3,75	3,45	8,6
6,5	8,1	19,7
7,88	8,5	7,3

В дальнейшем возможно уточнение модели, что приведёт к более точным результатам и возможности определять формы и частоты упругих колебаний более сложных конструкций.

E-mail: zoch@mail.ru

Литература

1. «Теория колебаний», авт. И.М.Б абаков, 1970 год, 800 страниц.
2. «Прочность, устойчивость, колебания», справочник в трёх томах. Том 3. Под ред. И.А. Биргера и Я.Г. Пановко, 1968 год, 600 страниц.
3. Протокол о проведении испытаний макетного образца системы контроля с лазерным сканирующим виброметром PSV-400-3D, отдел 5556 Центра прочности ЦНИИМАШ.



ВОЛНОВОЙ КОНВЕРТОР НА ЭФФЕКТЕ ОПТИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ

Кушевич А.Ю.

*Санкт-Петербургский государственный Политехнический университет,
Санкт-Петербург, Россия*

Рост объема передаваемых данных по оптоволокну постепенно привел к исчерпанию пропускной способности существующей линии, со всей остротой поставив вопрос ее увеличения. Потребность в пропускной способности каналов с каждым годом увеличивается примерно в два раза, в связи с чем совершенствование систем передачи информации идет в направлении увеличения скорости передачи, мультиплексирования с временным уплотнением (TDM – time division multiplexing) и мультиплексирования с разделением по длинам волн (WDM - wave division multiplexing). [1,2].

В рамках решения задачи по увеличению пропускной способности разрабатываются различные варианты оптических конверторов. Оптические волновые конверторы – это устройства, преобразующие входной оптический сигнал с длиной волны λ_1 в выходной оптический сигнал с длиной волны λ_2 . Данные приборы нашли многочисленное применение, например: мультиплексоры WDM, преобразование длин волн при оптической маршрутизации по длине волны внутри одной оптической сети и на стыке сетей и др. Конверторы используют разные методы и делятся по принципу работы на:

оптоэлектронные

на основе оптической кросс-модуляции

на основе эффекта четырехволнового смешения

на основе других нелинейных эффектов

Все эти методы имеют свои преимущества и недостатки.

В данной работе предлагается новый вариант волнового конвертора, в основе которого лежит оптическая модуляция излучения непрерывного лазера с длиной волны λ_1 излучением информационного сигнала с длиной волны λ_2 . Экспериментальная установка включала непрерывный Nd:YVO₄ лазер с длиной волны 1,06 мкм излучение которого, пройдя механический прерыватель, поступало на вход непрерывного полупроводникового лазера AlGaAs с длиной волны 655 нм и выходной мощностью P=25мВт. При пространственном совмещении пучков наблюдался эффект оптической модуляции интенсивности AlGaAs лазера излучением Nd:YVO₄ лазера. Сигнал с помощью свето-

разделительной пластинки направлялся на регистрирующее устройство – фотодетектор, сигнал с которого поступал на осциллограф. На рисунке 1 приведена типичная осциллограмма, характеризующая наблюдаемый процесс.

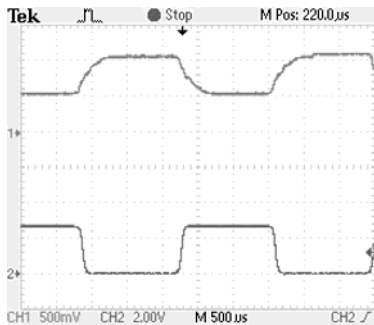


Рис 1. Осциллограмма интенсивности модулированного(сверху) и информационного (снизу) излучений

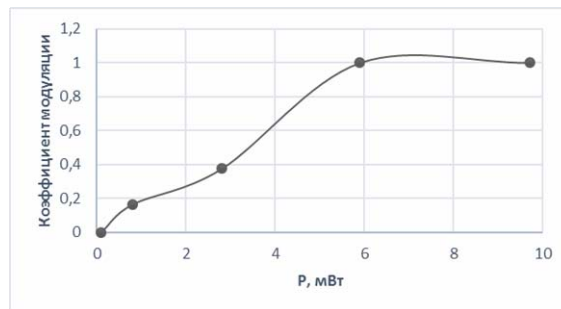


Рис. 2. Зависимость коэффициента модуляции от мощности модулирующего лазера

Коэффициент модуляции, достигаемый в эксперименте, определялся мощностью излучения модулирующего лазера. Соответствующая зависимость представлена на рисунке 2. Из графика видно, что 100% модуляция достигалась при мощности информационного сигнала ~ 6 мВт.

Таким образом, в данной работе реализован новый вид модуляции за счет прямого воздействия оптического излучения, несущего информационный сигнал на λ_1 , на генерацию лазера, излучающего на λ_2 . В дальнейшем планируется проведение исследований, направленных на выяснение механизма наблюдаемого явления и определения сферы его применения.

E-mail: kushevich.alina@yandex.ru

Литература

1. Аснис Л.Н., Денисюк И.Ю. Технологии спектрального мультиплексирования для оптической связи. СПб ГУ ИТМО. 2008. -105 с.
2. Слепов Н. Оптические волновые конверторы и модуляторы. // Электроника: Наука, Технология, Бизнес. 200. №6. С.6-10.

МОДЕРНИЗАЦИЯ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКИ

Скрипаченко К.К.

*Саратовский государственный технический университет
им. Гагарина Ю.А., Саратов, Россия*

Ионно-плазменное (магнетронное, МН) напыление является одной из современных технологий нанесения покрытий. Основные преимущества магнетронного способа распыления – нанесение покрытия из любых металлов и сплавов без нарушения стехиометрического состава, с заданной толщиной и с высокой степенью повторяемости результата [1, 2].

Целью настоящей работы является модернизация конструкции блока магнетронной распылительной системы.

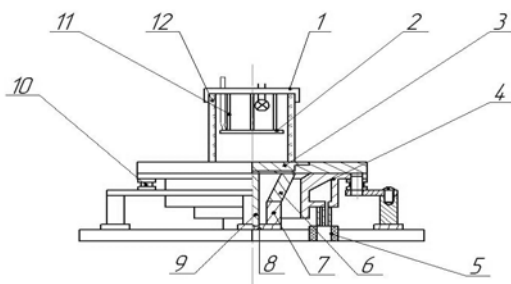


Рис. 1. Модернизированный магнетронный блок-установки ионно-плазменного напыления: 1 – крышка стакана, 2 – подложкодержатель, 3 – мишень, 4 – катод водоохлаждаемый, 5 – подача, слив воды, 6 – магнитопровод (сталь 45), 7 – магнит постоянный (Co-Sm), 8 – основание магнита, 9 – сердечник ферромагнитный, 10 – изоляторы, 11 – шпилька, 12 – стакан кварцевый

В данной модернизированной установке реализовано МН, при котором мишень (поз.3) является одним из электродов в квазизамкнутом объеме кварцевого стакана (поз.12). Бомбардировка мишени осуществляется ионами плазмообразующего газа аргона. Распыление поверхности мишени происходит в результате двух одновременно протекающих процессов: 1) сильного локального разогрева поверхности мишени, бомбардируемой ионами с высокой кинетической энергией; 2) передачи импульса конкретного иона атому материала мишени, что способствует отделению от мишени атомов распыляемого материала [2].

В установке реализовано несколько конструктивных решений: 1) мишень позволяет распылять различные материалы, что обуславливает универсальность использования установки в научно-практических целях; 2) магнитопровод (поз.6) в виде конуса позволяет расширить зону распыления мишени, повысить коэффициент использования материала мишени и увеличить площадь равномерного осаждения пленки; 3) высота расположения подложкодержателя (поз.2) относительно мишени регулируется в широких пределах, обеспечивая заданную равномерность толщины пленки и температурный режим подложки; 4) квазизамкнутый объем в виде кварцевого стакана позволяет уменьшить расход высокочистого аргона и избежать осаждения пленки на механизмах внутри камеры установки. Данное решение позволило сократить время межоперационного обслуживания установки. Предлагаемый способ нанесения покрытия апробирован для получения покрытия на деталях медицинского назначения, в частности, искусственных клапанах сердца.

Работа выполнена под руководством к.т.н. Шумилина А.И. и д.т.н. Пичхидзе С.Я.
kseniya.skripachenko@mail.ru

Литература

1. Кострицкий А.И. Справочник вакуумщика. М.: Наука, 2001.- 600с.
2. Кузьмичев А. И. Магнетронные распылительные системы. Книга 1, 2008. - 244с.

УПРАВЛЕНИЕ МНОГОМОДУЛЬНОЙ ЛИТИЙ-ИОННОЙ АККУМУЛЯТОРНОЙ БАТАРЕЕЙ

Сердечный Д.В.

*Саратовский государственный технический университет
имени Гагарина Ю.А., Саратов, Россия.*

В настоящее время в состав аккумуляторных батарей на основе литий-ионных аккумуляторов в обязательном порядке должен входить электронный модуль со схемой контроля параметров этих источников питания. Это позволяет повысить безопасность эксплуатации батареи, реализовать эффективные методы заряда, предоставлять информацию о текущей емкости, времени до окончания заряда/разряда, другую информацию и повысить эксплуатационные характеристики аккумуляторной батареи[1].

Многомодульная литий-ионная аккумуляторная батарея (ЛИАБ) представляет собой последовательное соединение отдельных аккумуляторов или цепочек из n параллельно соединенных аккумуляторов

Функциональная схема предлагаемого варианта системы контроля и управления (СКУ) ЛИАБ представлена на рисунке 1.

Система предназначена для выполнения следующих функций:

1. Контроль напряжения на батарее.
2. Контроль температуры каждой ячейки.
3. Контроль состояния заряда/разряда батареи.
4. Контроль текущего значения тока через батарею.
5. Ограничение максимального тока заряда.
6. Расчет энергии, полученной в последнем цикле зарядки.
7. Расчет энергии, полученной с начала эксплуатации батарей.
8. Расчет времени наработки системы (батареи +СКУ).

9. Защита от перегрузки по току разряда.
10. Защита от превышения напряжения на ячейках во время зарядки.
11. Защита от понижения напряжения на ячейках в цикле разрядки.
12. Защита от перегрева ячеек.
13. Управление коммутационными устройствами типа контакторов, осуществляющих коммутацию нагрузки и зарядного устройства.
14. Управление от внешних сигналов, в том числе получаемых по CAN-каналу.

При заряде ЛИАБ из последовательно соединенных аккумуляторов заряд отдельных элементов происходит неравномерно, что вызвано технологическим разбросом внутренних сопротивлений аккумуляторов, либо неравномерным снижением емкости аккумуляторов вследствие их старения в процессе эксплуатации. Аккумуляторы со сниженной емкостью или высоким внутренним сопротивлением имеют тенденцию к большим колебаниям значений напряжения во время заряда и разряда. При строго фиксированных конечных напряжениях заряда и разряда для отдельного аккумулятора увеличивающаяся от цикла (заряд-разряд) к циклу разница зарядов будет приводить к постепенно возрастающему недозаряду и недоразряду ЛИАБ, то есть, фактически, к снижению отдаваемой ЛИАБ емкости.

