

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. М.В. ЛОМОНОСОВА



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

МЕЖДУНАРОДНЫЙ МОЛОДЕЖНЫЙ НАУЧНЫЙ ФОРУМ

**“ЛОМОНОСОВ-2015”**

СЕКЦИЯ  
**“ФИЗИКА”**

Сборник тезисов докладов

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ МГУ  
2015

**XXII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов—2015». Секция «Физика». Сборник тезисов.** — М. Физический факультет МГУ, 2015. 360 с.

ISBN 978-5-8279-0123-5

**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, декан физического факультета (председатель).	Постнов К.А. — профессор;
Бушуев В.А. — профессор;	Пятаков А.П. — доцент;
Гордиенко В.М. — профессор;	Селиверстов А.В. — доцент
Жуковский В.Ч. — профессор;	Твердислов В.А. — профессор;
Зубов В.Е. — профессор;	Тимошенко В.Ю. — профессор;
Казанский А.Г. — профессор;	Уваров А.В. — профессор;
Китаева Г.Х.— вед. научн. сотрудник;	Хомутов Г.Б. — профессор;
Кульбачинский В.А. — профессор;	Чуличков А.И. — профессор;
Максимочкин В.И. — профессор;	Шалыгина Е.Е. — профессор;
Митрофанов В.П. — профессор;	Широков Е.В. — доцент;
Пирогов Ю.А. — профессор;	Ягола А.Г. — профессор.

Подписано в печать 25.09.2015.

Объем 22,5 п.л. Тираж 120 экз.

Заказ №

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова  
119991 ГСП-1. г. Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.  
Отпечатано в отделе оперативной печати физического факультета.

ISBN 978-5-8279-0123-5

© Физический факультет МГУ, 2015

В апреле 2015 года в Московском университете была проведена XXII Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых по фундаментальным наукам «Ломоносов-2015».

Заседания секции «Физика» этой конференции были организованы и проведены на физическом факультете МГУ 8 апреля 2015 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 -2015».

Председатель оргкомитета секции «Физика»  
конференции «Ломоносов-2015»  
декан физического факультета, профессор

Н.Н. Сысоев



**АСТРОФИЗИКА**

**Председатель:**  
**проф. Постнов Константин Александрович**

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ КАЧЕСТВА ИЗОБРАЖЕНИЯ И ПАРАМЕТРОВ  
ДЛИННО-ЭКСПОЗИЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ  
С ПОМОЩЬЮ ЛИНЕЙНЫХ МОДЕЛЕЙ АВТО-РЕГРЕССИИ.

Корнилов М.В.

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

В настоящее время много внимания уделяется автоматизированным системам планирования астрономических наземных оптических наблюдений с целью повышения эффективности использования наземных оптических телескопов. В обобщенном смысле один телескоп считается эффективнее другого аналогичного, если за единичный интервал времени на нем удастся выполнить больше наблюдательных задач или более ценных задач.

Атмосферная оптическая турбулентность (ОТ) – один из основных факторов, влияющих на эффективность наземных оптических астрономических наблюдений. Одним из самых известных характеристик атмосферной ОТ является качество изображения – угловой размер атмосферной функции рассеяния точки. Данный параметр не остается постоянным во времени для одного и того же места на Земле, а случайным образом изменяется на масштабах минут около характерного значения .

Краткосрочный (не более чем до конца текущей ночи) прогноз (многомерная функция распределения) мощности ОТ в месте наблюдений – одна из важнейших частей автоматизированного планирования наблюдений. Широко распространены подходы на основе физического моделирования с использованием метеорологических параметров [5, 9, 14] и анализирующие формальные статистические свойства временных рядов измерений ОТ [7, 10, 12].

В данной работе использован подход, игнорирующий физические причины вариаций мощности ОТ и формально рассматривающий ОТ как случайную последовательность, которая подчиняется простой модели авто-регрессии скользящего среднего:

$$x_i - \sum_{j=1}^p x_{i-j} \phi_j = a_i + \sum_{j=1}^q \theta_j a_{i-j}, \text{ где } x_i - \text{ рассматриваемые случайные величины, } a_i - \text{ неза-}$$

висимые нормальные случайные величины,  $\phi_i$  и  $\theta_i$  - параметры модели.

На основе измерений мощности ОТ выполненных в течение 2007-2013 годов (около 300 тысяч отдельных измерений) на горе Шатджатмаз (месте расположения Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ) [8] найдено, что натуральный логарифм мощности ОТ описывается моделью ARIMA(4,0,1), найдены параметры модели.

Рассмотрены три наиболее используемых характеристики точечных длинно-экспозиционных изображений: центральная интенсивность изображения  $\gamma_1$ , полная ширина на половине интенсивности  $\gamma_2$ , радиус круга, содержащего долю  $e$  энергии  $\gamma_3(e)$ . Исходя из построенного прогноза мощности ОТ, для всех величин представлен способ расчета функции плотности вероятности для заданного наперед времени интегрирования.

Проведенная кросс-валидация процедуры прогнозирования мощности ОТ и рассматриваемых характеристик изображений показала, что их статистические свойства описываются удовлетворительно: отклонение кумулятивных функций распределения реальных данных от модельных (прогноза) не превышает 0.08.

Показано, что предложенная схема может быть использована для прогнозирования мощности ОТ и характеристик изображений на упреждениях до двух часов, что эквивалентно нескольким типичным астрономическим экспозициям.

E-mail: matwey@sai.msu.ru

### Литература

1. Akaike, H.: A new look at the statistical model identification. IEEE Trans. Autom. Control AC-19, 716-723 (1974). System identification and time-series analysis.
2. Box, G.E.P., Jenkins, G.: Time Series Analysis, Forecasting and Control. Holden-Day, Incorporated (1976)
3. Fenton, L.: The sum of log-normal probability distributions in scatter transmission systems. IRE Trans. Commun. Systems 8 (1), 57-67 (1960).
4. Fried, D.L.: Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. J. of the Opt. Soc. of Am. 56, 1372 (1966)
5. Giordano, C., Vernin, J., Vazquez Ramio, H., Munoz-Tunon, C., Varela, A.M., Trinquet, H.: Atmospheric and seeing forecast: WRF model validation with in situ measurements at ORM. Mon. Notices of the Royal Astron. Soc. 430, 3102-3111 (2013).
6. Kornilov, V., Safonov, B., Kornilov, M., Shatsky, N., Voziakova, O., Potanin, S., Gorbunov, I., Senik, V., Cheryasov, D.: Study on Atmospheric Optical Turbulence above Mount Shatdzhatmaz in 2007-2013. Publ. of the Astron. Soc. of the Pac. 126, 82-495 (2014).
7. Kornilov, V., Sarazin, M., Tokovinin, A., Travouillon, T., Voziakova, O.: Comparison of the scintillation noise above different observatories measured with MASS instruments. Astron. & Astrophys. 546, A41 (2012).
8. Kornilov, V., Shatsky, N., Voziakova, O., Safonov, B., Potanin, S., Kornilov, M.: First results of a site-testing programme at Mount Shatdzhatmaz during 2007-2009. Mon. Notices of the Royal Astron. Soc. 408 (2), 1233-1248 (2010).
9. Masciadri, E., Lascaux, F., Fini, L.: MOSE: operational forecast of the optical turbulence and atmospheric parameters at European Southern Observatory ground-based sites - I. Overview and vertical stratification of atmospheric parameters at 0-20 km. Mon. Notices of the Royal Astron. Soc. 436, 1968-1985 (2013).
10. Racine, R.: Temporal Fluctuations of Atmospheric Seeing. Publ. of the Astron. Soc. Of the Pac. 108, 372 (1996).
11. Roddier, F.: The effects of atmospheric turbulence in optical astronomy. pp. 281-376. Elsevier (1981).
12. Skidmore, W., Els, S., Travouillon, T., Riddle, R., Schock, M., Bustos, E., Seguel, J., Walker, D.: Thirty meter telescope site testing v: Seeing and isoplanatic angle. Publ. of the Astron. Soc. of the Pac. 121(884), pp. 1151-1166 (2009)
13. Tatarskii, V.I.: The effects of the turbulent atmosphere on wave propagation (1971)
14. Trinquet, H., Vernin, J.: A Model to Forecast Seeing and Estimate Proles from Meteorological Data. Publ. of the Astron. Soc. of the Pac. 118, 756-764 (2006).

## НАБЛЮДЕНИЕ ТРАНЗИТОВ ЭКЗОПЛАНЕТ МЕТОДОМ ФОТОМЕТРИИ

Галиуллин И.И.

*Казанский федеральный университет, Институт физики, Казань, Россия*

В данной работе представлены результаты наблюдения и обработки кривых блеска, полученных во время явления транзита известных экзопланет. Для обработки был использован метод апертурной фотометрии. Удалось достичь точности порядка 0.1-0.01<sup>m</sup>. Полученные нами кривые блеска планет Wasp-10b, Qatar-1b зарегистрировали в международной базе данных Exoplanets Transit Database.

В современной астрономии существует много методов изучения космических объектов. Одним из основных методов является фотометрия. Она используется для измерения потока или интенсивности электромагнитного излучения объекта. С помощью фотометрии можно обнаружить изменения блеска переменных звезд, экзопланет, активных ядер галактик, сверхновых и др.

Целью работы была попытка достичь высокой точности ( $0.01$ - $0.001^m$ ) измерения блеска методом апертурной фотометрии. Объектами наблюдения были выбраны известные экзопланеты Wasp-10b, Qatar-1b, KOI-196b, KOI-0882b, KOI-0013b, TrES-3b [1]. Выбор указанных объектов обусловлен следующими факторами: во-первых, исследование экзопланет является одним из перспективных в современной астрофизике. Несмотря на то, что в мировой астрономической науке исследование экзопланет является одним из ведущих направлений, в России оно находится на стадии развития. Во-вторых, у вышеприведенных экзопланет изменение блеска находится в интервале от  $0.04^m$  до  $0.004^m$ , что дает возможность получить кривые блеска на высоком и низком уровне точностей.

Во время летней практики 2014 года в обсерватории Северо-Кавказской Астрономической Станции Казанского федерального университета велись наблюдения явления транзита указанных экзопланет на телескопе Астротел-Кавказ (Takashi FRC-300, F=2310mm; CCD Apogee Alta U 9000). В течение двух недель было получено 562 кадра.

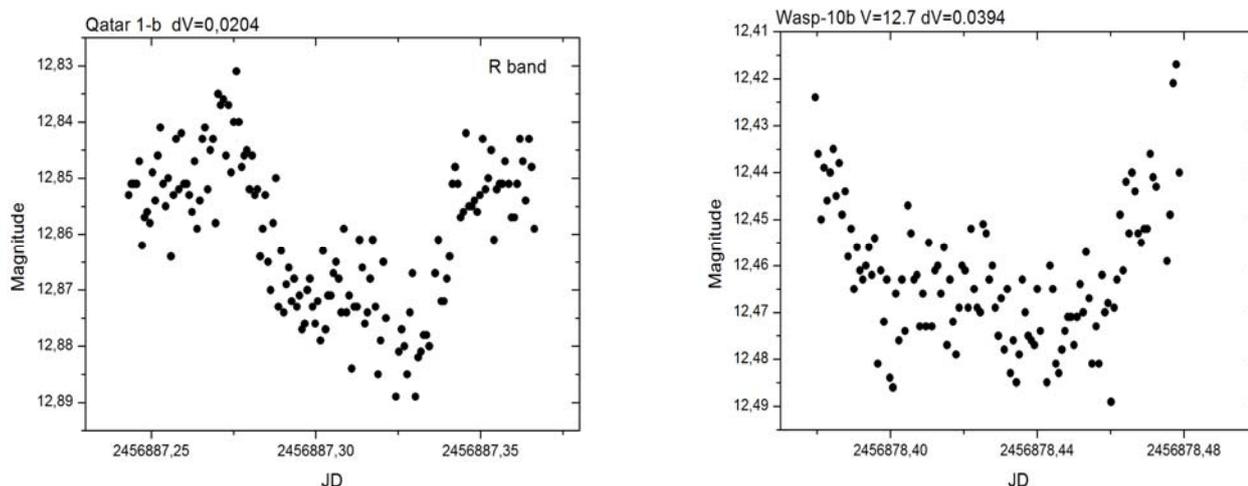
Для обработки снимков методом апертурной фотометрии использовалась программа MaximDL [2] Выбирались опорные звезды. Их выбор производился по следующим критериям:

- а) опорные звезды должны располагаться близко к объекту исследования;
- б) звездная величина опорных должна быть сравнима с объектом. Звездная величина опорных звезд бралась из Vizier [3].

В ходе обработки были получены кривые блеска только у Wasp-10b, Qatar-1b. У KOI-196b, KOI-0882b, KOI-0013b, TrES-3b изменение блеска в ходе транзита зарегистрировано на уровне шума. Есть предположение, что это связано с несколькими факторами:

- 1) погодные условия были не идеальными: присутствовала небольшая дымка;
- 2) наблюдение явления транзита во время астрономических сумерек (присутствует фон неба);
- 3) не идеальный критерий выбора опорных.

Полученные кривые блеска планет Wasp-10b [4], Qatar-1b [5] зарегистрировали в базе данных Exoplanets Transit Database, а также внесли нашу обсерваторию SKAC КФУ на сайт Exoplanets Transit Database в качестве одной из активных наблюдательных баз.



Кривые блеска транзитов экзопланет Qatar-1b и Wasp-10b

На данный момент нам удалось достичь точности порядка  $0.008^m$ . В перспективе планируем увеличить точность обработки, используя другие программные обеспечения и методы фотометрии, а также направить свою деятельность на поиск новых экзопланет.

E-mail: [ilkham95@list.ru](mailto:ilkham95@list.ru)

### Литература

1. Exoplanet Transit Database // Tresca database: <http://var2.astro.cz/ETD/> (дата обращения 02.03.2015).

2. Maxim DL 4 software: <http://www.cyanogen.com/> (дата обращения 15.09.2014).
3. Pkham Galiullin. Transit observations // TRESCA database WASP-10b: <http://var2.astro.cz/ETD/etd.php?STARNAME=WASP-10&PLANET=b> (дата обращения 02.03.2015).
4. Pkham Galiullin. Transit observations // TRESCA database Qatar-1b: <http://var2.astro.cz/ETD/etd.php?STARNAME=Qatar-1&PLANET=b> (дата обращения 02.03.2015).

## АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ ПОТОКА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ДАННЫМ МГ УРАГАН И НМ

Мишутина Ю.Н., Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Коновалова А.Ю.,  
Ситько О.А., Шутенко В.В.

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

Исследования временных вариаций потока космических лучей (КЛ) на поверхности Земли дают важную информацию о процессах в гелиосфере, вызвавших эти вариации [1]. Наиболее сильное влияние эти процессы оказывают на космические частицы малых энергий, поэтому такие исследования в основном ведутся в потоке нейтронов, регистрируемых с помощью наземных нейтронных мониторов (НМ). Исследования вариаций потока мюонов КЛ по данным мюонного годоскопа УРАГАН (МГ УРАГАН) [2] представляет не меньший интерес. Мюоны чувствительны к более высоким, чем нейтроны, энергиям первичных космических лучей (ПКЛ), что открывает возможность изучения гелиосферных возмущений, ответственных за модуляцию высокоэнергичных ПКЛ. Плюс к этому мюоны сохраняют направление движения первичных частиц, что позволяет получать пространственно-угловые характеристики модуляций космических лучей в околоземном пространстве и изучать динамику изменения потока мюонов. Хорошее временное и угловое разрешение МГ УРАГАН дает возможность анализировать не только интегральный темп счета потока мюонов, но и темп счета для различных угловых интервалов, которым соответствуют различные энергии первичных частиц.

В работе представлены результаты анализа данных двух нейтронных мониторов и данных мюонного годоскопа УРАГАН, которые регистрируют вторичные частицы, генерируемые первичным потоком КЛ различных энергий. Для сопоставления вариаций потока мюонов и нейтронов используются часовые данные за период 2007 – 2014 гг., который включает различные фазы солнечной активности. Для сравнения выбраны два нейтронных монитора: Московский [3] и Апатиты [4]. Московский НМ расположен на одной географической широте и имеет одинаковую пороговую жесткость (2.45 ГВ) с МГ УРАГАН. Нейтронный монитор Апатиты имеет меньшую пороговую жесткость (0.65 ГВ), но схожие с МГ УРАГАН асимптотические направления. Анализируются периоды совпадений и антисовпадений изменений в мюонной и нейтронной компонентах космических лучей на поверхности Земли во время возмущений в межпланетном магнитном поле.

\*\*\*

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД при финансовой поддержке государства в лице Минобрнауки России (государственное задание и проект RFMEFI59114X0002) и гранта Ведущей научной школы НШ-4930.2014.2.

E-mail: YNMishutina@mephi.ru

### Литература

1. Дорман Л.И., Вариации космических лучей, Гостехиздат, М., 1957, 492 с.
2. Барбашина Н.С. и др. // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26.
3. Московский нейтронный монитор: <http://www.izmiran.rssi.ru/>
4. Нейтронный монитор Апатиты: <http://pgia.ru/CosmicRay/>

ПОИСК ЧАСТИЦ  
С АНОМАЛЬНЫМ ОТНОШЕНИЕМ  $Z/A$  В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Майоров А.Г., Роденко С.А.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,  
Москва, Россия*

Целью работы является разработка методики поиска частиц с аномальным отношением  $Z/A$  в космических лучах по данным спектрометра «ПАМЕЛА». Частицами с аномальным соотношением заряда и атомного веса, например, могут быть частицы тёмной материи или связанные состояния темной материи и обычных ядер. Разрабатываемая методика заключалась в отборе зарегистрированных частиц по измеренным жесткости и скорости, выработке критериев отбора и методики их совместного применения. Разработанные алгоритмы были применены для обработки статистических данных, полученных спектрометром "ПАМЕЛА" в течение 10 дней измерений. С помощью введенных в работе критериев отбора, найдено несколько событий-кандидатов на роль частиц с аномальным отношением  $Z/A$ .

ИССЛЕДОВАНИЕ ТРАНЗИЕНТНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ЯВЛЕНИЙ  
ВНЕ ГРОЗОВЫХ ОБЛАСТЕЙ  
ПО ДАННЫМ СПУТНИКА «УНИВЕРСИТЕТСКИЙ-ТАТЬЯНА-2»

Казначеева М.А.

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

Происхождение всех известных типов транзиентных атмосферных явлений (ТАЯ): спрайты, голубые струи, эльфы и пр. – связывают с грозовой активностью. Однако существует целый ряд измерений «необычных» ТАЯ, произошедших вдали от грозовых областей. Например, в работе [8] описывается регистрация явления TIGER (Transient Ionospheric Glow Emission in Red), выполненная в ходе кампании MEDIX. Длительность события составила менее 33 мс, а ближайшая молния располагалась более чем в 1000 км от события. Описание аналогичных явлений встречается и в других, более ранних, работах [4,5].

В настоящее время обсуждаются три возможные гипотезы происхождения необычных ТАЯ: свечение атмосферы при высыпании релятивистских электронов из радиационных поясов Земли, ускорение электронов молниевым разрядом в сопряженной точке геомагнитного поля и их последующим проникновением в атмосферу, а также рассеяние света от очень удаленных молний. Ни одна из этих гипотез не имеет достаточно экспериментальных подтверждений на сегодняшний день. Также стоит отметить, что в работе [7] при измерении гигантских струй не обнаружили молнии, соответствующие событиям, хотя они и происходили над грозовыми областями.

Второй научно-образовательный спутник МГУ «Университетский-Татьяна-2» вышел на орбиту высотой 820-850 км 17 сентября 2009 года. С помощью комплекса научной аппаратуры, установленной на нем, были проведены исследования ТАЯ в ультрафиолетовом (300-400 нм) и красном-инфракрасном (610-800 нм) спектральных диапазонах. Детекторы УФ и КИ-излучения состоят из фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) Hamamatsu R1463 и блока электроники. Полоса пропускания каждого из детекторов ограничена соответствующими фильтрами (УФС-1 и КС-11) толщиной 2 мм. Их поле зрения составляет  $16^\circ$  и ориентировано в надир. Площадь атмосферы, обозреваемой с орбиты, равна  $7 \cdot 10^4$  км<sup>2</sup> (круг диаметром 300 км). Подробное описание электроники детекторов и первый анализ данных можно найти в работе [6].

Для дальнейшего анализа данных важно заметить, что детектор записывал наиболее мощное событие за каждую минуту наблюдения. Результатом измерения события является временная осциллограмма с шагом 1 мс и длительностью 128 мс.

Для отбора событий из базы данных спутника «Татьяна-2», произошедших вдали от грозовых областей, использовались данные наземной сети регистрации молний WWLLN (World Wide Lightning Location Network). Выбирались события, для которых не нашлось совпадений в базе данных сети WWLLN в течение минуты, предшествующей времени записи события, зафиксированного спутником. Стоит отметить, что эффективность регистрации WWLLN возрастает по мере развития сети и зависит от мощности и типа молниевых разрядов. В 2009 году средняя эффективность регистрации молний типа облако-земля составляла около 10% [1].

В ходе анализа всех событий, зарегистрированных в ноябре 2009 года с борта спутника «Татьяна-2», было обнаружено 110 событий (12%), отстоящих более чем на 1100 км от ближайшей зарегистрированной молнии. В таких больших по площади регионах в случае грозы происходит достаточное для детектирования с помощью WWLLN количество молний. Таким образом, будем рассматривать отобранные события как события «вне грозовых областей». Географическое распределение таких событий показано на Рисунке 1. Очевидная связь с известными грозовыми районами не наблюдается. Преимущественно события располагаются в экваториальном регионе, а также присутствует значимый избыток в диапазоне 40 – 60 градусов северной широты.

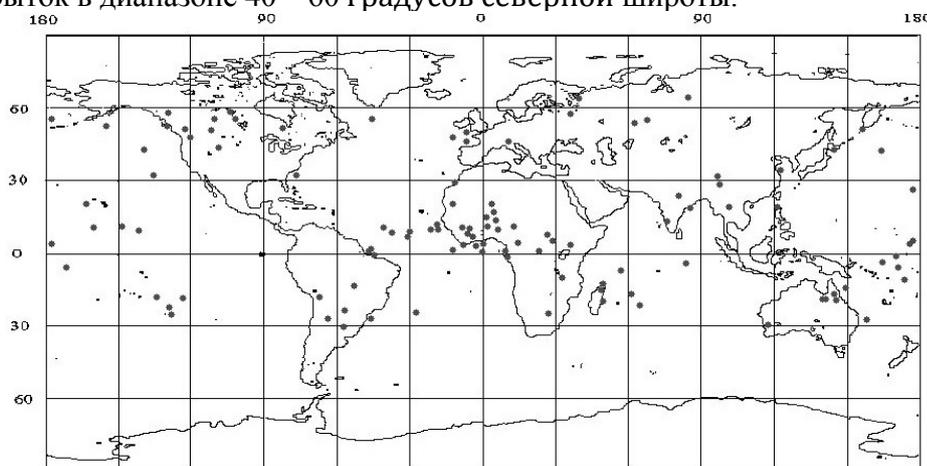


Рис. 1. Географическое распределение событий «вне грозовых областей».

Были проанализированы формы импульсов от событий вне грозовых регионов. Оказалось, что они достаточно разнообразны, хотя большая их часть представляет собой единичные короткие всплески длительностью 1-2 мс. Для проверки второй гипотезы происхождения ТАЯ были выделены события, для которых гроза наблюдалась в то же время, но в сопряженной точке геомагнитного поля. Было найдено 10 таких событий, но только несколько из них являются достаточно слабыми и короткими, как предсказано в работе [2]. Интересно, что в нескольких экспериментах, направленных на поиск именно таких событий, не было зарегистрировано ни одного [3], что говорит не в пользу этого механизма генерации необычных ТАЯ вне грозовых областей. При вводе более жесткого требования к области наблюдения (отсутствие молний в базе WWLLN в течение часа) оставшиеся события все короткие: имеют длительность 1-2 мс и преимущественно расположены на высоких широтах.

*E-mail: kaznacheeva.m@gmail.com*

### Литература

1. Abarca, S. F., K. L. Corbosiero, and T. J. Galarnau Jr. (2010), An evaluation of the Worldwide Lightning Location Network (WWLLN) using the National Lightning Detection Network (NLDN) as ground truth // *J. Geophys. Res.*, 115, D18206.
2. Lehtinen, N. G., U. S. Inan, and T. F. Bell (2001), Effects of thunderstorm-driven runaway electrons in the conjugate hemisphere: Purple sprites, ionization enhancements, and gamma rays // *J. Geophys. Res.*, 106(A12), 28841–28856.
3. R. A. Marshall, U. S. Inan, T. Neubert, A. Hughes, G. Satori, et al. (2005), Optical observations geomagnetically conjugate to sprite-producing lightning discharges // *Annales Geophysicae*, European Geosciences Union (EGU), 23 (6), pp.2231-2237

4. Nemzek, R. J., and J. R. Winckler (1989), Observation and integration of fast sub-visual light pulses from the night sky // *Geophys. Res. Lett.*, 16, 1015-1019.
5. Ogelman, H.J. (1973), Millisecond time scale atmospheric light pulses associated with solar and magnetospheric activity // *Geophys. Res.*, 78, 3033-3039.
6. Sadovnichy V.A., et al. (2011), *Solar System Res.*, 45(1), 3-29.
7. Su H. T. et al. (2003), Gigantic jets between a thundercloud and the ionosphere // *Nature*, 423, p. 974-976.
8. Yair, Y., et al. (2005), Space shuttle observation of an unusual transient atmospheric emission // *Geophys. Res. Lett.*, 32, L02801.

НАБЛЮДЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ  
И СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК  
С ПОМОЩЬЮ АППАРАТУРЫ «РЭЛЕК» НА СПУТНИКЕ «ВЕРНОВ»

Кузнецова ЕА

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

Спутник «Вернов» [2] был выведен 8 июля 2014 года на орбиту с параметрами: апогей 819 км, перигей 621 км, наклонение 98.4 град., период обращения 99.2 мин. На борту спутника был размещён комплекс научной аппаратуры «РЭЛЕК» (Релятивистские ЭЛЕКТроны), состоящий из двух спектрометров рентгеновского и гамма-излучения, детектора ультрафиолетового и инфракрасного излучения, быстрой оптической камеры, анализатора электромагнитных волн в диапазоне низких и радиочастот, 3-осного детектора электронов. В число основных научных задач «РЭЛЕК» входят наблюдения транзиентных явлений в атмосфере в их возможной связи с взаимодействиями энергичных частиц, исследование процессов ускорения и высыпаний магнитосферных электронов. Дополнительной возможностью «РЭЛЕК» является наблюдение гамма-всплесков космического происхождения и исследование их временных и спектральных характеристик.

Для изучения гамма-всплесков были использованы следующие приборы:

а) ДРГЭ-1 и ДРГЭ-2 – два идентичных спектрометра рентгеновского и гамма-излучения, каждый из которых, в свою очередь, состоит из двух сцинтилляционных фосвич-детекторов. Приборы работают для энергий от 10 кэВ. Эффективная площадь для 100 кэВ равна 500 см<sup>2</sup>.

б) ДРГЭ-3 – спектрометр заряженных частиц, состоящий из трех ортогонально направленных сцинтилляционных детекторов. Геометрический фактор каждого детектора ~2 см<sup>2</sup>·ср. Энергетический диапазон для электронов: 0,1 - 15 МэВ. Прибор ДРГЭ-3 является также детектором рентгеновского и гамма-излучения от 0.05 МэВ.

Помимо данных мониторинга с временным разрешением 1 с на Землю передавалось время регистрации каждой частицы с точностью ~15 мкс (во время полета спутника над экватором), а также параметры сцинтилляции, позволяющие определить, в частности, её энергию.

Поиск космических гамма-всплесков производился путем сопоставления времён гамма-всплесков, зарегистрированных спутниками Swift, Fermi, Konus, INTEGRAL [1, 3, 5, 8, 9], с данными аппаратуры «РЭЛЕК» (прежде всего, в мониторинговом режиме с временным разрешением 1с). Для просмотра данных «РЭЛЕК» использовался сайт Space Monitoring Data Center отдела оперативного космического мониторинга НИИЯФ [7].

О временах регистрации всплесков в экспериментах Swift, Fermi, Konus, INTEGRAL было известно из уведомлений Координатной Сети Гамма-всплесков (GCN) [4]. Данные со спутника «Вернов» имеются за период времени с 25 июля по 10 декабря 2014 г., в это время было получено 288 уведомлений, относящихся к 248 событиям. Для большинства этих событий анализ не представлялся возможным ввиду отсутствия данных (144 шт.), либо из-за повышенного фонового счета при пересечении спутником радиационных поясов (49 шт.). Из 55 событий с благоприятными условиями наблюдения

было найдено 6 случаев возрастания гамма-излучения, что составляет ~11%. Отсутствие возрастания в остальных событиях может быть связано с экранированием источника Землёй и веществом спутника, а также с недостаточной чувствительностью детекторов.

Список обнаруженных событий приведен в таблице 1.

Один из всплесков (№3) был найден при поиске атмосферных гамма-вспышек и не мог быть обнаружен при просмотре мониторинговых данных, т.к. имел очень короткое время (длительность менее 100мс). События, отмеченные в таблице знаком \*, связаны с солнечными вспышками. Это указано на сайте [4] в каталоге прибора Konus. Данные события также наблюдались в эксперименте RHESSI [6].

Для всех всплесков были получены временные профили и спектральные характеристики.

Таблица 1.

	Дата	Время	Каким спутником был зарегистрирован всплеск
1	07.08.14	11:59:33.48 11:59:29.97	Fermi Konus
2*	24.09.14	17:49:04.72	Konus
3	11.10.14	06.46:17.66 06.46:20.36	Konus Fermi
4*	16.10.14	13:01:03.57 13:01:37.66	Konus INTEGRAL
5*	18.10.14	02:49:12.21	Konus
6	04.11.14	00:03:19.51	Konus

*ea.kuznecova@physics.msu.ru*

### Литература

1. Федеральное космическое агентство: <http://www.federspace.ru/>.
2. Спутник «Вернов»: <http://vernov-relec.sinp.msu.ru/>.
3. Gamma-Ray Astrophysics: <http://gammaray.msfc.nasa.gov/gbm/>.
4. GCN (The Gamma-ray Coordinates Network): <http://gcn.gsfc.nasa.gov/>.
5. INTEGRAL: <http://www.cosmos.esa.int/web/integral/home/>.
6. RHESSI: <http://hesperia.gsfc.nasa.gov/rhessi3/>.
7. Space Monitoring Data Center: <http://smdc.sinp.msu.ru/>.
8. The Fermi Large Area Telescope: <http://www-glast.stanford.edu/>.
9. The Swift Gamma-Ray Burst Mission: <http://swift.gsfc.nasa.gov/>.

## МАССОВОЕ ОТКРЫТИЕ ОПТИЧЕСКИХ ТРАНЗИЕНТОВ НА СЕТИ ТЕЛЕСКОПОВ-РОБОТОВ МАСТЕР

Балануца П.В.\*

*МГУ имени М.В.Ломоносова, Государственный Астрономический  
Институт им.П.К Штернберга, Москва, Россия*

Глобальная роботизированная сеть телескопов МАСТЕР МГУ создана под руководством профессора Липунова В.М. учеными Московского университета [1,2,3] для открытия и исследования процессов, сопровождающих образование черных дыр и нейтронных звезд - гамма-всплесков (самых мощных взрывов во Вселенной), а также термоядерных вспышек на белых карликах, вспышек ядер галактик и квазаров - свечение плазмы вблизи сверхмассивных чёрных дыр и вспышек пока еще неизвестной природы (взрывы килоновых и явление выхода ударных волн на поверхность предсверхновых и др.).

\* Победитель подсекции.

Роботизированные телескопы - это не просто автоматически наводящиеся телескопы по заданной программе. Это телескопы, способные автономно выбирать стратегию обзора неба, обрабатывающие огромные потоки информации (в сети МАСТЕР ежесуточный поток информации измеряется терабайтами) в режиме реального времени. Телескопы-роботы МАСТЕР-II расположены возле г.Благовещенск (на базе обсерватории Благовещенского педагогического университета), под Иркутском (астрофизический центр МГУ-ИГУ), на Урале (на базе Коуровской обсерватории Уральского Федерального Университета), под Кисловодском на Кавказской Горной Обсерватории МГУ и в Южной Африке (рядом с крупнейшим в мире 10-м телескопом SALT).

Преимуществом сети телескопов МАСТЕР является полная идентичность оборудования, что позволяет проводить наблюдения доступного неба 24ч в сутки в зимнее время в одной фотометрической системе. Оптические комплексы МАСТЕР-II включают в себя широкопольный (8 квадратных градусов глубиной до 21 звездной величины) и сверхширокопольный (800 квадратных градусов глубиной до 14 звездной величины) оптические каналы.

Сверхширокопольная установка MASTER-VWF установлена также в Аргентине и МАСТЕР-I установлен под Москвой.

В настоящее время сеть роботизированных телескопов МАСТЕР является лидером в России и занимает одно из ведущих мест в мире по открытию широкого спектра оптических транзиентов. Всего на данный момент открыто 735 оптических транзиента. Из них 330 катаклизмических переменных, 3 Новых звезды, 196 внегалактических сверхновых, 3 потенциально опасных астероида и прочие объекты. Объекты обнаружены автоматически уникальным программным обеспечением, созданным в группе МАСТЕР и работающим в режиме реального времени, аналогов которому нет в России, а в мире аналог создан только в Калифорнийском технологическом университете, что объясняется невероятной сложностью реализации алгоритмов отождествления и классификации десятков тысяч объектов на широкопольных изображениях поисковых телескопов.

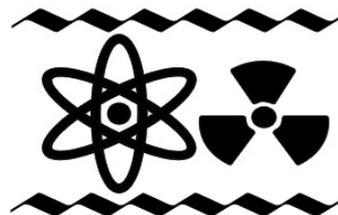
E-mail: bala55@mail.ru

### Литература

1. Vladimir Lipunov, Victor Kornilov, Evgeny Gorbovskoy, Nikolaj Shatskij, Dmitry Kuvshinov, Nataly Tyurina, Alexander Belinski, Alexander Krylov, Pavel Balanutsa, Vadim Chazov, Artem Kuznetsov, Petr Kortunov, Anatoly Sankovich, Andrey Tlatov, A. Parkhomenko, Vadim Krushinsky, Ivan Zalozhnyh, A. Popov, Taisia Kopytova, Kirill Ivanov, Sergey Yazev and Vladimir Yurkov  
"Master Robotic Net", *Advances in Astronomy*, Volume 2010 (2010), Article ID 349171  
<http://dx.doi.org/10.1155/2010/349171>
2. Victor Kornilov, Vladimir Lipunov, Evgeny Gorbovskoy, Aleksander Belinski, Dmitry Kuvshinov, Natalia Tyurina, Nikolai Shatsky, Anatoly Sankovich, Aleksander Krylov, Pavel Balanutsa, Vadim Chazov, Artem Kuznetsov, Dmitry Zimnuhov, Victor Senik, Andrey Tlatov, Aleksander Parkhomenko, Denis Dormidontov, Vadim Krushinsky, Ivan Zalozhnyh, Aleksander Popov, Sergey Yazev, Nikolai Budnev, Kirill Ivanov, Evgeny Konstantinov, Oleg Gress, Oleg Chvalaev, Vladimir Yurkov, Yury Sergienko, Irina Kudelina  
"Robotic optical telescopes global network MASTER II. Equipment, structure, algorithms"  
*Experimental Astronomy*, Volume 33, Issue 1, pp.173-196, 2012  
<http://inspirehep.net/record/1079278?ln=ru#>
3. Gorbovskoy, E. S.; Lipunov, V. M.; Kornilov, V. G.; Belinski, A. A.; Kuvshinov, D. A.; Tyurina, N. V.; Sankovich, A. V.; Krylov, A. V.; Shatskiy, N. I.; Balanutsa, P. V.; Chazov, V. V.; Kuznetsov, A. S.; Zimnukhov, A. S.; Shumkov, V. P.; Shurpakov, S. E.; Senik, V. A.; Gareeva, D. V.; Pruzhinskaya, M. V.; Tlatov, A. G.; Parkhomenko, A. V.; Dormidontov, D. V.; Krushinsky, V. V.; Punanova, A. F.; Zalozhnyh, I. S.; Popov, A. A.; Burdanov, A. Yu.; Yazev, S. A.; Budnev, N. M.; Ivanov, K. I.; Konstantinov, E. N.; Gress, O. A.; Chuvalaev, O. V.; Yurkov, V. V.; Sergienko, Yu. P.; Kudelina, I. V.; Sinyakov, E. V.; Karachentsev, I. D.; Moiseev, A. V.; Fatkhullin, T. A.  
"The MASTER-II network of robotic optical telescopes. First results"  
*Astronomy Reports*, Volume 57, Issue 4, pp.233-286, 2013 <http://arxiv.org/abs/1305.1620>

# АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

Председатель:  
доц. Широков Евгений Вадимович



## ФОКУСИРОВКА ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 10 КЭВ ПРИ ПОМОЩИ КОНИЧЕСКИХ СТЕКЛЯННЫХ КАПИЛЛЯРОВ

Вохмянина К.А., Левина В.С.

*Белгородский государственный национальный исследовательский университет,  
Белгород, Россия*

Возможность управления пучком заряженных частиц при помощи диэлектрических каналов без привлечения дополнительных источников энергии является очень привлекательной идеей, т.к. имеет большое практическое применение в области науки и техники. Такая возможность основана на предположении формирования на внутренних стенках диэлектрического канала самосогласованного распределения заряда, обеспечивающего частично бесконтактное прохождение заряженной частицы даже при ненулевых углах падения.

Прохождение положительных ионов через диэлектрические каналы различных конфигураций изучено достаточно хорошо, в то время как эксперименты с пучками электронов дают в ряде случаев довольно противоречивые результаты [Wang W., 2011; Wickramarachchi S.J., 2011, 1248–1252; Wickramarachchi S.J., 2013, 101-104].

В настоящей работе исследуется прохождение электронного пучка с энергией 10 кэВ через конические стеклянные капилляры.

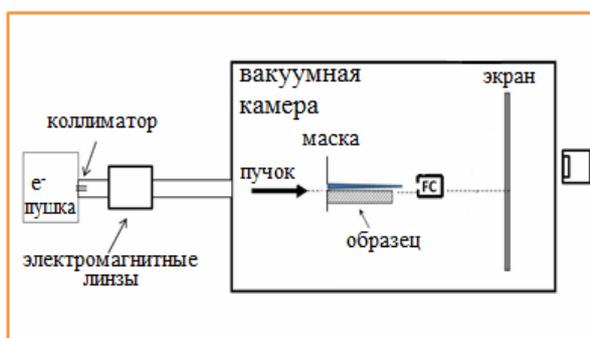


Рис.1 Общая схема эксперимента

Общая схема экспериментов показана на рисунке 1. В качестве источника электронов мы использовали электронную пушку с термокатодом из вольфрама. Работа проводилась с пучком электронов с энергией 10 кэВ  $\pm$  10eV.

Для первичного формирования пучка использовался коллиматор (2 мм) и система электромагнитных линз. Характеристики получаемого пучка электронов: ток может регулироваться в диапазоне 100–350 нА, FWHM = 1.9

мм, угловая расходимость  $< 0.28^\circ$ . Ориентация объекта относительно оси электронного пучка контролируется с помощью гониометра с двумя степенями свободы, поворот мишени относительно оси пучка осуществляется с точностью  $\sim 0.1^\circ$ .

Для измерения тока пучка использовался цилиндр Фарадея, установленный непосредственно за выходом из капилляра.

Исследовалось прохождение пучка электронов через конический капилляр длиной 42 мм с соотношением входного и выходного диаметров – 1.11 / 0.057 (рис.2), материал – стекло “Soda Lime glass”. Зависимость прошедшего через канал тока от времени показано на рисунке 3 (кривая 2). На графике видно, что процесс облучивания входа канала перед пропуском занимает около 2 мин., а затем происходит процесс перераспределения заряда на стенках капилляра, создавая необходимые условия для прохождения большей части пучка через канал. Причем длительность такого перехода со-

ставляет около 0.01 с, что в представленном временном разрешении на графике выглядит очень резким возрастанием тока.

Следует также отметить, что с учетом флуктуаций средний падающий ток составляет около 60 нА, а средний прошедший через канал ток пучка составляет около 50 нА. Это означает, что почти все электроны передаются через капилляр, и, принимая во внимание, что диаметр на выходе почти 19 раз меньше, чем на входе, на выходе плотность пучка примерно в 360 раз больше, чем плотность тока входного пучка. Так как ток измерялся с помощью цилиндра Фарадея, установленного непосредственно после выхода капилляра, указанный эффект сжатия пучка (фокусировки) наблюдался в непосредственной близости к выходу из канала.

Полученный результат указывает на возможность повышения плотности тока пучка быстрых электронов при его прохождении через конические стеклянные капилляры, подобно результатам экспериментов, проведенных ранее с ионами [Nebiki T., 2003]. Однако остается неясным сам механизм формирования поверхностного зарядового распределения, а также начальные условия падения пучка на входе, позволяющие эффективно фокусировать пучок. Данные вопросы требуют дальнейшего систематического экспериментального и теоретического исследования.

*E-mail: ultra5310@rambler.ru*

### Литература

- 1 Nebiki T., Yamamoto T., Narusawa T., Breese M.B.H., Teo E.J., Watt F., Vac J., Sci. Technol. A 21 (2003) 0734.
- 2 Wang W., Chen J., Yu D. Y., Yang B., Wu Y. H., Zhang M. W., Ruan F. F. and Cai X. H., Phys. Scr. 2011 (2011) 014023
- 3 Wickramarachchi S.J., Dassanayake B.S., Keerthisinghe D., Ayyad A., Tanis J.A., Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. B 269 (2011) 1248–1252
- 4 Wickramarachchi S.J., Ikeda T., Keerthisinghe D., Dassanayake B.S., Tanis J.A., Nucl. Instrum. and Methods Phys. Res. B 317 (2013) 101–104

## ПОСОБЫТИЙНЫЙ АНАЛИЗ ФЛУКТУАЦИЙ АЗИМУТАЛЬНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЧАСТИЦ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА БАК

Назарова Е.Н.

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

Исследование и анализ флуктуаций анизотропного потока представляет собой актуальную задачу, при этом все большее внимание уделяется событийному анализу. Данный анализ позволяет получить более подробную информацию о параметрах потока, в том числе его истинную функцию распределения, не зависящую как от недостатков детектора, так и от непотоковых корреляций, связанных с распадом струй и резонансов, и статистических флуктуаций при конечном числе частиц в событии.

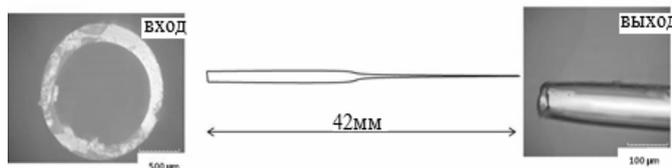


Рис. 2 Эскиз капилляра и фотографии его входа и выхода (внутренний диаметр: на входе  $1.11 \pm 0,02$  мм, на выходе  $0.057 \pm 5$  мкм)

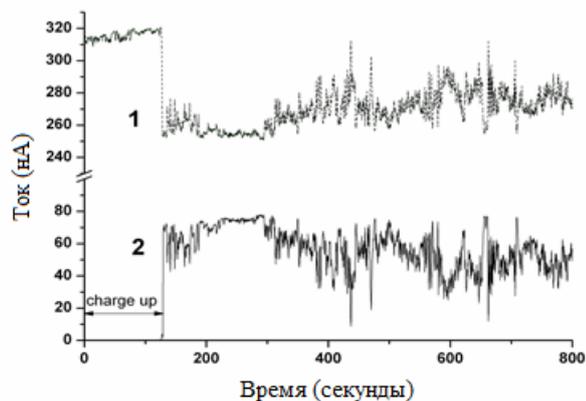


Рис. 3 Временная зависимость тока на маске (1) и тока, прошедшего через капилляр длиной 42 мм и с отношением диаметров входа / выхода – 1.11 / 0.057 (2)

Таким образом, метод позволяет получить функцию распределения гармоник потока, зависящую только от динамических потоковых флуктуаций, связываемых с геометрией начальной системы. Такой анализ может дать информацию о флуктуациях эксцентриситета начальной системы, образуемой при столкновении тяжелых ионов – кварк-глюонной плазмы (КГП), – и, таким образом, позволяет глубже понять свойства КГП и природу коллективных эффектов.

\*\*\*

Проведен пособытийный анализ (с помощью метода восстановления Unfolding) азимутальных распределений частиц на примере генератора событий HYDJET++, исследована зависимость параметров потока от центральности столкновения в рамках используемой модели, проведено сравнение полученных результатов с распределениями, полученными из данных коллаборацией ATLAS. В модели HYDJET++ получено отличие плотности распределения второй и третьей гармоник от гауссовского распределения, что для второй гармоники указывает на увеличение вклада от динамических потоковых флуктуаций, а для третьей гармоники – о присутствии дополнительного потокового эффекта, требующего специального рассмотрения. Проведен анализ данных CMS методом восстановления истинных распределений Unfolding без учета поправок на детекторные эффекты.

E-mail: elizaveta.nazarova@cern.ch

### Литература

- 1 ATLAS Collaboration (Georges Aad et al.), Journal of High Energy Physics (JHEP), 1311. 183 (2013)
- 2 Jiangyong Jia, J.Phys. G., 41,124003 (2014) 3. Tim Adye, Proceedings of the PHYSTAT 2011 Workshop, CERN, Geneva, Switzerland, January 2011, CERN-2011-006. pp. 313-318 4. Ante Bilandzic, Raimond Snellings, Sergei Voloshin, Phys.Rev.C., 83, 044913 (2011) 5. I.P. Lokhtin et al., Comput. Phys. Commun., 180: 779 (2009)

## ПРОВЕРКА КАЧЕСТВА СИНХРОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ В МУЛЬТИДЕТЕКТОРНОМ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРЕ ДРГЭ/РЭЛЕК ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРНЫХ ГАММА-ВСПЫШЕК

Моргунова Ю.Д.

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

В состав орбитального комплекса научной аппаратуры РЭЛЕК на спутнике «Вернов» для исследования связи высотных электрических разрядов с высыпаниями релятивистских электронов входит гамма-спектрометр ДРГЭ. Его задачей является измерение спектральных и временных характеристик атмосферных гамма-вспышек (TGF), связанных с ускорением частиц в этих разрядах. Ожидаемые потоки гамма-излучения в диапазоне энергий 10 кэВ–3 МэВ составляют менее 1 фот/см<sup>2</sup>, при этом длительность всплеска составляет ~1мс.

В приборе ДРГЭ большая площадь достигается суммированием площадей четырёх сцинтилляционных детекторов – независимо работающих блоков. Для синхронизации их работы используется внешний синхроимпульс, формируемый ежесекундно. В промежутках между синхроимпульсами фиксируется время регистрации каждого  $\gamma$ -кванта в виде числа отсчетов внутреннего таймера с периодом 15 мкс и стабильностью ~10-5 (по паспорту разработчика).

\*\*\*

При наземной обработке были проведены тестовые измерения с радиоактивным источником Co-60, излучающим последовательно два  $\gamma$ -кванта с энергиями 1.17 МэВ и 1.33 МэВ с интервалом в несколько пикосекунд. Анализ распределения интервалов времени между событиями в различных детекторах, одновременно облучаемых Co-60, показал существование значительного количества совпадающих событий, разность времени которых лежит в пределах одного отсчета таймера. Это подтверждает возможность измерения кривой блеска TGF одновременно всеми детекторами с точностью 15 мкс.

В ходе космического эксперимента точность синхронизации была подтверждена стабильностью числа отсчетов таймера всех детекторов между синхроимпульсами. Точность привязки шкалы времени к мировому времени UTC (не хуже 10 мс) была проверена при регистрации 11.10.2014 детекторами прибора ДРГЭ короткого космического гамма всплеска длительностью менее 100 мс.

E-mail: [jd.morgunova@physics.msu.ru](mailto:jd.morgunova@physics.msu.ru)

### Литература

- 1 Smith D.M.: Correlation between lightning discharges and terrestrial gamma-ray flashes observed with a rearranged Los Alamos Sferic Array (LASA) \ AGU Fall Meeting Abstracts 01/2006
- 2 [www.vernov-relec.sinp.msu.ru](http://www.vernov-relec.sinp.msu.ru)
- 3 Optimizing timing performance of silicon photomultiplier-based scintillation detectors, Jung Yeol Yeom1, Ruud Vinke1 and Craig S Levin, Phys. Med. Biol. 58 (2013) p.1207–1220
- 4 Труды научно-технического семинара: Научные эксперименты на малых космических аппаратах/ Под ред. Назирова Р.Р., Чулкова И.В., Юрова В.Н.: Механика, управление и информатика, Москва – 2013. стр. 96-117.

## ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ ЯДРА $^{11}\text{C}$ , ПРОЯВИВШИХСЯ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ НА ЯДРАХ ЭМУЛЬСИИ

Зайцев А.А.

*Физический институт академии наук им. Лебедева, Москва, Россия*  
*Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия*

В докладе обсуждаются предварительные результаты изучения фрагментации релятивистских ядер  $^{11}\text{C}$  в ядерной эмульсии (ЯЭ). Слои фотоэмульсии были облучены на Нулотроне ОИЯИ в 2013, ядрами  $^{11}\text{C}$  с кинетической энергией 1,2 А ГэВ. Дается описание сканирующих и идентификационных процедур, в проекте Беккерель. Обсуждается зарядовая топология периферической фрагментации  $^{11}\text{C}$  в ЯЭ. Для каналов  $^{11}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$  и  $^{11}\text{C} \rightarrow 3\text{He}$  приводятся угловые спектры образующихся фрагментов диссоциации, дается интерпретация результатов.

При сканировании слоев ядерной эмульсии было найдено 407 событий периферической фрагментации  $^{11}\text{C}$ . Наблюдаемая топология каналов диссоциации ядра  $^{11}\text{C}$  представлена в таблице:

Канал	Число взаимодействий
$6\text{H}$	13 (3%)
$\text{B} + \text{H}$	13 (3%)
$\text{He} + 4\text{H}$	59 (14%)
$\text{Li} + \text{He} + \text{H}$	22 (5%)
$\text{Be} + \text{He}$	44 (11%)
$2\text{He} + 2\text{H}$	212 (52%)
$3\text{He}$	44 (11%)

Полученные результаты сравниваются с более ранними данными по фрагментации изотопов углерода  $^{9}\text{C}$  [3],  $^{10}\text{C}$  [5] и  $^{12}\text{C}$  [4].

[zaicev@ihe.jinr.ru](mailto:zaicev@ihe.jinr.ru)

### Литература

- 1 The BECQUEREL project, <http://becquerel.jinr.ru/>.
- 2 Артеменков Д.А., Зайцев А.А. и др., arXiv: 1411.5806v2 [nucl-ex].
- 3 Кривенков Д.О. и др., ЯФ 73, 2159 (2010) [Phys. Atom. Nucl. 73, 2103 (2010)]; arXiv: 1104.2439 [nucl-ex].
- 4 Каттабеков Р.Р., Маматкулов К.З., Артеменков Д.А. и др., ЯФ 73, 2166 (2010) [Phys. Atom. Nucl. 73, 2110 (2010)]; arXiv: 1104.5320 [nucl-ex].
- 5 Маматкулов К.З., Phys. At. Nucl. 76, 1224(2013); arXiv: 1309.4241.

## ДРЕЙФ БРАЗИЛЬСКОЙ МАГНИТНОЙ АНОМАЛИИ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Рамакоти Е.Н.

*Научный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

Магнитное поле Земли имеет квазидипольную структуру. За счет такой конфигурации в околоземном космическом пространстве (ОКП) магнитное поле образует ловушку, где накапливаются и удерживаются заряженные частицы, так называемые радиационные пояса Земли (РПЗ). Поскольку ось диполя составляет с осью вращения Земли угол  $11^\circ$  и не проходит через центр Земли, а смещена на 342 км в сторону, то в Южном полушарии у берегов Бразилии возникает область, где РПЗ опускается ближе всего к поверхности Земли, – Бразильская магнитная аномалия (БМА). Изучение динамики БМА является актуальной задачей, так как в последнее время увеличилось число запускаемых искусственных спутников Земли, и, независимо от выполняемой задачи, для разработки режимов работы аппаратуры необходимо знать радиационную обстановку в ОКП, т.е. потоки заряженных частиц различных энергий в зависимости от широты, долготы и высоты.

Для описания геомагнитного поля в данной работе использовалась модель IGRF [3]. Стационарные потоки заряженных частиц в ОКП определяются магнитным полем Земли, поэтому динамику БМА можно отслеживать не только по изменению значения геомагнитного поля, но и в потоках высокоэнергичных протонов по данным спутниковых экспериментов «Арина» [1], установленные на низкоорбитальном космическом аппарате «Ресурс-ДК1» (выведен на орбиту в 2006 г., высота в пределах 350-600 км, наклонение  $70^\circ$ ). Ранее уже проводились работы по изучению динамики потоков заряженных частиц в области БМА, а именно определялось изменение положение максимума их интенсивности. Величина дрейфа на запад составила  $(0.41 \pm 0.08)$  град/год [2].

В данной работе был проведен сравнительный анализ долготного дрейфа БМА по модели IGRF и эксперименту «Арина» на L-оболочках (до  $L=1.2$ ) за период с 2007 по 2014 гг., и были определены скорости долготного дрейфа БМА в обоих случаях, которые составили  $(0.36 \pm 0.05)$  град/год по данным геомагнитной модели и  $(0.49 \pm 0.09)$  град/год по данным эксперимента «Арина». Проведенные исследования показали, что динамика БМА по изменению значению геомагнитного поля и в потоках высокоэнергичных протонов совпадает в пределах погрешности.

E-mail: miss.kiselkina@yandex.ru

### Литература

- 1 Александрин С. Ю., Батищев А. Г., Воронов С. А., Гальпер А. М., Колдашов С. В. и др. Наблюдение солнечно-магнитосферных и геофизических эффектов в потоках электронов и протонов в спутниковом эксперименте «Арина». 2009 г., т. 73, № 3, с.379-381.
- 2 Гальпер А.М., Лучков Б.И. О дрейфе Бразильской аномалии. Геомагнетизм и аэронавигация. 1983 г., т. 23, №4, с. 669-670.
- 3 <http://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/models/geomagnetic/igrf> (Модель IGRF)

## НЕЙТРИННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ, ТЕКУЩИЙ СТАТУС

Масальцева А.А.

*ГБОУ СОШ №166 (СП 2), Москва, Россия*

Нейтрино представляют собой нейтральные фермионы с исключительно низким сечением взаимодействия. Благодаря атипичным параметрам эти частицы представляют интерес для современной физики, могут быть использованы для изучения далеких астрономических объектов [1], в том числе суперновых, объяснить такие астрофизические теории, как, к примеру, темная материя [2]; нейтринный луч может представлять собой идеальное средство коммуникации. Они могут дать ответы на такие фундаментальные вопросы Вселенной, как преобладание материи над антиматерией.

Нейтринная физика – область науки, вступившая в фазу активного развития около 50 лет назад. Для нее особенно важна экспериментальная деятельность, и за это время было инициировано множество проектов, многие из которых были отменены, а единичные представили данные глобального значения. В настоящее время в мире не существует единой базы нейтринных экспериментов, и настоящий доклад является частью работы по созданию подобного ресурса (Центра Данных Нейтринных Экспериментов), которая ведётся сейчас в МГУ имени М.В. Ломоносова [3].

В данной работе рассматриваются несколько проектов, имеющих различный статус и кардинально различающихся целями и методикой детектирования.

⅓ проводимых экспериментов занимает «осцилляционная индустрия» – направление нейтринной физики, основанное на теории смешивания массовых состояний нейтрино и превращении частицы одного «аромата» в нейтрино другого. Само явление нейтринных осцилляций, как и наличие у нейтрино ненулевых масс, выходит за рамки Стандартной модели. Нейтринный реакторный эксперимент San Onofre [4] был предложен в 1993г. как низкоэнергетический экономичный (по сравнению с ускорительными экспериментами) проект, целью которого являлось обнаружение эффектов осцилляций в потоке реакторных нейтрино. Эксперимент, над подготовкой которого трудилась группа ученых из Калифорнийского Технологического Института, так и не был реализован.

Другой эксперимент с короткой базой, целью которого было доказательство осцилляторной модели – COSMOS [5], инициированный Fermilab в 1994г. Если имел место быть  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  переход в нейтринном луче, создаваемом Main Injector – протонным ускорителем энергий 120 ГэВ, и таон, образованный в теле детектора при столкновении таонного нейтрино и молекулы эмульсии, распадется, трек отрицательно заряженного пиона был бы зарегистрирован в ионизационном калориметре с вероятностью до 100%. Но абсолютная эффективность этого замысла оказалась лишь 10%, и в 1998 он был отменен.

Эксперименты по нейтринной физике активно проводятся и в антарктических льдах благодаря особым свойствам этого материала. RICE [6] – действующий (с 1997г.) эксперимент по обнаружению нейтрино сверхвысоких энергий (более 1 ТэВ), взаимодействующих с молекулами льда, от астрофизических объектов, основанный на эффекте Аскарьяна. Содержит набор компактных радио-антенн (100-500 МГц), вкопанных в лед на глубине до 300 метров неподалеку от географического Южного Полюса, на станции Амундсен-Скотт, фактически находясь «внутри» объема IceCube. Среди основных целей эксперимента: «томографии» Земли, изучения нейтрино высоких энергий и классификации их источников, изучения ГЗК-обрезания – нет поиска осцилляций. На данный момент не было зарегистрировано ни одного события, т.к. эффективного объема проекта оказалось недостаточно.

Некоторые проекты, не только никогда не претворенные в жизнь, но и отмененные на стадии разработки, как например Aggressive, остаются в информационном пространстве, и их ликвидация – также важный аспект систематизации знаний об экспериментальной деятельности в области физики нейтрино.

Впрочем, это научное направление смело смотрит в будущее: планируемый ускорительный эксперимент LBNE [7], как и COSMOS подвергающийся воздействию Main Injector, представляет собой один из перспективных и амбициозных проектов современности. Ученые считают, что именно нейтрино – ключ к пониманию эволюции Вселенной, преобладанию материи над антиматерией, синтезу тяжелых элементов во вспышках сверхновых. Из-за особенностей самих нейтрино продолжительность данного эксперимента оценивается десятилетиями, и только после компиляции результатов множества синхронных экспериментов мы сможем лучше понять природу этих загадочных частиц.

e-mail: anamasalcev@yahoo.com

### Литература

- 1 Арбузов Б.А. Осцилляции нейтрино - "ренген" для небесных тел // СОЖ, 1998, No 9, с. 86–91.
- 2 [lss.fnal.gov/conf/C0911181/Petraki\\_CosPA09.pdf](http://lss.fnal.gov/conf/C0911181/Petraki_CosPA09.pdf) (Sterile Neutrinos as Dark Matter)
- 3 <http://www.phys.msu.ru/rus/news/slider-news-archive/2014/2014-neutrino-telescope/>

- 4 A. Piepke, F. Boehm, M. Chen, B. Cook, H. Henrikson, R. Hertenberger, K. Lou, N. Mascarenhas, D. Michael, V.M. Novikov, P. Vogel The San Onofre Reactor Neutrino Experiment A Low Energy Test Of The Atmospheric Neutrino Anomaly// 1993
- 5 A. Asratyan, M. Balatz, G. Davidenko, A. Dolgolenko, G. Dzyubenko, A. Evdokimov, A. Gerasimov, V. Kaftanov, M. Kubantsev, I. Larin, V. Matveev, V. Semyachkin, V. Verbyusov, and V. Vishnyakov Search For Neutrino Oscillations in the COSMOS Experiment at Fermilab // M., 1998
- 6 Dave Besson Status of the RICE experiment// International Europhysics Conference on High Energy Physics, 1999, pp 1003-1006
- 7 lbne.fnal.gov/ (Long Baseline Neutrino Experiment)

## ТРЕКОВЫЙ МНОГОПРОВОЛОЧНЫЙ ДРЕЙФОВЫЙ ДЕТЕКТОР С КАТОДНЫМ СЪЕМОМ ИНФОРМАЦИИ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ GLUEX

Бердников В.В. и коллаборация GlueX

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

Система дрейфовых камер (Forward Drift Chambers), представленная на рис.1, предназначена для регистрации треков заряженных частиц от распадов экзотических

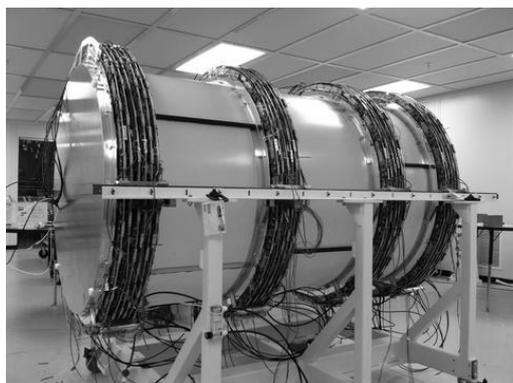


Рис.1. Внешний вид системы из 24 дрейфовых камер

мезонов вылетающих из жидководородной мишени эксперимента GlueX с углами от  $1^\circ$  до  $20^\circ$ . Регистрация осуществляется многопроводочными дрейфовыми камерами с катодно – стриповым съемом информации. Камеры расположены в объеме сверхпроводящего соленоида и объединены в четыре идентичные секции, расположенные перпендикулярно к оси пучка на разном расстоянии от мишени. Каждая секция состоит из шести независимых плоских дрейфовых камер, повернутых под углом  $60^\circ$  по отношению друг к другу. Для минимизации вещества в объеме камеры катодные плоскости изготовлены из каптона

плоскость нанесены полоски (стрипов) из ~~топологии~~ толщиной 2мкм. Полное количество материала в активной области составляет 1.64% X.

E-mail: [vvberdnikov@gmail.com](mailto:vvberdnikov@gmail.com)

## КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ ВТОРОЙ И ВЫСШИМИ ГАРМОНИКАМИ АНИЗОТРОПНОГО ПОТОКА ЧАСТИЦ В СОУДАРЕНИЯХ ИОНОВ СВИНЦА НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Фотина Е.С.

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

Одной из приоритетных задач экспериментов на Большом адронном коллайдере (ЛHC) является изучение экстремального состояния ядерного вещества - кварк-глюонной плазмы, которая предположительно существовала на самых ранних стадиях развития Вселенной и из которой была сформирована современная материя. Ожидается, что в лабораторных условиях образование кварк-глюонной материи может происходить в релятивистских соударениях тяжелых ионов. При этом исследование различных Фурье-компонент разложения спектра частиц по азимутальному углу относительно

плоскости реакции (гармоник анизотропного потока) в столкновениях тяжелых ионов позволяет получить информацию о коллективных свойствах образованной материи, ее условиях формирования и начальном состоянии.

Целью данной работы является изучение корреляций между второй и высшими гармониками анизотропного потока заряженных частиц в соударениях ионов свинца при энергии LHC 2.76 ТэВ на пару нуклонов. С помощью модели релятивистских соударений тяжелых ионов HYDJET++ проведен феноменологический анализ данных эксперимента ATLAS по корреляциям между второй и третьей, второй и четвертой и второй и пятой гармониками потока при различных центральностях взаимодействий и поперечных импульсах частиц. В модели HYDJET++ используется предположение о различных механизмах генерации четных и нечетных гармоник анизотропного потока, при этом вторая и третья гармоники вносят определяющий вклад в гармоники более высоких порядков. Сопоставление результатов моделирования с экспериментальными данными дает возможность протестировать заложенные в модель предположения.

E-mail: liza4tina@yandex.ru

### Литература

- 1 ATLAS Collaboration, “Measurement of the correlation between elliptic flow and higher-order flow harmonics in lead–lead collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2.76$  TeV” // ATLAS-CONF-2014-022
- 2 L.V. Bravina, B.H. Bruchheim Johansson, G.Kh. Eyyubova, V.L. Korotkikh, I.P. Lokhtin, L.V. Malinina, S.V. Petrushanko, A.M. Snigirev, E.E. Zabrodin. “Higher harmonics of azimuthal anisotropy in relativistic heavy ion collisions in HYDJET++ model” // Eur. Phys. J. C 74 (2014) 2807
- 3 I.P.Lokhtin, A.V.Belyaev, L.V.Malinina, S.V.Petrushanko, E.P.Rogochaya, A.M.Snigirev. “Hadron spectra, flow and correlations in PbPb collisions at the LHC: interplay between soft and hard physics” // Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2045
- 4 I.P. Lokhtin, L.V. Malinina, S.V. Petrushanko, A.M. Snigirev, I. Arsene, K. Tywoniuk, “Heavy ion event generator HYDJET++ (HYDrodynamics plus JETs)” // Comput. Phys. Commun.180 (2009) 779

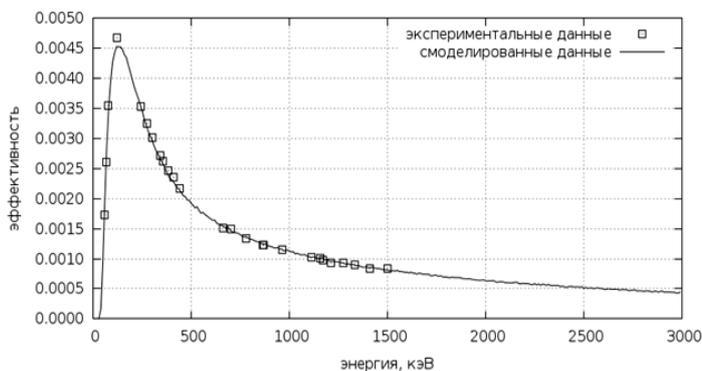
## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА

Абрамова А.Ю.

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

Полупроводниковые гамма-спектрометры широко используются в фундаментальных и прикладных исследованиях. Одним из основных инструментов в методике гамма-активационного анализа является полупроводниковый детектор, с помощью которого измеряется спектр гамма-квантов образующихся в результате распадов радиоактивных ядер. Зависимость эффективности фотопоглощения от энергии гамма-квантов является важной характеристикой детектора. Для обработки экспериментальных данных необходимо знать эффективность полупроводникового гамма-спектрометра, которая зависит также от геометрии измерения и характеристик источника.

В данной работе создана модель HPGe-детектора Canberra GC3019. Программа, моделирующая отклик детектора, написана на языке C++ с использованием библиотек GEANT4. Для подбора параметров модели проведена серия измерений спектров калибровочных источников в разной геометрии ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{44}\text{Sc}$ ,  $^{94}\text{Nb}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{44}\text{Ti}$ ). Оптимизация параметров мо-



Сравнение смоделированных значений эффективности спектрометра с калибровочными данными

дели проводилась двумя способами. Используя стандартные алгоритмы MINUIT не удалось решить задачу из-за больших статистических ошибок моделирования. Задача нахождения параметров модели была решена с помощью метода Метрополиса-Гастингса.

*E-mail: anya.abramova@mail.ru*

### Литература

1. S. Agostinelli et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A 506, 250 (2003)
2. C. Cheeb, E. Greenberg Understanding the Metropolis-Hastings algorithm // The American Statistician, November 1995, Vol. 49, No.4.

## ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ В РАМКАХ СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ РАСШИРЕНИЙ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ

Петрова Е.Ю.\*

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

Открытие бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере (ЛHC) [1] подтвердило правильность теоретических представлений о механизме приобретения масс частиц Стандартной модели (СМ) (за исключением масс нейтрино). Однако существуют расширения СМ, в которых поле (или поля) Хиггса играет существенную роль, например, в таких процессах как инфляция [2], бариогенезис [3], электрослабый фазовый переход и др.

Согласно имеющимся представлениям в рамках концепции Большого взрыва в первичной космической плазме могли происходить фазовые переходы, связанные с эволюцией основного состояния при уменьшении температуры от нескольких сотен до единиц ГэВ.

В рамках СМ невозможно описать возникновение барионной асимметрии при электрослабом фазовом переходе [3]. В Минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) радиационные и конечнотемпературные поправки [4] к параметрам эффективного потенциала Хиггса существенно модифицируют последний. Особый интерес представляет возможность проверить предсказания для фазового перехода на планируемых экспериментах ЛHC.

К изучению эффективного конечнотемпературного потенциала Хиггса, являющегося плотностью свободной энергии на ранних стадиях развития Вселенной, применены методы теории катастроф [5], направленные на выявление качественных закономерностей и получение количественных результатов в системах с внезапными скачкообразными переходами.

В результате проведенного исследования получены нелинейные преобразования, приводящие к каноническим формам потенциала Хиггса, характеризующиеся функциями-катастрофами, исследована динамика фазового перехода и получены его основные характеристики.

*E-mail: petrova@theory.sinp.msu.ru*

### Литература

1. Aad G. et al. (ATLAS Collaboration). Observation of a new particle in the search for the SM Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC // Phys. Lett. B. 2012, 716. p. 1 – 29; Chatrchyan S. et al. (CMS Collaboration). Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC // Phys. Lett. B. 2012, 716. p. 30 – 61.
2. Ibanez L., Valenzuela I., The inflaton as an MSSM Higgs and open string modulus monodromy inflation // Phys. Lett. 2014, B736. p. 226 – 230.
3. Carena M., Nardini G., Quiros M., Wagner C.E.M. The baryogenesis window in the MSSM // Nucl. Phys. 2009, B812. p. 243 – 263.
4. Akhmetzyanova E.N., Dolgoplov M., V., Dubinin M., N. Violation of CP invariance in the two doublet higgs sector of the MSSM // ЭЧАЯ. 2006, №37(5). p. 677 – 734; Dolgoplov M., Dubinin M., Rykova E. Threshold corrections to the MSSM finite-temperature Higgs potential // J.Mod.Phys. 2011, №2(5). p. 301 – 322.