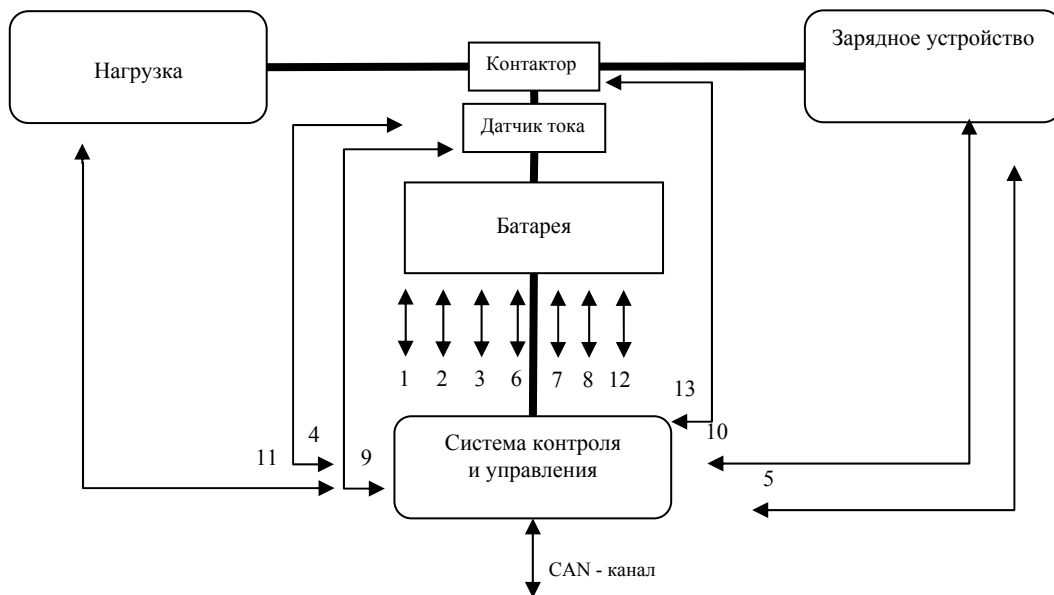


Рис.1 - Функциональная схема СКУ

СКУ должна обеспечивать контроль напряжений аккумуляторов и токов заряда-разряда. Выравнивание напряжений на последовательно соединенных аккумуляторах позволяет эксплуатировать батарею с отдачей максимально возможной емкости, система подсчета емкости позволяет специализированному устройству заряда контролировать заряд батареи, а также дает возможность оценить время, оставшееся до окончания заряда или разряда. ЛИАБ может хранить информацию о необходимых режимах заряда, которая может быть передана специализированному устройству заряда для установки необходимых режимов[2].

Для реализации указанных функций в СКУ включены следующие узлы – датчики температуры, узлы измерения тока и напряжения, АЦП, устройство обработки информации от датчиков, устройство расчета емкости ЛИАБ, устройство управления силовыми ключами, отключающими блок аккумуляторов от полюсов ЛИАБ и внешних цепей заряда-разряда, интерфейс для связи с внешними устройствами, а также устройства индикации текущей емкости ЛИАБ.

E-mail: serdechnyy.denis@gmail.com

Литература

1. Moore S. W., Schneider P. J. A Review of Cell Equalization Methods for Lithium Ion and Lithium Polymer Battery Systems. Society of Automotive Engineers. 2001.
2. R. Marconato, "Electric Power Systems" CEI, Milano, 2008.

МНОГОЛУЧЕВОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН В ЛАБИРИНТАХ

Сорокин Б.С.

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

Многолучевое распространение существенным образом влияет на условия приема сигнала, в результате которого на радиотрассе появляются область, с существенно меньшей амплитудой сигнала, чем при распространении по прямой, соединяющей приёмную и передающую антенну. Такое замирание может приводить к кратковременной потере связи между абонентами сети.

Лабиринтами в работе обозначаются сложные среды распространения радиоволн, образованные в первую очередь в урбанизированной местности (внутри и вне зданий).

Проведен анализ факторов, влияющих на амплитудно-фазовую картину принимаемого сигнала, основанный на методе трассировки лучей. Показано что зависимость коэффициента отражения от границ раздела сред от частоты приводит к искажению спектра передаваемого сигнала. Получены зависимости величины напряжённости многолучевого сигнала в точке приёма от физических характеристик среды распространения: диэлектрической проницаемости, поверхностной проводимости и геометрических параметров граничных поверхностей. Было также установлено, что на многолучевое распространение существенным образом влияет поляризация используемой электромагнитной волны. Показано, что влияние многолучевого распространения существенно уменьшается при использовании параллельной поляризации, частным случаем которой является вертикальная поляризация, используемая в системах сотовой связи.

В работе предложены пути минимизации негативных последствий многолучевого характера распространения электромагнитных сигналов.

E-mail: sorokin.boris@physics.msu.ru

Литература

1. Г.Т. Марков, Б.М. Петров, Грудинская Г.П. «Электродинамика и распространение радиоволн». Москва, «Советское радио», 1979
2. Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. «Возбуждение электромагнитных волн.» – М.: Энергия, - 1967, 376 с.
3. Введенский Б.А. «Распространение ультракоротких волн.» М.: Наука, 1973, т408 с.
4. Пономарев Г.А., Куликов А.Н., Тельпуховский Е.Д. «Распространение УКВ в городе.» - Томск, МП «Раско», 1991
5. W. C. Lee «Mobile Communications Engineering: Theory and Applications» - Second Edition, 2004.
6. H. L. Bertoni, W. Hocharenko, L. R. Maciel, H. N. Xia «UHF Propagation Prediction for Wireless Personal Communications» - Proceedings of the IEEE, Vol. 82, No. 9, September 1994.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СЛОЕВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

Ткачев А.В.

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

Особые физико-химические и биологически активные свойства кремниевых наноструктур не перестают удивлять научное сообщество. Последние годы внимание исследователей переместилось с пористого кремния на ансамбли кремниевых нанокристаллов нитевидной формы, формируемые методом металл-индуцированного химического травления. В результате уникального сочетания характерных размеров, морфологии и структуры отдельных нанонитей и их ансамблей, эти наноматериалы исключительно перспективны как в фотонике для создания новых светоизлучающих устройств, так и в фотовольтаике для повышения КПД солнечных батарей [1, 2]. Чрезвычайно низкое отражение ансамблей кремниевых нанонитей (КНН) в видимой области спектра (менее 2%) позволяет использовать их в качестве антиотражающих покрытий [3, 4].

Задачей данной работы являлось комплексное исследование слоев КНН, обладающих, напротив, повышенным по отношению к монокристаллическому кремнию отражением в области прозрачности кремния с целью выяснения механизмов данного явления.

Исследуемые образцы представляют собой ансамбли КНН, выращенные на подложке кристаллического кремния с-Si (100) методом металл-индуцированного химического травления. Длина КНН составляет 0,5-60 мкм, диаметр ~ 100 нм.

В работе проведено комплексное исследование спектров пропускания и зеркального и полного отражения структур в видимом, ближнем и среднем инфракрасных диапазонах спектра, а также микрофотографий, полученных методами просвечивающей и сканирующей электронной микроскопии. На основе анализа полученных результатов определены состав, структурные свойства и морфология, оценена пористость слоев КНН. Анализ величин поглощения и рассеяния в слоях КНН, соотнесенных с параметрами структуры и диапазоном падающего излучения, позволил построить качественную модель повышения величины полного отражения.

E-mail: tkachev.aleksandr@physics.msu.ru

Литература

1. V. Sivakov, F. Voigt, B. Hoffmann, V. Gerliz, S. Christiansen. Wet-Chemically Etched Silicone Nanowire Architectures: Formation and Properties // *Nanowires - Fundamental Research*, 2011, p. 45–74.
2. K. Gonchar, L. Osminkina, R. Galkin, M. Gongalsky, V. Marshov, V. Timoshenko, M. Kulmas, V. Solov'yev, A. Kudryavtsev, V. Sivakov. Growth, Structure and Optical Properties of Silicon Nanowires Formed by Metal-Assisted Chemical Etching // *Journal of Nanoelectronics and Optoelectronics*, vol. 7, 2012, p. 1-5.
3. L. Osminkina, K. Gonchar, V. Marshov, K. Bunkov, D. Petrov, L. Golovan, F. Talkenberg, V. Timoshenko, V. Sivakov. Optical properties of silicon Nanowire arrays formed by metal-assisted chemical etching: evidences for light localization effect // *Nanoscale Research Letters*, 2012.
4. O. Muskens, J. Rivas, R. Algra, E. Bakkers, A. Legendijk. Design of Light Scattering in Nanowire Materials for Photovoltaic Applications // *Nano Letters*, vol. 8, no. 9, 2008, p. 2638-2642.

СОВРЕМЕННЫЕ ВИДЫ МЕДИЦИНСКОЙ ТОМОГРАФИИ

Коков М.В.

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

В настоящее время медицинская томография является одним из важнейших инструментов диагностики различных патологий в организме человека и дает намного больше информации о каждом элементарном объеме исследуемого объекта, чем другие известные методы диагностики [1]. Она состоит в получении послойного изображения внутренней структуры объекта, после чего, в некоторых случаях, можно совершить трехмерную реконструкцию изображения [6]. Плановая диагностика, контроль результатов лечения, диагностика по экстренным показаниям, планирование адронной терапии – вот лишь некоторые показания к применению томографических методов.

Существует несколько видов томографии, каждый из которых имеет ряд своих преимуществ и недостатков: рентгеновская (КТ), магнитно-резонансная (МРТ), эмиссионная (ПЭТ и ОФЭКТ). Все они основаны на разных физических и технологических принципах. Например, в КТ используется ионизирующее излучение, а в МРТ – излучение радиочастотного диапазона, что делает этот метод безопасным для человека. Кроме того, для различных органов и частей тела следует применять конкретный, наиболее подходящий в данном случае вид обследования. В последнее время различные виды томографии стали применять в сочетании друг с другом, что существенно увеличивает диагностические возможности [2].

В настоящей работе, на основании литературы [1-6], были изложены физические принципы, лежащие в основе томографии, устройство каждого из видов томографов, рассмотрено современное состояние этой отрасли и применение в медицинской практике.

E-mail: kokov.murat@physics.msu.ru

Литература

1. Марусина М. Я., Казначеева А. О. Современные виды томографии. СПб: СПбГУ ИТМО, 2006.
2. Свиршевский Е. Б., Сошин Л. Д. Введение в ядерную медицину // *Изотопы: свойства, получение, применение*. В 2 т. Т. 2 / Под ред. В. Ю. Баранова. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005. С. 311-328.
3. David J. Brenner, Eric J. Hall. Computed Tomography — An Increasing Source of Radiation Exposure // *New England Journal of Medicine*. 2007, №357. p. 2277-2284.

4. Girish Katti, Syeda Arshiya Ara, Ayesha Shireen. Magnetic Resonance Imaging (MRI) – A Review // INTERNATIONAL JOURNAL OF DENTAL CLINICS. 2011, №3(1). p. 65-70.
5. John M. Ollinger, Jeffrey A. Fessler. POSITRON EMISSION TOMOGRAPHY // IEEE Signal Processing Magazine. 1997, №14(1). p. 43-55.
6. Википедия: <http://ru.wikipedia.org>

УСКОРИТЕЛИ В 21 ВЕКЕ

Огнев В.Ю., Макаров С.С.

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

В настоящее время ускорители находят своё применение не только в науке, но также в промышленности и медицине. Все большее применение ускорители находят в здравоохранении, где, наряду с лучевой терапией и ядерной медициной, они широко используются при стерилизации лекарственных препаратов, одноразовых шприцев, имплантатов и других медицинских изделий. Цель настоящей работы – показать важность ускорителей в современном мире, в частности в России.

В мире к настоящему времени сложилась ситуация, что ускорители заряженных частиц в медицине действуют более чем в 70 странах. Большая часть медицинских ускорителей (около 98% от общего количества) находится в США, странах Европы, Японии, Китае, Индии и России. В медицине примерно треть всех действующих ускорителей, а именно около 12-13 тысяч штук. Если же принять во внимание все используемое в медицине оборудование, в основе которого лежит использование ионизирующих излучений, то без учета обычных рентгеновских аппаратов и электронных микроскопов его количество оценивается более чем в 100 тысяч единиц [3].

Наша страна существенно отстает от развитых стран мира по использованию ускорителей в медицинских целях. В России лучевую терапию проходят лишь 30% больных, а один ускоритель приходится более чем на 1 млн. жителей [2]. В целом ситуация с развитием высоких медицинских технологий в стране, безусловно, не простая. Но главное, что мы сохраняем вполне достаточный научный и технологический потенциал, чтобы исправить сложившуюся ситуацию. В последние годы это стали понимать и на уровне руководства страны, и на уровне многих областных и городских администраций.

В данной работе были рассмотрены основные области применения ускорителей. Более подробно была освещена тема применения ускорителей в медицине. Во многом будущее этой области зависит от эффективности сотрудничества фундаментальной науки с частными компаниями – основными производителями ускорительной техники.

E-mail: makarov.sergey@physics.msu.ru

Литература

1. Костылев В.А., Наркевич Б.Я. Медицинская физика. М. Изд-во «Медицина», 2008.
2. Черняев А.П., Ускорители в современном мире. М. Изд-во МГУ, 2012.
3. Accelerators for America's Future. Материалы совещания, DOE of USA, 2009.
4. <http://www-naweb.iaea.org/nahu/dirac>.

РАДИОНУКЛИДНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В МЕДИЦИНЕ

Манченко Е.А.

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

В данной работе приводится описание роли радионуклидов среди ядерно – физических методов, используемых в медицине. Целью настоящей работы является оценка вклада стереотактической хирургии, как нового развивающегося направления, в ядерную медицину, а также перспективы развития ядерных технологий с использованием радионуклидов в медицине, в частности, метода брахитерапии. Для этого был проведен большой анализ данных МАГАТЭ и различной литературы.

Открытие нового вида лучей (X-лучей), сделанное В. Рентгеном, вскоре привело к не менее выдающемуся открытию. Свойство радиоактивности некоторых видов вещества установил в 1896 году французский физик А. Беккерель. В 1899 г. Э. Резерфордом

были открыты частицы, составляющие радиоактивные лучи [4]. Эти и другие открытия стали основой для развития ядерных технологий в различных областях мирового хозяйства, в том числе и в медицине.

В настоящее время в медицине действует более сотни тысяч высокотехнологичных медицинских установок [6]. И это не учитывая рентгеновских установок, которых несколько миллионов.

Ядерные технологии [2] в медицине используются в лучевой терапии и ядерной медицине. Последнее десятилетие из лучевой терапии постепенно выделяется новое направления развития технологий – стереотактическая хирургия [5,3], использующая такие уникальные установки как гамма- и кибер-ножи, модифицированные для этих целей линейные ускорители.

Среди ядерно-физических технологий особое значение приобрели технологии с использованием изотопов – радионуклидов. Использование радионуклидов включает в себя лучевую терапию (дистанционную или контактную), ядерную медицину и радионуклидную диагностику. Лучевая терапия с использованием изотопов Co^{60} осуществляется дистанционным способом или контактным, который получил название брахитерапии. Этот метод подразумевает помещение источника радиоактивности вблизи или внутри области, подвергаемой лучевому лечению. Человек сам начинает излучать гамма-кванты, аппарат лишь фиксирует их и в результате появляется изображение.

Брахитерапия дает возможность увидеть не только структуру органа, как например, при ультразвуковом или магнитно-резонансном исследовании, но рассмотреть его на молекулярном уровне, понять, как он функционирует. Для каждой ткани существует свое вещество, которое доставляет гамма-кванты к нужному месту. В настоящее время активно используются только шесть. К ним относятся ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{192}Ir , ^{125}I , ^{103}Pd , ^{90}Sr , ^{90}Yt .

С практической точки зрения из всех возможных изотопов более удобными для клинического применения являются следующие: ^{125}I , ^{103}Pd , ^{131}Cs .

Преимуществом такого исследования по сравнению с дистанционной терапией является тот факт, что при брахитерапии облучению подвергается меньший объем здоровых тканей. Поэтому можно использовать высокие дозы при облучении опухоли без опасности превысить допустимую дозу на здоровые ткани.

В России действует не менее 150 таких приборов в 19 центрах брахитерапии и онкологических больницах, хотя часть из них устарела [2]. В настоящее время рядом фирм ведутся разработки отечественных приборов для брахитерапии, соответствующих уровню самых современных аппаратов импортного производства.

E-mail: ea.manchenko@physics.msu.ru

Литература

1. Черняев А.П. Ускорители в современном мире. Изд-во московского университета, Москва, 2012.
2. Черняев А.П. Ядерно –физические методы в медицине. ЭЧАЯ, 2012, Т.43, Вып.2, стр.500-518.
3. Adler, JR, et al: The Cyberknife: A Frameless Robotic System for Radiosurgery Stereotact Funct Neurosurg. 1997. V. 69. P. 124-128.
4. Bokorov, Radiotherapy: past and present, Summary Arch Oncol 2010;18(4):140-2.
5. Leksell, The stereotaxic method and radiosurgery of the brain // Acta Chir Scand. 1951. Т. 102. P. 316—319.
6. Report by the Director General, Nuclear Technology Review-2004 // IAEA, General Conference, 2004

ЗАКОНЫ КУЛОНА И АМПЕРА В ЛАГРАНЖЕВОМ ФОРМАЛИЗМЕ

Пискунова Ю.А.

*Московский государственный областной гуманитарный институт, Москва,
Россия*

Рассмотрим функцию Лагранжа электромагнитного поля с источником в четырехмерном пространстве: $L = \frac{1}{4\pi} F_{ik} F^{ik} + A_j j^j + L_{ext}$

где κ – силовая постоянная, L_s – плотность лагранжиана быстрой частицы, F^{ik} – тензор электромагнитного поля, A_i – четырехмерный потенциал, j^i – четырехмерная плотность тока.

Второй член данной формулы, который описывает взаимодействие, можно переписать следующим образом: $S_{int} = - \int q A_i dx^i$

где dx^i – четырехмерное перемещение, q – электрический заряд.

(Подразумевается правило Эйнштейна суммирования по повторяющемуся индексу).

Варьированием по A_i легко можно получить уравнения Максвелла для четырехмерного пространства, а именно: $\partial_i F^{ik} = \kappa j^k$

Проинтегрировав уравнения Максвелла по некоторой области пространства, получим теоремы Гаусса и Стокса.

Исходя из теоремы Гаусса: $\Phi_{ES} = \frac{Q}{\epsilon_0}$,

где Φ_{ES} – поток вектора напряженности E через поверхность S , Q – заряд, ϵ_0 – постоянная.

Рассмотрим точечный заряд в пределах замкнутой поверхности S , при этом Q – величина заряда. Заметим, что электрическое поле направлено от заряда, а его величина одинакова для любых точек, расположенных на одинаковом расстоянии от заряда. В качестве поверхности S возьмем сферу, в центр которой поместим заряд. Тогда получим:

$$\Phi_{ES} = \oint_S E dS = E \oint_S dS = ES.$$

Значит, мы имеем: $\begin{cases} \Phi_{ES} = \frac{Q}{\epsilon_0}, \\ \Phi_{ES} = ES. \end{cases}$ Следовательно, $ES = \frac{Q}{\epsilon_0}$ (1).

А мы знаем, что площадь сферы: $S = 4\pi r^2$. Подставим в уравнение (1) формулу площади и разрешим его относительно E , получим: $E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2}$

Данное уравнение и есть закон Кулона.

По теореме Стокса: $\oint_S B ds = \int_S (\nabla \times B) nda$, где n – вектор нормали.

Найдя $\text{rot } B$ из уравнения (3) получим: $\oint_S B ds = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \int_S j nda$ или $\oint_S B ds = \frac{j}{\epsilon_0 c^2}$

Данное уравнение и есть закон Ампера.

Вывод закона Кулона и закона Ампера из лагранжева формализма легко обобщить на пространства другой размерности.

E-mail: yulenska199237@gmail.com

Литература

1. В.А. Рубаков «Классические калибровочные поля». Эдиториал УРСС Москва. 1999г.
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц «Теория поля» II том. Москва «Наука» Главная редакция физико-математической литературы. 1988г.

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАБОТЫ СИСТЕМЫ ЦЕНТРАЛИЗОВАННОГО ТЕПЛОСНАБЖЕНИЯ

Мартыняк М.А.

Национальный университет «Львовская политехника», Львов, Украина

Централизованное теплоснабжение занимает важное место в системе обеспечения тепловой энергией бытовых и промышленных объектов.

Преимущества централизованного теплоснабжения над децентрализованным заключается прежде всего в решении важной проблемы: загрязнения окружающей среды, уменьшение вредных выбросов в атмосферу с дымовыми газами, а также тепловой нагрузки района, в условиях постоянного дефицита природных энергоресурсов в государстве.

На протяжении многих лет эксплуатации систем централизованного теплоснабжения практически не уделялось внимание диагностике систем тепловых режимов работы

котельных и ТЭЦ, оптимизации режимов работы и теплоснабжения потребителей тепловой энергии, не наращивалась и тепловая мощность электростанций, в районных котельных газ используется нерационально, а на пути от котельной к потребителю в тепловой сети теряется более 20 % тепловой энергии [4,5].

Решение вышесказанных жизненно важных проблем невозможно без индивидуального анализа работы систем централизованного теплоснабжения.

Рассмотрим систему централизованного теплоснабжения, которая состоит из источника генерации тепловой энергии (ТЭЦ или котельная), трубопроводов подачи энергии и теплового потребителя, рис.1

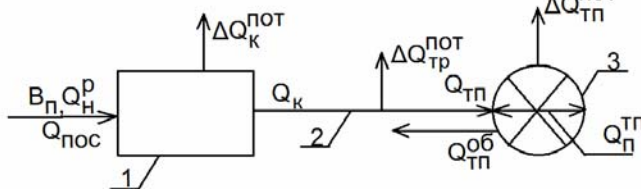


Рис.1 . Принципиальная схема централизованного теплоснабжения, 1 - источник генерации тепла (ТЭЦ или котельная) ; 2 - система передачи тепловой энергии потребителю ; 3 - тепловой потребитель

При такой системе теплоснабжения количество тепловой энергии органического топлива, поступающего в котел определяется по обратному тепловому балансу :

$$Q_{noc} = Q_k + \Delta Q_k^{nom} \quad (1)$$

где Q_k - полезное тепло, которое генерирует котел; ΔQ_k^{nom} - потери тепла в котле .

При работе n котлов суммарные потери тепла за период τ в генерирующем объекте определяется так:

$$\Delta Q_k^{nom} = \sum_{i=1}^{i=n} \left(Q_{nom} \sum_{i=2}^{i=6} q_i \right) \quad (2)$$

здесь q_2 - потери тепла с уходящими газами, q_3 - потери тепла от химической неполноты сгорания, q_4 - потери тепла от механического недожога, q_5 - потери тепла в окружающую среду, q_6 - потери тепла с физическим теплом шлака.