\* Победитель подсекции.

- 5 Arnold V.I. Critical points of smooth functions and their normal forms // Russian Math. Surveys. 1975, №30(5). p. 1 – 75;
- 6 Morse M. The critical points of a function of n variables // Trans. Am. Math. Soc. 1931, 33. p. 72 – 91.

## СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ ГАММА-СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ БАЛЛОННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ВСПЛЕСКОВ ЖЕСТКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ ГРОЗ

Максимов И.А.

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

Одними из малоисследованных явлений в высоких слоях атмосферы, открытых сравнительно недавно в эксперименте BATSE (Fishman, G. J. et.al, 1994, Science, 264, 1313), являются TGF (Terrestrial Gamma ray Flashes - гамма-всплески земного происхождения) – короткие всплески гамма-излучения, длительностью около 1мс, идущие со стороны атмосферы Земли. Измеренные энергии фотонов от TGF доходили до нескольких десятков МэВ. TGF – сложное и не достаточно хорошо изученное явление. Предполагается, что гамма-излучение TGF – это тормозное излучение релятивистских электронов, ускоренных в огромных электрических потенциалах, характерных для грозовых облаков. Остаются открытыми вопросы, насколько часто происходят явления TGF, в каком диапазоне высот они образуются, каково их пространственное распределение в области грозовой активности, каково угловое распределение излучаемых фотонов для некоторой высоты, так же не известны и характерные типы гроз, в которых образуются TGF.

Другим, более медленным явлением, связанным с гамма-излучением, появляющимся в результате грозовой активности, является TGE (Terrestrial Ground Enhancement) – возрастание фона гамма-излучения в период грозы в течение интервала времени от десятков минут до нескольких часов. (Chilingarian et.al. в сборнике трудов конференции TERA-2013, Nor-Amberd, Armenia, 9-13 sept 2013). Наблюдается увеличение фона от нескольких процентов до нескольких раз, при этом спектр добавочного гамма-излучения тянется до десятков МэВ. Для проверки физических моделей, описывающих это явление, требуются точные спектральные измерения, а также измерения, позволяющие определить пространственное распределение источника гамма-излучения.

Моя работа заключается в продолжении исследований атмосферного гамма-излучения при помощи сцинтилляционного гамма-спектрометра, подготовки его для баллонного эксперимента, а также для проведения наземных измерений. Такой спектрометр должен обладать возможностью пофотонной записи регистрируемого гамма-излучения с хорошим временным разрешением (~10мкс), а также стабильностью характеристик, позволяющей надежно регистрировать слабые вариации фона ~1%. На данный момент изготовлен и откалиброван гамма-спектрометр, обладающий необходимыми свойствами, с помощью которого проведены первые измерения TGE от гроз в диапазоне от 20 кэВ до 5 МэВ. На данный момент отрабатываются технические решения по синхронизации аппаратуры при одновременных измерениях несколькими приборами в условиях наземного и баллонного эксперимента.

Прибор успел хорошо себя зарекомендовать в качестве экспериментального оборудования для регистрации TGE в Армении в период грозовой активности в районе горы Арагац. Были получены уникальные данные для исследования этого эффекта. Наблюдалось ожидаемое повышение фона, а так же была получена подробная статистика изменения фона во время приближения грозовых облаков и во время дальнейшего развития грозы. В этом районе так же планируются дальнейшие исследования грозовой активности, как при помощи имеющейся аппаратуры, так и при помощи только создающихся комплексов детекторов.

Баллонный эксперимент планируется проводить в средней полосе России и в перспективе – на склонах горы Арагац. Эксперимент будет включать в себя описанный выше гамма-спектрометр с системой сбора и хранения данных, так же планируется

проводить параллельно измерения в УФ диапазоне другим детектором для последующего сравнения данных. Научную аппаратуру планируется поднять на гелиевом шаре в грозное облако и стараться удерживать в нём не менее получаса для набора статистики, что уже представляет собой не простую техническую задачу. Так же могут возникнуть и другие технические сложности с проведением эксперимента, поэтому рассматриваются как различные площадки для запуска, так и альтернативные пути решения технических проблем.

E-mail: ia.maksimov@physics.msu.ru

### Литература

- 1 Сборник трудов конференции ТЕРА-2013, Nor-Amberd, Armenia, 9-13 sept 2013.
- 2 Gjesteland T., “Properties of Terrestrial Gamma ray Flashes”, Department of Physics and Technology University of Bergen, April 2012.

## ЭЛЛИПТИЧЕСКИЙ ПОТОК $J/\Psi$ И $D$ МЕЗОНОВ В СОУДАРЕНИЯХ ИОНОВ СВИНЦА НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Пронина Е.Ю.

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

Одно из актуальных направлений современной физики высоких энергий – изучение свойств кварк-глюонной плазмы, образующейся в релятивистских столкновениях пучков тяжелых ионов на ускорителях. Согласно современным космологическим представлениям, наша Вселенная представляла собой кварк-глюонную плазму в первые микросекунды после Большого взрыва, когда температура и плотность энергии были очень высокими. По мере охлаждения и расширения Вселенной происходил процесс адронизации: кварки и глюоны соединялись друг с другом, формируя адроны.

Различные процессы множественного рождения частиц несут информацию о свойствах образованной в соударениях тяжелых ионов материи. Моделирование таких процессов проводится с помощью Монте-Карло моделей (генераторов событий), одной из которых является HYDJET++. Данная модель является двухкомпонентной, в ней учитывается как гидродинамическая эволюция адронной системы (“термализованная” мягкая компонента), так и рождение, перераспределение и потери энергии жестких кварк-глюонных струй в плотной среде (жесткая компонента).

Рождение очарованных мезонов (содержащих один или два валентных  $s$ -кварка) является одним из процессов, характеризующих свойства образованной в соударениях тяжелых ионов горячей материи. В представленной работе с помощью модели HYDJET++ проводится анализ данных эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере по рождению  $J/\Psi$  и  $D$  мезонов в соударениях ионов свинца при энергии 2.76 ТэВ на пару нуклонов. Наблюдаемая импульсная зависимость коэффициентов эллиптического потока очарованных мезонов согласуется с предположением о значительной степени термализации  $s$ -кварков в кварк-глюонной плазме.

E-mail: cheese.93@mail.ru

### Литература

- 3 V.Abelev et al. (ALICE Collaboration), “Azimuthal anisotropy of  $\phi$ -meson production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV”, Phys. Rev. C 90 (2014) 034904
- 4 E.Abbas et al. (ALICE Collaboration), “Elliptic Flow in Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV”, Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 162301
- 5 I.P.Lokhtin, L.V.Malinina, S.V.Petrushanko, A.M.Snigirev, I.Arsene, K.Tywoniuk, “Heavy ion event generator HYDJET++ (HYDroynamics plus JETs)”, Comput. Phys. Commun. 180 (2009) 779
- 6 I.P.Lokhtin, A.V. Belyaev, L.V.Malinina, S.V.Petrushanko, A.M.Snigirev, I.Arsene, E.E.Zabrodin, “Modeling the jet quenching, thermal resonance production and hydrodynamical flow in relativistic heavy ion collisions”, J. Phys. Conf. Ser. 270 (2011) 012060

- 7 I.P.Lokhtin, A.V.Belyaev, L.V.Malinina, S.V.Petrushanko, E.P.Rogochaya, A.M.Snigirev. "Hadron spectra, flow and correlations in PbPb collisions at the LHC: interplay between soft and hard physics", Eur. Phys. J. C 72 (2012) 2045

СЛАБАЯ АННИГИЛЯЦИЯ В РАСПАДАХ  $B_{d,s}^0 \rightarrow J/\psi \gamma, B^- \rightarrow (D^{*-}, D_s^{*-}) \gamma$ .

Козачук А.Д.

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

Опубликовано несколько предсказаний для ширин распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow J/\psi \gamma$ , численные значения которых расходятся почти на два порядка (Таблица 1). Это расхождение, по всей видимости, связано с некорректным вычислением как факторизационного приближения для рассматриваемого распада, так и нефакторизационных поправок, которые в данном случае достаточно велики.

В работе [1] нефакторизационные поправки, на самом деле, включают двойной счет обмена жесткими глюонами, который приводит к случайному сокращению вильсоновских коэффициентов. Численно это сокращение не стабильно и сильно зависит от выбора волновой функции  $J/\psi$  и бегущей константы связи  $\alpha_s$ .

В работе [2] нефакторизационный вклад доминирует над «наивной факторизацией». Этот факт не противоречит оценкам Гринштейна для распада  $B_{d,s}^0 \rightarrow J/\psi e^+ e^-$  [4]: парциальная ширина при больших инвариантных массах лептонной пары ( $q^2 > 1 \text{ ГэВ}$ ) составляет  $2.2 \times 10^{-10}$ . Однако, пертурбативная КХД включает не все нефакторизационные поправки. Например, она не включает обмен мягкими глюонами. Тем не менее, нужно учесть эти вклады, а также интерференцию между ними. Поэтому, результат работы [2] тоже не может являться надежным предсказанием.

В настоящее время имеется верхний экспериментальный предел на парциальную ширину распада  $B_d^0 \rightarrow J/\psi \gamma$ , который был поставлен коллаборацией BaBar на 90% уровне достоверности [3]. Этот предел соответствует максимальной из теоретически предсказанных ширин распада. Коллаборация LHCb работает над возможностью регистрации распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow J/\psi \gamma$ , в связи с чем знание ориентировочных значений парциальных ширин этих распадов крайне важно, так как такая информация повлияет на стратегию отбора событий.

Таблица 1: Теоретические предсказания и верхний экспериментальный предел для парциальных ширин распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow J/\psi \gamma$

	«Наивная факторизация» в главном порядке по $\frac{1}{m_b}$ [1]	С учетом нефакторизационных поправок [1]	pQCD [2]	Верхний экспериментальный предел, BaBar [3]
$Br(B_d^0 \rightarrow J/\psi \gamma)$	$5.4 \times 10^{-8}$	$(2 - 3) \times 10^{-8}$	$4.5 \pm 0.7 \times 10^{-7}$	$< 1.6 \times 10^{-6}$
$Br(B_s^0 \rightarrow J/\psi \gamma)$	$1.4 \times 10^{-6}$	$(6 - 10) \times 10^{-8}$	$\sim 5 \times 10^{-6}$	

Распад  $B_d^0 \rightarrow J/\psi \gamma$  дает вклад в более сложные процессы  $B_d^0 \rightarrow J/\psi \mu^+ \mu^-$  [4],  $B_s^0 \rightarrow \gamma \mu^+ \mu^-$  и даже в экстремально редкий процесс  $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$  [7], в котором предполагается искать физику за пределами Стандартной модели.

В связи с вышеперечисленным, интересно рассмотреть распады  $B_{d,s}^0 \rightarrow J/\psi \gamma$  в рамках дисперсионной формулировки кварковой модели. Данный подход к релятивистскому описанию связанных систем основан на представлении амплитуды взаимодействия адрона с внешним полем в виде дисперсионного интеграла по массовой переменной

в терминах кварковой волновой функции адрона. Именно возможность самосогласованного введения релятивистски инвариантной функции, которая описывает распределение кварков внутри адрона, и которую можно интерпретировать как волновую функцию связанного состояния, является важным преимуществом данного спектрального представления, поскольку предполагает знание вида волновой функции, основывающегося на рассмотрении адрона как «наглядного» квантовомеханического объекта [8,9].

Вычисления парциальных ширин  $B_{a,s}^0 \rightarrow J/\psi\gamma$  в рамках дисперсионной формулировки кварковой модели дают следующие оценки:

$$Br(B_s^0 \rightarrow J/\psi\gamma) \approx 2 \times 10^{-7},$$

$$Br(B_d^0 \rightarrow J/\psi\gamma) \approx 1 \times 10^{-8}.$$

Вместе с распадами  $B_{a,s}^0 \rightarrow J/\psi\gamma$  удобно рассмотреть распады  $B^- \rightarrow (D^{*-}, D_s^{*-})\gamma$ , также протекающие исключительно за счет «слабой аннигиляции». В данном случае опубликованные теоретические предсказания дают оценку  $Br(B^- \rightarrow (D^{*-}, D_s^{*-})\gamma) \sim 10^{-7}$  [5,6], в то время, как единственный имеющийся экспериментальный предел для аналогичного распада  $B^0$  составляет  $Br(B^0 \rightarrow D^{*0}\gamma) < 2.5 \times 10^{-8}$ .

В рамках дисперсионной формулировки кварковой модели получаются следующие оценки для парциальных ширин:

$$Br(B^- \rightarrow D^{*-}\gamma) \approx 1 \times 10^{-8},$$

$$Br(B^- \rightarrow D_s^{*-}\gamma) \approx 6 \times 10^{-8}.$$

Найденные оценки для ширин распадов  $B_{a,s}^0 \rightarrow J/\psi\gamma$  попадают в интервал численных значений, полученных в работе [1] и существенно меньше, чем численные значения, найденные в работе [2], и верхний экспериментальный предел [3]. В случае распадов  $B^- \rightarrow (D^{*-}, D_s^{*-})\gamma$  найденная оценка близка к верхнему экспериментальному пределу для  $B^0 \rightarrow D^{*0}\gamma$ , но значительно больше оценок, полученных в [5,6].

E-mail: adkozachuk@gmail.com

### Литература

- 1 Y. D. Yang, G. Lu and R. Wang, Eur. Phys. J. C 34, 291 (2004)
- 2 Y. Li and C.-D. Lu, Phys. Rev. D 74, 097502 (2006)
- 3 BaBar Collaboration, Phys. Rev. D 70, 091104(R) (2004)
- 4 B. Grinstein et al, Nucl. Phys. B 577, 240 (2000)
- 5 J. O. Eeg and J. A. Macdonald Sorensen, Phys. Rev. D 75, 034015 (2007)
- 6 Oleg Antipin and G. Valencia, Phys. Rev. D 74, 054015 (2006)
- 7 D. Melikhov, N. Nikitin, Phys. Rev. D 70, 114028 (2004)
- 8 Д.И. Мелихов, «Дисперсионный подход к описанию эффектов сильного взаимодействия в слабых распадах тяжелых мезонов», диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Москва, 2001
- 9 Н.В. Никитин, «Редкие распады В-мезонов в Стандартной модели и ее расширениях», диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук, Москва, 1998

## ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕКОНСТРУКЦИИ И ОТБОРА ФОТОНОВ И НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ LHCb

Говоркова Е.М.

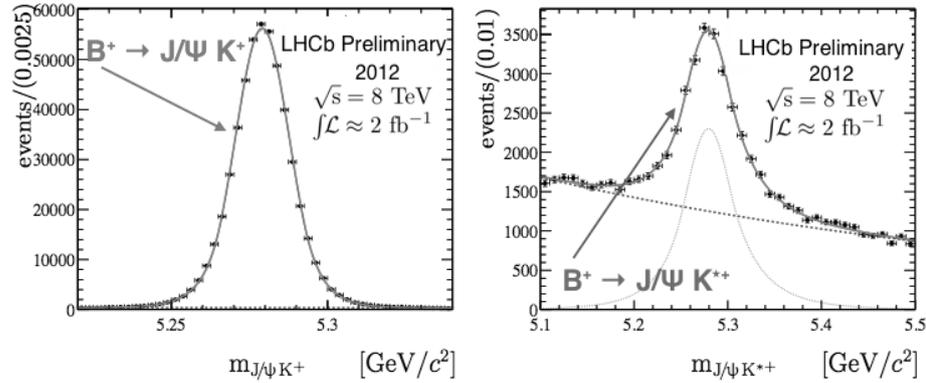
МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Детектор LHCb [1] это одна из четырёх основных установок, работающих на Большом Адронном Коллайдере (ЦЕРН, Женева). Основной целью этого эксперимента является изучение свойств адронов, содержащих b- и c-кварки. Физическая программа эксперимента LHCb включает в себя, в том числе, изучение большого количества распадов в конечные состояния, содержащие фотоны. Для получения точных результатов

в подобных исследованиях крайне необходимо детальное моделирование отбора и реконструкции фотонов.

В данной работе были получены поправочные коэффициенты к результатам моделирования реконструкции и отбора нейтральных пионов и фотонов. Факторы коррекции определялись путем сравнения двух распадов В-мезонов с известным отношением парциальных ширины [2],  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$  и  $B^+ \rightarrow J/\psi K^{*+}$  ( $K^{*+} \rightarrow K^+ \pi^0$ ), см. Рис.1. Конечные состояния этих двух распадов отличаются только наличием нейтрального пиона, который распадается на два фотона.

Рис.1: Распределения по инвариантной массе комбинаций  $J/\psi K^+$  и  $J/\psi K^{*+}$  для данных, набранных экспериментом LHCb в 2012 году



В работе использовались данные набранные установкой LHCb в 2011 и 2012 годах, интегральная светимость составила три обратных фемтобарна. Также была изучена зависимость поправочных коэффициентов от поперечной энергии фотонов (см. Рис.2). Полученные факторы коррекции используются при подсчете эффективности реконструкции и отбора нейтральных пионов и фотонов при исследовании различных распадов В-мезонов.

E-mail: [govorkova.ekaterina@physics.msu.ru](mailto:govorkova.ekaterina@physics.msu.ru)

**Литература**

- 1 LHCb, A. Alves et al., The LHCb Detector at the LHC, JINST 3 (2008) S08005.
- 2 Particle Data Group, K. Olive et al., Review of particle physics, Chin.Phys. C38 (2014) 09001

**РОЖДЕНИЕ ОДИНОЧНОГО ТОП-КВАРКА В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ (ЛНС).**

Баскаков А.В.

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

Одним из наиболее важных способов изучения свойств горячей и плотной материи рождающейся при столкновении ультрарелятивистских тяжелых ионов является рождение КХД струй. Потери энергии партонами в среде, так называемое, гашение струй, существенно отличаются в случае холодной ядерной материи и в кварк-глюонной плазме (КГП). Программа изучения тяжелых ионов на ЛНС позволит исследовать новые границы высокотемпературной квантовой хромодинамики, с возрастающей значимостью жестких процессов рождения тяжелых частиц.

На сегодняшний день топ-кварк является самой тяжелой частицей Стандартной Модели. Рождение топ кварка на коллайдерах происходит за счет сильных (парное ро-

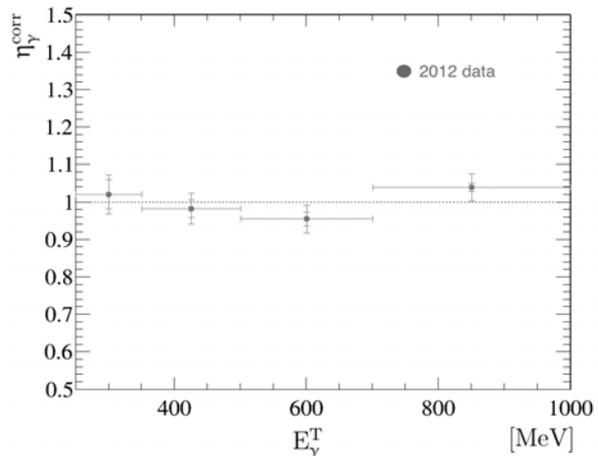


Рис.2. Поправочные коэффициенты в зависимости от поперечной энергии фотонов

ждение) и слабых (одиночное рождение) взаимодействий. Распад топ-кварка идет с практический 100%-й вероятностью на  $b$ -кварк и  $W$ -бозон. Рождение топ кварка хорошо изучено в столкновениях протон-антипротонов и протон-протонов. Факт того, что распад топ-кварка происходит раньше процессов адронизации, позволяет изучать влияние кварк-глюонной плазмы на продукты распада топ-кварка при столкновении тяжелых ионов. Это делает процесс одиночного рождения топ кварка новым интересным процессом для изучения особенностей кварк-глюонной плазмы на LHC.

В данной работе было проведено моделирование процесса рождения одиночного топ кварка в столкновениях тяжелых ионов при энергии 5.5 ТэВ. Моделирование событий было выполнено в Монте-Карло генераторе CompHEP[1] с NLO точностью[2]. Учет процессов адронизации и фрагментации с вкладом ядерных структурных функций и эффектов среды выполнен в Pythia [3] с пакетом PYQUEN[4]. В работе показана возможность наблюдения рождения одиночного топ кварка в столкновении тяжелых ионов. Показаны особенности влияния эффектов начального состояния и эффектов среды на кинематические характеристики продуктов распада топ-кварка и на зарядовую асимметрию его рождения.

Полученные результаты являются важным шагом к дальнейшему исследованию этого процесса и возможному выделению сигнальных событий рождения одиночного топ-кварка в экспериментальных анализах. Работа представлена в архиве [5].

E-mail: a.baskakov@cern.ch

### Литература

- 1 CompHEP Collaboration (E. Boos et al.). CompHEP 4.4: Automatic computations from Lagrangians to events. // Nucl.Instrum.Meth. A534 (2004) 250-259
- 2 E.E. Boos, V.E. Bunichev, L.V. Dudko, V.I. Savrin, A.V. Sherstnev. Method for simulating electroweak top-quark production events in the NLO approximation: SingleTop event generator. // Phys.Atom.Nucl. 69 (2006) 1317-1329
- 3 Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. //JHEP 0605 (2006) 026
- 4 I.P. Lokhtin, A.M. Snigirev. A Model of jet quenching in ultrarelativistic heavy ion collisions and high-p(T) hadron spectra at RHIC. // Eur.Phys.J. C45 (2006) 211-217
- 5 A.V. Baskakov, E.E. Boos, L.V. Dudko, I.P. Lokhtin, A.M. Snigirev. Single top quark production in heavy ion collisions at the LHC. // arXiv:1502.04875 [hep-ph] (2015)

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ В ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ

Быхало Г.И.

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

Лучевая терапия с использованием пучков из протонов и легких ионов имеет ряд преимуществ по сравнению с фотонными пучками в лечении онкологических заболеваний. Большая часть энергии выделяется пучком на некоторой глубине, которая определяется положением так называемого пика Брэгга, благодаря чему возможно спланировать облучение опухоли так, чтобы в минимальной степени затронуть соседние здоровые ткани. При этом в продольном направлении пространственное распределение области выделения энергии при облучении можно контролировать путем изменения энергии пучка, а в поперечном — за счет соответствующего коллимирования пучка. Во время взаимодействия с веществом профилируемых пучков протонов и легких ионов, ускоренных до энергии от десятков до сотен МэВ, может протекать множество физических процессов, поэтому при практическом применении метода протонной пучковой терапии на первый план выходит проблема детального моделирования результатов облучения.

В данной работе было выполнено моделирование процесса облучения тканезквивалентного вещества, пучком ускоренных протонов с помощью пакета GEANT4 [1]. Был рассчитан требуемый набор энергий протонов для получения заданного распро-

странения выделенной энергии по глубине (задача размытия пика Брэгга) и получены пространственные распределения поглощенной дозы в веществе (рис. 1). Также в связи с высокой энергией используемых протонов и возможностью протекания ядерных реакций оценивался риск остаточной активации облученного вещества и генерации опасных потоков нейтронного излучения.

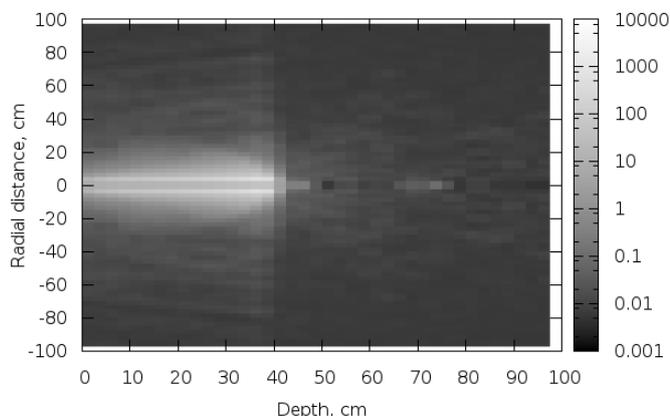


Рис. 1. Результат моделирования пространственного распределения энерговыделения ( $\text{МзВ/см}^3$ )

E-mail: gi.bykhalo@physics.msu.ru

### Литература

1. S. Agostinelli *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. A 506, 250 (2003).
2. П.С. Кавригин, С.П. Мерц, С.А. Немнюгин, С.Г. Толушкин, Вестник СПбГУ Сер. 4, вып. 4, 131 (2010).

## ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ СТРОНЦИЯ

Попова М.М.

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

На сегодняшний день предложено несколько механизмов образования атомных ядер, объясняющих образование и наблюдаемую распространенность для различных групп ядер. По современным представлениям, большинство стабильных ядер тяжелее железа образовались в результате s- и r-процессов в звездном нуклеосинтезе, т. е. последовательного захвата нейтронов с последующим  $\beta$ -распадом. Теоретические расчеты распространенности этих элементов исходя из предположения о механизмах его образования и последующей вероятности превращения в какое-либо другое ядро хорошо согласуются с экспериментальными данными, полученными из анализа химического состава метеоритов, газопылевых облаков, молодых звезд и пр. Однако среди всех этих ядер существуют такие, механизм образования которых до сих пор не выяснен: уже существующие проверенные модели не позволяют их получать в наблюдаемых количествах, а для проверки других возможных механизмов не хватает экспериментальных данных.

Одно из таких ядер – так называемое обойденное ядро  $^{84}\text{Sr}$ . Оно “отделено” дорожкой стабильности от пути r- и s-процессов образования изотопов и, более того, окружено радиоактивными протоно-избыточными ядрами, поэтому его происхождение не может быть объяснено с помощью этих механизмов. Для объяснения его происхождения предложено несколько других гипотез, одна из которых, например, цепочка последовательных  $(\gamma, n)$  реакций на изотопе  $^{86}\text{Sr}$ . Однако для проверки этой гипотезы не хватает надежных экспериментальных данных по фотоядерным реакциям на  $^{84}\text{Sr}$  и ближайших изотопах: существует только одна экспериментальная работа, в которой были получены сечения реакций  $^{84}\text{Sr}(g, n)^{83}\text{Sr}$  и  $^{86}\text{Sr}(g, n)^{85}\text{Sr}$  [1].

В настоящей работе рассмотрены фотонейтронные реакции на естественной смеси изотопов стронция с максимальной энергией  $\gamma$ -квантов 55 МэВ. С помощью гамма-активационной методики исследовано фоторасщепление изотопов стронция. Определены выходы образования  $^{83}\text{Sr}$  и  $^{84}\text{Sr}$  в результате фотонейтронных реакций на есте-

ственной смеси изотопов стронция. Для сравнения наших результатов с результатами работы [1] использовалась нормировка на выход мониторинговой реакции  $^{65}\text{Cu}(g,n)^{64}\text{Cu}$ , для которого сечение хорошо известно. Относительные выходы фотоядерных реакций на изотопах стронция  $^{83}\text{Sr}$  и  $^{85}\text{Sr}$ , полученные в настоящей работе в сравнении с рассчитанными теоретически и экспериментальными данными приведены в таблице 1.

Таблица 1. Относительные выходы фотоядерных реакций на изотопах стронция  $^{83}\text{Sr}$  и  $^{85}\text{Sr}$ , полученные в настоящей работе в сравнении с рассчитанными теоретически и экспериментальными данными [1]

	настоящая работа	[1]	теоретический расчет[2]
$Y(\text{Sr}83)/Y(\text{Cu}64)$	$0.020\pm 0.002$	0.032	0.037
$Y(\text{Sr}85)/Y(\text{Cu}64)$	$0.530\pm 0.006$	0.592	0.660
$Y(\text{Sr}83)/Y(\text{Sr}85)$	$0.0360\pm 0.005$	0.054	0.056

Выходы на основе экспериментальных сечений из работы [1] и теоретических сечений [2] рассчитывались по формуле:

$$Y = \alpha \eta \int_{E_{thr}}^{E_e} \phi(E_y, E_e) \sigma(E_y) dE_y,$$

где  $\alpha$  – количество исследуемых ядер, отнесенное к  $1 \text{ см}^2$  мишени,  $\eta$  – процентное содержание исследуемого изотопа в естественной смеси,  $E_e$  – кинетическая энергия электронов, падающих на тормозную мишень,  $E_{thr}$  – порог исследуемой фотоядерной реакции,  $\phi(E_y, E_e)$  – плотность распределения числа тормозных фотонов с энергией  $E_y$  на 1 электрон ускорителя,  $\sigma(E_y)$  – эффективное сечение исследуемой фотоядерной реакции.

E-mail: mm.popova@physics.msu.ru

### Литература

- 1 Горячев А.М., Залесный Г.Н. Исследование сечений фотонейтронных реакций в области энергий гигантского дипольного резонанса на изотопах цинка, германия, селена и стронция // Вопросы теоретической и ядерной физики. 1982, № 8. 121
- 2 Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. TALYS-1.0 // Proceedings of the International Conference on Nuclear data for Science and Technology, April 22-27, 2007, Ed. by O. Bersillon, F. Crussing, E. Bango, et al. (EDP Sciences, Nice, France, 2008), p. 211.

## СТРУКТУРА ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В ИЗОТОПАХ КРЕМНИЯ $^{28}\text{Si}$ И $^{30}\text{Si}$

Н.А. Федоров

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

Проблема теоретического описания возбужденных состояний легких ядер обсуждается уже много лет. Поскольку наиболее детально исследованными высоковозбужденными состояниями ядер являются  $E1$  резонансы [1], сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными о структуре гигантских дипольных резонансов продолжает оставаться наиболее критичным методом выявления сильных и слабых сторон теоретической модели.

Данная работа посвящена изложению результатов расчета  $E1$  резонанса в ядрах  $^{28}\text{Si}$  и  $^{30}\text{Si}$ . Сравнение свойств ядер, отличающихся парой нейтронов над замкнутой – в предельной одночастичной модели оболочек – нуклонной структурой может помочь выявить роль дополнительных нейтронов в формировании ядерных характеристик.

Микроскопическое описание ГДР и гигантских резонансов более высоких мультипольностей (МГР) в легких и средних ядрах обычно основано на расчетах в рамках многочастичной модели оболочек (ММО) [2]. В данной работе расчеты были проведе-

ны в рамках ММО, учитывающей энергетический разброс дырочных состояний по уровням конечных ядер с  $(A - 1)$  нуклоном (версии «частица-состояние конечного ядра (ЧСКЯ)») [3,4].

Построение базисов для расчета в рамках данной модели производилось на основе спектроскопической информации [5,6], получаемой в экспериментальном исследовании реакций подхвата нуклона и отражающей распределение дырочных состояний по энергиям возбуждения конечного ядра. Такой метод расчета позволяет получить реалистичное описание мультипольных резонансов в средних и легких ядрах. [3,4].

Результаты расчетов формфакторов ГДР в ядрах  $^{28}\text{Si}$  и  $^{30}\text{Si}$  показаны на Рис.1 (для наглядности на рисунках также приведены результаты [7]).

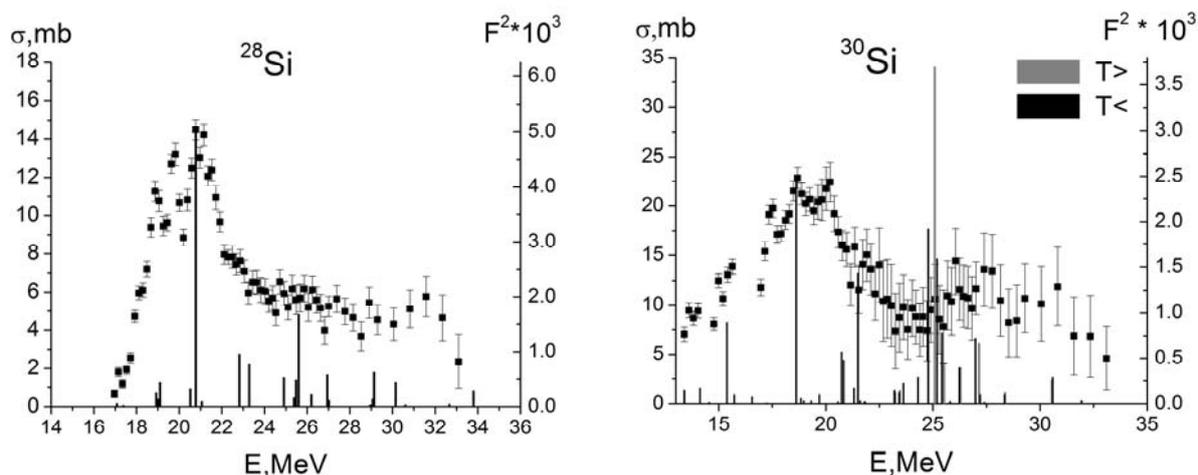


Рис.1. Результаты расчета формфакторов и экспериментальные сечения реакций [7]  $(\gamma, 1n)$  для  $^{28}\text{Si}$  (слева) и  $(\gamma, n_{tot})$  для  $^{30}\text{Si}$  (справа)

### ***E1* резонанс в ядре $^{28}\text{Si}$**

Доминирующий вклад в волновую функцию низшего по энергии возбуждения состояния при 17 МэВ вносят конфигурации  $1d_{3/2}^{-1} 2p_{3/2}$  и  $1d_{3/2}^{-1} 2p_{1/2}$ , причем пики в области 19 МэВ также построены, главным образом, на состояниях ядер с  $A=27$  со спинами  $3/2^+$ . В волновой функции главного максимума *E1* резонанса доминирует дипольный переход нуклона из  $1d_{5/2}$  в  $1f_{7/2}$  подоболочку, что соответствует решениям в рамках простейшего представления о ядре  $^{28}\text{Si}$ . Однако детали тонкой структуры *E1* резонанса, полученные в данном подходе, оказываются связанными с теми особенностями основного состояния, которые частично выявляются в сечениях прямых реакций подхвата нуклона. Именно поэтому полученные в данном расчете распределения сечений возбуждения отличаются от результатов расчета в рамках «предельной» модели оболочек более сложной структурой резонанса.

### ***E1* резонанс в ядре $^{30}\text{Si}$**

Сложность спектроскопической информации о распределении «дырочных» состояний в ядре  $^{29}\text{Si}$  приводит к значительной фрагментации сил *E1* резонанса в ядре  $^{30}\text{Si}$ . Сравнение результатов для дипольных резонансов фотовозбуждения ядер  $^{28}\text{Si}$  и  $^{30}\text{Si}$  показывает, что роль дополнительных нейтронов в ядре  $^{30}\text{Si}$  не сводится только к появлению двух изоспиновых ветвей резонанса. Переходы нуклонов из  $1d_{3/2}$  подоболочки возникают в обоих ядрах, но в  $^{30}\text{Si}$  эти переходы являются доминирующими в области  $E < 18$  МэВ. Учет разброса «дырочных» состояний по энергиям дочерних ядер является важным фактором создания тонкой структуры резонансов.