При известных коэффициентах полезного действия генерирующего объекта η_{zo} и транспорта тепла η_{mp} количество тепла, поступающего к тепловому потребителю определим так :

$$Q_{mn} = Q_{noc} \cdot \eta_{zo} \cdot \eta_{mp} \quad (3)$$

При этом коэффициент полезного действия η_{zo} генерирующего объекта определим из уравнения:

$$\eta_{zo} = \frac{Q_k}{Q_{noc}} = \frac{\int_0^{\tau} Q_i d\tau}{\int_0^{\tau} Q_i d\tau + \int_0^{\tau} \Delta Q_i d\tau} \quad (4)$$

Коэффициент транспорта тепла найдем по формуле :

$$\eta_{mp} = \frac{Q_{mn}}{Q_k} \quad (5)$$

Как было сказано выше, во многих транспортных энергосистемах, отработавших свой технический ресурс η_{mp} достаточно низкий, что приводит к значительным потерям тепловой энергии.

При необходимости определения коэффициента полезного действия теплового потребителя η_{mn} и общих потерях тепла в тепловом потребителе ΔQ_{mn}^{nom} , запишем тепловой баланс потребителя так:

$$Q_{mc} = Q_n^{mn} + \Delta Q_{mn}^{nom} + Q_{mn}^{ob} \quad (6)$$

При этом полезное тепло потребителя Q_n^{mn} можно определить по уравнению :

$$Q_n^{mn} = Q_{mn} - (\Delta Q_{mn}^{nom} + Q_{mn}^{ob}) \quad (7)$$

Если количество тепла Q_{mn}^{ob} , поступающего с конденсатором (питательной водой) от теплового потребителя к источнику генерации тепла определяется достаточно просто, то потери тепла в самом тепловом потребителе ΔQ_{mn}^{nom} требуют специальных измерений и расчетов, учитывая тип потребителя, его конструктивные особенности, режимы работы, температурные факторы и т.д.

Предложенный метод анализа и расчета эффективности работы энергосистем без теплового потребителя и с тепловым потребителем позволяют анализировать их работу и определять экономичность в зависимости от режимов их эксплуатации, конструктивных особенностей и продолжительности эксплуатации.

E-mail: marta.martynyak@gmail.com

Литература

1. Соколов Е. Я. Теплофикация и тепловые сети / Е. Я. Соколов // – М.: Энергоиздат, 1982.- 360 с.
2. Ионин А. А. Теплоснабжение./ А. А. Ионин, Б. М. Хлыбов, В. Н. Братенков, Е. Н. Терлецкая // – М.: Стройиздат, 1982. – 336 с.
3. Долинский А. А., Основы энергоэффективной модернизации коммунальной теплоэнергетики Украины на базе региональных програм (опыт Донецкой области)/ А. А. Долинский, Б. И. Басюк, Е. Т. Базеев//Энергетик.2013.№2 с.43-46
4. Шидловські А. К. Енергетичні ресурси та потоки./За загальною ред.Шидловського А. К.//К.: «Українські енциклопедичні знання», 2003 – 468с.
5. Воїнов О. П. Перспективи оновлення котлів у малих системах теплопостачання/ О.П. Воїнов, С.О.Воїнов, М.М. Полунін // Енергетика та електрифікація, №4, 2013 с.11-13.

КОММУНИКАЦИОННАЯ ШИНА С МАЛЫМИ ЗАДЕРЖКАМИ ДЛЯ ОБЪЕДИНЕНИЯ СОТЕН ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ ЯДЕР ВНУТРИ ПРОЦЕССОРА

Сизов А.Д.

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

Основное направление развития вычислительных систем последнего десятилетия - наращивание параллелизма и разработка новых программных и архитектурных решений, предназначенных для работы на параллельных системах. Сегодня большинство процессоров являются многоядерными и содержат десятки вычислительных блоков. К 2018 году количество ядер в процессоре составит тысячи [1]. Эффективное взаимодействие такого количества устройств внутри кристалла является актуальной и сложной научно-технической и инженерной задачей, нерешенной на сегодняшний день [2]. На аппаратном уровне взаимодействие устройств внутри процессора сводится к обмену данными и служебными сигналами по внутренним каналам, так называемый интерконнект.

Первоначально различные блоки процессора соединялись общей синхронной параллельной шиной с арбитражем для обеспечения работы многих устройств - топология типа «шина». Синхронность, большая ширина (64 и более разрядов) и протяженность таких шин не позволяла значительно повышать рабочую частоту и количество блоков процессора на такой шине. С прогрессом кремниевых технологий произошел переход от параллельных шин к высокочастотным пакетным сетям с топологией типа "звезда" или "дерево", так называемым коммуникационным фабрикам (communication fabrics). Такой интерконнект обеспечивает существенно большую пропускную способность и масштабируемость. Пока одно устройство на параллельной шине передает данные, остальные блоки ожидают. Внутри коммуникационной фабрики одновременно может протекать множество транзакций, проводимых разными устройствами находящихся на разных стадиях исполнения.

Communication fabrics давно стали нормой для x86 процессоров. В 2001 году компания AMD анонсировала point-to-point шину Hypertransport. Сегодня применяется пятая версия - Hypertransport 3.1. Компания INTEL для быстрой низколатентной связи процессоров применяет point-to-point интерконнект QPI. Наиболее известным интерконнектом

для ARM-процессоров является шина AMBA 4, доступная в том числе для связи блоков в программируемых логических схемах (ПЛИС), которые являются одним из наиболее современных и эффективных способов апробации новых схмотехнических в "железе".

В рамках данной работы для ПЛИС Xilinx семейств Virtex5, Virtex6 разработана коммуникационная сеть с малыми задержками для объединения сотен вычислительных ядер внутри процессора. Разработанная нами сеть SPB (Simple Packet Bus) является исключительно легкой по затратам ресурсов ПЛИС: communication fabrics на 64 ядра требует 1500 LUT на ядро. Сеть является низколатентной и высокочастотной: задержка при двухстороннем обмене между ядрами от 23 тактов при рабочей частоте до 300 МГц. SPB обеспечивает обмен между вычислительными ядрами, работу с общей памятью, блочные передачи, в т.ч. DMA, поддержку "легких потоков". Проведенное в работе сравнение с аналогичными сетями, среди которых AXI4, Hypertransport, PCIe, показывает конкурентоспособность разработанной SPB, как интерконнекта прототипа масштабируемой многоядерной системы на ПЛИС.

Рассматриваемая коммуникационная сеть разработана и применяется в рамках проекта MALT -Multicore Architecture with Lightweight Threads [3]. Это открытый проект создания прототипа масштабируемого сервера, предназначенного для применения в хостинг-центрах и энергоэффективных ЦОД, содержащего тысячи или десятки тысяч предельно простых процессорных ядер с разрешением конфликтов одновременного доступа к данным на уровне контроллера общей памяти и аппаратными механизмами планирования и исполнения легких потоков, работающего под управлением единой POSIX-совместимой операционной системы.

E-mail: anatoliy.sizov@gmail.com

Литература

1. John Shalf, Sudip Dosanjh, and John Morrison Exascale Computing Technology J.M.L.M. Palma et al. (Eds.): VECPAR 2010, LNCS 6449, pp. 1–25, 2011.
2. Li-Shiuan Peh, Stephen W. Keckler, and Sriram Vangal On-Chip Networks for Multicore Systems Springer Science+Business Media, LLC 2009
3. Создание прототипа масштабируемого сервера на базе ПЛИС <http://maltsystem.ru/ru/>

КОНТРОЛЛЕР ПАМЯТИ С ДОПОЛНИТЕЛЬНЫМИ ПРИЗНАКАМИ ДАННЫХ И ЕГО РЕАЛИЗАЦИЯ НА ПЛИС

Монахов А.М.

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

Последние десятилетия отмечены мощным развитием вычислительной техники. В ведущих странах мира полным ходом идут работы по созданию до 2020 года вычислительных комплексов мощностью порядка экзафлопса. Рост производительности обеспечивается в первую очередь за счет увеличения количества вычислительных блоков, требует соответствующего роста объема оперативной памяти. ОЗУ экзафлопсных систем, по современным расчетам, будет составлять экзабайт и более. Важнейшими научными и инженернотехническими проблемами развития вычислительной техники сегодня является отставание производительности ОЗУ от производительности микропроцессоров, так называемый эффект "бутылочного горлышка"[1][2] и сложность обеспечения на программном и аппаратном уровне взаимодействия сотен и тысяч вычислительных потоков с общими данными в памятью, так называемая "синхронизация вычислительных потоков"[3]. Элегантное решение проблемы совместного использования данных в памяти несколькими потоками (тредами) и синхронизации вычислительных потоков было предложено группой Питера Кегге [4] и заключалось в переносе функционала арбитража доступа к данным из процессора в память и созданию т.н. «умной памяти». В простейшей интерпретации «умной памяти» к данным в ОЗУ прилагается дополнительный признак, т. н. Full-Empty(далее FE) бит. Его значение, равное единице сигнализировало, что данные недоступны для чтения (например ожидается запись результата работы другого вычислительного потока), ноль -данные доступны для считывания.

вания. Таким образом реализовывался простой и понятный механизм синхронизации любого количества потоков без использования громоздких глобальных барьеров. В данной работе разработан контроллер памяти с дополнительными признаками, позволяющий работать с ОЗУ типа DDR2 SDRAM, DDR3 SDRAM, RDRAMIII, ZBT SRAM. Контроллер отлажен на ПЛИС Xilinx Virtex5 50T, Virtex6 240T. Рабочая частота 100-400 MHz. Контроллер поддерживает одновременную работу с 1024 вычислительными потоками, максимальная длина очереди запросов -1024, латентность считывания -30 тактов. Задержки работы самого контроллера определяются количеством запросов с дополнительными признаками данных и растёт в линейной зависимости от этой величины. Контроллер памяти с дополнительными признаками, разработан и применяется в рамках проекта MALT -Multicore Architecture with Lightweight Threads [5], открытый проект создания прототипа масштабируемого сервера, предназначенного для применения в хостинг-центрах и энергоэффективных ЦОД, содержащего тысячи или десятки тысяч предельно простых процессорных ядер с разрешением конфликтов одновременного доступа к данным на уровне контроллера общей памяти и аппаратными механизмами планирования и исполнения легких потоков, работающего под управлением единой POSIX-совместимой операционной системы.

E-mail: call1a2@yandex.ru

Литература

1. Bing Xie, Jeffrey Chase David Dillow, Oleg Drokinz, Scott Klasky, Sarp Oral, Norbert Podhorszkiy Characterizing Output Bottlenecks in a Supercomputer. Intel Corporation
2. The Processor-Memory bottleneck: Problems and Solutions. https://epic.hpi.uni-potsdam.de/pub/Home/TrendsAndConceptsII2010/HW_Trends_The_Processor-Memory_bottleneck_Problems_and_Solutions_.pdf
3. P.M. Kogge et al., Computer Systems with Lightweight Multi-threaded Architectures, U.S. Patent 7,584,332
4. Создание прототипа масштабируемого сервера на базе ПЛИС, <http://maltsystem.ru/ru/>

РАЗРАБОТКА АВТОНОМНОГО РОБОТА С ПРЫЖКОВЫМ ПРИНЦИПОМ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ

Лончаков С.А.

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

В настоящее время существует большое количество автономных роботов с разнообразными способами передвижения: колесным, шагающим, летающим [1]. Благодаря достижениям в микроэлектронике становятся доступны новые, более сложные принципы перемещения, а также улучшаются имеющиеся. Одним из интереснейших принципов перемещения является прыжковый. Его можно реализовать за счёт накопления кинетической энергии в пружине при падении. В работе для простоты была выбрана конструкция с одной точкой касания поверхности [2]. В этом случае перемещение или остановка осуществляется за счёт падения под необходимым углом. При использовании такого принципа перемещения, высота прыжка может превышать размеры самого робота в несколько раз, а сохранение энергии в пассивном режиме прыжков составляет до 95% [3]. Также стоит отметить малую чувствительность такой конструкции к рельефу. Достаточно, чтобы поверхность была твердая, как асфальт или сухой грунт. На данный момент рабочих автономных роботов с рассматриваемым принципом перемещения нет. Связано это со сложностями в создании аппаратной части и в разработке хороших алгоритмов стабилизации, перемещения, определения ориентации в пространстве и распрыгивания.

В этой работе рассматриваются алгоритмы определения ориентации в пространстве и управления наклоном робота. Алгоритмы тестируются на модели робота в невесомости (соответствует моменту свободного падения) в программном пакете Simulink

E-mail: Lonchakov.S.A@mail.ru

Литература

1. Siegwart R., Nourbakhsh I. Introduction to autonomous mobile robots // A Bradford Book, 2004.
2. Kajita S., Espiau B. Legged robots // Springer Handbook of Robotics, 2008, P. 361–389
3. Ahmadi M., Buehler B. Stable Control of a Simulated One-Legged Running Robot with Hip and Leg Compliance // IEEE Transactions on Robotics Automation, Vol. 13, No. 1, February 1997.

МИКРОКОНТРОЛЛЕРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ШАГОВЫМ ДВИГАТЕЛЕМ

Яковлев С.А.

Физический факультет МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

В современном физическом эксперименте автоматизация играет чрезвычайно важную роль. Она позволяет на порядки ускорять выполнение измерений, увеличивать точность различных методик и, как следствие, получать новые результаты. Особенно это касается таких областей, как микроскопия, оптика, биофизика, химия, где исследования ведутся на наномасштабе. Для решения задач автоматизации используются различные типы двигателей вместе с механизированными подвижками, называемые позиционерами. И, как не парадоксально, но со стороны экспериментатора зачастую предпочтение отдаётся использованию ручной подвижки, а не автоматизированной. Связано это с сильными механическими шумами и вибрациями в двигателе, вызываемыми управляющей частью позиционеров, которые приводят к зашумлению измерений [2,5]. Проблему часто стоит искать не в механической части подвижки, а в способах и подходах управления ей. Сейчас, благодаря доступности и внушительным характеристикам микроэлектроники, возможности решения задач автоматизации ограничиваются лишь знаниями и квалификацией разработчика.

Проведённое исследование развивает достаточно популярный на сегодняшний день подход к управлению автоматическими позиционерами на основе шаговых двигателей. Контроль тока в обмотках выполняет не специализированная микросхема, а микроконтроллер и транзисторные H-мосты общего назначения [4].

В ходе работы, в программном пакете Simulink была разработана система управления шаговым двигателем (рис. 1), учитывающая особенности реализации управляющих сигналов микроконтроллера [3]. В её основе лежит математическая модель шагового двигателя, с учётом различных физических эффектов (наведённая индукция, резонанс [1,2]). После проверки работоспособности в симуляции, управляющая часть была перенесена в сам микроконтроллер. Результатом является новый алгоритм интеллектуального контроля шаговых двигателей, сочетающий автонастройку параметров мотора, низкие шумы и высокую скорость.

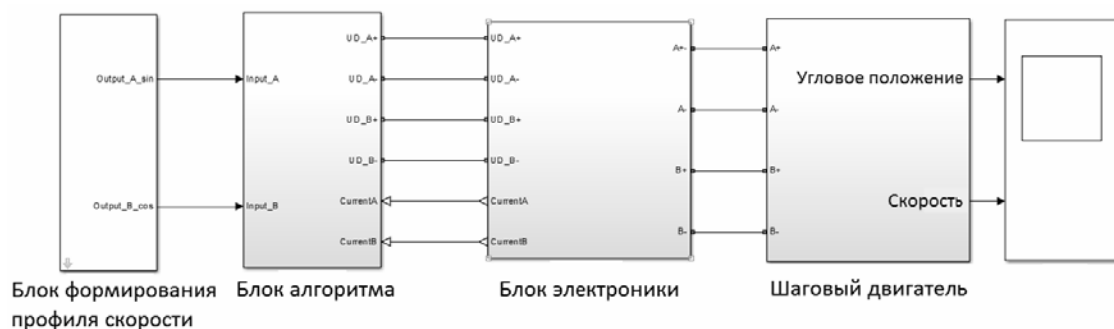


Рис. 1: Система управления шаговым двигателем, выполненная в пакете Simulink.

E-mail: yakovlev.sergey@physics.msu.ru

Литература

1. КениоТ. Шаговыедвигателииихмикропроцессорныесистемы управления. Москва "Энергоатомиздат". 1987.

2. Paul A. Stepping Motors: a guide to theory and practice 4th edition. IET control engineering series 63. 2002
3. Chakravarty S. C. Technology and Engineering Applications of Simulink. InTech. 2012
4. Dr. Douglas W. Jones, Reston Condit. Stepping motor fundamentals. University of Iowa. Microchip Technology Inc. AN907. 2004.
5. Balakrishnan K., Umamaheswari B., Latha B. Identification of resonance in hybrid stepper motor through measured current dynamics in online for accurate position estimation and control. IEEE transaction on industrial informatics. Vol. 9. No. 2. 2013.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ZnO

Замбург Е.Г., Ивонин М. Н.

Южный федеральный университет, Институт электроники и приборостроения, Таганрог, Россия

Тонкие плёнки ZnO являются перспективным материалом для изготовления устройств электроники, в частности плёнки ZnO используются в качестве материала для сенсорных элементов. Механизм подобных устройств основан на изменении электропроводности полупроводника в ходе происходящих на поверхности химических превращений, степень воздействия которых может варьироваться в зависимости от температуры. Основными проблемами при получении сенсора является повышение чувствительности и понижение рабочей температуры. Расчётные данные позволяют влиять на электрические свойства и технологические процессы формирования структур.

Целью работы является проведение теоретических исследований физических процессов рассеяния основных носителей заряда на колебаниях кристаллической решётки монокристалла ZnO, а также моделирование кинетики и динамики поведения дефектов с учётом поверхностных состояний, образованных при адсорбции кислорода.

Одним их эффективных каналов релаксации энергии электронов при транспорте в полупроводниках является рассеяние на фононах. В работе показано, что при дебаевских температурах на величину подвижности носителей заряда преимущественно оказывает неупругое рассеяние на поляризационных колебаниях решётки. В работе была показана адекватность учёта встраивания избыточной примеси Al в кристаллическую решётку из подложки сапфира. Для максимальной корреляции с экспериментальными результатами модель была дополнена учётом хемосорбцией атомов кислорода, которая имеет место при проведении экспериментов.

В работе изучена кинетика диффузии примеси при доминирующем массопереносе комплексами вакансия-примесь. Получено уравнение для примеси с эффективным коэффициентом диффузии, в который входят коэффициенты диффузии вакансий и комплексов вакансия-примесь. Также получена температурная зависимость плотности краевых дислокаций для монокристалла ZnO.

При получении выражений температурной зависимости концентраций вакансий, комплекса вакансия-примесь и соответствующих времён релаксации, учитывалось, что “слабая” связь кислорода по мере заполнения поверхности меняется на “прочную” акцепторную. Показано, что при температуре ниже 300 К происходит инверсия проводимости с электронной на дырочную. При этом предполагается, что вакансии образуются и аннигилируют только на ступеньках краевой дислокации, причём отрицательно заряженные вакансии притягиваются к ступеньке, меняя ее на положительный, что может вносить вклад в инверсию проводимости при низких температурах. Полученные результаты коррелируют с экспериментальными данными, в которых наблюдалось изменение проводимости плёнок ZnO.

Проделанные расчёты могут быть использованы при определении технологических параметров процессов получения тонких плёнок ZnO, а также при анализе экспериментальных данных.

E-mail: michael24kobe@gmail.com

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие**Подсекция
АСТРОФИЗИКИ**

Изучение энергетических характеристик каскадных форбуш-понижений вблизи минимума солнечной активности Яковлева Е.И., Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Ситько О.А.	5
Аппаратура для регистрации космических всплесков гамма-излучения Гончаров Б.В.	6
Radio detection of cosmic rays at the Tunka-Rex experiment Костюнин Д.Г. (Tunka-Rex Collaboration).....	6
Оценка устойчивости параметров распределения масс звездных черных дыр непараметрическими методами Петров В.С.	8
Исследование содержания SO ₂ на ночной стороне Венеры по данным СПИКАВКА «Венера-Экспресс» Евдокимова Д.Г. (1, 2), Беляев Д.А. (2).....	8
Детальное исследование кинематики НП-областей в гигантской сверхоболочке галактики IC 2574 Смирнов-Пинчуков Г.В.	9
Численное моделирование динамики болидов, дробления и рассеивания осколков Винников В.В., Грицевич М.И., Турчак Л.И.	10
Позиционно чувствительный детектор гамма-излучения для астрофизических исследований Голованов И.А.	11
Космологическая динамика в модели с неминимально связанным скалярным полем и её отношение к современному ускоренному расширению Вселенной Скугорева М.А.	12

**Подсекция
АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

Измерение плотности количества грейнов и исследование эффективности реконструкции треков в ЯФЭ на установке ПАВИКОМ Мингажева Р.В.	14
Анализ орбит группировки спутников проекта «Система СОЮЗСАТ». Проектирование и создание оборудования для проведения эксперимента «Радиация» Гайков Г.П.	15
Оценка флуктуаций световых выходов в жидком органическом сцинтилляторе при регистрации электронов низких энергий Формозов А.А.	16
Использование трехмерных моделей при обследовании хранилищ отработавших радионуклидных источников Диордий М.Н., Баринаева Э.А.	17
Зависимость гармоник азимутального распределения частиц от их множественности в Pb+Pb и p+p столкновениях при энергиях LHC Головин Д.В.	18
Хиггсовский бозон как шаг вперед в современной физике Фомиченко А.С.	18
Энергетический спектр ионов в асимметричном ВЧ разряде Богданова М. А.	19
Разработка и экспериментальное тестирование трехмерной электронной пушки Овчинникова Л.Ю.	20
Методика многомерного анализа данных эксперимента OPERA Моргунова О.В.	22
Определение энергии частиц с помощью метода Кастаньоли в эксперименте НУКЛОН Коржавин А.В.	23
Применение вейвлет-анализа для обработки акустического сигнала на больших нейтринных телескопах Бецис Д.С.	24
Повышение эффективности использования ядерного топлива в инновационных реакторах 4 поколения Сироткина А.Л.	26

**Подсекция
БИОФИЗИКИ**

Изучение взаимодействия сывороточного альбумина человека и люминесцентных зондов с наночастицами полититаната калия Мельников А.Г., Плугин И.А., Соломатин М.А.	28
Исследование топологии гидратных оболочек белков с помощью компьютерного моделирования Рубцова Е.В.	29