E-mail: [n.a.fedorov@physics.msu.ru](mailto:n.a.fedorov@physics.msu.ru)

### **Литература**

- 1 A.V.Varlamov, V.V.Varlamov *et al*, Atlas of Giant Resonances, (1999) INDC(NDS)394
- 2 G.E Brown, M. Bolsterly, Phys. Rev. Lett., **3** (1959)472
- 3 Н. Г. Гончарова, Ядерная Физика **72** (2009)1803
- 4 Н.Г. Гончарова, А.А. Джиоев. Изв. РАН (Сер. физ) **64** (2000) №1,171

- 5 M.Sh. Basunia, Nuclear Data Sheets, **112**(2011)1875
- 6 M.Sh. Basunia, Nuclear Data Sheets, **113**(2012)909
- 7 R.E. Pywell *et al*, Phys. Rev. **C27** (1983) 960

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТОКА АЛЬБЕДНЫХ МЮОНОВ НА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ НЕВОД-ДЕКОР

Хохлов С.С., Кругликова В.С., Хомяков В.А.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва,  
Россия*

В докладе приводятся результаты исследования околоразнонального потока атмосферных мюонов в диапазоне зенитных углов 85–95°, в котором регистрируются так называемые альбедные мюоны – атмосферные мюоны, вошедшие в грунт и рассеянные в верхнюю полусферу.

Измерения проводились на экспериментальном комплексе НЕВОД-ДЕКОР, расположенном на территории НИЯУ МИФИ. Основой комплекса является черенковский водный детектор (ЧВД) НЕВОД объемом 2000 м<sup>3</sup> с плотной пространственной решеткой из 91 квазисферического модуля, по 6 фотоумножителей ФЭУ-200 в каждом. Вокруг ЧВД развернут координатно-трековый детектор ДЕКОР, состоящий из восьми восьмислойных супермодулей площадью 8.4 м<sup>2</sup> каждый, с вертикальными плоскостями стримерных трубок.

Координатно-трековый детектор ДЕКОР выделяет треки околоразнональных мюонов с хорошей угловой (~1°) и пространственной (~1 см) точностью, а также позволяет проводить оценку направления движения мюона время-пролетным методом с вероятностью ошибки 10<sup>-2</sup> - 10<sup>-1</sup>. Более точная оценка направления может быть получена на основе данных ЧВД НЕВОД. Объединение этих двух независимых методов позволяет определять направление движения мюона с вероятностью ошибки ~10<sup>-8</sup>.

В докладе обсуждаются критерии определения направления движения мюона, результаты измерительной серии длительностью 15 000 часов «живого» времени.

Работа выполнена на Уникальной научной установке НЕВОД при финансовой поддержке государства в лице Минобрнауки России (проект RFMEFI59114X0002) и гранта Президента РФ НШ-7145.2015.2.

E-mail: SSKhokhlov@mephi.ru

## БИОФИЗИКА

**Председатели:**

**проф. Твердислов Всеволод Александрович**

**проф. Хомутов Геннадий Борисович**



### МОДИФИКАЦИЯ КРИОПРОТЕКТАНТА ЯИЧНЫМ ЖЕЛТКОМ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЖИЗНЕСПОСОБНОСТИ ГАМЕТ

Григорьева А.А.

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

Заморозка мужских половых гамет является одним из важнейших методов вспомогательных репродуктивных технологий. В процессе криоконсервации сперматозоиды вследствие различных причин (холодовой шок, осмотический шок, механические воздействия на мембраны) повреждаются, что влияет на их подвижность и морфологические показатели. Причем, подвижность и оплодотворяющая способность сперматозоидов после криоконсервации уменьшается в широких пределах в среднем на 30–70%. Для защиты клеток от повреждений используют специальные вещества – криопротекторы с различными механизмами действия. Несмотря на это, фертильность спермы после заморозки – разморозки существенно снижается.

Одним из наиболее эффективных способов повышения выживаемости сперматозоидов, описанных в литературе, является добавление яичного желтка в криопротектор. Работы, посвященные исследованию данного эффекта, производились, в основном, на сперме животных [1, 2, 3]. Механизм действия желтка и эффективность его применения при криоконсервации спермы человека на сегодняшний день остаются неясными.

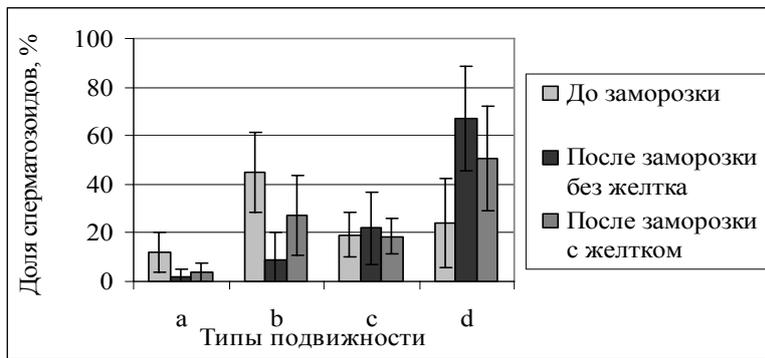
Таким образом, целью данной работы является исследование влияния яичного желтка на фертильность сперматозоидов после криоконсервации. Для решения данной задачи необходимо оптимизировать методику модификации криопротектанта эмульсией яичного желтка; установить рабочие концентрации. Изучив подвижность и морфологию клеток, определить, наличие различий между предлагаемой методикой заморозки и рутинным методом клиники.

Для оценки параметров сперматозоидов в данной работе применялись методы, рутинно используемые в клинике: оценка концентрации и подвижности с помощью камеры Маклера; оценка морфологических характеристик с помощью предварительно окрашенных стекол (метиленовый синий и крезоловый фиолетовый). Проводилась криоконсервация образцов по стандартному протоколу медленной заморозки и быстрая разморозка при 37°C.

Предварительный этап исследования состоял в разработке протокола приготовления гомогенизированного раствора желтка в необходимой концентрации, поскольку основная фракция яичного желтка гидрофобна, раствор готовился разбиением сгустков в ультразвуковой ванне, с последующим центрифугированием. Основываясь на литературных источниках и предшествующих исследованиях, для первой серии экспериментов была выбрана концентрация желтка в базовом растворе 24,6 мг/мл. Базовый раствор добавлялся в криопротектор SpermFreeze на основе глицерола, и полученная смесь с концентрацией желтка 6,15 мг/мл использовалась в качестве модифицированного криопротектора. Были получены первые результаты, представленные на диаграммах 1 и 2.

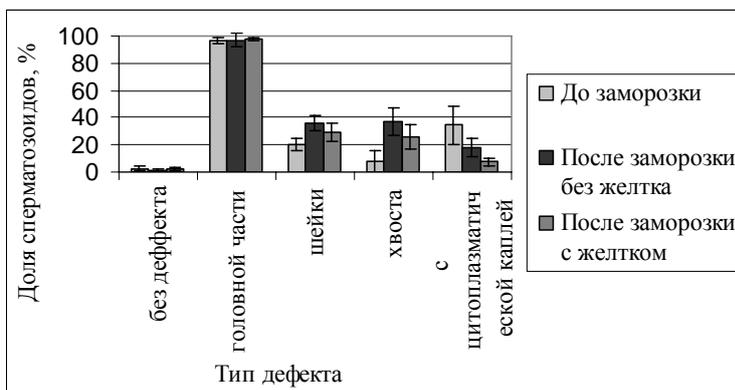
Из диаграммы 1 мы видим, что при обычном способе заморозки, несмотря на наличие криопротектора, показатели подвижности существенно снижаются: уменьшается доля нормально двигающихся сперматозоидов типов а и b, увеличивается доля неподвижных клеток. В образцах с модифицированным желтком криопротекторе показатели под-

вижности снижаются меньше. Согласно литературным данным, существует предположение о стабилизирующем действии желтка на плазматическую мембрану клеток за счет входящих в его состав липидов, однако, для подтверждения этого факта необходимо проведение большего количества экспериментов.



фектов различных структур клеток (дефект шейки, дефект хвоста, наличие цитоплазматической капли и др.). Была проанализирована процентная доля гамет с морфологическими дефектами различного рода после криоконсервации в присутствии и отсутствии желтка.

Диаграмма 2.



образцах замораживавшихся только с использованием криопротектанта на основе глицерола, однако для получения достоверного результата необходимы дальнейшие исследования.

Поскольку яичный желток имеет животное происхождение, при его использовании возникает риск инфицирования образцов. В некоторых публикациях [2, 3] авторы предполагают, что аналогичным желтку действием может обладать лецитин, выделенный из желтка, или его аналог растительного происхождения – соевый лецитин. Поэтому мы полагаем целесообразным подобную схему эксперимента применить для исследования модификации криопротектанта соевым лецитином.

Таким образом, показано положительное влияние добавления желтка в криопротектор в концентрации 6,15 мг/мл на подвижность фертильных сперматозоидов после замораживания; выявлены основные морфологические изменения клеток при криоконсервации. Показано возможное уменьшение морфологических дефектов клеток при замораживании с модифицированным желтком криопротектором.

E-mail: [aa.grigorjeva@physics.msu.ru](mailto:aa.grigorjeva@physics.msu.ru)

### Литература

1. Garde J.J., Olmo A., Soler A.J., Espeso G., Roldan E.R.S., Gomendio M. Effect of egg yolk, cryoprotectant, and various sugars on semen cryopreservation in endangered Cuvier's gazelle (*Gazella cuvieri*) // *Animal Reproduction Science* 2008, №108. p. 384–401
2. Salmani H., Towhidi A., Zhandi M., Bahreini M., Sharafi M. In vitro assessment of soybean lecithin and egg yolk based diluents for cryopreservation of goat semen // *Cryobiology* 2014, №68. p. 276–280

Диаграмма 1.

Влияние заморозки на подвижность сперматозоидов в присутствии желтка и без него (типы a и b – нормально подвижные; c- движение непрямолинейное, d- неподвижные).

Известно, что при криоконсервации спермы наблюдается возникновение де-

Влияние заморозки в присутствии желтка и без него на морфологические характеристики сперматозоидов.

Из диаграммы 2 видно, что в результате заморозки возрастает число сперматозоидов с дефектами шейки и хвоста. В образцах, замораживавшихся с желтком, доля сперматозоидов с дефектами шейки и хвоста ниже, чем в

3. Yildiz C., Bozkurt Y., Yavas I. An evaluation of soybean lecithin as an alternative to avian egg yolk in the cryopreservation of fish sperm // *Cryobiology* 2013, №67. p. 91–94

**ВЛИЯНИЕ ВОДОРОДНОЙ СВЯЗИ  
НА СТРУКТУРУ И КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ  
ЦВИТТЕР-ИОННОЙ ФОРМЫ ТРИПТОФАНА**

Кадров Д.М.

*Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,  
Саратов, Россия.*

Триптофан – незаменимая аминокислота, используемая для синтеза в головном мозге серотонина, одного из важнейших нейромедиаторов. Экспериментальное и теоретическое исследование структуры молекулы триптофана является предметом многих исследований (например, [1,2]).

В данной работе был выполнен расчёт структуры и колебательных (ИК и КР) спектров цвиттер-ионной формы комплекса триптофана с молекулами воды ((1:1), (1:4)), [рис.] исследовано влияние водородной связи на структуру молекулы и колебательные спектры.

Структурные изменения локализуются, главным образом, в молекулярном фрагменте, непосредственно прилегающем к области образования водородных связей.

Расчёт структуры и колебательных спектров был выполнен с помощью программы Gaussian-09 методом DFT в базе 6-311++G(d,p) [3].

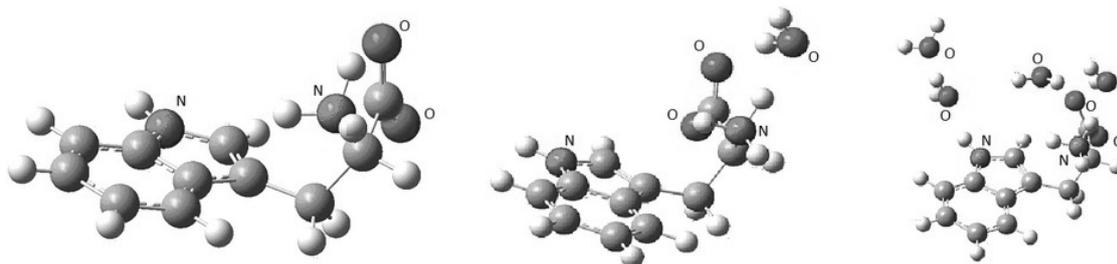


Рис. Молекулярные диаграммы молекулы цвиттер-ионной формы триптофана с молекулами воды ((1:1), (1:4))

Увеличение числа молекул воды в комплексе с триптофаном (1:4) приводит к изменениям геометрических параметров, отличающиеся от параметров, полученных при расчете цвиттер-ионной формы триптофана. Валентный угол ионной группы  $\text{NH}_3^+$  составляет изменение в 2,6 град.

При окружении триптофана одной молекулой воды, образуется водородная связь  $\text{I}(\text{NH}\dots\text{O})$  равной  $\sim 2,78 \text{ \AA}$ . Увеличение числа молекул воды ( $n=1\div 4$ ), приводит к уменьшению длины водородной связи  $\text{I}(\text{NH}\dots\text{O})$ , она становится равной  $\sim 2,77 \text{ \AA}$ .

Из анализа вычисленных колебательных спектров и их сравнения с экспериментом наблюдается хорошее частотное согласие с данными [1], при этом происходит сдвиг частот колебаний при расчете триптофана с водой (до  $100 \text{ cm}^{-1}$ ).

E-mail: spikersgu@yandex.ru

### Литература

1. Chi-Hung Chuang, Yit-Tsong Chen. Raman scattering of L-tryptophan enhanced by surface plasmon of silver nanoparticles: vibrational assignment and structural determination. *Journal of Raman Spectroscopy*, 2008. 150 p.
2. Кантор Ч., Шиммел П. Биофизическая химия. Т.1. М.: Мир, 1984. 336 с.
3. Frisch M.J., Trucks G.W., Schlegel H.B., et al. Gaussian 09 / Gaussian Inc., Wallingford CT, 2009. 394 p.

## ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН И ИХ ВЛИЯНИЯ НА БИОЛОГИЧЕСКИЕ ОБЪЕКТЫ (НА ПРИМЕРЕ КОМАРОВ)

Алыкова А.Ф., Алыкова О.М.

*Астраханский государственный университет, г. Астрахань, Россия*

Современная экологическая концепция отношения к насекомым базируется на разработке технологий, способствующих ограничению их вредного воздействия на здоровье человека, агроценозы, постройки, продукты и другие сферы его интересов при интенсификации полезных результатов жизненных процессов. Успешное решение этих задач находится в прямой зависимости от достижений в изучении биофизических параметров насекомых. Немаловажное значение для разработки средств контроля за состоянием и управлением поведения насекомых имеет изучение используемых ими принципов пространственной ориентации и функционирования коммуникаций. Поведение насекомых в заданных условиях отличается согласованностью. Насекомые имеют рецепторы воспринимающие сигналы из внешней среды, возможность анализа полученных сигналов и адекватное реагирование на полученный сигнал, несущий информацию, содержащуюся в акустической, электромагнитной, (тепловой) или оптической форме. Такое взаимное соответствие характерно для биокibernетических систем (БКС) и состоит из трех последовательно взаимодействующих элементов: источника физического поля, внешней среды, т.е. канала передачи информации и объекта управления (рис. 1). В свою очередь решение этой задачи возможно при наличии математической модели, описывающей как прохождение управляющего сигнала в БКС, так и шумовые характеристики её элементов. Необходимо определить параметры этих элементов.



Рис. 1. Биокibernетическая система для управления поведением насекомых

Акустические сигналы воспринимаются насекомыми на фоне помех, так называемого акустического фона естественного и искусственного происхождения, которые можно обозначить как внешний сигнал  $v_c$ . 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 комаров) воспринимают информацию, содержащуюся в акустическом сигнале, в полете, то нельзя не учитывать воздействия, которое оказывает тело летящего насекомого и акустические волны, исходящие от его крыльев. Таким образом, необходимо учитывать значения частот воспринимаемого сигнала  $v_b$  и внешнего сигнала  $v_c$ .

Считая, что шумы от естественных и искусственных источников излучения аддитивно складываются, выражение для акустического шума можно записать в следующем виде:

$$\text{Ш} = \text{Ш}_e + \text{Ш}_и + \text{Ш}_{\text{соб.}}$$

где  $\text{Ш}_e$ , – шумы ветра, дождя и кузнечика соответственно;  $\text{Ш}_и$ , – это искусственный шум, к нему может относиться шумы от костра, мотора машины, катера;  $\text{Ш}_{\text{соб.}}$  – шум вибрационного аппарата (шум крыльев летящего насекомого).

Передача любого сигнала проходит вблизи поверхности земли, поэтому нужно учитывать отражение звука от поверхности земли (рис.2).

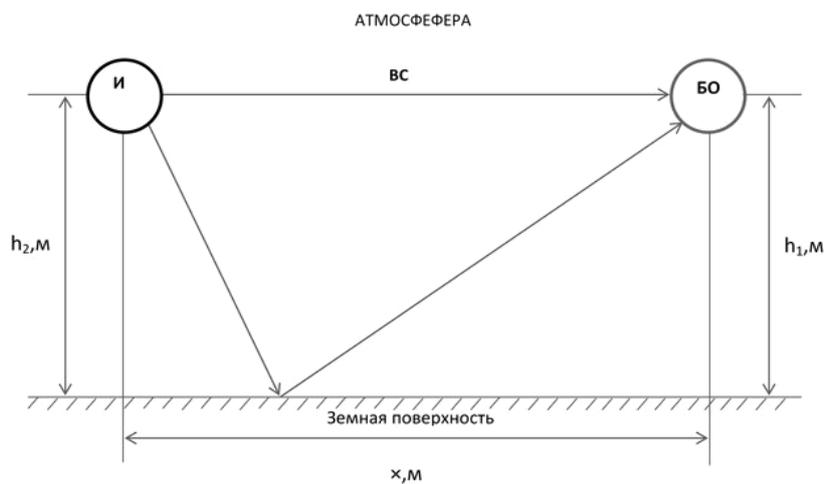


Рис.2

При проектировании элементов объекта исследования необходимо учитывать шумы при прохождении полезного сигнала через канал передачи информации, которые связаны с акустическими характеристиками различных поверхностей, зависящими от их физико-химических свойств, состояния атмосферы.

waiste15@bk.ru

## НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ФЕРМЕНТАТИВНОЙ АКТИВНОСТИ БЕЛКА MCCD ESCHERICHIA COLI

Волович Н.М.\*

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

Проблема устойчивости к антибиотикам одна из ключевых проблем, стоящих перед современной наукой. Одним из способов поиска новых антибиотических веществ является разработка синтетических антибиотиков, требующая глубокого понимания механизмов действия и синтеза найденного природного антибиотика.

В данной работе изучается антибиотическое вещество микроцин С (McC), работающее по принципу «Троянского коня»: оно эффективно импортируется в бактериальную клетку благодаря ковалентно присоединенному пептидному «хвосту», а затем «хвост» протеолитически съедается, а оставшаяся молекула является негидролизуемым аспартил-аденилатом, выступающим как ингибитор аспартил тРНК синтетазы [1]. McC синтезируется штаммами *E.coli*, имеющими плазмиду с *mccABCDEF* кластером генов. Сначала пептидная часть антибиотика синтезируется с гена *mccA*, а затем претерпевает посттрансляционные модификации при помощи ферментов, кодирующихся генами *mccD* и *mccE* [2]. Ранее было показано, что фермент *MccD* использует в качестве субстрата, помимо микроцина С, также S-аденозил метионин и для работы требует присутствия другого фермента, 5'-метилтиоаденозин/S-аденозилгомоцистеин нуклеозидазы (*Mtn*), кодируемой вне *mccABCDEF* кластера [3]. Тем не менее, сам механизм работы фермента *MccD* оставался не изучен. Нами были поставлены эксперименты по образованию фермент-субстратного комплекса белка *MccD* в отсутствие второго необходимого для реакции фермента. Результаты говорят в пользу образования в процессе реакции закрытого комплекса фермента с переходным состоянием субстрата-продукта. E-mail: nm.volovich@physics.msu.ru

### Литература

1. Severinov K., Nair S., Microcin C: biosynthesis and mechanisms of bacterial resistance *Microbiol.* 2012 February ; 7(2): 281–289. doi:10.2217/fmb.11.148.

\* Победитель подсекции.

2. Metlitskaya A., Kazakov T., et al. Maturation of the Translation Inhibitor Microcin C Journal of Bacteriology, Apr. 2009, p. 2380–2387.
3. Kulikovskiy A., Serebryakova M. et al. The Molecular Mechanism of Aminopropylation of Peptide-Nucleotide Antibiotic Microcin C J. Am. Chem. Soc. 2014, 136, 11168–11175.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕМБРАННО-ЗАВИСИМОЙ АКТИВАЦИИ ФАКТОРА X КОМПЛЕКСОМ ВНЕШНЕЙ ТЕНАЗЫ

Коваленко Т.А.

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

Свертывание крови - это процесс, предотвращающий выход крови из сосуда при его повреждении [1]. Инициация свертывания происходит при контакте плазмы крови с тканями организма, клетки которых имеют на поверхности трансмембранный белок – тканевый фактор (TF) [1]. Из тканевого фактора и фактора VIIa (или его неактивного предшественника фактора VII) образует комплекс внешней теназы VIIa-TF (или комплекс VII-TF). Основным субстратом внешней теназы является фактор X [1], который образует с ней тернарный комплекс и активируется до фактора Xa. Фактор Xa активирует комплекс VII-TF [2], обеспечивая обратную связь в реакции. Факторы X и Xa способны присоединяться к отрицательно заряженной (содержащей фосфатидилсерин PS) фосфолипидной мембране [3, 4] и, возможно, формировать на ней олигомеры [5]. Взаимодействие с мембраной значительно усложняет систему реакций инициации и приводит к появлению дополнительных вопросов о предпочтительном пути подвода субстрата к внешней теназе (подвод фактора X по мембране или из раствора) и о роли олигомеров в реакции.

Целью работы является определение преобладающего пути доставки субстрата к внешней теназе и значения олигомеризации факторов X и Xa для реакции инициации свертывания.

Модель представляет собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих систему реакций инициации свертывания. Система уравнений была решена с помощью пакета MATLAB и исследована с целью определить, наличие и отсутствие каких стадий реакции обеспечивают наилучшее соответствие экспериментальным данным [6].

В ходе исследования были получены зависимости концентраций всех участвующих в реакции веществ от времени, и с их помощью были определены стационарные состояния системы, то есть состояния, в которых скорость наработки фактора Xa не изменялась с течением времени. В стационарных состояниях были измерены зависимости скорости наработки фактора Xa от концентраций фосфолипидов и фактора X в системе. Зависимость скорости наработки фактора Xa от концентрации фосфолипидов значительно различалась для различных случаев подвода субстрата (фактора X) к внешней теназе, наилучшее совпадение с экспериментальными данными [6] реализовывалось при подводе субстрата только по мембране. Количественное совпадение с экспериментальными данными могло быть достигнуто только в том случае, когда лимитирующей стадией реакции было взаимодействие факторов X и Xa с мембраной. Взаимодействие теназы с олигомерами факторов X и Xa не оказывало существенного влияния на эту зависимость.

Зависимость скорости наработки фактора Xa от концентрации фактора X была измерена для случая подвода субстрата к теназе только по мембране и значительно различалась для случая наличия взаимодействия олигомеров факторов X и Xa с теназой и для случая отсутствия этого взаимодействия.

Выводы:

1) Скорость реакции активации фактора X внешней теназой лимитирована скоростью взаимодействия факторов X и Xa с мембраной. Субстратом для внешней теназы является фактор X, связанный с мембраной.

2) Сделаны предсказания, на основе которых можно определить роль олигомеров в реакции инициации свертывания.

E-mail: after-ten@yandex.ru

#### Литература

1. Colman R.W., Clowes A.W., Goldhaber S.Z., Marder V.J., George J.N. Hemostasis and Thrombosis: Basic Principles and Clinical Practice, 5th Edition, 2006, с. 52-67.
2. Rao L.V.M., Williams T., Rapaport S.I. Studies of the Activation of Factor VII Bound to Tissue Factor // Blood, 1996, с. 3738-3748.
3. Zwaal R.F.A., Comfurius P., Bevers E.M. Lipid-protein interactions in blood coagulation // Biochimica et Biophysica Acta, 1998, с. 433-453.
4. Erb E.M., Stenflo J., Drakenberg T. Interaction of bovine coagulation factor X and its glutamic-acid-containing fragments with phospholipid membranes. A surface plasmon resonance study // Eur. J. Biochem. 269, 2002, с. 3041-3046.
5. Chattopadhyay R., Jacob R., Sen Sh., Majumder R., Tomer K.B., Lentz B.R. Functional and Structural Characterization of Factor Xa Dimer in Solution // Biophysical Journal 96, 2009, с. 974-986.
6. Hathcock J.J., Rusinova E., Andree H., Nemerson Y. Phospholipid surfaces regulate the delivery of substrate to tissue factor: VIIa and the removal of product // Blood Cells, Molecules, and Diseases, 2006, с. 194-198.

### РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОГНОЗНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ПОГЛОЩЕННЫХ ДОЗ ДЛЯ ОЦЕНКИ БЕЗОПАСНОСТИ РАДИОФАРМАЦЕВТИЧЕСКИХ ПРЕПАРАТОВ НА ПРИМЕРЕ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО <sup>68</sup>GA-ЦИТРАТА

Лунёв А.С.

*Московская государственная академия ветеринарной медицины и  
биотехнологии имени К.И. Скрябина, Москва, Россия*

<sup>68</sup>Ga-цитрат является перспективным радиофармпрепаратом (РФП) для ПЭТ-визуализации очагов воспаления. Однако применение любого РФП в диагностике и терапии сопряжено с риском развития ряда осложнений, напрямую связанных с ионизирующим излучением радионуклида, поэтому в процессе разработки и доклинических исследований новых РФП в первую очередь необходимы сведения о создаваемых ими дозах в патологическом очаге, в органах, тканях и во всем организме. Это важно с точки зрения безопасности РФП. Объектом исследования являлся РФП <sup>68</sup>Ga-цитрат. Материалом исследования являлись самки нелинейных крыс (181,9±16,0 г) с моделью асептического воспаления мягких тканей. Количественные данные о биораспределении <sup>68</sup>Ga-цитрата в организме крыс впоследствии были использованы для экстраполяции на организм стандартизированной модели человека и для расчета поглощенных доз в патологическом очаге, в органах, тканях и во всем организме.

Прогнозные значения поглощенных доз рассчитывали с применением программы OLINDA/EXM 1.0. Наибольшие поглощенные дозы регистрировались в мочевом пузыре 18,4 мГр, почках 11,6 мГр и кишечнике 23,7 мГр (при вводимой диагностической активности 400 МБк), которые, согласно публикациям МКРЗ и НКДАР ООН, нельзя включить в оценку вреда облучения. Эффективная доза составила 14,9 мЗв. Удельная поглощенная доза, рассчитанная на смоделированный очаг воспаления массой 1-20 г, равна 4,9±4,3 мГр/МБк. Результаты дозиметрической оценки определяют высокий уровень безопасности радиофармацевтического препарата <sup>68</sup>Ga-цитрат для ПЭТ-визуализации очагов воспаления.

E-mail: l5h33@rambler.ru

#### Литература

1. Малаховский В. Н., Труфанов Г. Е., Рязанов В. В. Радиационная безопасность при радионуклидных исследованиях. – СПб.: Медицина, 2008, С. 19-25.

2. Katz L., Penfold A.S. Range-energy relations for electrons and the determination of beta-ray endpoint energies by absorption // *Rev. Mod. Phys.*, 1952, 52, No. 1, P. 28–35.
3. Степаненко В. Ф., Деденков А. Н., Яськова Е. К. и соавт. Автоматизированная система дозиметрических расчетов при разработках и испытаниях новых РФП и применении открытых радионуклидов с диагностическими и лечебными целями // *Медицинская радиология*, 1988, 33, С. 21–28.
4. Loevinger R, Budinger T, Watson E. *MIRD primer for absorbed dose calculations*. – New York: Society of Nuclear Medicine, 1988.
5. Публикация 103 Международной Комиссии по радиационной защите. – Москва: Алана, 2009, 344 с.
6. Stabin M. G., Stubbs J. B., Toohey R. E. *Radiation Dose Estimates for Radiopharmaceuticals*. – Oak Ridge: Institute for Science and Education. Division of Industrial and Medical Nuclear Safety, 1996, 98 p.

## ТУШЕНИЕ ЗАМЕДЛЕННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЛЮМИНОФОРОВ В БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЯХ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Ишемгулов А.Т., Сокабаева С.С., Муханова А.Ф.

*Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия*

В современной медицине активно внедряются оптические методы исследования и анализа для диагностики и лечения многих заболеваний. Большинство исследований для нужд диагностики основано на изучении стационарных спектров флуоресценции или сравнении амплитудных характеристик свечения молекул-зондов. В качестве альтернативы можно исследовать временные характеристики люминесценции молекул с участием их триплет-возбужденных состояний. Время жизни молекул в таких состояниях существенно больше, чем в синглетных, они чувствительнее к окружению, являются сенсбилизаторами синглетного кислорода [1, 2], и поэтому представляют интерес как для биомедицинской диагностики, так и для фотодинамической терапии.

Синглетный кислород (СК) возникает в реакции тушения триплетных возбуждений люминофоров молекулярным кислородом. Образовавшийся СК, с одной стороны, активно окисляет содержимое тканей, вызывая их повреждение (на этом основана фотодинамическая терапия [3]), с другой, вносит основной вклад в замедленную флуоресценцию (ЗФ) люминофора, возникающую при аннигиляции СК с триплетными возбуждениями люминофоров [4].

В настоящей работе представлены результаты исследования спектров и кинетики длительной люминесценции молекул-зондов в тканях здоровых мышей линии BYRB и животных этой же линии со спонтанными опухолями молочных желез. В качестве люминофора использовался эритрозин – витальный ксантеновый краситель, широко применяемый в гистологии и имеющий высокий квантовый выход в триплетное состояние.

При импульсно-периодическом облучении окрашенных эритрозином опухолей было обнаружено тушение его ЗФ. Падение интенсивности ЗФ зависит от частоты следования возбуждающих импульсов. При увеличении периода между импульсами до нескольких секунд никаких изменений в характере затухания ЗФ не наблюдалось. Мы полагаем, что тушение ЗФ эритрозина обусловлено уменьшением содержания молекулярного кислорода в окрестности локализации триплет-возбужденных молекул, что вызвано химическим связыванием СК с субстратом. Восстановление исходной концентрации кислорода происходит за счёт его относительно медленной диффузии из окружающих областей. Таким образом, по характеру замедленной люминесценции можно косвенно определить эффективность генерации СК в облучаемой ткани.

В здоровых тканях тушение ЗФ при аналогичных условиях не наблюдалось, что может быть использовано для разработки новых методов оптической диагностики.

azamat.ischemgulov@yandex.ru, sania.sokabaeva@gmail.com

### Литература

1. Красновский, А.А. (мл) Фотодинамическое действие и синглетный кислород // Биофизика. – 2003. – Т.49. – вып.2. – С. 305–321.
2. Тучин, В.В. Оптическая биомедицинская диагностика. В 2 т. Т. 1 / Перевод под ред. В.В. Тучина. - М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006.
3. Узденский, А.Б. Клеточно-молекулярные механизмы фотодинамической терапии. – СПб.: Наука. – 2010.
4. Letuta, S.N. Features of the delayed fluorescence kinetics of exogenous fluorophores in biological tissues / S.N. Letuta, A.F. Kuvandykova, S.N. Pashkevich, A.M. Saletsky // Russian Journal of Physical Chemistry A. – Vol. 87. – I. 9. – 09/2013. – P. 1582–1587.

## РАЗРАБОТКА НОВОГО ПЕРОРАЛЬНОГО ЛЕКАРСТВА ДЛЯ ЛЕЧЕНИЯ ГЕМОФИЛИИ

Кузнецов В.А.

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

Гемофилия А – наследственное заболевание свертывания крови, связанное с дефицитом фактора свертывания VIII (фVIII) и риском кровотечений, угрожающих здоровью и жизни даже при незначительной травме. Современное лечение гемофилии производится внутривенным введением недостающего фактора. Однако время полувыведения существующих препаратов мало (порядка 12 часов), что влечет за собой необходимость частого применения препарата, в т.ч. амбулаторно. Стоимость лечения одного пациента составляет порядка 10 млн. руб./год. При этом использование белковых препаратов в 10 – 30 % случаев приводит к иммунному ответу («ингибиторная гемофилия»), тем самым снижая эффективность лечения и увеличивая его стоимость.

Целью нашей работы было создание перорального лекарства для лечения гемофилии, основанного на низкомолекулярных соединениях-лигандах фактора свертывания Ха (фХа).

Поиск перспективных соединений осуществляется в три стадии: компьютерное моделирование и отбор соединений, связывающихся с активным центром фХа, исследования воздействия данных соединений на рост фибринового сгустка в тесте тромбодинамики и на параметры кровотечения у животных *in vivo*. Для исследований *in vitro* используется плазма пациентов доноров, больных гемофилией, и, для контроля, плазма здоровых доноров, а также плазма нормальных мышей. Используются мыши линий C57BL/6 и BALB/C. Индукция гемофилии у мышей производится введением антитела к фVIII, которое «выключает» присутствующий в плазме фVIII.

В плазме крови пациентов с гемофилией А был обнаружен эффект ускорения роста сгустка под действием низкомолекулярных соединений, являющихся лигандами фХа (константа связывания 0,5 – 50 нМ). Данный эффект был изучен в экспериментах *in vitro*, и было проведено моделирование свертывания в присутствии лигандов *in silico*. Опыты на плазме мышей показали, что при добавлении 0,5 или 1 мкг/мл антитела к фVIII в плазму скорость роста сгустка в тромбодинамике уменьшается в 3 раза по сравнению с контролем, при этом совместное добавление антитела и лигандов фХа приводит к увеличению стационарной скорости вплоть до нормальных значений (при концентрации лиганда более 2 мкМ) (рис.1). На рис.2 показано, как добавление 4 мкМ лиганда приводит к восстановлению нормальной динамики роста сгустка во времени.

На данный момент исследование находится на этапе подготовки к проверке эффекта на животных *in vivo*.

Использование низкомолекулярных соединений позволяет сделать на их основе пероральное лекарство (в виде таблетки). Это сильно понизит травматичность лечения, повысит качество жизни пациентов и позволит предотвратить побочные эффекты современных белковых препаратов.

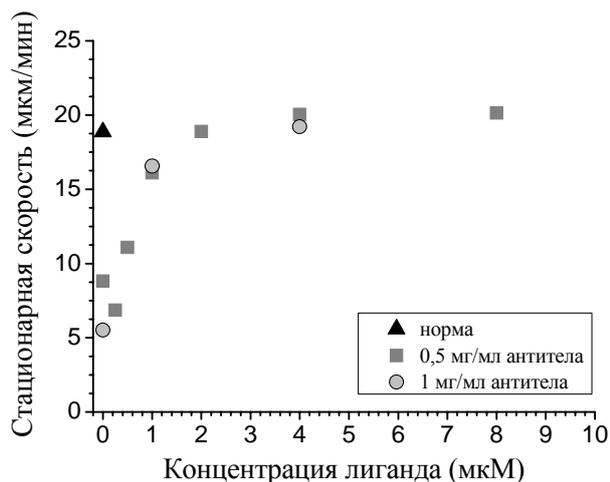


Рис. 1. График зависимости скорости роста сгустка от концентрации лиганда. Рост сгустка исследован в нормальной плазме и плазме с анти-фVIII (модель гемофилии А)

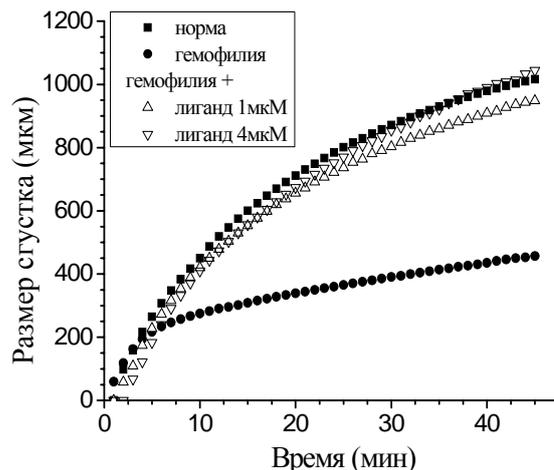


Рис. 2. График роста сгустка от времени в норме и в случае индуцированной антителом гемофилии (сплошные значки на графике), а также в случае гемофилии с добавлением лиганда фХа (пустые значки)

[va.kuznecov@physics.msu.ru](mailto:va.kuznecov@physics.msu.ru)

## НАНОКОМПОЗИТНЫЕ КАПСУЛЫ ДЛЯ УПРАВЛЯЕМОЙ АДРЕСНОЙ ДОСТАВКИ ЛЕКАРСТВ

Ким В.П.<sup>1</sup>, Потапенков К.В.<sup>1</sup>, Хомутов Г.Б.<sup>1</sup>, Ярославов А.А.<sup>1</sup>, Гуляев Ю.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, Россия

В данной работе представлены результаты исследований по созданию наноконкомпозитных капсул – липосом, функционализированных полимерными молекулами и наночастицами. Такие капсулы рассматриваются в качестве носителей веществ, в том числе лекарственных, внутри организма с целью адресной и управляемой доставки лекарств. Сейчас эта тематика исследований является весьма актуальной, поскольку данный подход позволит увеличить эффективность существующих лекарственных препаратов за счет точно-нацеленного воздействия на очаг заболевания, уменьшения побочных воздействий на организм, возможности терапии на самых ранних стадиях развития болезни. Что является весьма важным в лечении онкологических и нейродегенеративных заболеваний [1]. В настоящее время в мире в качестве носителей лекарственных веществ рассматриваются: липосомы (рис. 1), дендримеры, мицеллы, так называемые core-shell наночастицы, полимерные частицы и пр. [2]. Однако, помимо разработок собственно носителей лекарственных веществ необходима функционализация, обеспечивающая адресную доставку полученных капсул. Подобная функционализация достигается за счет сшивки носителей со специфичными лигандами и антигенами, металлическими и магнитными наночастицами, различными полимерами [2]. Цель функционализации капсул заключается в возможности управляемого перемещения и вскрытия внутри организма, защиты от иммунной системы организма (макрофагов и пр.), распознавания очага заболевания за счет антигенраспознающих рецепторов.

Нашей научной группой были проведены исследования по синтезу биосовместимых наноконкомпозитных капсул, а именно катионных липосом из фосфолипида фосфатидилхолина, функционализированных впервые синтезированным новым амфифильным

веществом стеарилспермином (абсолютно биосовместимым, пригодным для встраивания в липидную мембрану липосом, молекулы которого содержат положительно-заряженную гидрофильную часть), наночастицами золота и магнетита (чувствительными к электромагнитным полям), защитными полимерами: полиакриловая кислота (ПАК) и полистиролсульфокислота (ПСС).

Метод синтеза липосом заключался в ультразвуковом диспергировании липидных везикул в водной среде. Синтез наночастиц магнетита проводился по методу Массарта [3]. Наночастицы золота синтезировались путем восстановления золота борогидридом натрия из золотохлористоводородной кислоты в присутствии стабилизатора – трехзамещенного цитрата натрия. Связывание с липосомами наночастиц и полимеров проводилось в растворе путем их добавления в суспензию липосом и измерения изменения дзета-потенциала липосом. Таким образом, были синтезированы нанокomпозитные капсулы на основе липосом, наночастиц и полимеров. Размер полученных капсул составил до 200 нм (рис. 1).

Для количественного анализа эффекта капсулирования по изменению проводимости раствора липосомы получали в водном растворе соли NaCl. Таким образом, данное модельное низкомолекулярное вещество загружалось в самоорганизующиеся липосомальные капсулы, а остатки соли, находящиеся во внешней среде липосом, удалялись методом диализа.

Были проведены эксперименты по дистанционному нетермическому вскрытию синтезированных нанокomпозитных капсул электромагнитными импульсами высокой напряженности. Целостность липосомальной мембраны определялась путем измерения проводимости раствора липосом, содержащих NaCl и методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) (Рис. 2).

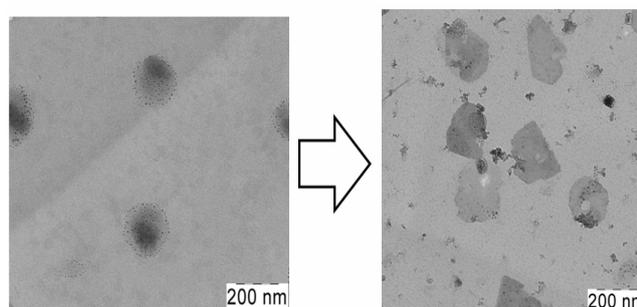
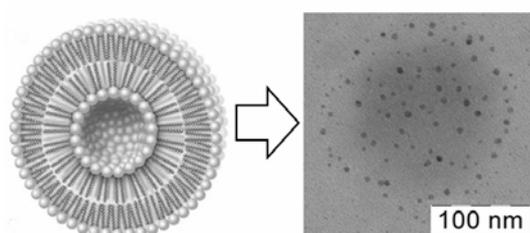


Рис. 1 – Схематическое изображение липосомы (слева) и изображение синтезированной липосомы из фосфатидилхолина и стеарилспермина, функционализированных наночастицами магнетита, полученное методом ПЭМ (справа)

Рис. 2 – Изображения, полученные методом ПЭМ, липосом, функционализированных наночастицами магнетита и содержащих соль NaCl, до воздействия электромагнитных импульсов (слева), и после воздействия (справа)

Результатом проведенной работы являются синтезированные биосовместимые нанокomпозитные функциональные капсулы, чувствительные к внешнему дистанционному нетермическому электромагнитному воздействию.

Работа поддержана Российским Научным Фондом (проект номер 14-12-01379)

*E-mail:* vp.kim@physics.msu.ru

### Литература

1. Ranganathan R., Madanmohan S., Kesavan A. etc. Nanomedicine: towards development of patient-friendly drug-delivery systems for oncological application // International journal of nanomedicine. 2012, №7. p.1043-1060.
2. Zhang L., Gu F.X., Chan J.M. etc. Nanoparticles in medicine: therapeutic applications and developments // Clinical pharmacology & therapeutics. 2008, V. 83. № 5.

3. Ким В.П., Ермаков А.В., Глуховской Е.Г. и др. Планарные наносистемы на основе комплексов амфифильного полиамина, наночастиц магнетита и молекул ДНК // Российские нанотехнологии. 2014, т. 9, № 5-6.

**ФОРМИРОВАНИЕ ПОРОГОВ И ВЗРЫВНОЙ ДИНАМИКИ ОТВЕТА  
В ФЕРМЕНТАТИВНЫХ КАСКАДАХ  
С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМИ ОБРАТНЫМИ СВЯЗЯМИ**

Шепелюк Т.О.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, факультет фундаментальной медицины,  
Москва, Россия*

Каскад представляет собой совокупность химических реакций, компоненты которого последовательно активируют друг друга. Каскады ферментативных реакций, протеолитические и киназные, широко распространены в природе и являются ключевыми во многих биологических процессах: морфогенезе, апоптозе, сигнализации, иммунитете и гемостазе. Биохимия многих каскадов хорошо изучена, но единого мнения в вопросе базовых принципов их устройства не существует. Так, есть противоречивые утверждения о влиянии числа ступеней, кинетики ферментативных реакций, отрицательных и положительных обратных связей (ПОС) на динамику ответа систем.

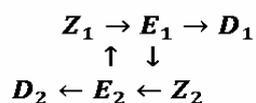
В предыдущих работах были высказаны предположения о том, что наличие ПОС (активации вышестоящих ферментов нижестоящими) необходимо для формирования порога по активации (Семенов, 1990, 139-141), подразумевающего радикальное изменение ответа системы при стимуляции выше некоторого уровня. Однако, в других работах был получен порог, основанный на параметрах самих реакций (Jesty, 1993, 6266-6274) или делалось заключение, что ПОС не формируют порога (Qu, 2009, 016007).

Целью данной работы было систематическое исследование взаимосвязи структуры простого каскада и его функционирования. Особое внимание было уделено вопросу существования порогов и динамике ответа систем при ПОС разных типов.

Базовой была модель каскада в один шаг с положительной обратной связью (Рис. 1), в которой два фермента взаимно активируют друг друга и необратимо ингибируются. Различия между исследуемыми схемами заключались в кинетике реакций ПОС (первый или второй порядок, наличие или отсутствие насыщения, функция Хилла). Для каждого варианта системы была построена фазовая плоскость и проведено исследование на устойчивость по методу А.М. Ляпунова из которого были найдены параметрические условия, необходимые для существования стационарных точек. Проводилось сравнение с системой без ПОС, системой с ПОС первого порядка (Beltrami, 1995, 8744-8748). Решения систем дифференциальных уравнений и зависимости ответа системы от активирующего сигнала (стационарного ответа) были получены с использованием пакета MATLAB.

Проведенный анализ показал, что в линейных каскадах без ПОС (Рис. 2а) не существует порогов. При этом зависимость стационарного ответа линейная, а зависимость концентрации E2 от времени квадратичная – слабая взрывная кинетика. В отличие от систем с ПОС первого порядка (Рис. 2б), та же система, но с насыщением (Рис. 2в), имеет выход на стационарный уровень и жесткий параметрический порог, который подразумевает уход с экспоненциальной по времени кинетикой из одного состояния в другое вне зависимости от начальных условий. При этом зависимость стационарного ответа гиперболическая.

Система с ПОС второго порядка (Рис. 3а) нестационарная, но имеет порог по активации: в зависимости от начальных условий она может либо перейти в нижнюю нулевую точку, либо на бесконечность. Наличие ПОС второго порядка с первым порядком в



знаменателе (Рис. 3б) качественно не меняет ситуацию и системы различаются только скоростью экспоненциального взрыва. Напротив, система с ПОС второго порядка с насыщением (Рис. 3в) имеет два устойчивых стационарных состояния и порог, который подразумевает уход с экспоненциальной по времени кинетикой из одного состояния в другое в зависимости от начальных условий. При этом зависимость стационарного от ответа нелинейная с разрывом – гистерезисом.

Системы с кинетикой типа Хилла (Рис. 2г, Рис. 2д, Рис. 3г) характеризуются «мягким» порогом, в том числе и без наличия ПОС. За счет сильной нелинейности кинетика более взрывная и стационарный ответ систем меняется более резко, чем активирующий сигнал.

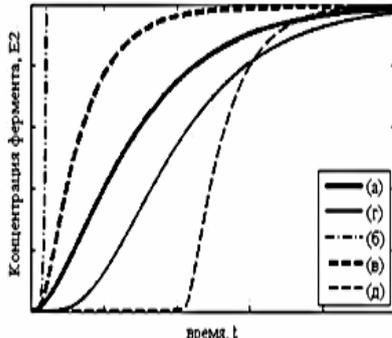


Рис. 2

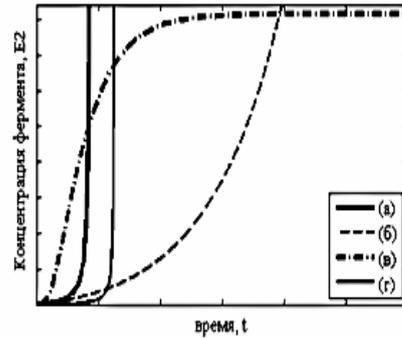


Рис. 3

Численный анализ ответа систем на постоянный внешний стимул  $\alpha$   
Начальные условия:  $Z_{10}=Z_{20}=\text{const}, E_{10}=E_{20}=0, n=5$

(а) Без ПОС

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \alpha - i_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dt} = k_2 E_1 - i_2 E_2 \end{cases}$$

(б) ПОС первого порядка

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \alpha + k_1 E_2 - i_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dt} = k_2 E_1 - i_2 E_2 \end{cases}$$

(в) ПОС первого порядка с насыщением

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \alpha + k_1 E_2 - i_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dt} = \frac{k_2 E_1}{k + E_1} - i_2 E_2 \end{cases}$$

(г) Без ПОС (кинетика Хилла)

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \alpha - i_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dt} = k_2 E_1^n - i_2 E_2 \end{cases}$$

(д) ПОС первого порядка с насыщением (кинетика Хилла)

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \alpha + k_1 E_2 - i_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dt} = \frac{k_2 E_1^n}{k + E_1} - i_2 E_2 \end{cases}$$

Численный анализ ответа систем на постоянный внешний стимул  $\alpha$   
Начальные условия:  $Z_{10}=Z_{20}=\text{const}, E_{10}=E_{20}=0, n=5$

(а) ПОС второго порядка без насыщения

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \alpha + k_1 E_2 - i_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dt} = k_2 E_1 + k E_1 E_2 - i_2 E_2 \end{cases}$$

(б) ПОС второго порядка с первым порядком в знаменателе

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \alpha + k_1 E_2 - i_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dt} = k_2 E_1 + \frac{k E_1 E_2}{k_0 + E_1 + E_2} - i_2 E_2 \end{cases}$$

(в) ПОС второго порядка с насыщением

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \alpha + k_1 E_2 - i_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dt} = k_2 E_1 + \frac{k E_1 E_2}{(k_{01} + E_1)(k_{02} + E_2)} - i_2 E_2 \end{cases}$$

(г) ПОС второго порядка (кинетика Хилла)

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dt} = \alpha + k_1 E_2 - i_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dt} = k_2 E_1^n + k E_1 E_2 - i_2 E_2 \end{cases}$$

Результаты данного анализа позволяют разрешить противоречия в существующих представлениях о роли ПОС и кинетики Хилла в формировании порогов разных типов, и сделать вывод о том, что в ферментативных каскадах с ПОС ключевым в формировании порогов является порядок ПОС и наличие в ней насыщения. Так, существующие киназные каскады могут определяться кинетикой Хилла и не требовать наличия ПОС для формирования стационарных режимов, порогов и умеренно взрывных ответов. Напротив, аварийные протеолитические каскады - нестационарные и отвечают взрывом при превышении порога, сформированным нелинейной ПОС.

Для дальнейшего изучения взаимосвязи структуры и кинетики реакций с функционированием системы необходимо как исследование усложненных моделей, включающих большее число ступеней, структурных элементов и типов активирующего сигнала, так и изучение кинетики реальных ферментативных каскадов.

Автор выражает глубокую благодарность д.ф.-м.н. Михаилу Александровичу Пантелеву за научное руководство, постановку и обсуждение задачи.

shepelyuktaisya@gmail.com

### Литература

1. Семенов В.В., Ханин М.А., 1990, Биофизика, 139-141
2. Beltrami E., Jesty J., 1995, Applied Mathematics, 92, 8744-8748

3. Jesty J., Beltrami E., Willems G., 1993, *Biochemistry*, 32, 6266-6274
4. Qu Z., Vondrishka T. M., 2009, *Physical Biology*, 6(1):016007

АТОМНО-СИЛОВАЯ МИКРОСКОПИЯ  
КИСЛЫХ ФОСФАТАЗ ДРОЖЖЕЙ:  
ОТ СРАВНЕНИЯ СВОЙСТВ К НОВЫМ ФУНКЦИЯМ

Арзуманян И.С.<sup>2</sup>, Яминский И.В.<sup>1</sup>, Кузнецов С.А.<sup>3</sup>, Егоров С.Н.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, биологический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт элементоорганических соединений имени А.Н. Несмеянова  
РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup> Университет города Росток, Росток, Германия

Кислые фосфатазы дрожжей *Saccharomyces cerevisiae* принадлежат к классу гликопротеинов и их синтез регулируется концентрацией фосфата в среде.

Конститутивный (кКф) и репрессибельный (рКф) ферменты различаются: 1) по белковому составу; 2) по субстратной специфичности [1]; 3) по клеточной локализации; 4) путями транспорта к поверхности клетки [2].

Так как свойства этих ферментов отличаются, то возможно отличается и структурная организация белковых молекул, что может свидетельствовать об их различных функциях.

Для подтверждения этого предположения мы исследовали с помощью метода атомно-силовой микроскопии (АСМ) способность очищенных белков к самосборке *in vitro*. Предыдущие исследования показали, что при концентрации кКф более 15 мкг/мл, этот фермент образует округлые агрегаты диаметром 100-200 нм, которые затем формируют вытянутые структуры, напоминающие амилоидные, размером 800 ± 40 нм.

В этой работе мы провели исследования (при аналогичных условиях) репрессибельной кислой фосфатазы, которая, как и конститутивная является нативным ферментом клетки, и ее структурных составляющих – белков, кодируемых генами РНО5, РНО10 и РНО11, которые были получены генно-инженерным путем при трансформации клеток реципиентов, дилетированных по генам РНО5, РНО10 и РНО11. Были получены следующие ферменты – гомоолигомеры, содержащие только полипептид Pho5, только полипептиды Pho10 и Pho11. Полипептиды были исследованы при разной концентрации белка по аналогии с исследованиями кКф. Показано, что РНО10 образует структуры, похожие на филаментозные, так же, как кКф, в то время как гомоолигомерные ферменты, содержащие полипептиды Pho5p и Pho11p, образуют округлые глобулы размером от ~ 30 нм при низких концентрациях и до ~ 570 нм при концентрации более 15 мкг/мл. Репрессибельная кислая фосфатаза, содержащая все три исследованных полипептида, агрегирует при концентрации 15 мкг/мл в округлые глобулы, что подтверждено электронной микроскопией.

Таким образом, в наших исследованиях подтверждается гипотеза о том, что гликопротеид, образующий кКф, может обладать функцией структурного компонента клеточной стенки, в то время как рКф является истинным внеклеточным белком, не накапливающимся в клеточной стенке, и служит ферментом для получения фосфорного питания клетки.

E-mail: i.arzumanyan@festivalnauki.ru

### Литература

1. С.Н. Егоров, Е.В. Петрова, А.В. Левашов, (2000). *Вестн. Моск. Ун-та. Сер. 2.Т.41. №6.* 355- 357.
2. Шнырева М.Г., Егоров С.Н. (1990) *Микробиология*, том 59, с. 948-958

МЕХАНИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ  
СПИРАЛЬНЫХ СТРУКТУР В БИОМАКРОМОЛЕКУЛАХ

Малышко Е.В. \*, Скурида В. Д.

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

Несколько лет назад была выдвинута гипотеза о механизмах стратификации в иерархиях молекулярно-биологических систем – знакопеременной хиральности [1]. Известно, что хиральность (свойство несовместности со своим зеркальным отображением) присуща основным классам биомакромолекул: белкам, углеводам, фосфолипидам и нуклеиновым кислотам. Были сформулированы тенденции образования иерархических структур хиральных соединений, обладающие общим физическим, физико-химическим и биологическим смыслом:

- при наличии запаса свободной энергии и хирального атома углерода система, не выходя за пределы своего иерархического уровня, может изменять тип симметрии, при этом не меняя знак преобладающей хиральности («правой» - D или «левой» - L),
- при прохождении точек бифуркации эта же система имеет тенденцию к спонтанному формированию последовательности уровней иерархии с чередующимся знаком хиральности вновь образующихся структур и с увеличением их относительного масштаба.

Выявлена общая закономерность чередования знака хиральности при переходе на следующий, более высокий, уровень структурной организации (от первичной до четвертичной структур): D-L-D-L для ДНК и L-D-L-D для белковых структур. В живых системах иерархичность уровней макромолекулярных структур является антиэнтропийным фактором и структурной основой формирования выделенных «степеней свободы» у молекулярных машин клеток.

Настоящая работа посвящена развитию представлений относительно физических (механических) моделей структурообразования с участием спиралей на уровне третичных структур белков и нуклеиновых кислот.

В качестве модели, демонстрирующей тенденции образования хиральных структур, рассмотрена модель скручивания упругих нитей. При закручивании упругого шнура в спираль (D или L) с некоторым перенапряжением после образования определенного числа витков формируется отросток. Сходное явление наблюдается в одноцепочечной ДНК: комплементарные последовательности, соединяясь друг с другом, образуют на конце шпильку, то есть двухцепочечный выступ. Помимо этого, если сложить закрученный напряженный шнур пополам, он спонтанно скрутится в суперспираль со сменной знака хиральности (соответственно, на L или D), причем как шаг, так и радиус спирали увеличатся. Экспериментально обнаружена следующая закономерность: соотношение витков в исходной спирали и суперспирали в определенном диапазоне напряжений является постоянным и равно двум. Система, уменьшая упругие напряжения за счет перераспределения энергии по новым степеням свободы, понижает свой запас свободной энергии. Это явление можно увидеть и при закручивании двух параллельных шнуров. Соответствующей биологической структурой являются скрученные правые  $\alpha$ -спирали. В комплексе они лежат параллельно друг другу и слегка закручены одна вокруг другой так, что каждая из них образует левую суперспираль [2]. Суперспирализация  $\alpha$ -спирали выгодна энергетически тем, что появляющаяся укладка боковых групп приводит к возникновению дополнительных ван-дер-ваальсовых контактов. В случае гидрофобных боковых цепей при их расположении вдоль оси суперспирали происходит экранировка гидрофобных участков от взаимодействий с молекулами воды.

---

\* Победитель подсекции.

Рассмотрены конкретные примеры образования «левых» суперспиралей в третичных структурах некоторых белков: Н-меромиозина, лейциновой молнии, кератина, АТФазы, а также коллагена с особенностями формирования тройных спиралей,

Выявленные тенденции и закономерности имеют непосредственное отношение к изучению упаковки, функционирования макромолекул и биологической эволюции.

Авторы приносят благодарность профессору В.А.Твердислову за предложенную интересную тему и помощь в работе.

E-mail: [katyamalyshko@mail.ru](mailto:katyamalyshko@mail.ru), [vasily.skurida@ya.ru](mailto:vasily.skurida@ya.ru)

### Литература

1. Твердислов В.А. Хиральность как первичный переключатель иерархических уровней в молекулярно-биологических системах. – Биофизика. 2013, т. 58, №1, с. 159–164.
2. Финкельштейн А.В., Птицын О.Б. Физика белка (курс лекций) – М.: КДУ, 2012.– 524 с.

### РАЗРАБОТКА КЛЕТОЧНОГО БИОРЕАКТОРА ДЛЯ УДАЛЕНИЯ АММИАКА ИЗ КРОВОТОКА

Протасов Е.С.<sup>1</sup>, Борсакова Д.В.<sup>2</sup>, Сунгатуллина Е.Р.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup> ФКНЦ ДГОИ им. Д. Рогачева, Москва, Россия

При ряде болезней для улучшения состояния пациентов необходимо изменять величины концентраций или потоков некоторых веществ в плазме крови. Для этих целей могут оказаться полезны ферменты. Используя один или несколько ферментов можно подобрать метаболический путь, который будет вести к увеличению или уменьшению концентрации выбранного вещества. Однако, прямое введение ферментов в кровотоки может привести к острой аллергической реакции у пациента. К тому же, ферменты будут быстро разрушены иммунной системой пациента (обычно время полужизни ферментов в кровотоке составляет часы). Чтобы избежать этих эффектов, необходимо изолировать ферменты внутри клеток-контейнеров. В ряде предыдущих работ [3, 6] было показано, что собственные эритроциты пациента могут служить такими контейнерами. Клетки-контейнеры, содержащие внутри себя ферменты, называют биореакторами.

Гипераммониемия – тяжелое состояние, сопутствующее некоторым заболеваниям (врожденные дефекты ферментов цикла мочевины, синдром Рейе, цирроз печени и т. д.). Это состояние вызвано повышением концентрации ионов аммония в плазме крови и может привести к тяжелым симптомам (вплоть до комы и смерти в крайних случаях) [1].

Целью этой работы является создание на основе эритроцитов человека биореактора, способного удалять аммиак из плазмы крови *in vivo*.

В ходе работы был предложен метаболический путь из двух реакций на основе двух ферментов – глутаматдегидрогеназы [4] и аланинаминотрансферазы [2], результатом работы которого, является связывание аммиака и образование аланина. Построена математическая модель получившейся метаболической системы. Модель представляет собой систему из девятнадцати обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, которые описывают встроенную систему, а также гликолиз, который существенно [5] с ней взаимодействует. Также в модель включен транспорт веществ сквозь мембрану эритроцита. Численное решение этой системы позволяет предсказать динамику концентраций метаболитов и сделать выводы о работоспособности реактора и величинах потоков. Результаты расчетов позволили предположить, что такой реактор будет способен удалять аммоний из плазмы крови.

Методом гипотонического диализа созданы биореакторы на основе эритроцитов человека. Экспериментально показано, что такие реакторы способны утилизировать

аммоний *in vitro*. Также показано соответствие результатов эксперимента предсказаниям теоретической модели (см. рис. 1).

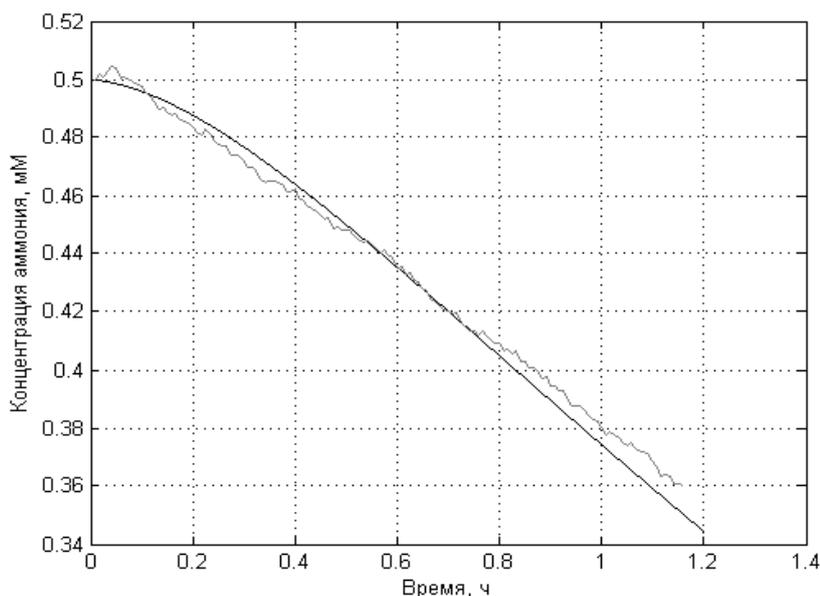


Рис. 1 Теоретическая (черная) и экспериментальная (серая) кривые убыли концентрации аммония в среде с биореакторами *in vitro*

E-mail: protasov\_evgenii@mail.ru

### Литература

1. Косенко Е. А., Каминский Ю. Г. Клеточные механизмы токсичности аммиака М.: URSS. 2008.
2. Bernard Bulos, Philip Handler, Kinetics of beef heart glutamic-alanine transaminase, THE JOURNAL OF BIOLOGICAL CHEMISTRY, Vol. 240, No. 8, August 1968
3. Yu. G. Kaminsky, E. A. Kosenko, Yu. G. Alexandrovich, F. I. Ataulakhanov, Experiments on Alcocytes Containing Enzyme Nanoparticles, Cell Technologies in Biology and Medicine, No. 1, May, 2012
4. H. B. LeJohn, I. Suzuki, J. A. Wrights, Glutamate dehydrogenases of thiobacillus novellus, THE JOURNAL OF BIOLOGICAL CHEMISTRY, Vol. 243, No. 1, Issue of January 10, pp. 118-128, 1968
5. Michael M. Cox, David L. Nelson, Lehninger principles of biochemistry, 5<sup>th</sup> edition, New York, 2008
6. Sinauridze EI, Vitvitsky VM, Pichugin AV, Zhabotinsky AM, Ataulakhanov FI. A new chemotherapeutic agent: L-asparaginase entrapped in red blood cells. Adv Exp Med Biol. 1992

### РОЛЬ ИНОЗИТОЛТРИФОСФАТ КИНАЗЫ В КОНТРОЛЕ ДИНАМИКИ КОНЦЕНТРАЦИИ КАЛЬЦИЯ ПРИ АКТИВАЦИИ ТРОМБОЦИТА

Балабин Ф.А.

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

Тромбоциты – безъядерные дископодобные клетки, циркулирующие в кровотоке человека. Основная функция тромбоцитов – предотвращение кровотечений, для ее выполнения тромбоциты способны к активации. При активации тромбоциты секретируют гранулы, связывают факторы свертывания и взаимодействуют друг с другом для того, чтобы агрегировать в тромб и тем самым остановить потерю крови. Активация тромбоцитов может инициироваться различными мембранными рецепторами, однако большинство из них являются ассоциированными с G-белком G<sub>q</sub>, который активирует фосфолипазу-С. Этот фермент играет исключительно важную роль в активации тромбоцита, будучи ответственным за выход в цитоплазму ионов кальция из эндоплазматической сети.

Концентрация кальция в цитоплазме тромбоцита управляет активностями ферментов, непосредственно ответственных за процессы, проходящие при активации тромбоцита (секреция гранул, изменения в структуре цитоскелета, экспозиция фосфатидилсерина на внешнюю поверхность клеточной мембраны и пр.) [3]. В предыдущей работе с помощью компьютерного моделирования мы исследовали роль положительной обратной связи, обусловленной фосфолипазой-С, в активации тромбоцита, и показали, что при любых значениях параметров она приводит к гиперинтенсивному ответу на активацию [1]. Поэтому был сделан вывод о необходимости наличия петли отрицательной обратной связи в схеме кальциевой сигнализации в тромбоците. Целью настоящей работы было теоретическое исследование поведения модели активации тромбоцита при наличии положительной и отрицательной обратных связей одновременно. Отрицательная обратная связь в модели обусловлена наличием инозитолтрифосфат-киназы в сигнальных каскадах тромбоцитов [4].

Исследования динамики концентраций реагирующих веществ проводились посредством численного моделирования. За основу была взята компьютерная модель, описывающая динамику концентрации кальция в тромбоците без учета обратных связей [2]. Настоящая модель представляет собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений, интегрируемую методом LSODA в среде COPASI.

Добавление к модели с положительной обратной связью отрицательной обратной связи приводит к образованию ступенчатого (в смысле формирования устойчивых колебаний и продолжительности) ответа на активацию. При этом модель предсказывает образование сразу нескольких качественно новых свойств ответа системы. Это порог активации (потенциально предотвращающий спонтанную активацию тромбоцитов), генератор устойчивых колебаний, частота и амплитуда которых не столь сильно зависят от времени, чем у предыдущих вариантов модели, и модулятор динамики концентрации кальция для случаев сверхактивации тромбоцита, характеризующихся особо высокими (более 20 мМ) концентрациями кальция.

В настоящей работе мы также показали, что конкурентное ингибирование инозитолтрифосфат-киназы может служить плавным регулятором активности тромбоцита, в то время как аналогичное ингибирование фосфолипазы-С полностью подавляет ответ тромбоцита на активацию. Таким образом, инозитолтрифосфат киназа может быть потенциальной мишенью для фармакологического воздействия на тромбоцит.

E-mail: fedpost19@mail.ru

### Литература

1. Балабин Ф.А., Свешникова А.Н. Роль кальциевой регуляции активности фосфолипазы-С в активации тромбоцита // Математика. Компьютер. Образование. 2014, Тезисы, Выпуск 21, Анализ сложных биологических систем, С. 14.
2. Sveshnikova, A., Ataulakhanov, F. and Panteleev, M. (2015). Compartmentalized calcium signaling triggers subpopulation formation upon platelet activation through PAR1. *Mol. BioSyst.* DOI: 10.1039/C4MB00667D
3. Varga-Szabo, D., Braun, A. and Nieswandt, B. (2009). Calcium signaling in platelets. // *Journal of Thrombosis and Haemostasis*, 7(7), pp.1057-1066.
4. Woodring, P. and Garrison, J. (1997). Expression, Purification, and Regulation of Two Isoforms of the Inositol 1,4,5-Trisphosphate 3-Kinase. *Journal of Biological Chemistry*, 272(48), pp.30447-30454.

## ВЛИЯНИЕ КРИОКОНСЕРВАЦИИ НА СТРУКТУРУ ОРГАНИЗАЦИИ ДНК ГАМЕТ

Гармаева С.Б.

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

Для успешного лечения бесплодия необходимо учитывать как женский, так и мужской фактор, который является самостоятельным или содействующим в половине случаев. В клинической практике главенствуют методы световой микроскопии, с помощью

которых на основе оценки качества спермы, делается вывод о фертильности мужчины. Зачастую, на основании результатов классических методов анализа спермы, включающих в себя измерение объема эякулята, pH, концентрации и процента подвижной фракции сперматозоидов и их жизнеспособности, нельзя поставить окончательный диагноз. Оценка фрагментации ДНК, вызванной дефектами мужского генома, может говорить о субфертильности мужчины, независимо от рутинных параметров спермы, не выявляющих наличия дефектов ДНК сперматозоида. Сперматозоид сохраняет способность оплодотворить ооцит даже при большом проценте ДНК-повреждений, эмбрион из такого оплодотворенного ооцита может развиваться без аномалий до определенного срока, по разным оценкам это 4 дня, так как именно на этой стадии начинает отвечать мужской геном. Подобное нормальное развитие эмбриона на начальных стадиях объясняется способностью ооцита к репарации некоторых аномалий мужской ДНК. Если к началу первого деления повреждения ДНК не удастся устранить, эмбриональное развитие замирает. Проблема целостности генома мужских гамет актуальна для лечения мужского бесплодия, повышения эффективности методов вспомогательных репродуктивных технологий (ВРТ) и предотвращения передачи генетических дефектов при ВРТ.