Анализ лимфоцитов детей с мононуклеозоподобным синдромом с помощью клеточного биочипа Жулябина О.А.	30
Кинетика бифункционального фермента метилентетрагидрофолат дегидрогеназы / метенилтетрагидрофолат циклогидролазы Зайцев А.В.	31
Математическое моделирование сигнализации тромбоцитов при их одновременной активации тромбином и АДФ через PAR1 и P2Y ₁₂ рецепторы Шатурный В.И., Шахиджанов С.С.	32
Пептид AEDG взаимодействует с ДНК в растворе Морозова Е.А.	33
Исследование пространственной структуры димера трансмембранного домена инсулинового рецептора Замалетдинов М.Ф.	35
Новые функциональные нанокompозитные нанопленочные материалы и капсулы на основе комплексов липидов, полимеров и наночастиц Потапенков К.В.	35
Развитие теории интерцепторно-протекторного действия при совместном связывании биологически активных соединений с ДНК Бучельников А.С.	36
Взаимодействие наночастиц оксида кремния и моноламеллярных липосом фосфатидилхолина Труль А.А., Абрашитова Н.А., Шибяев А.В.	37
Структура электростатического потенциала белковой глобулы Кадукова М.Н., Зленко Д.В.	38
Эволюция геномов бактерий, развивающих сопротивляемость к антибиотикам Кулаковский А.Ю.	39
Дипольный анализ источников активности в задаче определения ориентации линий у человека Крылова М.А.	40
Поиск семейств ортологов на основе доменной архитектуры Серова Е.В.	41
Изучение влияния акустических полей на кровососущих насекомых Алыкова А.Ф., Алыкова О.М. Лихтер А.М.	42
Пространственная структура липид-транспортующего белка Lc-LTP2 из семян чечевицы <i>Lens Culinaris</i> в апо-форме и в комплексе с лизо-фосфолипидом LPPG Гизатуллина А.К., Минеев К.С., Богданов И.В. Шенкарёв З.О., Мельникова Д.Н., Финкина Е.И., Баландин С.В., Арсеньев А.С., Овчинникова Т.В.	44
Изучение взаимодействия альбумина с наноалмазными плёнками методом КР Брандт Н.Н., Приезжев А.В., Светлакова А.С., Чикишев А.Ю.	45
Эффект увеличения скорости реакции при высоких концентрациях арахидоновой кислоты для фермента циклооксигеназы-1 Фоменко Е.А., Бархатов В.И., Филимонов И.С.	47
Определение кальциевых осцилляций в одиночных тромбоцитах методом конфокальной микроскопии Пивоварова Е.И.	48
Изучение роли отдельных белков системы свертывания при росте фибринового сгустка в реакционно- диффузной системе Купраш А.Д.	49
Алгоритм сравнения филогенетических деревьев, основанный на треугольных матрицах Жохова М.А.	50
Математическое моделирование активации фактора X комплексом внешней теназы Коваленко Т.А.	50
Взаимодействие кремниевых нанонитей с вирусом гриппа Шевченко С.Н.	51
Аллостерические взаимодействия между субъединицами димерного белка простагландин-Н-синтаза-1 (COX-1) при ингибировании напроксеном Берзова А.П., Бархатов В.И., Митрофанов С.И., Кривошей А.В., Филимонов И.С.	53
Подсекция	
ГЕОФИЗИКИ	
Исследование особенностей влияния рельефа Ставропольского края на динамику тепловой конвекции Данилова Н.Е.	54
Магнитные свойства ксенолитов из кимберлитовых трубок Якутии Целебровский А.Н.	56
Движение тел различных размеров и форм на поверхности концентрированного вихря Косенко В.Н.	57
Изучение картины распределения несмешивающихся примесей в составном вихревом течении Василевский А.Ю.	58
Исследование переноса растворимой примеси в близи дна при различных параметрах течения Шевцов Н.И.	60
Структура переноса несмешивающейся примеси в вихревых течениях Дьяконов Д.В.	61

Моделирование контроля раздела двух сред с помощью продольных упругих волн Коникина О.С.	63
--	----

**Подсекция
МАТЕМАТИКИ И ИНФОРМАТИКИ**

Математическая модель коллиматора с краями, покрытыми поглощающим материалом Хлебников Ф.Б.	66
Моделирование приповерхностного слоя океана с помощью контрастных структур Николаева О.А.	67
Анализ важности входных признаков в задаче прогнозирования потоков релятивистских электронов на внешнем радиационном поясе Земли Широкий В.Р., Доленко С.А., Мягкова И.Н., Персианцев И.Г.	68
Уравнение состояния циркония для моделирования воздействия мощного излучения на вещество Давыдов Р.В.	69
Моделирование звездной активности в однослойной и двухслойной средах Юхина Н.А., Попова Е.П., Потемина К.А.	70
Исследование эффективности одновременного определения параметров многопараметрической обратной задачи на модельных данных Исаев И.В.	70
Моделирование волновых функций электронов и дырок в гетероструктуре $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ Орлов А.О.	71
Численная диагностика разрушения решения уравнения Бенджамена–Бона–Махони–Бюргерса Выборова В.В.	73
Спектральные характеристики волновода с неоднородным би-изотропным заполнением Монгуш О.О.	74
Применение алгоритмов кластеризации для анализа состава многокомпонентных растворов Гущин К.А.	76
Разработка компьютеризированной подсистемы анализа и прогнозирования потребления электроэнергии Пешнина М.А.	77
Разработка программного обеспечения и получение данных по грозовой активности для сопоставления с аварийными отключениями оборудования энергосистемы Мурманской области Бурцев А.В.	78

**Подсекция
МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ**

Синтез гарантирующего управления в задаче нормализации уровня глюкозы в крови больных сахарным диабетом Преснова А.П.	80
Гарантирующее управление в задаче нормализации уровня глюкозы в крови Хилько М.О.	82
Вычисление распределения энерговыделения пучка электронов кэВ-ных энергий в твердых телах методом Монте-Карло Нгуен-Чьюнг Хиеу Тхань.	83
Нелинейные поправки к частотам внутренних и внешних волн в двухслойной жидкости Федоров М.С.	84
Нелинейное взаимодействие волн, порожденных плоскими поверхностями раздела в слоисто-неоднородной жидкости со свободной поверхностью Петрушов Н.А.	86
Математическое моделирование прогрева пород-коллекторов «сланцевой нефти» при перемещении внутрислоевого источника тепловыделения Федорова О.В., Исаева А.В., Доброжанский В.А.	88
Нелинейное исследование неустойчивости заряженной капли в однородном электрическом поле Ширяев А.А.	89
Моделирование системы слежения за точкой максимальной мощности фотоэлектрической панели, основанной на базе метода инкрементной проводимости Хегази Резк, Tikhonov A.V.	91
Точное аналитическое решение задачи магнитостатики в случае однородно намагниченной треугольной призмы Балашов И.С., Герасименко Т.Н.	93
Гибридная схема метода дискретных источников в задачах рассеяния световых волн частицами на подложке Лопушенко И.В.	94

Моделирование течений вязкой несжимаемой жидкости в областях с подвижными границами методом решеточных уравнений Больцмана Сенин Д.С.	96
Анализ временного ряда температуры воздуха по данным долгосрочных метеорологических наблюдений Овсянников Т.А.	97

Подсекция

МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Исследование активности кислой фосфатазы нормальных и патологических лейкоцитов периферической крови с помощью клеточного биочипа Аширова А.А.	99
Оптическая диагностика суспензий наночастиц кремния методами динамического рассеяния света и фотолюминесценции Мананков А. А., Гонгальский М.Б.	100
Дифрактометрия как метод анализа деформируемости эритроцитов при взаимодействии с наночастицами Кормачева М. А.	101
Изучение взаимодействия пары эритроцитов в растворе белков методом оптического захвата Ли К., Хохлова М.Д., Федянин А. А., Приезжев А.В.	102
Выявление диагностических признаков биполярного аффективного расстройства в сигналах электроэнцефалограммы человека Панищев О.Ю., Дёмин С.А.	103
Движение твердых частиц в гелеобразной среде под действием радиационной силы Корольков З.А.	105
Магнитореологическая иммерсионная среда для ультразвукового тромболизиса Екельчик М.Д.	106
Неинвазивное измерение концентрации гемоглобина в крови с помощью лазерного ультразвука Троянова К.С.	108
Взаимодействия наночастиц золота и ионов цезия с нативными образцами сыворотки крови в водных растворах Шленская А.В., Комарова А.В., Гибизова В.В.	109
Особенности поведения креатинкиназы в водных растворах Егоров П.Г., Аненкова К.А., Федорова К.В.	110
Изучение электрофизических свойств лазерно-модифицированной хрящевой ткани Касьяненко Е.М., Омельченко А.И.	112
Ускорители в медицине Лысухин Д.Д., Ларченков А.С.	113
Анализ динамической корковой топографии в задаче определения ориентации линий у человека Изьюров И.В., Крылова М.А., Герасименко Н.Ю., Славуцкая А.В.	114
Исследование фотолюминесцентных свойств нанокompозитных материалов на основе кремниевых наночастиц и биосовместимых полимеров Безсуднова Ю.И.	115
Разработка модели для расчетов потоков излучения медицинского электронного ускорителя Далечина А.В., Горлачев Г.Е., Ксенофонтов А.И.	116
Разработка блока ионно-плазменного нанесения алюминия на фторполимер Скрипаченко К.К.	118
Исследование влияния деформации на оптические свойства хрящевой ткани Василькова Ю.А., Баум О.И., Соболев Э.Н., Южаков А.В.	119
Разогрев коллоидных растворов кремниевых наночастиц в электромагнитном поле высокой частоты Рудик Е.Л., Каргина Ю.В., Тамаров К.П.	121
Ускорение срабатывания интерфейса мозг-компьютер на основе использования информации о саккадах, детектируемых по электроокуллограмме Фасхиев М.Н., Нуждин Ю.О.	123
Изучение биodeградации кремниевых нанонитей в средах с различным значением рН Наташина У.А., Цуриков К.Э.	124
ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ КРЕМНИЕВЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ, ПОЛУЧЕННЫЕ ИЗ ПОРИСТЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ, ДЛЯ БИМЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ Мысов Г.А.	126

Подсекция

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Теплоотдача пучков змеевиковых труб сепараторов-пароперегревателей влажнопаровых турбин АЭС и перспективы использования таких пучков Егоров М.Ю.	128
Исследование процесса образования сложных кристаллических структур Бурцев А.А.	130