Основные причины фрагментации ДНК: недостатки рекомбинации, аномальное развитие сперматиды, «абортативный» апоптоз, окислительный стресс. Также было доказано влияние на степень фрагментации ДНК различных факторов, связанных с клиническими манипуляциями, используемыми методами ВРТ, например, температура инкубации эякулята. Нами было выдвинуто предположение о том, что если незначительное изменение температуры инкубации влияет на целостность ДНК, то и влияние криоконсервации, одного из основных методов ВРТ, использующихся для пациентов с олигозооспермией, азооспермией может оказывать значительное влияние на структуру ДНК, и, таким образом, на способность к оплодотворению ооцита и на дальнейшее развитие эмбриона. В клинике АльтраВита используется метод медленной заморозки. Для сохранения донорской спермы с целью последующего использования ее в циклах ИКСИ в клиниках искусственного оплодотворения разработаны протоколы ее криоконсервации. Заморозка проводится с использованием различных криопротекторов, которые ослабляют эффект кристаллизации, препятствуют слипанию и денатурации макромолекул, способствуют сохранению целостности мембран клеток. Несмотря на это, потери жизнеспособных клеток во время этой процедуры достаточно велики (могут составлять 30% от первоначального).

Целью данной работы является исследование влияния криоконсервации на степень фрагментации и структуру организации ДНК.

Для оценки степени фрагментации ДНК используется метод TUNEL [terminal deoxynucleotidyl transferases (TdT) dUTP end labeling] служит методом прямого мечения разрывов («ников») в ДНК. Интенсивность люминесценции пропорциональна числу встроенных dUTP и соответственно числу разрывов в ДНК. В качестве флуорохрома обычно используется флюоресцеин. Используется расчет процента TUNEL-позитивных клеток. Применяются модификации метода, например, с использованием антифлюоресцеиновых антител. Метод требует малого числа сперматозоидов. Пациенты, у которых обнаруживаются более 10% TUNEL-позитивных сперматозоидов, имеют сниженную результативность ЭКО.

Благодаря результатам контрольных экспериментов нами были выявлены наиболее удобные концентрации буферной среды SpermWash для приготовления мазков, используемых в методе TUNEL. Контрольные эксперименты проводились на образцах спермы, объем которых был разбит на три части. Одна часть была изучена сразу после отмывки спермы со SpermWash, вторая (с добавлением криопротектора) и третья (без добавления криопротектора) – после медленной заморозки и последующей разморозки. На данный момент производится сбор и обработка результатов экспериментов с установленной концентрацией буферной среды.

sb.garmaeva@physics.msu.ru

## МОДЕЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАЗВИТИЯ ЭКОСИСТЕМЫ

Поспелов Н.А.

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

В настоящей работе рассмотрена пространственно-временная модель природно-антропогенных экосистем как суперпозиции активных сред, учитывающая неоднородности антропогенных и природных факторов. Подход основан на представлении экосистем как сопряженных активных сред и направлен на выявление пороговых значений управляющих параметров. Теоретической базой анализа системной устойчивости служат синергетические представления об автоволновой самоорганизации в активных средах.

На базе предложенной авторами системы, включающей модифицированное уравнение Фитц–Хью–Нагумо, определены значения управляющих параметров системы уравнений для следующих случаев:

1. Формирование автоволнового фронта активатора и его затухание (одномерная и двумерная модели).
2. Возникновение стационарного распределения функции интенсивности антропогенных процессов (с учетом плотности распределения населения).
3. Формирование и распространение самоподдерживающегося возбуждения среды (одномерная и двумерная компьютерные модели).

При выполнении работы использовались возможности среды Comsol Multiphysics 4.3, в частности, получена графическая интерпретация моделируемых процессов.

Рассмотрение общих закономерностей и воздействие на систему с помощью управляющих параметров (в данном случае – численности и плотности населения или популяции) позволяет найти возможности устойчивого развития систем на каждом временном отрезке с учетом сети прямых и обратных связей.

Данный подход представляется перспективным при оценке системной устойчивости к внутренним и внешним флуктуациям.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕДОКС-ПОТЕНЦИАЛА ЛАККАЗЫ  
КИНЕТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИМихантьева Е.А.<sup>1</sup>, Трушкин Н.А.<sup>2</sup>, Филимонов И.С.<sup>3</sup>*<sup>1</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, химический факультет; <sup>2</sup>МБЦ; <sup>3</sup>МБЦ,  
Москва, россия*

Лакказы (п-дифенол: кислородоксидоредуктаза, ЕС 1.10.3.2) – медьсодержащая оксидаза. Фермент представлен в нескольких таксономических группах организмов, таких как растения, грибы, насекомые. Лакказы – небольшие (50 – 70 кДа) водорастворимые глобулярные белки, в большинстве случаев представляют собой устойчивые к воздействиям внешней среды экзогенные катализаторы. Лакказы способны катализировать реакции окисления широкого круга органических и неорганических соединений молекулярным кислородом. По каталитическим свойствам, субстратной специфичности и биотехнологическому потенциалу лакказа – практически идеальный катализатор для «зеленой химии» [1 – 4].

В глобуле лакказы располагается уникальный ансамбль из 4 атомов меди, представленных в виде Т1-центра (1 атом меди) и Т2/Т3-центра (3 атома меди). Современная классификация лакказ построена на таком параметре, как окислительно-восстановительный потенциал (ОВП) Т1-кластера, по значению которого выделяют высоко-(600-800 мВ), средне-(500-600 мВ) и низко-(400-500 мВ) редокс-потенциальные лакказы [5]. Однако математической модели, которая связывала бы значение ОВП лакказы с кинетическими характеристиками фермента на сегодняшний день не предложено.

но. В ходе настоящей работы была установлена зависимость между скоростью ферментативной реакции, потенциалом среды и потенциалом лакказы.

$$v = \frac{E_0}{A + B \cdot 10^{(\varepsilon - \varepsilon_0^{Lc})/60} + C \cdot \frac{1}{S}},$$

где А, В, С – функции от элементарных констант скоростей;  $\varepsilon$  – потенциал среды,  $\varepsilon_0^{Lc}$  – потенциал лакказы, S – концентрация субстрата,  $E_0$  – концентрация фермента.

Для дальнейшего анализа были введены следующие определения:

**РПЛ** (равновесный потенциал лакказы) – потенциал, численно равный потенциалу среды, при котором у половины молекул фермента Г1-центр восстановлен (классическое определение ОВП лакказы).

**КПЛ** (кинетический потенциал лакказы) – потенциал, численно равный потенциалу среды, при котором скорость ферментативной реакции снижается в 2 раза относительно максимальной при заданной концентрации субстрата.

С помощью анализа кинетической схемы катализа лакказы было получено выражение, связывающее значение КПЛ со значением РПЛ:

$$\varepsilon_{кин.}^0 = \varepsilon_{Lc}^0 + 60 \cdot \lg \left( 1 + \alpha + \beta \cdot \frac{1}{S} + \gamma \cdot \frac{1}{O_2} \right),$$

где  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  – функции от элементарных констант скоростей,  $\varepsilon_{Lc}^0$  – значение РПЛ (мВ),  $\varepsilon_{кин.}^0$  – значение КПЛ (мВ), S – концентрация субстрата-донора электронов,  $O_2$  – концентрация кислорода.

Рис. 1. Экспериментально полученная зависимость скорости ферментативной реакции от потенциала для трёх концентраций субстрата-донора электронов. Пунктирными линиями показаны аппроксимация результатов и вид зависимости в случае, если бы КПЛ был равен РПЛ.

Экспериментальный этап работы показал, что описанные выше подходы применимы на практике. Для лакказы из лакового дерева (*Rhus vernicifera*) были получены зависимости скорости реакции от потенциала среды для трёх концентраций субстрата-донора электронов (Рис. 1). Рассчитанное из полученной зависимости значение КПЛ одинаково для трёх концентраций субстрата-донора электронов (около 470 мВ) и не совпадает со значением РПЛ в литературе (430 мВ, [9]). Это различие может быть объяснено в рамках предложенной модели.

Выводы:

- Предложена математическая модель, устанавливающая взаимосвязь между скоростью ферментативной реакции лакказы, потенциалом среды и концентрациями субстратов в явном виде.
- Исходя из модели показана возможность экспериментального определения потенциала Г1-центра лакказы кинетическими методами. Определённый таким образом потенциал может отличаться от равновесного.
- Установлено соответствие теоретической и экспериментальной зависимости скорости ферментативной реакции от редокс-потенциала среды для лакказы из *Rhus vernicifera*.

E-mail: [lizamikhantieva@gmail.com](mailto:lizamikhantieva@gmail.com)

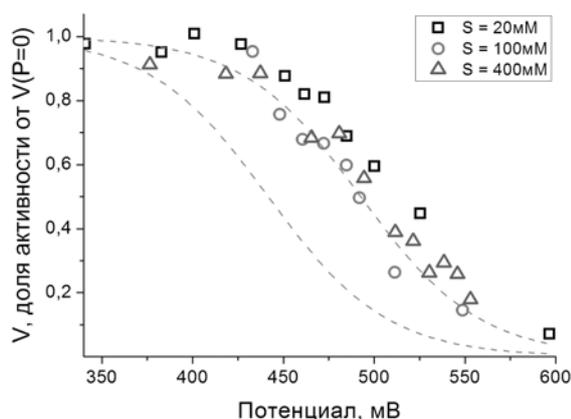


Рис. 1

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АКТИВАЦИИ КОНТАКТНОГО ПУТИ СВЕРТЫВАНИЯ КРОВИ НА ЦИРКУЛИРУЮЩИХ МИКРОВЕЗИКУЛАХ

Челушкин М.А.

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

Механизмы свертывания крови принято делить на две категории: сосудисто-тромбоцитарное звено и плазменную систему свертывания (Пантелеев, 2008, 50). Плазменное звено представляет собой сложную сеть биохимических реакций, условно разделяемых на внешний и внутренний пути. Внешний путь запускается при повреждении стенок сосуда, а внутренний – при контакте с чужеродной поверхностью, при этом активируется группа ферментов плазмы крови, катализирующих реакции так называемого контактного пути. Основные белки этого пути – фактор XII, калликреин (прекалликреин) и высокомолекулярный кининоген (Пантелеев, 2008, 50). Нарботанный в результате активации контактного пути активированный фактор XII активирует фактор XI, тем самым запуская внутренний путь свертывания плазмы крови (Пантелеев, 2008, 50). Ингибирование контактного пути оказывает заметное влияние на патологическое тромбообразование, в то время как гемостаз к нему нечувствителен, поэтому воздействие на контактную систему может быть перспективно для лечения тромбоцических заболеваний без осложнений в форме кровотечений, связанных с терапией (Maas, 2012, 73). Однако физиологический механизм активации контактного пути остается неясным (Zakharova, 2015).

Недавно было показано, что фактор XII может быть активирован на фосфатидилсерин-содержащих липидных мембранах, а именно на поверхности сверхактивированных тромбоцитов (Zakharova, 2015) и на поверхности циркулирующих в плазме микровезикул (Lipets, 2014). Циркулирующие микровезикулы – частицы клеток крови (чаще всего тромбоцитов) или эндотелия, образованные в результате активации клеток или их гибели и циркулирующие в кровотоке. Было показано, что микровезикулы, выделенные из плазмы, осуществляют активацию контактного пути в растворе белков, а также была подтверждена значительная роль этого процесса в общепринятых тестах свертывания (Lipets, 2014).

Целью настоящей работы является построение математической модели активации контактного пути на циркулирующих микровезикулах, учитывающей взаимодействие факторов свертывания XI, XII и калликреина с липидной поверхностью.

Математическая модель представляет собой систему 20 обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих взаимодействие факторов друг с другом в плазме и на поверхности микровезикул и обмен молекулами между этими средами. Интегрирование системы проводилось методом LSODA в среде COPASI ([www.copasi.org](http://www.copasi.org)). Мембрана микровезикулы и плазма рассматривались в качестве отдельных компартментов. Взаимодействие молекул описывается законами действующих масс и Михаэлиса-Ментен с параметрами, оцененными на основе экспериментальных данных.

На основе литературных данных (Vogler, 2009; Zakharova, 2015; Wiggins, 1977) разработана гипотетическая схема активации контактного пути на циркулирующих микровезикулах. Она учитывает активацию фактора XII, индуцированную поверхностью, (спонтанную), его автоингибирование (как механизм противоположный автоактивации и преобладающий над ней) и активацию калликреином с учетом петли обратной связи, активацию и выход в плазму фактора XI. Предполагается, что высокомолекулярный кининоген выступает посредником при взаимодействии прекалликреина и мембраны, фактора XI и мембраны. В связи с этим учитывается конкуренция прекалликреина и фактора XI за одни и те же сайты связывания с мембраной микровезикулы. Построена математическая модель, описывающая гипотетическое поведение этой системы и позволяющая исследовать ее поведение в различных физиологических условиях.

ma.chelushkin@physics.msu.ru

**Литература**

1. Пантелеев М.А., Атауллаханов Ф.И. (2008). Свертывание крови: биохимические основы. // Клиническая онкогематология. 1(1):50-62.
2. Lipets, E., Vlasova, O., Urnova, E., Margolin, O., Soloveva, A., Ostapushchenko, O., Andersen, J., Ataulakhanov, F., Panteleev, M. (2014). Circulating Contact-Pathway-Activating Microparticles Together with Factors IXa and XIa Induce Spontaneous Clotting in Plasma of Hematology and Cardiologic Patients. // PLoS ONE 9(1): e87692. doi:10.1371/journal.pone.0087692
3. Maas, C., Renne, T. (2012). Regulatory mechanisms of the plasma contact system. // Thrombosis Research 2012; 129: 73– 76.
4. Vogler, E., Siedlecki, C. (2009). Contact activation of blood-plasma coagulation. // Biomaterials 2009; 30: 1857–1869.
5. Wiggins, R., Bouma, B., Cochrane, C., Griffin, J. (1977). Role of high-molecular-weight kininogen in surface-binding and activation of coagulation Factor XI and prekallikrein. // Proc. Nati. Acad. Sci. USA. 74 (10): 4636-4640.
6. Zakharova, N.V., Artemenko, E.O., Podoplelova, N.A., Sveshnikova, A.N., Demina, I.A., Ataulakhanov, F.I., Panteleev, M.A. (2015). Platelet Surface-Associated Activation and Secretion-Mediated Inhibition of Coagulation Factor XII. // PLoS ONE 10(2): e0116665. doi:10.1371/journal.pone.0116665

**ФИЗИКА ПРИРОДНОЙ ТРАЕКТОРИЯ СТОПЫ  
В ПЕРСПЕКТИВНЫХ ШАГАЮЩИХ ДВИЖИТЕЛЯХ**

Папиашвили Э.Д., Скворцова А.А. \*

*Муниципальное общеобразовательное учреждение «Гимназия №5»,  
г. Юбилейный, Московская область, Россия*

Тема работы появилась в мае 2014 года, когда Москву посетил голландский инженер Тео Янсен со своими нашумевшими в прессе кинетическими скульптурами. В рекламных объявлениях пестрели заголовки о шагающих механизмах, которые демонстрировались на ВВЦ-ВДНХ и в Московском Политехническом музее, а также по телевидению. Однако после знакомства с механизмами Тео Янсена по многочисленным источникам в Интернете появилось сомнение: «Действительно ли эти механизмы шагают?» Для ответа на этот вопрос было предложено изготовить другие шагающие устройства, предложенные полтора века назад русским учёным и инженером Пафнутием Львовичем Чебышевым. Это перекрёстный и лямбдаобразный механизмы. Также был изготовлен механизм Хойкена. Шагоходы были изготовлены, на них были установлены электромоторы с цепным и шестерёнчатым приводами. Второй шагоход удалось усовершенствовать, воспользовавшись формулой П.Л. Чебышева, связывающей число рычагов и шарниров с количеством степеней свободы механизма. Удалось исключить 4 рычага и 6 шарниров по сравнению с известной стопоходящей машиной П.Л. Чебышева, хранящейся в Московском Политехническом музее. Получилась авторская модифицированная механическая схема, выносимая на защиту. Разрешение пользоваться аналогами было получено у Николая Николаевича Андреева, сотрудника Московского математического института им. В.А.Стеклова – организатора сайта «Математические этюды», на котором содержится схема оригинала стопоходящей машины. Следующий этап работы – выяснение целевого назначения и особенностей шагоходов. Цель работы – предложить движитель тяжёлого транспортного средства по малопрочным поверхностям: тундре, Арктике, шельфу, льду. Актуальность работы обоснована промышленным освоением северных районов с малопрочными грунтами. Это тундра, Арктика, шельфовые области. В этих районах находят-

---

\* Победители подсекции.

ся большие залежи полезных ископаемых, прежде всего, углеводородного топлива. Практическая значимость исследования подтверждена интервью Президента России В.В. Путина итальянской прессе Eni: «\$100 млрд. инвестиций в северные районы России в ближайшие 10 лет!» Как осваивать эти инвестиции? На чём передвигаться на севере? Исследование этих вопросов состыковало работу из области физики с биологией и экологией. До сих пор не решена проблема передвижения даже по тундре, не говоря об Арктике и шельфах. Следы от колёс и гусениц остаются в тундре на десятилетия, природное равновесие нарушается. Но почему многотысячные стада оленей передвигаются по тундре, не разрушая её природу? Почему единственный вездеход наносит больше вреда, чем все олени? Ответ оказался очень простым – надо знать физическую и механическую сущность шага человека и животных с двумя особенностями. Во-первых, это давление на грунт. Бесконечно увеличивать размеры колёс и гусениц нельзя по техническим ограничениям, но можно практически неограниченно увеличивать площадь стопы шагохода, обеспечив безопасное давление на грунт. Во-вторых, механизмы Тео Янсена - это не шагающие механизмы, потому что стопа у них падает на грунт не под нулевым углом, создаётся тангенциальная скорость, которая срезает растения и верхний слой почвы. Все механизмы Тео Янсена либо бьют носком в землю, либо пяткой. На них в принципе нельзя закрепить стопу, они будут спотыкаться. Это первый важный научный результат работы, выносимый на защиту, - механизмы Тео Янсена основаны на зацеплении ноги, как у паука, а не на шаге, как у человека и животных. Второй научный результат – доказательство, что любой механизм Тео Янсена опирается на острия или маленькие сферические кулачки, как у паука. Стопы в нём быть в принципе не может. Третий научный результат – доказательство необходимости минимум шести ног в механизмах Тео Янсена. В механизме П.Л.Чебышева всего четыре опоры, а фактически две из-за синхронизирующей диагональной пары трапеций. Эти теоретические выводы были подтверждены созданием механизма Тео Янсена в виде паукообразной машины, которую никак нельзя назвать шагоходом. Наконец, при изучении шельфового варианта шагохода было обнаружено новое физическое явление, не отмеченное пока в источниках информации, – это вымывание сыпучего и илистого грунта стопой шагохода. Доклад на конференции с представителями ЦАГИ им. Н.Е.Жуковского подтвердил правильность теоретических выводов. Вытесняемый стопой расход воды тяжёлого шагохода может оказаться больше, чем аварийный сброс на Саяно-Шушенской ГЭС (10000 т/с против 7500 т/с соответственно).

Работа отмечена серебряной медалью конкурса SIEMENS-2015, а также другими медалями и дипломами. Результаты работы доложены в Санкт-Петербургском политехническом университете [1], в Московском авиационном институте [2], в Московском физико-техническом институте [3], в Казанском (Приволжском) федеральном университете [4], в НИЯУ МИФИ [5], в МГСУ-МИСИ. Работа вышла в финал инновационного конкурса Intellect2All, победила в конкурсе «Система приоритетов» программы «Лифт в будущее», выдвинута на стипендию Губернатора Московской области, опубликована в 7 статьях, прошла экспертизу в автоматизированной системе «Антиплагиат» с оригинальностью 96,36%. Сняты 4 видеоролика, созданы 3 шагающих макета.

E-mail: elvinapar@live.ru saa2509@mail.ru

### Литература

1. Скворцова А.А., Папиашвили Э.Д. Универсальная передвижная шаговая платформа для освоения тундры и Арктики // Материалы 8-го Всероссийского форума студентов, аспирантов и молодых учёных «Наука и инновации в технических университетах» 27-29 октября 2014 г. – СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2014. – 170 с. – ББК 30.1 Н34 - С.6-8.
2. Папиашвили Э.Д., Скворцова А.А. Шагающая платформа для стартовых комплексов // Всероссийский форум «Молодёжь и будущее авиации и космонавтики – 2014», Московский авиационный институт, 17-21 ноября 2014 г. С.179-184. - ISBN 978-5-206-00928-6.

3. Сворцова А.А., Папиашвили Э.Д. Гидродинамика шельфового шагохода // Труды 57-й научной конференции МФТИ: Всероссийской научной конференции с международным участием «Актуальные проблемы фундаментальных и прикладных наук в области физики». – ФАЛТ. – М: МФТИ 24-29 ноября 2014 г. – С.65-67. – ISBN 978-5-7417-0526-1. – УДК 51:53:629.7. – ББК 22.253+39.52 Т78.
4. Папиашвили Э.Д., Сворцова А.А. Универсальная шагающая платформа для геологоразведки и нефтедобычи // Сборник тезисов Всероссийской школы-конференции студентов, аспирантов и молодых учёных "Материалы и технологии XXI века" 11-12 декабря 2014 г. / Отв. ред. А.В.Герасимов. - Казань.: Изд-во КФУ, [http://media.wix.com/ugd/14a693\\_bb35b54325b240739e9c2499bc6d6859.pdf](http://media.wix.com/ugd/14a693_bb35b54325b240739e9c2499bc6d6859.pdf), 2014.– С.132.
5. Сворцова А.А., Папиашвили Э.Д. Физика шагающих и цепляющих механизмов // 18-я Международная телекоммуникационная конференция молодых учёных и студентов «Молодёжь и наука». – М.: НИЯУ МИФИ, октябрь 2014 – февраль 2015. – Эл. ресурс <http://mn.mephi.ru/articles/1189>

## ГЕНОМНЫЕ ЛАНДШАФТЫ РАКОВЫХ МУТАЦИЙ, ЭПИГЕНЕТИКА И ВТОРИЧНЫЕ СТРУКТУРЫ ДНК

Башкатов А., Нугманов Г.

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

Современные работы по изучению мутаций генома при раке составляют так называемые «геномные ландшафты» для каждого определенного типа рака. Геномные ландшафты включают в себя точечные однонуклеотидные замены и структурные варианты – вставки, удаления и перестановки. Благодаря прогрессу в технологиях секвенирования нового поколения стало возможным картирование мутаций, происходящих в геномах разных типов рака. Так, в рамках проекта построения геномных изменений пан-рака было документировано порядка 65 тысяч мутаций из 3281 опухолей для 12 типов рака, представляющих собой точечные замены и небольшие вставки и делеции [1]. Существует ли корреляция между позициями мутаций и эпигенетическими факторами, такими как расположение нуклеосом и метилирование, а также местами, где вероятно образование вторичных структур ДНК, остается открытым. В рамках данной работы был произведен анализ на обогащение/обеднение областей мутациями при раке областей, занятых нуклеосомами и вторичными структурами ДНК. Было обнаружено обогащение раковыми мутациями областей занятых нуклеосомами. Гистограммы расстояний между мутациями и нуклеосомами показывают периодичность порядка 60 нуклеотидов. С другой стороны наблюдается 3-х кратное обеднение мутациями областей, потенциально образующих структуры типа стебель-петля. Гистограммы расстояний от мутаций до ближайшей вторичной структуры типа стебель-петля показывают наличие периодичности порядка 100 нуклеотидов. Данные результаты свидетельствуют о вероятно неслучайном положении мутаций относительно эпигенетических маркеров генома. Необходимы дальнейшие исследования, чтобы понять причины наблюдаемой периодичности. Также планируется изучение других эпигенетических разметок генома, таких как карт метилирования и других вторичных структур ДНК.

### Литература

1. Kandoth C, McLellan MD, Vandin F, Ye K, Niu B, Lu C, Xie M, Zhang Q, McMichael JF, Wyczalkowski MA et al: Mutational landscape and significance across 12 major cancer types. Nature 2013, 502(7471):333-339.

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА И СУПРАМОЛЕКУЛЯРНАЯ СТРУКТУРА ХИРАЛЬНЫХ СТРУН

Литвин Я.А.

*Институт химической физики им. Н.Н. Семёнова РАН*

Ранее было обнаружено, что в низкоконцентрированных растворах хиральных трифторацетилованных аминспиртов (ТФААС) в результате самосборки образуются квазиодномерные структуры, названные струнами. Струны представляют из себя вытянутые (отношение длины к диаметру  $L/D \sim 102-103$ ) супрамолекулярные образования размерами от  $D \sim 10$  нм до  $D \sim 1$  мкм [1]. Струны обладают рядом структурных особенностей: в частности, более толстые струны свиты спиральным образом из более тонких, а знак хиральности (направления скрутки) чередуется на ряде иерархических уровней структуры (суперспирализация [2]); по этой причине они представляют интерес для биофизики как модельный объект (биомиметик) – в частности, суперспирализация является особенностью, присущей живым системам [3].

В результате оптического микроскопирования в скрещенных поляризаторах обнаружено, что струны в ксерогелях растворов ТФААС обладают сильным дихроизмом: струна толщиной порядка 1 мкм не пропускает свет, поляризованный вдоль её оси. Интерпретация этого результата по-видимому позволяет сделать вывод о положении в пространстве функциональных групп, электроны которых участвуют в процессах поглощения и переизлучения света.

Таким образом, с помощью оптического поляризационного микроскопирования удалось прийти к выводам о молекулярной и супрамолекулярной структуре струн, что в дальнейшем поможет изучению структурообразования при хиральной самосборке, интерпретации зависимостей структуры образцов от их состава, а также возможному дизайну материалов, в том числе для регенеративной медицины.

[j.a.litvin@gmail.com](mailto:j.a.litvin@gmail.com)

### Литература

1. Стовбун С.В. Формирование конденсированной фазы струн в слабых растворах хиральных веществ // Хим. Физ. 2011. Т. 30. № 8. С. 3.
2. Стовбун С.В., Скоблин А.А., Занин А.М., Гришин М.В., Шуб Б.Р., Рыбин Ю.М., Агеев И.М., Шишкин Г.Г., Твердислов В.А. Суперспирализация хиральных струн // Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, Т.154, №7, 2012, с. 41-43.
3. Твердислов В.А. Хиральность как первичный переключатель иерархических уровней в молекулярно-биологических системах // Биофизика, 2013, том 58, вып. 1, с. 159–164.

## МЕХАНИЗМЫ АДАПТАЦИИ РАСТЕНИЙ РАЗНЫХ ЭКОТИПОВ К УСЛОВИЯМ ОСВЕЩЕНИЯ

Мишанин В.И.

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

Принадлежность растений к различным экотипам обуславливает характерные особенности в механизмах адаптации фотосинтетического аппарата к световому воздействию.

Цель данной работы - провести сравнительный анализ механизмов адаптации растений разных экотипов к различным световым условиям, в том числе стрессовым.

В качестве объектов исследования были выбраны растения *Tradescantia fluminensis* (теневыносливое) и *Tradescantia sillamontana* (светолюбивое). Каждый вид растения вы-

рацивался при разных световых условиях: при свете высокой интенсивности ( $875-1000 \text{ мкЭ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) и при свете малой интенсивности ( $50-125 \text{ мкЭ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ).

Были проведены спектрофлуориметрические измерения на выбранных образцах растений. Проанализированы зависимости спектров поглощения от времени освещения, зависимости интенсивности флуоресценции адаптированных к темноте листьев от времени освещения на двух длинах волн (685 нм и 740 нм) для каждого образца растения.

В результате экспериментов были выявлены характерные для каждого вида исследуемого растения различия в реагировании на световое воздействие. В результате освещения листа происходили немонотонные изменения интенсивности флуоресценции с последующим выходом кривой на стационарное состояние. Отношение пиков флуоресценции на длинах волн 685/740 выше у *T. sillamontana*, чем у *T. fluminensis*. Для каждого образца растения, выращенного на свету высокой интенсивности, отношение пиков флуоресценции 685/740 выше, чем для растений, выращенных на свету малой интенсивности. Указанные изменения физических параметров флуоресценции отражают структурные перестройки в фотосинтетическом аппарате, что позволяет растениям свободнее адаптироваться к световому воздействию, в том числе стрессовому.

E-mail: mishaninv@ya.ru

## СОЗДАНИЕ АНТИДОТА СОВРЕМЕННЫХ АНТИКОАГУЛЯНТОВ

Бувальей С.Е.

*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

Антикоагулянты – это вещества, которые препятствуют свертыванию крови. Пациенты могут находиться на антикоагулянтной терапии вследствие операции, риска тромбозов (в т.ч. при мерцательной аритмии) и т.д. Современные антикоагулянты, такие как варфарин, гепарин, прямые ингибиторы тромбина и фактора Ха (фХа) и т.д., обладают серьезным недостатком: они увеличивают риск кровотечений, угрожающих жизни (в т.ч. внутричерепных и внутрибрюшинных). Причем некоторые антикоагулянты не обладают эффективными и быстродействующими антидотами.

Целью работы является создание универсального антидота, способного нейтрализовать или компенсировать действие антикоагулянтов, для сохранения здоровья и жизни пациента. Был предложен механизм действия такого антидота, основанный на обратимом связывании с активными протеазами-факторами свертывания и замедлении деградации этих факторов.

В нашей работе сначала компьютерным моделированием *in silico* подбираются соединения, которые удовлетворяют предложенному механизму, т.е. являются лигандами фХа. Далее соединения проверяются тестом тромбодинамики *in vitro* в плазме доноров и пациентов, находящихся на антикоагулянтной терапии. Следующим этапом является проверка на животных (мышях) *in vivo* тех соединений, которые обладали наибольшей эффективностью при тестировании *in vitro*.

В качестве соединений-лигандов фХа были отобраны три карбамоил-фенильных производных, обладающих константой ингибирования ( $K_i$ ) к фХа в диапазоне 10 – 100 нМ. Также были выбраны два соединения, используемых в клинической практике – ривароксабан и апиксабан ( $K_i$  меньше 1 нМ). Данные соединения приводили к увеличению скорости роста сгустка фибрина в тромбодинамике *in vitro*. Также нашей группой была разработана экспериментальная модель антикоагулянтной терапии, в которой мышам внутривенно вводится антикоагулянт и исследуемое соединение, после чего оценивается объем и частота кровотечений из поврежденного кончика хвоста.

Новый антидот позволит избежать побочных эффектов антикоагулянтов, при этом он может быть выпущен в форме таблеток (оральный препарат). Это позволит не прибегать к использованию белковых препаратов, таких как фактор VIIa, который обладает рядом недостатков, в т.ч. малым временем жизни в кровотоке (2 часа) и высокой стоимостью (для одной дозы – примерно 20 тыс. руб.).

bsemen94@yandex.ru

## МОДЕЛИРОВАНИЕ САМООРГАНИЗАЦИИ В СИСТЕМЕ МИКСАМЕБ С ПОМОЩЬЮ ПОДВИЖНЫХ КОНЕЧНЫХ АВТОМАТОВ

Кручинин И.В.

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

Объект моделирования: *Dictyostelium discoideum* (диктиостелиум) — клеточный слизевик, относящийся к типу *Mycetozoa*. В природе *D. discoideum* обитает в почве и подстилке (влажном листовом опаде). Одиночные амёбы *D. discoideum* питаются в основном бактериями. Распространён *D. discoideum* в смешанных и широколиственных лесах умеренного пояса. Если пищи не хватает, амёбы слипаются вместе и мигрируют туда, где среда благоприятнее. Там они распадаются на отдельные клетки. Перед миграцией амёбы не съедают все доступные бактерии, а берут с собой их запасы. На новом месте они рассеивают их, создавая запасы пищи.

Конечный автомат — абстрактный автомат, число возможных состояний которого конечно. Результат работы автомата определяется по его конечному состоянию. Конечный автомат начинает работу в некотором состоянии, считывая по одному символу входной цепочки. Считанный символ переводит автомат в новое состояние в соответствии с функцией переходов.

Общая цель работы: исследование роли автоволновых процессов в самоорганизации и динамике взаимодействующих популяций миксамеб и бактерий.

Конкретные задачи: адаптация теории подвижных конечных автоматов для моделирования хемотаксиса, построение адекватной дискретной модели автоволновой самоорганизации диктиостелиума.

Результаты:

1. На основе теории конечных автоматов построен алгоритм для описания поведения популяции миксамеб диктиостелиум, учитывающий конкретные данные по чувствительности миксамеб к сигнальному веществу (цАМФ), латентному периоду, скорости секреции цАМФ, скорости его диффузии и скорости передвижения миксамеб. Алгоритм реализован в среде Matlab.

2. Получены предварительные оценки режимов поведения популяции миксамеб при невозобновляемых ресурсах до стадии агрегации, свидетельствующие об автоволновом характере самоорганизации диктиостелиума. Модель позволяет описать поведение популяции миксамеб с учетом возобновляемости ресурсов, т.е. учесть взаимодействие популяций миксамеб и бактерий, а также возможность формирования макроцисты с учетом трех полов диктиостелиума и ее роли в расселении слизевика. Предполагается также, что при некоторой ее модификации удастся описать клеточную дифференцировку при формировании слизня и динамику численности взаимодействующих популяций миксамеб и бактерий с учетом переноса бактерий слизнем.

E-mail: iv.kruchinin@physics.msu.ru

### Литература

1. Васиева О.О. Исследование процессов автоволновой агрегации в популяции клеток *Dictyostelium discoideum* / Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата биологических наук. Москва, 1991
2. Гилберт С.Ф. Биология развития / Третье издание на русском языке, Изд-во Мир, 1993

3. Goldbeter A. Oscillations and waves of cyclic AMP in Dictyostelium: A prototype for spatio-temporal organization and pulsatile intercellular communication // Society for Mathematical Biology, 2006
4. Nagano S. Modeling the model organism Dictyostelium discoideum // Fundamental Research Labs, NEC Corporation, Japan, 2000

## ТУШЕНИЕ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АЛЬБУМИНОВ ИОНАМИ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ

Мельников А.Г., Ефремова В.В., Куенбаева В.Р.

*Саратовский государственный технический университет  
имени Ю.А. Гагарина, Саратов, Россия*

Работа посвящена исследованию процессов тушения собственной триптофановой флуоресценции сывороточного альбумина человека (САЧ) и бычьего сывороточного альбумина (БСА) под действием ионов тяжелых металлов: меди, кадмия и свинца. При одинаковых концентрациях белков в фосфатном буфере pH 7,4 интенсивность флуоресценции БСА больше, чем САЧ, что обусловлено наличием двух остатков триптофана в молекуле БСА.

Определенная нами эффективная константа тушения флуоресценции САЧ ионами меди  $K_{ш-ф} = 8.75 \times 10^3 \text{ M}^{-1}$  превышает значение эффективной константы тушения флуоресценции БСА  $6.91 \times 10^3 \text{ M}^{-1}$ . Анализ полученных спектров и зависимостей максимума спектров флуоресценции от концентрации различных тяжелых металлов позволяет сделать вывод о доступности триптофановых остатков для тушения. Значительного смещения положения спектра флуоресценции при добавлении тяжелых металлов не наблюдалось, что свидетельствует об отсутствии конформационных изменений в макромолекуле белка при концентрации тяжелых металлов менее 50 мкМ. Обнаруженные нами изменения в спектрах поглощения хромофоров белка при добавлении ионов тяжелых металлов свидетельствуют о возможном статическом тушении возбужденных состояний хромофоров белка БСА – триптофанилов.

Нами наблюдалось отклонение графиков Штерна–Фольмера от линейности при концентрации ионов тяжелых металлов выше 50 мкМ. Это можно объяснить тем, что в БСА тушатся два триптофановых остатка, расположенных в двух участках глобулы белка, которые могут иметь разную доступность для тушителей. Нами предположено, что при начальных концентрациях тяжелых металлов в растворах БСА тушится в первую очередь флуоресценция триптофанового остатка Trp134, расположенного вблизи поверхности белковой макромолекулы и, соответственно, более доступного для воздействия ионов тяжелого металла. При увеличении концентрации тяжелых металлов, возрастает и эффективность тушения триптофановых остатков (Trp214), расположенных во внутренней области белка.

Установлено, что эффективность тушения флуоресценции БСА ионами тяжелых металлов уменьшается в ряду: Cu (II) > Pb (II) > Cd (II). Полученные результаты могут найти применение при создании люминесцентных биосенсоров для определения солей тяжелых металлов в различных средах.

E-mail: agmelnikov@yandex.ru

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ МОЛ 2012-2013

Авторы выражают благодарность доценту кафедры экология Дячук О.А. Саратовского государственного технического университета имени Ю.А. Гагарина за помощь в обсуждении полученных результатов



## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛН НА СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СОСТАВНОГО ВИХРЯ МЕТОДОМ ФОТОМЕТРИИ

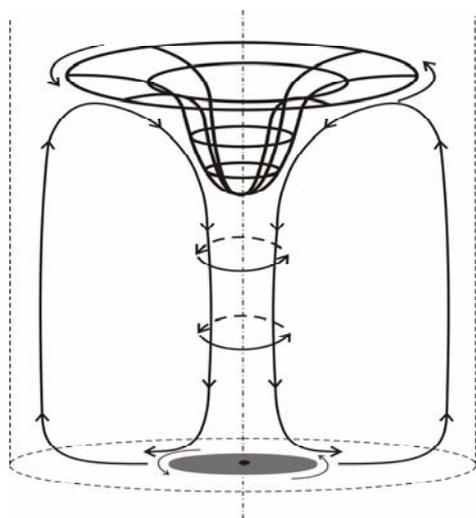
Шевцов Н.И.

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

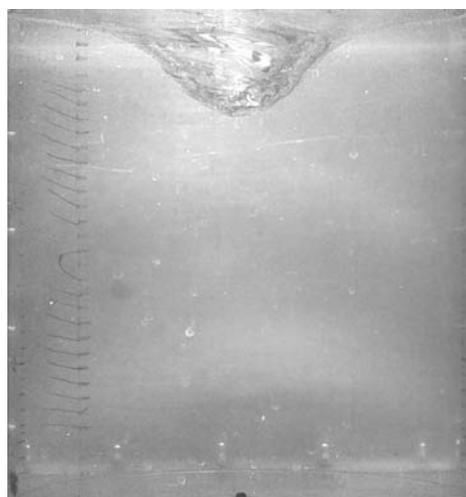
Проводится исследование геометрии спиральных волн, которые наблюдаются на свободной поверхности составного вихря, генерируемого в экспериментальной установке. Определяется их локальные длины, геометрические характеристики и частоты осцилляций. Установка «Вихревые течения с кручением» (ВТК) состоит из резервуара в форме параллелепипеда, на дне которого устанавливаются диски различных диаметров. Вращение диска создает течение, для придания ему стационарности фиксируется частота вращения диска, а сам диск заключен в вертикально расположенный цилиндрический контейнер. Предполагаемая схема возникающего составного вихревого течения (рис. 1, а) – суперпозиция двух вихрей: цилиндрического с вертикальной осью и тороидального с круговой осью [1].

В некоторых случаях существующие контактные и бесконтактные методы измерения параметров течения вносят искажения в структуру течения. Большинство методов измерения скорости жидкости построено на измерении скорости движения примеси в предположении о тождественности их скоростей. Некоторые исследования дают информацию о том, что факт тождества скоростей жидкости и частиц примеси нуждается в дополнительной проверке [2, 3]. А в ряде работ описаны течения, где траектории движения частиц примеси и несущей среды существенно различаются [4]. Недостатки существующих методик измерения параметров течения стали причиной использования метода фотометрии. Поскольку для использования этого метода требуется только интенсивное и равномерное освещение картины течения в комбинации с фото или видео съемкой, применяемый метод можно считать бесконтактным и невозмущающим.

Существование волн на свободной поверхности составного вихря отмечалось в экспериментальных исследованиях ранее [5].



а



б

Рис. 1. Схема течения в экспериментальной установке (а), изображение течения в экспериментальной установке ( $R = 14$  см,  $H = 30$  см,  $\Omega = 200$  об/мин) (б).

В ходе эксперимента с помощью видеокамеры регистрировалась свободная поверхность составного вихря. В дальнейшем видеозапись разбивалась на отдельные кадры, которые подвергались обработке. Для определения локальных длин волн выделялся участок изображения (полоса, имеющая ширину три пикселя, длина выбиралась вручную) с сильно различающимися значениями яркости, которые соответствуют гребням поверхностных волн и невозмущенной поверхности жидкости. График зависимости яркости точек изображений от линейной координаты позволил оценить формы пиков и их ширину. Для определения частоты осцилляции амплитуды и положения гребня поверхностной волны, в выбранной области свободной поверхности использовались кадры видеозаписи, взятые через одинаковые промежутки времени. На каждом изображении выделялся один и тот же участок, полученные значения яркости отдельных точек выбранной области усреднялись. Частота осцилляций определяется по графику зависимости средних значений яркости выбранной области от времени. Также было установлено, что в лабораторной системе отсчета волны оставались неподвижными с точностью до пространственных осцилляций при некоторых параметрах эксперимента.

*E-mail: red3991@ya.ru*

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 14-05-00714-а).

### Литература

- 1 Чаплина Т.О., Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Особенности переноса примеси в стационарном вихревом течении // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2012. № 4, с. 73-79.
- 2 Степанова Е.В., Чашечкин Ю.Д. Анизотропный перенос примеси в составном вихре // Доклады АН. 2008. Т. 423. № 4. с. 474-478.
- 3 Чашечкин Ю.Д. Дифференциальная механика жидкостей: согласованные аналитические, численные и лабораторные модели стратифицированных течений // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. "Естественные науки". 2014. № 6. С. 67-95. ISSN 1812-3368.
- 4 Лебедева Н.А., Осипцов А.Н. Структура зон аккумуляции инерционной примеси в течении типа торнадо // Изв. РАН. МЖГ. 2009. № 1. С. 83-96.
- 5 Stepanova E.V., Chashechkin Yu.D. Anisotropic transport of an admixture in a compound vortex // Doklady Physics. Vol. 01. 53(12). 2008. pp. 634-638.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК МЕЛКОГО ВОДОЕМА

Дорофеева А.А.\*

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

К настоящему времени можно считать хорошо изученным процесс распространения звука в глубоком океане, когда влияние дна относительно мало. В мелких водоемах характеристики дна, наоборот, являются во многом определяющими и сильно усложняют рассмотрение. Однако именно к ним в последнее время проявляется повышенный интерес, поскольку возможность их определения в перспективе может позволить предложить новый подход, например, к поиску углеводородного сырья на шельфовой зоне. В связи с этим в данной работе была поставлена задача проведения пробного натурального эксперимента по распространению звука в мелком водоеме с последующим определением дисперсионных характеристик этого водоёма.

Исследуемый водоем представлял собой заполненный водой карьер, где ранее велась добыча торфа. Он имел размеры 300 м в длину и 20 м в ширину, а глубина составляла  $h \approx 1$  м и была постоянной. Несмотря на простоту геометрической формы, такой

---

\* Победитель подсекции.

водоем представляет собой достаточно сложный объект. Во-первых, его малые размеры могут быть причиной того, что модовая структура акустического поля, создаваемого помещённым в воду излучателем, может не сформироваться на доступных для измерения расстояниях. Во-вторых, помимо существенного вклада дна в процесс распространения звука, следует учитывать возможность отражения сигнала от берегов.

Поскольку водоем является предельно мелким, его волноводные свойства обуславливаются акустически мягкой границей и дном, акустические свойства которого не известны. Рассматривались модели акустически мягкого и жесткого дна. В модели мягкого дна критическая частота, соответствующая условию «зарождения»  $m$ -й моды, определяется как  $f_m^{(soft)} = \frac{mc}{2h}$ , где  $c$  – скорость звука в воде. В модели жесткого дна крити-

ческая частота составляет  $f_m^{(hard)} = \frac{(2m-1)c}{4h}$ . Для первой моды эти частоты отличаются в два раза и численно равны соответственно 740 Гц и 370 Гц. Таким образом, анализ критических частот позволяет приблизительно указать тип дна водоема.

Для более детального определения акустических свойств дна предлагалось измерить дисперсионные характеристики водоема. В качестве зондирующего был выбран широкополосный линейно частотно-модулированный (ЛЧМ) сигнал. Последующая его корреляционная обработка позволяет получить результаты, соответствующие прохождению импульсного сигнала в водоеме. Сигнал излучался в полосе частот от 100 Гц до 10 кГц, его период был равен 10 секундам. Запись принятого сигнала проводилась на расстояниях от 10 до 110 метров от источника. Принятый сигнал оказался сильно зашумлен, поэтому для выделения его информативной части проводилась предварительная частотная фильтрация. Затем была проведена корреляция принятого сигнала с эталонным ЛЧМ сигналом. Дисперсионные характеристики водоема изучались с помощью спектрограмм корреляционных функций  $K(\tau)$ , представляющих собой оконное преобразование Фурье. Типичная спектрограмма изображена на рис. 1. Яркий участок соответствует принятому сигналу. Из рисунка видно, что спектральные компоненты, соответствующие низким частотам, приходят с большей временной задержкой, а значит, их скорость распространения меньше. Таким образом, водоем обладает четко выраженной дисперсией. Сигналы с частотой менее 700 Гц распространяются с сильным затуханием. Эта частота приблизительно соответствует модели мягкого дна. Спектрограмма позволяет построить зависимость групповой скорости звука в водоеме от частоты, которая также хорошо согласуется с теоретической кривой, соответствующей модели мягкого дна. Наблюдаемое отсутствие дисперсии на высоких частотах (вертикальный участок на рис. 1) является характерным для многих моделей водоема. Следовательно, можно утверждать, что для первой моды в условиях данного водоема дно можно считать акустически мягким.

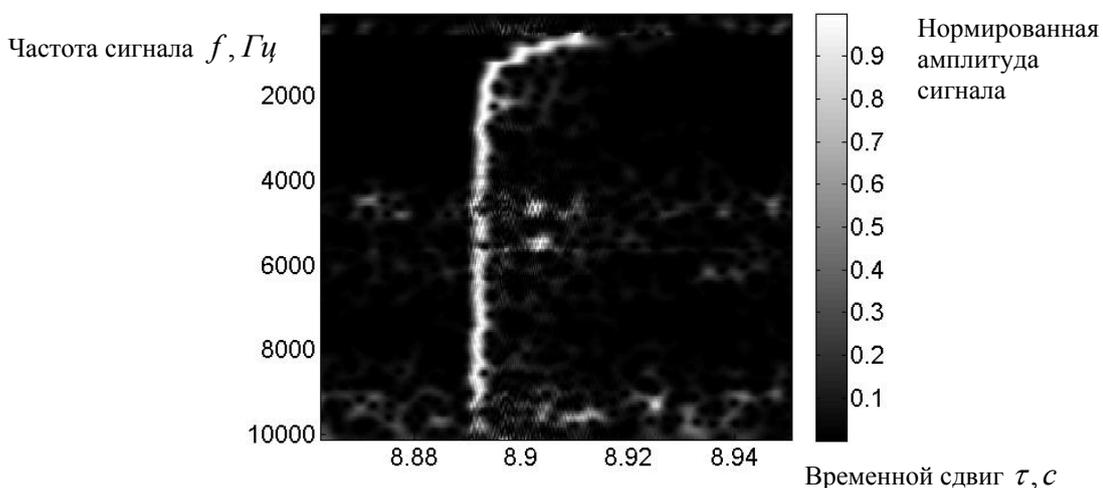


Рис. 1. Спектрограмма взаимной корреляционной функции принятого и эталонного сигналов

Подводя итоги, можно сказать следующее. Во-первых, корреляционная и, затем, спектральная обработка ЛЧМ сигналов позволяет анализировать дисперсионные характеристики водоема. В частности, показано, что модовая структура поля формируется уже на расстояниях порядка десятка метров. Также была рассчитана и экспериментально найдена частота отсечки. Кроме того, полученные экспериментальные значения для групповых скоростей сигналов, принятых с разных расстояний, хорошо согласуются с теоретически рассчитанными. Это позволяет сделать вывод, что дно в условиях эксперимента можно считать акустически мягким.

E-mail: dorol212@yandex.ru

### Литература

- 1 Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеиздат, 1982.
- 2 Толстой И., Клей К.С. Акустика океана. Пер. с англ. Ю.П. Лысанова, под ред. Л.М. Бреховских: М., 1969.
- 3 Рожин Ф.В., Тонаканов О.С. Общая гидроакустика. Л.: Судостроение, 1978.

## ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПУТНИКОВ GNSS ДЛЯ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ ИНТЕГРАЛЬНОГО АТМОСФЕРНОГО ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ

Терешин Н. А.

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

Количество водяного пара в атмосфере является одним из определяющих факторов протекания многих атмосферных процессов [1]. В связи с этим является актуальной задача разработки новых методов оценки атмосферного влагосодержания, так как существующие методы измерения влажности не обладают достаточной эффективностью в многих ситуациях.

Существует возможность количественной оценки интегрального атмосферного влагосодержания на основе анализа радиосигналов глобальной навигационной спутниковой системы (GNSS, Global Navigation Satellite System), в том числе спутников GPS и ГЛОНАСС. Существующие сети стационарных геодезических навигационных приемников позволяют определять задержку распространения спутникового сигнала, которая включает в себя, помимо прочего, информацию о концентрации водяного пара [2].

Задержка сигнала преимущественно определяется расстоянием до спутника. Величина дополнительных задержек, создаваемых как атмосферой, так и прочими факторами, на порядки меньше — при характерных расстояниях до спутника в 20 000 и более километров та часть задержки, которая создается нейтральной атмосферой — так называемая тропосферная задержка — эквивалентна 2-3 метрам дополнительного расстояния, пройденного сигналом. Таким образом, выделение тропосферной задержки требует высокой точности расчетов и учета множества факторов, влияющих на распространение спутникового сигнала [3].

Для расчета тропосферной задержки из архивных навигационных данных приемников был разработан набор программ на языке Python с использованием библиотеки GPSTk [4].

Получаемая тропосферная задержка позволяет опосредованно оценить значение интегрального влагосодержания — количества воды, которое содержится в атмосферном столбе (кг/м<sup>2</sup>) [5].

Временные ряды, полученные с использованием данного метода, были сравнены с погодными данными из реанализа. Было выявлено, что оценка среднеквадратичного отклонения полученных рядов от погодных данных достигает не более 6 кг/м<sup>2</sup> (порядка 30-40% от общей величины интегрального влагосодержания). Оценка пространствен-

ного поля влагосодержания показала количественное отклонение от результатов реанализа на 35-40%.

Существенным отличием разработанного метода от подобных является возможность его дальнейшего использования в качестве основы для оценки вертикального распределения влагосодержания.

E-mail: nikita.tereshin@gmail.com

### Литература

- 1 Дроздов О.А. и др. Климатология. Л.: Гидрометеиздат, 1989
- 2 Shrestha, S.M. Investigations into the Estimation of Tropospheric Delay and Wet Refractivity Using GPS Measurements // UCGE Reports. 2003, №20180
- 3 Sanz Subirana, J., Juan Zornoza, J. M., and Hernández-Pajares, M. GNSS Data Processing Vol. I: Fundamentals and Algorithms. European Space Agency, 2013.
- 4 www.gpsstk.org (GPSTk)
- 5 Accuracy of absolute precipitable water vapor estimates from GPS observations // Journal of Geophysical Research. 1998, №103(D22) p. 701-710.

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПЕРИДОТИТОВ И ЭКЛОГИТОВ ИЗ КИМБЕРЛИТОВЫХ ТРУБОК ЯКУТИИ

Голубев П.М.

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

Нижняя континентальная кора Земли является слабо изученной в силу своей ограниченной доступности. Одним из источников информации о формировании нижних частей коры является изучение ксенолитов нижнекоровых пород, встречающихся в кимберлитах, в основном это перидотиты и эклогиты, вынесенные кимберлитовой магмой на поверхность с больших глубин. Рожденная на больших глубинах кимберлитовая магма обычно затвердевает в виде кимберлитовых трубок или даек вблизи земной поверхности. Кимберлиты являются источниками естественных алмазов. На пути своего следования кимберлитовая магма захватывает с собой обломки нижнекоровых и мантийных пород (ксенолиты). Ксенолит, это обломок чужеродной породы в магматических горных породах. При попадании в магму ксенолиты пород подвергаются высокотемпературным изменениям, а в дальнейшем они могут подвергаться низкотемпературным изменениям (серпентинизации). Изучая магнитные свойства пород можно судить об условиях их формирования. Магнитные свойства ксенолитов из кимберлитовых трубок в настоящее время слабо изучены.

Известно, что сравнение кривых нормального намагничивания породы из различного состояния позволяет сделать вывод о термодинамических условиях формирования ферримагнитной фазы и ее намагниченности. Остаточная намагниченность серпентинизированных пород должна иметь кристаллизационную природу, а неизмененных глубинных пород возможно термоостаточную природу.

В настоящей работе представлены результаты изучения некоторых магнитных свойств образцов перидотита и эклогита из кимберлитовых трубок Якутии. Установлено, что магнитные свойства перидотита и эклогита при температурах выше комнатной определяются магнетитовой ферримагнитной фазой. Магнетит перидотита низкотемпературного происхождения, так как спектр нормального намагничивания из естественного состояния существенно отличается от спектра нормального намагничивания из состояния с термоостаточной намагниченностью и очень близок к спектру из нулевого (низкотемпературного) состояния. Естественная остаточная намагниченность перидотита имеет кристаллизационную природу, а концентрация магнетита и величина естественной намагниченности отражают степень серпентинизации. Было обнаружено, что в образец перидотита из высоко алмазоносной трубки имеет низкие значения остаточной намагниченности и намагниченности насыщения, по сравнению с образцом из

средне алмазонасной трубки. Этот факт можно использовать для экспресс-оценки степени серпентинизации и, соответственно, продуктивности алмаза в кимберлите.

Исходя и сравнения спектра нормального намагничивания эклогита из различных состояний был сделан вывод, что большая часть магнетита, входящего в состав эклогита, высокотемпературного происхождения, т.е. магнетит образовался на довольно большой глубине при высоких термодинамических параметрах. Следовательно, естественная остаточная намагниченность эклогита имеет термоостаточную природу и может нести информацию о термодинамических условиях ее формирования, а также о величине древнего геомагнитного поля.

E-mail: pasha.golubev.1994@mail.ru

## К ВОПРОСУ О СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ ВОЛН

Бородина Е.С.

*Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия*

Волны экваториальной зоны открытого океана составляют часть взаимосвязанного поля свободных, распространяющихся в пространстве в горизонтальном направлении волн Россби всего Мирового океана. Последовательность волн как во времени, так и в пространстве представляет собой непрерывный ряд сформированных в группы малых и больших волн.

Задача влияния перегрева частиц, вовлеченных в волновое движение, на скорости распространения волн Россби решается как в приближении бета-плоскости, так и в общем случае сферических координат.

В приближении бета-плоскости для частоты волн Россби получается дисперсионное соотношение в виде кубического уравнения:

$$\omega^3 - [(2\omega_{0z})^2 + c_0^2 k^2] \omega + c_0^2 \beta k_1 = 0 \quad (1)$$

где  $\beta = \frac{2\omega_0 \cos \varphi}{R_E}$ ;  $R_E$  – радиус Земли;  $c_0 = \sqrt{-gh\alpha\Delta_r T}$  – скорость волны в приближении мелкой волны для невращающейся атмосферы;  $k_1$  – волновое число вдоль оси  $x$ , направленной вдоль параллели. Корни уравнения (1) принимают вид:

$$\omega_1 = 2\sqrt{-\frac{p}{3}} \cos \frac{\alpha}{3}; \quad \omega_2 = -2\sqrt{-\frac{p}{3}} \cos \left(\frac{\alpha}{3} + \frac{\pi}{3}\right); \quad \omega_3 = -2\sqrt{-\frac{p}{3}} \cos \left(\frac{\alpha}{3} - \frac{\pi}{3}\right) \quad (2)$$

где

$$p = -[(2\omega_{0z})^2 + c_0^2 k^2], \quad q = c_0^2 \beta k_1, \quad \cos \alpha = -\frac{q}{2\sqrt{-\left(\frac{p}{3}\right)^3}} \quad (3)$$

Из формул (1) и (2) следует, что в случае волн Россби имеют место три волны, одна волна направлена против вращения Земли, а две другие по направлению.

Минимальное значение функции, представленной левой частью уравнения (1), определяет критическую частоту волны, соответствующую случаю, когда два положительных корня совпадают:

$$\omega_{cr} = \sqrt{\frac{(2\omega_{0z})^2 - gh\alpha\Delta_r T k^2}{3}} \quad (4)$$

Отсюда следует, что для холодной волны критическая частота уменьшается с увеличением длины волны. А для теплой длина волны, распространяющейся в положительном направлении, должна быть больше критического значения:

$$\lambda = \lambda_{cr} = \frac{\pi}{\omega_{0z}} \sqrt{gh\alpha\Delta_r T} \quad (5)$$

Анализ расчетов показывает, что с увеличением длины волны (большей критического значения) один из положительных корней стремится к нулю, и остаются два корня  $\omega \rightarrow \pm \frac{2}{\sqrt{3}} \omega_{0z}$ . Это относится как к холодной, так и теплой волне.

Решение задачи распространения волн Россби в сферических координатах также приводит к кубическому уравнению:

$$\tilde{\omega}^3 - \left( B_1 \alpha(-\Delta_n T) \frac{n^2}{\cos^2 \varphi} + \sin^2 \varphi \right) \tilde{\omega} + B_1 \alpha(-\Delta_n T) n = 0 \quad (6)$$

где  $\tilde{\omega} = \frac{\omega}{2\omega_0}$ ;  $B_1 = \frac{g^2 r_0}{4\omega_0^2 r_0^2}$  – число Блинной;  $r_0$  – радиус Земли. В этом случае, для экватора, где  $\sin \varphi = 0$ , дисперсионное соотношение примет вид:

$$\tilde{\omega}^3 - n^2 B_1 \alpha(-\Delta_n T) \tilde{\omega} + n B_1 \alpha(-\Delta_n T) = 0 \quad (7)$$

Аналогично, минимум функции, стоящей в левой части равенства (7), определяет критическую частоту, при которой два положительных корня совпадают:

$$\tilde{\omega}_{cr} = \sqrt{B_1 \alpha(-\Delta_n T) \frac{n^2}{3 \cos^2 \varphi} + \frac{\sin^2 \varphi}{3}} \quad (8)$$

Соответственно, можно найти такое критическое значение порядка моды волны  $n_{кр}$ , которое соответствует случаю, совпадения двух положительных корней уравнения (6). При значениях  $n > n_{кр}$  будем иметь два разных положительных корня уравнения (6).

Из формулы (8) следует, что в волновое движение может входить не только холодный воздух, но и теплый. Однако выражение (8) накладывает ограничение на теплые волны:

$$\sin 2\varphi \geq \sqrt{B_1 \alpha \Delta_n T} n \quad (9)$$

Отсюда следует, что на экваторе для теплой волны минимума функции нет, а значит, имеет место одна положительная теплая волна. В случае холодной волны – три корня.

Таким образом, волны, мода которых меньше критического значения, движутся против часовой стрелки – это волны с большими длинами волн. А волны, мода которых больше критического значения, образуют две волны, которые движутся по часовой стрелке и одну против часовой стрелки.

При наложении волн, догоняющих или движущихся навстречу друг другу, происходит их интерференция, то есть возникают области усиления и ослабления волн

### Литература

- 1 Гледзер, А.Е. Режимы Хэдли и Россби в простейшей модели конвекции вращающейся жидкости / А.Е. Гледзер, Е.Б. Гледзер, Ф.В., Должанский, В.М. Пономарев // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 2006. – Т. 42. – № 4. – С. 435.
- 2 Должанский, Ф.В. Лекции по геофизической гидродинамике / Ф.В. Должанский. – М.: ИВМ РАН, 2006. – 378 с.
- 3 Крупкин, А.А. Линейная теория волн в атмосфере / А.А. Крупкин, М.Н. Грицаева, И.Н. Ларченко, Р.Г. Закирян // Материалы 55-й научно-методической конференции преподавателей и студентов Ставропольского государственного университета «Университетская наука – региону». – Ставрополь: СГУ. – 2010. – С. 38.

## ВИХРЕВОЕ СОСТОЯНИЕ АТМОСФЕРЫ

Постельная А.Е.

Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия

Обычно в качестве основных состояний атмосферы рассматривают состояние статики и возмущение относительно него в виде геострофического состояния и экмановского

состояния. В этих моделях вертикальной составляющей скорости ветра пренебрегают. В настоящей работе исследуется трехмерное состояние атмосферы с учетом вертикальной скорости и показано, что оно является вихревым [1].

Записываем уравнения в безразмерном виде:  $\delta = H/L$ ;  $Re = UL/\nu$  (число Рейнольдса);  $Ri = HkN^2/U^3$  (число Ричардсона);  $N$  – частота Брента – Вайсяля;  $N^2 = \alpha g \Delta \gamma$ ;  $Pr = \nu/k$  (число Прандтля);  $Ro_L = U/2\omega_{0z} L$  (число Россби),  $Ro_H = \frac{U}{2\omega_{0y} H}$ .

Получаем систему уравнений, описывающих стационарное состояние атмосферы:

$$\frac{D}{Ro_L} = \frac{1}{Re} \nabla^2 \Omega + \frac{1}{Ro_H} \frac{\partial w}{\partial y}, \quad (1)$$

$$-\frac{\Omega}{Ro_L} = -\left(\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial y^2}\right) + \frac{1}{Re} \nabla^2 D - \frac{1}{Ro_H} \frac{\partial w}{\partial x}, \quad (2)$$

$$0 = -\frac{\partial p'}{\partial z} + Ri \cdot \theta + \frac{1}{Re} \nabla^2 w + \frac{1}{Ro_H} u. \quad (3)$$

$$0 = w + \nabla^2 \theta. \quad (4)$$

$$D + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

где

$$D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \Omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (6)$$

– горизонтальная дивергенция и вертикальная завихренность, соответственно.

Необходимое дифференциальное уравнение в частных производных получим, исключая переменные  $\Omega$ ,  $D$ ,  $\theta$  и  $p'$ :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \left\{ (\nabla^2 \nabla^2 - Ra)w + \frac{Re}{Ro_H} \nabla^2 u \right\} + \left(\nabla^2 \nabla^2 + Ta\right) \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + \frac{Re}{Ro_H} \frac{\partial^2 \nabla^2 w}{\partial z \partial x} = -\frac{Re^2}{Ro_L Ro_H} \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial y}, \quad (7)$$

где

$$Ra = Ri \cdot Re = \frac{k H^2 N^2}{\nu U^2}, \quad Ta = \frac{Re^2}{(Ro_L)^2} \quad (8)$$

где  $Ra$  – число Релея, а  $Ta$  – число Тейлора.

Будем  $w$  искать в виде  $w = X(x)Y(y)W(z)$ ,

$$X(x) = \cos kx, \quad Y(y) = \cos ky, \quad W(z) = W_0 \cdot \sin(n\pi z).$$

Подставляя это выражение в уравнение (7), получим

$$u = -W_0 \frac{n\pi}{2k} \left( \sin kx \cdot \sin ky - \frac{Re}{Ro_L} \frac{1}{2k^2 + n^2\pi^2} \cdot \cos kx \cdot \sin ky \right) \cos(n\pi z)$$

$$v = -W_0 \frac{n\pi}{2k} \left( \cos kx \cdot \sin ky + \frac{Re}{Ro_L} \frac{1}{2k^2 + n^2\pi^2} \cdot \sin kx \cdot \cos ky \right) \cos(n\pi z)$$

$$w = W_0 \cdot \cos kx \cdot \cos ky \cdot \sin(n\pi z).$$

На рисунке приведено поле скоростей, построенное по полученным выражениям для проекций скоростей.

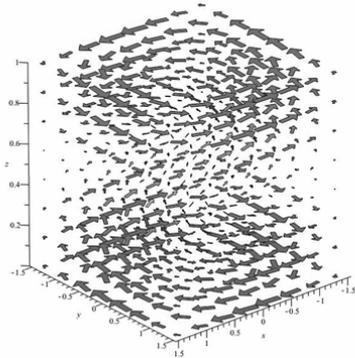


Рис. 1. Поле скоростей

E-mail: Aly-09@rambler.ru

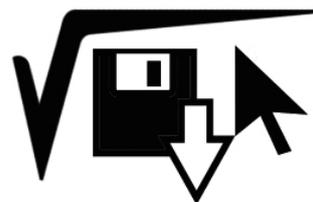
### Литература

- 1 J.R. Holton. An Introduction to Dynamic Meteorology. Fourth Edition. International Geophysics Series, Vol. 88. Elsevier Academic Press. 2004, p. 553

Из рисунка видно, что в то время как воздушная частица в нижнем уровне по спирали сходится к центру, воздух поднимается вверх, находясь в неустойчивом состоянии. После того, как воздушная частица достигает некоторого уровня, она начинает по спирали расходиться. Из рисунка мы видим, что движение воздушной частицы принимает трехмерную спиральную структуру.

# МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

Председатель:  
проф. Ягола Анатолий Григорьевич



## СТАЦИОНАРНЫЕ РЕШЕНИЯ В МОДЕЛИ УРБОЭКОСИСТЕМЫ

Мельникова А.А.\* , Дерюгина Н.Н.

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

В работе рассматривается пространственно-временная модель урбоэкосистемы [1]. Модель составлена на основе системы уравнений типа Фитцхью–Нагумо. Предполагается, что урбоэкосистема состоит из двух взаимодействующих подсистем – природной и антропогенной. На данном этапе модель является качественной, в дальнейшем может быть усовершенствована путем учета различных факторов, влияющих на экосистему. В настоящей работе в модель введена пространственная неоднородность антропогенной нагрузки через неоднородность плотности населения. Эта модификация позволила получить стационарные решения, тогда как в работе [1] описаны только решения типа движущегося фронта.

Цель работы состояла в том, чтобы исследовать стационарные решения для системы параболических уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial t} - \varepsilon D_u \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\frac{1}{\varepsilon} (u(u - \alpha(x))(u - 1) + uv), \\ \frac{\partial v}{\partial t} - \varepsilon D_v \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} = -\gamma v + \beta u \end{cases} \quad (1)$$

с начальными и краевыми условиями

$$\begin{aligned} u_x(0, t) = u_x(l, t) = 0, \quad v_x(0, t) = v_x(l, t) = 0, \quad t \in (0, T], \\ u(x, 0) = u_0(x), \quad v(x, 0) = v_0(x), \quad x \in [0, l]. \end{aligned} \quad (2)$$

Система (1) относится к типу активатор-ингибитор. В качестве активатора выступает компонента  $u$  – функция интенсивности антропогенных процессов, а в качестве ингибитора компонента  $v$  – функция интенсивности природных процессов. В условиях (2)  $u_0(x)$ ,  $v_0(x)$  – некоторые начальные функции распределения антропогенных и природных факторов. Задача одномерная по пространственной координате, но может изменяться при рассмотрении радиально симметричной экосистемы.

В качестве активаторов системных процессов можно рассматривать ([2]): техногенные электромагнитные излучения, коррозию подземных сооружений и коммуникаций и т.д. В качестве ингибиторов – возрастание или уменьшение плотности и влажности почво-грунтов, скорость течения и перемешивания подземных вод и т.д.

Параметры системы уравнений (1) имеют следующий смысл:

функция  $\alpha(x)$  определяется в зависимости от численности населения, а именно равна обратной плотности населения, причем  $0.05 < \alpha(x) < 0.25$  при  $x \in [0; l]$ ;

$\gamma > 0$  – кинетический параметр затухания потенциала ингибитора;

$\beta > 0$  – кинетический параметр взаимодействия активатора и ингибитора;

---

\* Победитель подсекции.

$D_u$  и  $D_v$  – коэффициенты диффузии активатора и ингибитора,  $1 < D_u/D_v < 10$ ,  $D_u \in [1, 10]$ ,  $D_v \in [0.1, 1]$ ;

$\varepsilon$  – параметр, характеризующий скорость распространения активатора ( $0 < \varepsilon \ll 1$ ).

Наличие множителя  $\frac{1}{\varepsilon}$  в правой части первого уравнения (1) означает, что скорость изменения компоненты  $u$  значительно больше скорости изменения компоненты  $v$ .

Получены численные решения при различных параметрах функции распределения плотности населения. Рассмотрены случаи одного пика плотности и двух пиков плотности различной ширины. Стационарные решения имеют резкий внутренний переходный. При интерпретации результатов использована работа [3] по теории контрастных структур, в которой описано стационарное решение с внутренним переходным слоем для системы (1), (2). С применением результатов работы [3] получены критерии на параметры функции  $\alpha(x)$ , при которых формируются различные конфигурации стационарных решений  $u(x)$ ,  $v(x)$  задачи (1), (2), то есть реализуются различные типы пространственного распределения антропогенных и природных факторов. Также проведена оценка влияния диффузии на вид решения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 13-01-00200, 15-01-04619).