Анализ динамики смачивания поверхности гидрофобизованного стекла водой и водными растворами галогенидов калия Шагиева Ф.М.	131
Электронное строение некоторых γ -замещенных ацетилацетоната Cr(III) Яшин В.А.	132
Электронная структура внутрикомплексных азотсодержащих соединений никеля(II) методами ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии и теории функционала плотности Комиссаров А.А.	133
Электронная структура комплексов гексагалогенидов сурьмы(III) и теллура (IV) по результатам методов рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и квантовохимического моделирования Доценко А.А.	134
Интенсификация конвективного теплообмена в энергетических установках Башкир И.С.	135
Термографическое исследование пульсационных характеристик неизотермической импактной струи жидкости Новинская А.М.	137
Цифровая трассерная визуализация поля скоростей всплывающей конвективной струи в воде и этаноле Пилипюк Д.С.	138
Экспериментальное определение поля температур в воздухе над нагретой поверхностью применением теневого фонового метода и термографии Солдатенкова К.С.	139
Метод различения инфракрасных спектров жидких образцов в зависимости от их температуры с помощью расчета начальных моментов Королёва А.В.	140
Метод поверхностного плазмонного резонанса и его применение к исследованию растворов ДНК с лигандами Фионов А.Е.	141
Изучение альтернативных энергоносителей Осокин А.С.	142
Фотоэлектронные спектры и электронная структура замещенных имидамолиамидинатов бора Тихонов С.А.	143
Подсекция	
НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКИ	
Теория явления самозахвата в динамике экситон-поляритонов в полупроводниковых микрорезонаторах Васильева О.Ф.	146
Генерация терагерцового излучения в плазме оптического пробоя в воздухе двухцветными лазерными импульсами с различными состояниями поляризации Ушаков А.А., Чижов П. А.	148
Динамика ударных волн и кавитационных пузырей, возникающих при филаментации фемтосекундного лазерного излучения в воде Мареев Е.И.	150
Влияние дисперсии среды на параметры фемтосекундного излучения при его фокусировке аксиконом в плавленый кварц Докукина А.Э., Сметанина Е.О.	152
Исследование материалов ограничителей лазерного излучения на основе углеродных нанотрубок методом Z-сканирования Савельев М.С., Герасименко А.Ю.	154
Спектроскопия генерации третьей гармоники электрического и магнитного резонансов кремниевых нанодисков Мелик-Гайказян Е.В.	156
Холестерические жидкие кристаллы на полимерных подложках для наблюдения оптических таммовских состояний Гулькин Д.Н.	158
Генерация горячих электронов в релятивистской лазерной плазме с контролируемым преплазменным слоем Цымбалов И.Н., Шуляпов С.А., Иванов К.А.	159
Двухрезонансный параметрический генератор света как двухконтурный параметрический генератор Сологуб А.А.	161
Образование электронной лавины фемтосекундным лазерным импульсом в газе различного давления Яндульский М.М.	161
Нелинейные свойства, а также анализ методами спектроскопии комбинационного рассеяния света нанокompозитных сред на основе карбида кремния Соколов А.А.	163
Взаимодействие релятивистски-интенсивного фемтосекундного лазерного излучения с поверхностью микроструктурированных твердотельных мишеней Гожев Д.А.	165

Формирование и эволюция световой пули при филаментации мощного лазерного излучения в воздухе Шипило Д.Е.	166
Динамика образования гомоядерных молекул под действием двух гауссовских импульсов в условиях бозе-эйнштейновской конденсации Зинган А.П.	168
Подсекция ОПТИКА	
Метод управления лазерным технологическим комплексом на основе исследования акустических колебаний Шангараев И.Р., Звездин В.В., Галанина Н.А.	171
Исследование оптического поглощения и люминесценции плёнок $Gd_3(Al,Ga)_5O_{12}:Ce$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии из свинецсодержащих растворов-расплавов Васильев Д.А.	172
Учет ослабления формирующей оптики приемного канала при определении энергетических характеристик помехового излучения Гревцев А.И., Капитанов В.В., Ципенюк В.Н.	173
ИК люминесценция в легированных висмутом халькогенидных стеклах систем Ge-S и As-Ge-S, и световодах на их основе Филипповский Д.В., Суханов М. В., Плотниченко В.Г., Соколов В.О., Вельмузов А. П., Чурбанов М. Ф., Дианов Е.М.	174
Численное моделирование процессов релаксации энергии в монокристаллах $PbMoO_4$ и $SrMoO_4$ Никитин А.Н.	176
Синглет-триплет-триплетный перенос энергии в системе родамин 6Ж-акрифлавин в матрице поливинилового спирта Цибульникова А.В., Брюханов В.В., Слежкин В.А.	178
Влияние наночастиц серебра на температурное тушение флуоресценции родамина 6Ж внешними тяжелыми атомами КJ на границе жидкость-фрактальная поверхность кремнезема Тихомирова Н.С., Васильева Л.А., Брюханов В.В., Слежкин В.А.	179
Исследование лазерно-возбуждаемой флуоресценции изотопологов молекулярного йода, возбуждаемой излучением лазера на парах меди Симановский И.Г., Суганеев С.В., Ефимова А.Е.	181
Высококочувствительный компонентный анализ газовых смесей, образованных при сжигании отработавшего реакторного графита Соболевский И.В., Кондрашов А.А., Мамедова Г.Ш.	181
Исследование релаксации энергии в твердых растворах ортосиликата лютеция и гадолиния, активированных церием Лимонова М.В.	182
Л исковый Nd:GdG лазер с многопроходным резонатором и с трехзонной диодной накачкой Буфетова Г.А., Николаев Д.А., Пивкина М.Н., Цветков В.Б.	183
Диагностика состава скрытых объектов с помощью узкополосной терагерцовой спектроскопии временного разрешения Самотохин О.В. I, Мишин А.Н., Корниенко В.В., Китаева Г.Х., Ильин Н.А. , Сигов А.С.	184
Подсекция РАДИОФИЗИКИ	
Нейтрализация механической инерции пробных тел в оптомеханических системах Коробко М.С.	186
Цифровой синтезатор частоты для атомных часов на парах ^{133}Cs Петров А.А.	187
Генератор опорных сигналов с регулировкой длительности для сверхширокополосного (СШП) корреляционного приёмника Усков Г.К., Лысенко Н.А.	188
Исследование волновых режимов бистабильной активной среды Шепелев И.А.	191
Исследование дрейфа параметров лазерных указок акустооптическим методом Притуленко И.Г., Юхневич Т.В.	192
Полное электронное содержание измеренное в ионосфере Земли на сети ГНСС-станций расположенных вдоль геомагнитной широты стенда «Сура» Когогин Д.А., Дементьев В.О.	193
Метод измерения нелинейных упругих параметров желатина с приложением одноосного сжатия Голубкова И.И., Крит Т.Б.	195
Теоретические и экспериментальные исследования модели пузырька газа - мягкого сферического рассеивателя Анненкова Е.А., Сапожников О.А., Цысарь С.А.	197

Измерение акустооптических характеристик теллура с целью применения кристалла в акустооптических фильтрах Хоркин В.С., Хитрин Н.В.	199
Акустооптический эффект в кристалле йодноватой кислоты Купрейчик М.И., Волошин А.С.	201
Численное моделирование генерации оптических частотных гребенок и солитонов в микрорезонаторах. Лихачев Г.В.	202
Метод определения высоты отражения мощных радиоволн в ионосфере во время проведения нагревных экспериментов на стенде «Сура» Дементьев В.О., Когогин Д.А.	203
Экспериментальное и теоретическое определение отношения сигнал/помеха в системе с корреляционным приемом сфокусированных термоакустических полей Логинов С.В.	204
Локализованные структуры в цепочке автогенераторов Ван-дер-Поля с гауссовой связью Никольский А.В.	206

Подсекция СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Синтез и исследование монокристаллических сверхпроводящих халькогенидов железа Fe(Te,S) и Fe(Se,S) Митрофанова Е.С.	207
Влияние допирования на сверхпроводящие свойства железосодержащих сверхпроводников Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А.	208
Переходные процессы в диоде на основе неупорядоченных полупроводников в условиях дисперсионного транспорта Морозова Е.В., Сибатов Р.Т.	210
Geometry optimization and the subsurface states of nanodiamond Savchenko V.V., Zimin A.A.	212
Зависимость критических параметров ВТСП-ленты от флюенсов при облучении протонами с энергией 2.5 МэВ Юрасов А.Д., Михайлова Г.Н., Троицкий А.В., Антонова Л.Х., Дидык А.Ю., Демихов Т.Е., Куликаускас В.С.	213
Возможности Фурье-анализа при исследовании осцилляций Шубникова–де-Гааза Хавронина М.В., Эйвазова Е.А.	215
Наблюдение эффекта внутренних многократных андреевских отражений и определение сверхпроводящих параметров в Sm(Th)OFeAs Александров Ю.А., Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А.	217

Подсекция ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

Определение степени окисления кремния и содержания кластеров кремния в пленках SiO _x методом ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии Садчиков А.С., Паринова Е.В.	219
Влияние нанокристаллизации пленок a-Si:H, SiO и Si ₃ N ₄ на их электрофизические свойства Шулейко Д.В.	220
Фотопроводимость нанокристаллического оксида индия Ситников И.А., Ильин А.С.,	222
Электронно-лучевая эпитаксия слоев SiC и твердых растворов на его основе (SiC) _{1-x} (AlN) _x Касумов З.К.	223
Исследование лазерно-индуцированного разогрева кремниевых нанонитей методом спектроскопии комбинационного рассеяния света Родичкина С.П.	225
Фото- и термостимулированная проводимость сульфоселенида кадмия, легированных рубидием Билалов А.Б.	227
Формирование наночастиц кремния при абляции под действием фемтосекундных лазерных импульсов в атмосферах воздуха и гелия Кашаев Ф.В.	228
Метод оценки положения единичного ловушечного заряда в оксидном слое наноразмерного МОП транзистора Худайбергенов Т.А., Сапаров Х., Матякубов Х., Атамуратов Т.А.	230
Кремниевый нанопровод как основа высокочувствительных полевых и зарядовых сенсоров Божьев И.В., Ржевский А.В., Корс А.Ю., Преснов Д.Е., Крупенин В.А.	231
Чувствительность фотолюминесцентных свойств кремниевых нанонитей к их молекулярному окружению Георгибиани В.А.	232

Структурные и оптические свойства нанокристаллов кремния и карбида кремния, полученных прямым ионным осаждением Федоренко А.А.	234
--	-----

Подсекция ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Дисперсия собственных волн в слабoreлятивистской бесспиновой плазме с учётом дарвиновского члена Иванов А.Ю.	236
Особые точки в сверхкритической области веществ Михальчук Е.В.	237
Ионизация инертных газов когерентным излучением X-FEL Воронина А.А.	237

Подсекция ФИЗИКИ МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Исследование рельефа поверхности тонких пленок феррит-гранатов, выращенных ионным распылением Просьяков А.С.	239
Структурные и магнитные свойства «толстых» $\text{Fe}_{31}\text{Co}_{34}\text{Ni}_{10}(\text{SiB})_{25}$ аморфных микропроводов, полученных методом Улитовского–Тейлора Харламова А.М.	240
Структурное состояние и магнитотепловые свойства тербия, подверженного быстрой закалке из расплава Звонов А.И., Смаржевская А.И., Карпенков Д.Ю., Карпенков А.Ю.	241
Магнитные свойства $\text{HoGa}_3(\text{VO}_3)_4$ Бегунов А.И.	243
Особенности процессов намагничивания ансамбля магнитных наночастиц взвешенных в парафине Испирян А.Г.	244
Возможности измерения слабых магнитных полей нутационным методом Карсеев А.Ю.	246
Построение S-T диаграмм сплавов $\text{La}(\text{Fe},\text{Si})_{13}$ и анализ циклов магнитного охлаждения на их основе Балбихина О.В., Карпенков А.Ю., Кондратьева У.А., Карпенков Д.Ю.	247
Высокополевые исследования намагниченности RFe_{11}Ti и $\text{RFe}_{11}\text{TiH}$ ($\text{R} = \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er}$) Пелевин И.А., Терёшина Е.А.	249
Исследование магнитокалорического эффекта в сплаве Гейслера Павлочев С.Ю., Родионов И.Д.	250
Хладоемкость рабочего тела магнитного рефрижератора, методы ее расчета и способы увеличения (на примере гадолиния) Чжан В.Б., Политова Г.А., Терешина Е.А.	252
Влияние спин-орбитального взаимодействия на спиновый транспорт Титова М.С.	253
Изучение экспериментальной зависимости вязкостных характеристик магнитных жидкостей при воздействии внешнего магнитного поля Белых С.С., Гладких Д.В.	255
Структурообразование в тонком слое магнитного коллоида при воздействии электрического поля Коробов М.И.	256
Вариации электростатического поля во время метели Уварова А.О.	257
Особенности механизма взаимодействия элементов метаматериала в различных конфигурациях при малых расстояниях в ГГц диапазоне Петров П.С.	258
Моделирование гигантского магнитосопротивления в многослойной структуре в диффузной модели Леви и Ферта и приближении "Макроспин" Гриценко Ю.В.	259
Структурирование в магнитных коллоидах с намагниченными агрегатами Гладких Д.В., Колесникова А.А.	260
Влияние термомагнитной обработки на свойства аморфных сплавов типа 2НСР Кадышев Д.И.	262
Изучение экспериментальной зависимости эффекта двойного лучепреломления в слабоконцентрированных магнитных жидкостях под действием электрического и магнитного полей Завертяев А.Г., Ерин К.В.	263
Экспериментальное исследование магнитной восприимчивости магнитной жидкости в ультразвуковом поле Хачатурян И.А.	264
Трехмерное моделирование динамики наноразмерной ферромагнитной пленки под действием спин-поляризованного тока в приближении Жанга и Ли Лобачев А.В.	265
Индукцированная анизотропия магнитоэластиков с малой концентрацией магнитной компоненты Логинова Л.А.	266

ФМР на одиночных микрочастицах (Co/Pt) _x . Свечкина Н.Б.	267
Геометрические свойства нерасщепляющихся линий магнитного поля Лукашенко А.Т.	268
Влияние температуры отжига на магнитные свойства магнитномягких тонких пленок Fe-Zr-N Титова А.О., Харин Е.В., Теджетов В.А.	269
Подсекция	
ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА	
Исследование электронных и магнитных свойств одноатомных металлических нанопроводов Ni и Mn на вицинальной поверхности родия Камынина И.А., Бажанов Д.И.	270
Формирование нанокристаллов Si в светоизлучающих многослойных нанопериодических структурах по данным синхротронного метода XANES Коюда Д.А.	271
Колоссальные магнитоэлектрические свойства тонкой пластины при квазистатических деформациях Шостак Е.В.	272
Влияние изовалентной примеси олова на образование радиационных дефектов в кристаллах германия N- типа Свекла А.Р.	274
Исследование упругих свойств молекулярного P ₂ O ₅ ПРИ высоких давлениях Данилов И.В., Громницкая Е.Л., Ляпин А.Г., Бражкин В.В.	275
Влияние структуры и концентрации механосинтезированных частиц Fe-Ga на анизотропию механических и магнитных свойств металл-полимерного композита Жолудев С.И.	276
Петли диэлектрического гистерезиса и реверсивная нелинейность керамик PbFe _{0,5} Nb _{0,5} O _{3+x} Li ₂ CO ₃ Болдырев Н.А.	277
Влияние атомов олова на ближнюю тонкую структуру края рентгеновского поглощения (XANES) кремния в твердых растворах Si _x Sn _{1-x} АНИСИМОВ А.В.	278
Применение модели «Деформированной сферы» для описания локальных структур кристалла, облученных быстрыми нейтронами Жакупов Т.Р.	279
Изучение электронной структуры нанокompозитов Al-Si методом ультрамягкой рентгеновской эмиссионной спектроскопии Усольцева Д.С., Парина Е.В.	
Люминесцентные свойства твердых растворов Ca _x Ba _{1-x} Ga ₂ S ₄ (x=0.1÷ 0.5), активированных ионами Eu ²⁺ и Ce ³⁺ Нагиев Т.Г., Леоненя М.С.	282
Мониторинг охраняемого объекта с помощью подъёмной платформы на основе эффекта Брауна Боташев А.Р.	283
Изучение структурных изменений пленок Co, возникающих при варьировании температурных параметров CVD-осаждения Хайруллин Р.Р.	284
Пьезоактивность экологически безопасных интеллектуальных (сегнетоэлектрических) материалов на основе многокомпонентной системы (Na,K,Li)(Nb,Sb,Ta)O ₃ при комбинированном сверхстехиометрическом модифицировании Абубакаров А.Г., Садыков Х.А.	286
Пост-гидрогенизация пленок a-Si:H, обработанных фемтосекундным лазерным излучением Амасев Д.В.	287
Влияние ультрафиолетовой подсветки на изменение проводимости нанокристаллического оксида индия при адсорбции диоксида азота Ильин А.С., Фангина Н.П., Ситников И.А.	288
Структурные и трибологические характеристики алмазоподобных покрытий, легированных хромом Левин И.С., Тарелкин Ю. А., Шальнов С.А.	289
Алгоритм построения мозаик Пенроуза – модели и квазикристаллы Петросян Ж.Д.	289
Релаксация электронных возбуждений квантовой точки вблизи металлической нанопроволоки Дмитриев А.Д.	291
Влияние усадки на структурные изменения в двухслойных композитах с тонким нанометровым покрытием Сосновский И.В.	293
Изменения тонкой атомной и дефектной структур ферритно-мартенситных сталей в температурном интервале хрупко-вязкого перехода Евстюхина И.А., Бойко Н.В., Рудаков С.Г., Шарапов А.С., Милосердин В.Ю., Мищенко А.Ю.	293
Рамановская спектроскопия и фотолюминесценция различных видов пористого кремния для применения в энергосберегающих технологиях Левицкий В.С., Леньшин А.С., Середин П.В.	294

Влияние магнитной и структурной неоднородностей на формирование спектра ЯМР в магниторезистивной керамики $\text{La}_{0,6-x}\text{Sm}_x\text{Sr}_{0,3}\text{Mn}_{1,1}\text{O}_{3-\delta}$ ($x=0-0.4$) Леденёв Н.А., Мазур А.С.	295
Динамические характеристики карбидокремниевые диодов, полученных методом низкотемпературной диффузии Жураев Х.Н.	297
Фотоэлектронные спектры оксидов олова в мягком и жестком рентгеновских диапазонах по данным синхротронных исследований Лебедев А.В., Чувенкова О.А., Турищев С.Ю.	298
Моделирование взаимодействия bnnt с поверхностями $\text{Co}(0001)$ и $\text{Ni}(111)$ Ковалева Е.А., Тихонова Л.В.	299
Выращивание пленок ito методом химической парогоазовой эпитаксии Атабаев И.Г., Хажиев М.У., Пак В.А., Закирова С.Б.	301
Исследование фазового состава и ик-спектров гидроксиапатита допированого медью Аль-зубайди А.А., Голощапов Д.Л., Румянцева Н.А., Середин П.В., Домашевская Э.П.	303
Электронная структура тетрафенилпорфиринов Биккулова А.В., Тихонов Е.В., Хохлов Д.Р.	304
Диэлектрические свойства гетерогенных полимерных систем с наноразмерным металлическим наполнителем Жахалов В.В.	305
Моделирование кинетики образования и исчезновения радикалов в пористом диоксиде титана легированном азотом при освещении видимым светом	306
Подсекция СТЕНДОВАЯ	
Некоторые особенности моделирование электровихревых течений в дуговой печи постоянного тока с различным положением подового электрода Казак О.В.	307
Восстановление размытых астрометрических изображений методом обратной фильтрации (голограммный фильтр) Волков Д.В.	308
Классический тип фотометрического поведения короткопериодических комет Новичонок А.О.	309
Модель формирования микроструктуры материала при кристаллизации и рекристаллизации Зиновьева О.С., Зиновьев А.В.	311
Исследование диэлектрических спектров тр бинарной системы $(1-x) \text{NaNbO}_3 - x\text{Cu}_{0,5}\text{NbO}_3$ различных квалификаций Садыков Х.А.	311
Исследование аномальной диффузии в перколяционных моделях Найданова В.А.	312
Собственные частоты колебаний симметричных четырехсекционных маятников Штацкая Н.С.	314
Исследование окрестности звезды $\nu 523 \text{ cas}$ на наличие новых переменных Галиуллин И.	315
Энергетически эффективные режимы работы высокочастотных индуктивных источников плазмы БАХТИН М.В.	316
Методика восстановления треков частиц в дрейфовой камере Селяков В.А., Дмитриева А.Н., Задеба Е.А., Кожин А.С., Шутенко В.В.	316
Разработка системы сбора данных и триггирования для координатно-трекового детектора ДЕКОР Юрин К.О., Компаниец К.Г.	317
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ НА НАНОУРОВНЕ ГЕВОРКЯН В.Е.	318
Математическая модель функционирования теплового аккумулятора в системе теплоснабжения с солнечным коллектором Осташенков А.П.	319
Алгоритм обработки и определения объектов на изображении с последующим принятием решения на базе библиотеки LABVIEW IMAQ Филиппов И.М., Иванов С.К., Соловьева Н.М., Васильев С.Е.	320
Галлий-нитридные транзисторы в преобразователях напряжения высокой эффективности Павлов А.Ю.	321
Построение модели тестового изображения, искаженного шумом с заданной плотностью распределения вероятностей Гашин И.В.	322
Получение радионуклидов для применения в медицине с помощью ускорителей Ларченков А.С., Лысухин Д.Д.	323
Моделирование композиционных материалов методом эквивалентных электрических схем Корчагин С.А.	324

Компьютерное моделирование диффузии натрия в оксидное покрытие катода Базаркин А.Ф.	325
Разработка новых методических приемов подготовки школьников старших классов к участию в экспериментальных турах олимпиад по физике Тихонов П.С., Черников Ю.А.	326
Особенности геомагнитных вариаций на среднеширотной геофизической обсерватории «Михнево» Рябова С.А.	327
Оценка параметров пласта методом «вакуумирования» Святкина С.А., Хусаинов И.Г.	328
Определение форм и частот упругих колебаний типовой конструкции в программном пакете ABAQUS Якимов И.Д.	330
Волновой конвертор на эффекте оптической модуляции Кушевич А.Ю.	331
Модернизация ионно-плазменной установки Скрипаченко К.К.	332
Управление многомодульной литий-ионной аккумуляторной батареей Сердечный Д.В.	333
Многолучевое распространение радиоволн в лабиринтах Сорокин Б.С.	335
Оптические свойства слоев кремниевых нанонитей Ткачев А.В.	335
Современные виды медицинской томографии Коков М.В.	336
Ускорители в 21 веке Огнев В.Ю., Макаров С.С.	337
Радионуклидные технологии в медицине Манченко Е.А.	337
Законы кулона и ампера в лагранжевом формализме Пискунова Ю.А.	338
Метод определения эффективности работы системы централизованного теплоснабжения Мартыняк М.А.	339
Коммуникационная шина с малыми задержками для объединения сотен вычислительных ядер внутри процессора Сизов А.Д.	341
Контроллер памяти с дополнительными признаками данных и его реализация на ПЛИС Монахов А.М.	342
Разработка автономного робота с прыжковым принципом перемещения Лончаков С.А.	343
Микроконтроллерное управление шаговым двигателем Яковлев С.А.	344
Моделирование электрофизических параметров монокристаллического ZnO Замбург Е.Г., Ивонин М. Н.	345