E-mail: melnikova@physics.msu.ru, derunat@gmail.com

### Литература

1. Сидорова А.Э., Мухартова Ю.В. Пространственно-временная модель урбоэкосистем как сопряженных активных сред. // ВМУ. Серия 3. Физика. Астрономия. 2013, №5. – С. 65-70.
2. Твердислов В.А., Сидорова А.Э., Дмитриев А.В. Синергетические аспекты глобальной и региональной экологии: Учебное пособие. – Липецк: ГУ «Издательский дом «Липецкая газета», 2009. – 352 с.
3. В.Ф. Бутузов, Н.Т. Левашова, А.А. Мельникова. Контрастная структура типа ступеньки в сингулярно возмущенной системе уравнений с различными степенями малого параметра //Ж. вычисл. матем. и матем. физ. 2012, том 52, № 11, с. 1983–2003.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛН ФАРАДЕЯ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЙ МЕЛКОЙ ВОДЫ

Сабурин Д.С.

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

Волнами Фарадея в гидродинамике называют стоячие волны, возбуждаемые в сосуде, который колеблется в направлении силы тяжести. Частота таких волн кратна половине частоты колебаний сосуда. Подобные колебания наблюдаются как в природных процессах, так и в технических устройствах и при транспортировке жидкостей.

В рамках уравнений мелкой воды было проведено численное моделирование генерации волн Фарадея. Вычислительный алгоритм был построен на основе регуляризованных уравнений мелкой воды. Движение жидкости предполагалось одномерным. В численном эксперименте было обнаружено: 1) образование незатухающих параметрических колебаний в частотных диапазонах, соответствующих приближению мелкой воды, для первой и второй моды волн Фарадея; 2) ограниченность полученных частотных диапазонов; 3) установлено, что частота возникающих колебаний в два раза меньше возмущающей частоты. В зависимости от величины отношения ускорения, придаваемого колеблющимся в направлении силы тяжести сосудом, и ускорения свободного падения обнаружено формирование регулярных, нерегулярных и разрушающихся волн. Основные черты рассчитанных волновых движений согласуются с уже имеющимися теоретическими и экспериментальными данными, описывающими волны Фарадея.

Основные плюсы предлагаемого подхода состоят в простоте его программной реализации, скорости численного расчета, а также более широкими по сравнению с натурным экспериментом возможностями для изучения волн Фарадея в сосудах различной формы с различными вариантами внешнего взаимодействия. Таким образом, моделирование с помощью регуляризованных уравнений мелкой воды является эффективным подходом к изучению явления, называемого волнами Фарадея.

E-mail: saburin@physics.msu.ru

### Литература

1. Елизарова Т. Г., Сабури Д.С. Численное моделирование волн Фарадея на основе уравнений гидродинамики в приближении мелкой воды//Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика и Астрономия, 2015, №1, с.3-8
2. В.А. Калиниченко, С.Я. Сереж-Зенкович. О срыве параметрических колебаний жидкости, Изв. РАН, Механика жидкости и газа, №1, 2010 стр.128-136
3. Булатов О.В., Елизарова Т.Г. Регуляризованные уравнения мелкой воды и метод численного моделирования течений в неглубоких водоемах// Журнал вычислительной математики и математической физики, 2011, т.51, №1, с.170-184
4. Елизарова Т.Г. Квазигидродинамические уравнения и методы расчета вязких течений. М., 2007 .

## КРАЕВАЯ СИНГУЛЯРНО ВОЗМУЩЕННАЯ ЗАДАЧА В СЛУЧАЕ КРАТНОГО КОРНЯ ВЫРОЖДЕННОГО УРАВНЕНИЯ

Белошапко В.А.

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

В работе исследуется краевая задача

$$\varepsilon^2 \Delta u = f(u, x, \varepsilon), \quad x = (x_1, x_2) \in D \subset R^2,$$

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0, \quad x \in \partial D$$

В отличие от известного случая [1], когда вырожденное уравнение  $f(u, x, 0) = 0$  имеет простой корень  $u = \varphi(x)$ ,  $x \in \bar{D}$ , причем  $f_u(\varphi(x), x, 0) > 0$ ,  $x \in \bar{D}$ , рассматривается случай, когда вырожденное уравнение имеет двукратный корень  $u = \varphi(x)$ . Тогда функцию  $f$  можно представить в виде

$$f(u, x, \varepsilon) = h(u, x)(u - \varphi)^2 + \varepsilon f_1(u, x, \varepsilon).$$

Оказывается, в такой задаче важную роль играют члены порядка  $\varepsilon$ . В работе [2] рассмотрена задача при условии  $f_1(\varphi(x), x, 0) > 0$ ,  $x \in \bar{D}$ . При условии  $f_1(\varphi(x), x, 0) \equiv 0$ ,  $x \in \bar{D}$  происходят изменения структуры решения. Сама функция  $f_1(u, x, \varepsilon)$  представляется в виде  $f_1(u, x, \varepsilon) = g(u, x)(u - \varphi(x)) + \varepsilon f_2(u, x, \varepsilon)$ , причем  $\bar{g}(x) := g(\varphi(x), x) > 0$ ,  $x \in \bar{D}$

Как и в случае простого корня, асимптотика решения состоит из регулярной  $\bar{u}(x, \varepsilon)$  и погранслойной  $\Pi(\rho, l, \varepsilon)$  частей:  $u(x, \varepsilon) = \bar{u}(x, \varepsilon) + \Pi(\rho, l, \varepsilon)$ . В окрестности границы  $\partial D$  происходит переход к локальным координатам  $(r, l)$ , вводится погранслойная переменная  $\rho$ .

Асимптотическое представление решения качественно отличается от случая простого корня. Меняется масштаб растяжения погранслойной переменной  $\rho$ . Разложение погранслойной части  $\Pi(\rho, l, \varepsilon)$  асимптотики решения ведется по дробным степеням малого параметра  $\varepsilon$ . Погранслойная часть строится с помощью алгоритма, отличного от стандартного способа [1]. А пограничный слой имеет зональный характер. В первой зоне погранслойный ряд изменяется степенным образом. Второй слой является пере-

ходным. В третьей же зоне погранслоный ряд убывает экспоненциально. Появляются новые эталонные оценочные функции  $\Pi_{\times}(\rho, l, \varepsilon)$ .

Построена формальная асимптотика произвольного порядка. Сформулирована и доказана теорема о существовании решения с построенной асимптотикой.

E-mail: postvab@rambler.ru

### Литература

1. А.Б. Васильева, В.Ф. Бутузов. Асимптотические методы в теории сингулярных возмущений. М.: Высшая школа. 1990.
2. В.А. Белошапко, В.Ф. Бутузов, Сингулярно возмущенная эллиптическая задача в случае кратного корня вырожденного уравнения // Ж. вычисл. матем. и матем. физ., 53:8 (2013), 1291–1301
3. В.Ф. Бутузов. О периодических решениях сингулярно возмущенных параболических задач в случае кратных корней вырожденного уравнения // Журнал вычисл. математики и матем. физики. 2011. Т. 51. №1. С. 44-55.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО РЯДА ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА МЕТОДАМИ ДЕКОМПОЗИЦИИ И ФУРЬЕ-АНАЛИЗА

Овсянников Т.А.

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

Исследование динамических рядов гидрометеорологических параметров приобретает сегодня важное практическое значение в связи с изменением климата, последствия которого влияют на функционирование экосистем и развитие экономической деятельности человека. Проявления климатических изменений носят региональный характер, поэтому их анализ, предполагающий получение репрезентативных оценок современных трендов метеорологических показателей, базируется на данных долгосрочных наблюдений локальных метеорологических станций [2]. В качестве объекта изучения в данной работе выбрана среднесуточная температура воздуха в период 1971-2010 гг. в Центрально-Лесном природном биосферном заповеднике в юго-западной части Валдайской возвышенности.

Анализ временного ряда температуры проводится методами декомпозиции. Временной ряд температуры  $X_t$  является упорядоченной последовательностью  $N$  среднесуточных значений температуры воздуха  $X_1, X_2, \dots, X_N$  в моменты времени  $t_1, t_2, \dots, t_N$ , где  $N$  - число уровней ряда (суток). Поскольку тенденции к значительному увеличению амплитуды сезонных колебаний за рассматриваемый период 1971-2011 гг. не наблюдается, целесообразно построение аддитивной модели ряда:

$$X_t = s_t + C_t + u_t + \varepsilon_t \quad (1)$$

где  $s_t$  - постоянная сезонная составляющая,  $C_t$  - циклическая компонента,  $u_t = \beta_0 + \beta_1 t$  - тренд, определяющий основную тенденцию временного ряда,  $\varepsilon_t$  - случайная составляющая,  $\varepsilon_t \sim N(0, \sigma^2)$ ,  $t = t_1, t_2, \dots, t_N$ . С помощью метода простой скользящей средней с интервалом сглаживания  $L$  преобразуем исходный ряд  $X_t$  (1) в ряд скользящих средних  $\hat{X}_t$ . Тогда  $\hat{X}_t = \hat{s}_t + \hat{C}_t + \hat{u}_t + \hat{\varepsilon}_t$  (рис. 1), где  $\hat{s}_t$ ,  $\hat{C}_t$ ,  $\hat{u}_t$ ,  $\hat{\varepsilon}_t$  - ряды скользящих средних соответствующих компонент  $X_t$ ,  $t = t_{\frac{L+1}{2}}, \dots, t_{N-\frac{L+1}{2}}$ ,  $L = 365$  дней.

$u_t = \hat{X}_t - \hat{s}_t - \hat{C}_t$ , так как  $\hat{u}_t = u_t$ ,  $\hat{\varepsilon}_t \cong 0$ .

Построим линейную регрессионную модель ряда  $u_t = \tilde{\beta}_0 + \tilde{\beta}_1 t$ , где  $\tilde{\beta}_0$ ,  $\tilde{\beta}_1$  - МНК-оценки соответствующих параметров регрессии. Для анализа её статистической значи-

мости проверяется гипотеза  $H_0 : \beta_1 = 0$  при альтернативе  $H_1 : \beta_1 \neq 0$  при помощи статистики Фишера [3].

Сезонная  $s_t$  и циклическая  $C_t$  компоненты получены с применением Фурье-анализа [4,5]. Наибольший вклад в дисперсию  $X_t$  вносит  $s_t$  (рис. 2): его коэффициент детерминации  $R_s^2 = 0,78$ ;  $\hat{s}_t \approx 0$ . С помощью амплитудно-частотной характеристики выявлены циклы с периодами 8 лет и 3 года. Вклад  $\hat{C}_t$  в дисперсию  $\hat{X}_t$  также достаточно велик:  $R_{\hat{C}}^2 = 0,28$  (рис. 1).

Линейная регрессионная модель  $\hat{X}_t - \hat{C}_t = \tilde{\beta}_0 + \tilde{\beta}_1 t$ , является значимой на уровне значимости  $p > \alpha = 0,01$  (рис. 3). Корреляционная связь  $\hat{X}_t - \hat{C}_t$  с параметром времени  $t$  средняя, так как количественная характеристика линейной зависимости – коэффициент линейной корреляции Пирсона  $r \in (0,640; 0,653)$  на уровне значимости 0,95 [1]. Распределение случайного компонента  $\varepsilon_t$  визуально близко к нормальному (рис. 4), корреляционная связь  $\varepsilon_t$  с параметром времени  $t$  незначима на уровне 0,85, что необходимо для адекватности используемой модели [4].

Таким образом, наличие общей тенденции к увеличению среднесуточной температуры воздуха за рассматриваемый период времени подтверждается. Величина тренда  $Trend = 0,530 \frac{^{\circ}C}{10лет}$ , стандартное отклонение  $\Delta Trend = 0,004 \frac{^{\circ}C}{10лет}$ . Во временном ряду температуры выявлены циклы 3 и 8 лет.

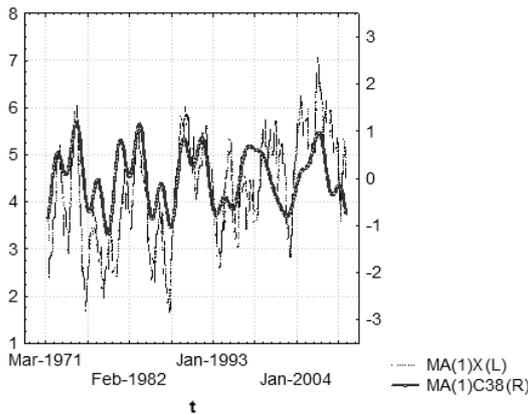


Рис. 1. Прерывистая линия –  $\hat{X}_t$ .  
Сплошная линия –  $\hat{C}_t$ .

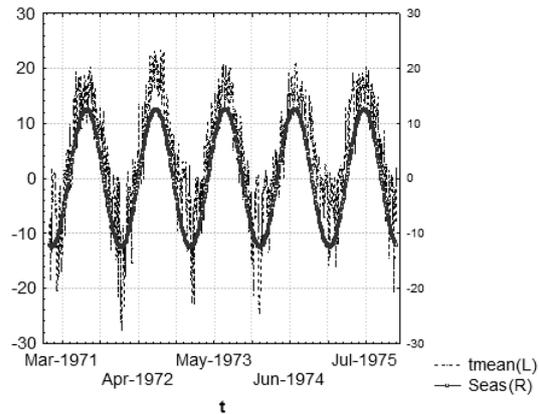


Рис. 2. Прерывистая линия –  $X_t$ .  
Сплошная линия –  $s_t$ .

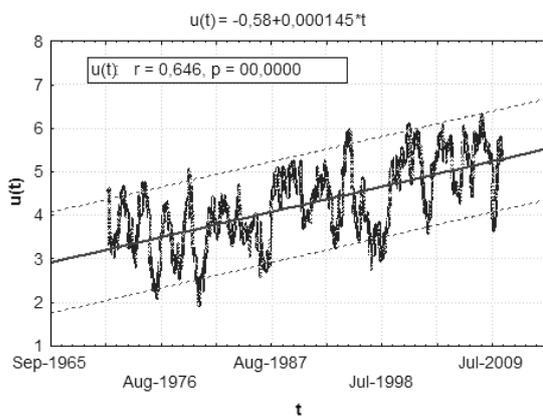


Рис. 3. Временной ряд  $\hat{X}_t - \hat{C}_t$ .  
Прямая сплошная линия –  $u_t$ . Пунктирные линии – полосы регрессии на уровне 0,9

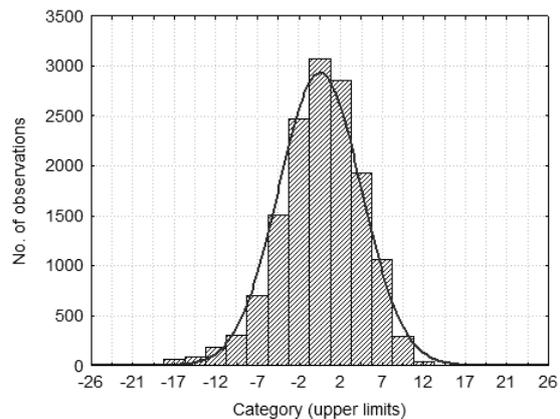


Рис. 4. Распределение ряда остатков  $\varepsilon_t$ .  
Сплошная линия – график плотности нормального распределения

tim-ovs@yandex.ru

### Литература

1. Вуколов Э.А. Основы статистического анализа. М.: Форум. 2008.
2. Дещеревская О.А. и другие. Современный климат национального парка Кат Тьен (Южный Вьетнам): использование климатических данных для экологических исследований. // Геофизические процессы и биосфера. 2013, т. 12, №2, стр. 5-33.
3. Плохотников К.Э., Колков С.В. Статистика: учеб. пособие. М.: Флинта. 2006.
4. Садовникова Н.А., Шмойлова Р.А. Анализ временных рядов и прогнозирование. Учебное пособие. М.: МЭСИ. 2001.
5. Philippe Masset. Analysis of Financial Time-Series using Fourier and Wavelet Methods. // SSRN Electronic Journal. 10/2008. DOI: 10.2139/ssrn.1289420.

## ГИБРИДНАЯ СХЕМА МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ ДЛЯ АНАЛИЗА ГРАНИЧНЫХ ЗАДАЧ НАНООПТИКИ И ПЛАЗМОНИКИ

Лопушенко И.В.

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

Изучение рассеивающих свойств нанопленок и наночастиц имеет огромный потенциал для практических приложений в современной нанооптике. Плазмонные резонансы в пленках и отдельных частицах интенсивно изучаются исследователями с целью разработки перспективных инновационных устройств [1]. Особую роль применительно к предсказанию функциональных свойств подобных устройств играет математическое моделирование, для проведения которого необходимы строгие вычислительные методы, допускающие эффективную численную реализацию и позволяющие получать корректные результаты с контролем точности. В настоящей работе предлагается численный алгоритм решения задачи дифракции световых волн тонкими проницаемыми наночастицами на подложке, получивший название гибридной схемы метода дискретных источников (МДИ).

МДИ является одним из известных численных методов, эффективно решающих задачу дифракции электромагнитных волн на рассеивающих структурах произвольной формы [2]. Его ключевыми особенностями являются возможность проведения апостериорной оценки погрешности результата, невысокие требования к вычислительным ресурсам и аналитический способ учета взаимодействия между рассеивателем и подложкой. Рассеянное поле в рамках МДИ представляется в виде линейной комбинации полей дискретных источников (ДИ), которые могут быть расположены внутри рассеивателя различными способами. Классический способ размещения дипольных дискретных источников на вспомогательной поверхности не дает возможности проводить точные вычисления для тонких наноструктур, поскольку при уменьшении поперечного диаметра частиц источники становятся линейно зависимыми. В связи с этим появилась потребность в разработке специальной модификации МДИ (гибридной схемы), в которой дипольные источники располагаются вдоль линии внутри рассеивателя и остаются линейно независимыми при уменьшении толщины структуры.

Задача дифракции плоской линейно поляризованной волны  $\{\mathbf{E}^0, \mathbf{H}^0\}$  на локальном объекте в слоистой среде формулируется в нашем случае следующим образом. Пусть задана среда с двумя однородными изотропными слоями  $D_{0,1}$ , плоскостью границы раздела  $\Sigma$ , и однородной проницаемой частицей  $D_i$  с гладкой границей  $\partial D_i \subset C^2$  вблизи  $\Sigma$  в верхнем полупространстве  $D_0$ . Полагая все необходимые параметры системы известными и вводя цилиндрическую систему координат  $(\rho, \varphi, z)$ , 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:

$$\begin{aligned}
 \operatorname{rot} \mathbf{H}_\zeta &= jk\varepsilon_\zeta \mathbf{E}_\zeta; & \operatorname{rot} \mathbf{E}_\zeta &= -jk\mu_\zeta \mathbf{H}_\zeta \quad (\text{в } D_\zeta, \quad \zeta = 0, 1, i), \\
 \mathbf{n}_p \times (\mathbf{E}_i(p) - \mathbf{E}_0(p)) &= 0, & \mathbf{e}_z \times (\mathbf{E}_0(p) - \mathbf{E}_1(p)) &= 0, \\
 \mathbf{n}_p \times (\mathbf{H}_i(p) - \mathbf{H}_0(p)) &= 0, & \mathbf{e}_z \times (\mathbf{H}_0(p) - \mathbf{H}_1(p)) &= 0, \quad p \in \Sigma; \\
 \lim_{r \rightarrow \infty} r \cdot \left( \sqrt{\varepsilon_0} \mathbf{E}_0^s \times \frac{\mathbf{r}}{r} - \sqrt{\mu_0} \mathbf{H}_0^s \right) &= 0, \quad r = |M| \rightarrow \infty, \quad z > 0; \\
 (|\mathbf{E}_1^s|, |\mathbf{H}_1^s|) &= o(\exp\{-|\operatorname{Im} k_1| r\}), \quad z < 0.
 \end{aligned}$$

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

В соответствии с изложенной общей концепцией МДИ приближенное решение поставленной задачи записывается как суперпозиция полей ДИ, распределённых внутри рассеивателя и вид которых основан на тензоре Грина полупространства [3]. Такое выражение для рассеянного поля аналитически удовлетворяет уравнениям Максвелла, условиям на бесконечности и условиям сопряжения на границе раздела сред  $\Sigma$ . Для решения задачи дифракции необходимо определить неизвестные амплитуды ДИ, аппроксимируя условия сопряжения полей на поверхности тела  $\partial D_i$ .

Для того, чтобы поле падающей волны можно было аппроксимировать системой ДИ, требуется полнота и замкнутость этой системы. В случае общей схемы МДИ, в которой используются расположенные на вспомогательной поверхности внутри  $D_i$  электрические дипольные ДИ, полнота и замкнутость системы ДИ доказана [2]. В случае гибридной схемы МДИ система электрических и магнитных дипольных ДИ, расположенных вдоль линии внутри рассеивателя, не является полной и не может обеспечивать приближение поля падающей плоской волны. Тем не менее, в случае частиц с достаточно малым диаметром поперечного сечения (меньше 16нм при длине волны внешнего возбуждения, равной 532нм) использование такой системы ДИ является обоснованным и гибридная схема МДИ является работоспособной, что было показано автором в выпускной дипломной работе. В настоящее время соответствующие материалы с подробным математическим обоснованием гибридной схемы МДИ готовятся к публикации в журнале «Вычислительная математика и кибернетика» вестника МГУ.

Далее, неизвестные амплитуды ДИ определяются с помощью обобщенного 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 дает апостериорную оценку погрешности приближенного решения. Определив амплитуды ДИ, мы получаем полную информацию о рассеянном поле вне частицы и можем вычислять различные характеристики рассеяния, такие как дифференциальное сечение рассеяния (англ. DSC — Differential Scattering Cross-Section) в верхнем полупространстве или индикатриса рассеяния в подложке. Для DSC справедливо следующее представление:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}(\mathbf{r}) / |\mathbf{E}^0(\mathbf{r})| &= \frac{\exp\{-jk_0 r\}}{r} \mathbf{F}(\theta, \varphi) + O(1/r^2), \quad r \rightarrow \infty, \quad z > 0 \\
 DSC(\theta_0, \theta, \varphi) &= |F_\theta(\theta_0, \theta, \varphi)|^2 + |F_\varphi(\theta_0, \theta, \varphi)|^2
 \end{aligned}$$

Примеры DSC при дифракции плоской линейно поляризованной волны на системе тонкая наночастица-подложка, полученные с помощью гибридной схемы МДИ для наночастиц различной формы, будут представлены в ходе презентации.

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

### Литература

1. Климов В.В. Наноплазмоника. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2010.
2. Еремин Ю.А., Свешников А. Г. Метод дискретных источников в задачах рассеяния электромагнитных волн //Успехи современной радиоэлектроники. 2003. **10**. с. 3-40.
3. Дмитриев В.И., Захаров Е.В. Метод интегральных уравнений в вычислительной электродинамике. М.: МАКС Пресс, 2008.

## САМОСОГЛАСОВАННАЯ МОДЕЛЬ ТОНКОГО ТОКОВОГО СЛОЯ В РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

Ермакова К.Е.

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

Магнитное поле Земли создается как внутриземными источниками, так и собственными токами плазмы, возникающими под воздействием солнечного ветра. Этот эффект усиливается по мере удаления от поверхности Земли. В задней части магнитосферы по отношению к солнечному ветру возникают тонкие токовые слои (ТТС), образованные электронными и ионными компонентами плазмы. В данной работе будет рассмотрена самосогласованная модель тонкого токового слоя, включающая задачу Коши для дифференциального уравнения, описывающую распределение потенциала, обусловленное электронной компонентой плазмы.

В работе развивается концепция натяжения магнитных силовых линий, обусловленного тремя типами дрейфа электронов в неоднородном магнитном поле, а именно, градиентным дрейфом, поляризационным дрейфом и дрейфом в скрещенных электрическом и магнитном полях. В соответствии с этой концепцией натяжение силовых линий компенсируется градиентом электронного давления и электрическим полем, действующим как на электронную, так и на ионную компоненты плазмы. Имеется стандартный подход, в соответствии с которым градиент магнитного поля, созданного движением электронов, может быть выражен через ионный ток и концентрацию ионов, которая равна концентрации электронов вследствие квазинейтральности. Наш подход состоит в том, что мы выражаем электронный ток через электронное магнитное поле и тем самым получаем уравнение для магнитного поля, созданного движением электронов. Таким образом, выражение для электрического потенциала, использованное ранее для расчета электрических полей в ТТС, используется нами для вывода самосогласованного дифференциального уравнения (1) для электронной компоненты магнитного поля.

$$\frac{db_x}{dz} \left\{ C - \frac{n}{2b^3} \left[ \left( \frac{1}{\tau_{\perp}} - \frac{q^2}{\tau_p(1-q^2)} \right) b_x^2 + \left( \frac{1-q^2b}{\tau_p(1-q^2)} - \frac{b}{\tau_{\perp}} \right) b_z^2 \right] \right\} = j_i + \frac{1(1-q^2b)b_x}{\tau_p 2(1-q^2)b^2} \frac{dn}{dz} \quad (1),$$

где  $b = \sqrt{b_x^2 + b_z^2}$  - безразмерное магнитное поле, где  $b_z$  - нормальная компонента магнитного поля, которую мы считаем заданной константой,  $|b_z| < 1$ ;  $n$  и  $j_i$  - известные функции концентрации ионов и плотности ионного тока;  $q = \sin\theta$  - синус питч-угла; параметры  $\tau_p = T_i/T_{ep}$ ,  $\tau_{\perp} = T_i/T_{e\perp}$  определяют электронную анизотропию, где  $T_i$  - энергия ионов,  $T_{ep}$  и  $T_{e\perp}$  - энергии электронов.

Полученное уравнение (1) позволяет сделать выводы о том, каковы допустимые значения входящих в него величин. В работе асимптотическим методом получена ограничительная оценка снизу на нормальную компоненту магнитного поля  $b_z$  при условии, что константы  $C$  и  $q$  равны 1 и 0 соответственно:

$$b_z > \frac{n * \tau_{\perp}}{2 * \tau_p * \tau_{\perp} + n * \tau_p} \quad (2)$$

С учетом начального условия  $b_x(0) = 0$  мы получаем и рассматриваем задачу Коши для частных случаев  $n(z)$  и  $j_1(z)$ . Задача для уравнения (1) может быть решена численно или аналитически с использованием асимптотических методов.

Мы построили численные решения для некоторых случаев, в том числе для кусочно-постоянной модели и гауссовской, которые приведены ниже.

Концентрация $n(z)$	Плотность тока $j_1(z)$	Решение уравнения $b_x(z)$
<p>Функция-ступенька</p> $n(z) = \begin{cases} n_0, & z < z_0 \\ n_1, & z \geq z_0 \end{cases}$	<p>Функция-ступенька</p> $j_1(z) = \begin{cases} j_{10}, & z < z_0 \\ j_{11}, & z \geq z_0 \end{cases}$	
<p>Гауссовская функция</p> $n(z) = A + B * \frac{e^{-\frac{(z-\mu)^2}{2\sigma^2}}}{\sigma\sqrt{2\pi}}$	<p>Гауссовская функция</p> $j_1(z) = C * \frac{e^{-\frac{(z-\mu)^2}{2\sigma^2}}}{\sigma\sqrt{2\pi}}$	

В работе проведен подробный аналитический анализ модели ступенчатой функции.

**Итоги работы**

В ходе данной работы были произведены вывод и анализ нелинейного дифференциального уравнения для электрической компоненты магнитного поля. Основным результатом являются полученные аналитическим методом ограничительные оценки на некоторые из параметров, входящих в уравнение. Также для частных случаев функций  $n(z)$  и  $j_1(z)$  решена задача Коши численным и аналитическим методами.

E-mail: kristinaermakova19@rambler.ru

**Литература**

1. Франк-Каменецкий Д. А. Лекции по физике плазмы - «Атомиздат», 1968
2. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D., and Sharma A.S., Role of electrostatic effects in thin current sheets, multiscale processes in the Earth’s Magnetosphere: From Interball to Cluster, 275-288, 2004
3. Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D., and Sharma A.S., Nonlinear equilibrium structure of thin current sheets, influence of electron pressure anisotropy Nonlinear process in Geophysics, 11, 579-587, 2004.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА ВЕЩЕСТВА  
В ПРИЗЕМНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ПРИ НАЛИЧИИ ПРЕПЯТСТВИЙ.

Крупенко А.С., Мангура П.А.

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

В настоящее время большой интерес вызывает экспериментальное и модельное исследование процессов переноса парниковых газов, газовых примесей и аэрозолей между растительным покровом и атмосферой. При этом существенным является учет особенностей поверхности, связанных с неоднородностью растительного покрова, наличием препятствий, обусловленных, например, неровностями рельефа. Особой сложностью отличается также описание процессов переноса в антропогенных (городских) ландшафтах. Математические модели являются универсальным инструментом для описания турбулентного режима и процессов переноса в приземном слое воздуха.

В данной работе для исследования процесса турбулентного переноса парниковых газов использована двумерная модель, основанная на полуторном замыкании усредненной по пространству и времени системы уравнений неразрывности, Навье-Стокса и переноса:

$$\frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0, \quad i = 1, 2;$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + V_j \frac{\partial V_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial x_i} \delta P - \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \delta_{ij} E - K \left( \frac{\partial V_i}{\partial x_j} + \frac{\partial V_j}{\partial x_i} \right) \right) + F_i;$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + V_j \frac{\partial C}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \frac{K}{Sc} \frac{\partial C}{\partial x_j} \right) + F_C.$$

Здесь  $\vec{V} = \{V_1, V_2\}$  – вектор средней скорости ветра,  $\rho_0$  – плотность воздуха,  $\delta P$  – отклонение давления от равновесного значения,  $E$  – турбулентная кинетическая энергия:

$$E = \frac{\langle (v'_1)^2 + (v'_2)^2 \rangle}{2},$$

где  $v'_i$  – флуктуирующие составляющие компонент скорости ветра:

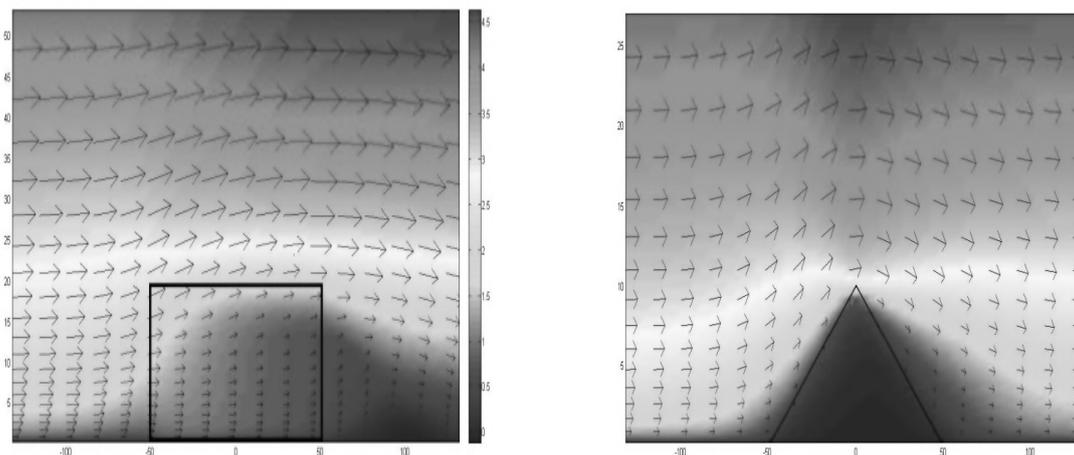
$$v_i = V_i + v'_i, \quad i = 1, 2;$$

$K$  – коэффициент турбулентной диффузии, функции  $F_i$  описывают сопротивление, оказываемое препятствиями воздушному потоку,  $C$  – концентрация переносимого вещества,  $Sc$  – турбулентное число Шмидта, равное отношению коэффициента  $K$  и коэффициента турбулентной диффузии для переносимого потоком вещества, функция  $F_C$  описывает плотность источников и стоков переносимого вещества.

В качестве начальных условий берутся значения искомым функций при отсутствии препятствий, а на свободных границах ставятся условия сноса.

Для численного решения задачи использован метод конечных разностей, основанный на расщеплении исходной системы дифференциальных уравнений по процессам и применении локально-одномерных схем.

Проведено исследование влияния на потоки переносимого вещества различных типов проницаемых и непроницаемых препятствий при различных атмосферных условиях. В качестве препятствий рассматриваются неоднородности растительности (например, лесополоса), а также отдельно стоящие здания.

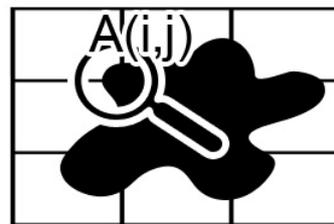


Горизонтальные составляющие скорости ветра: слева – проницаемое препятствие (растительность), справа – непроницаемое препятствие

E-mail: mangura95@mail.ru, krupenko.alex@gmail.com

### Литература

1. Garratt JR «The atmospheric boundary layer», Cambridge University Press, 1992.
2. John C. Wyngaard «Turbulence in atmosphere», Cambridge University Press, 2010.
3. Самарский А.А. «Введение в теорию разностных схем», М. «Наука», 1971.
4. О.М. Белоцерковский «Численное моделирование в механике сплошных сред». Москва, «Физико-математическая литература», 1994.
5. A.Sogachev, O.Panferov «Modification of two-equation models to account for plant drag» // Boundary-Layer Meteorol (2006)
6. А.С. Дубов, Л.П. Быкова, С.В. Марунич «Турбулентность в растительном покрове», Гидрометеоздат, 1978
7. Olchev A., Radler K., Sogachev A., et al // Ecological Modelling. 2009. 220, P. 3046.



## ЭВОЛЮЦИЯ ВИХРЕВОГО КОЛЬЦА В ВЯЗКОМ ТЕПЛОПРОВОДНОМ ГАЗЕ

Соленая О.А.

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

Вихревые структуры (цилиндрические и тороидальные вихри) играют важную роль в турбулентных течениях. Движение вихревого кольца в идеальной жидкости впервые исследовал Лэм. Граничным случаем вихревого кольца является сферический вихрь Хилла. В предыдущих работах использовались упрощающие предположения (несжимаемость; малое поперечное сечение ядра вихря; постоянная вязкость). Мы использовали полную систему уравнений Навье–Стокса.

$$\frac{\partial \Omega_i}{\partial t} = \nu \Delta \Omega_i + f_{1i}, \quad \frac{\partial w}{\partial t} = s,$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{4}{3} \nu \Delta s + \frac{1+h}{\gamma} \Delta w - \frac{1}{\gamma} \Delta h + f_2, \quad \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\gamma}{Pr} \eta \Delta h - (\gamma - 1) s + f_3, \quad (1)$$

$$\Omega_1|_{t=0} = 0, \Omega_2|_{t=0} = 0, \Omega_3|_{t=0} = \frac{1}{\sqrt{g}} (\partial_1 \bar{g}_{22} \bar{v}^2 - \partial_2 \bar{g}_{12} \bar{v}^2),$$

$$s|_{t=0} = 0, w|_{t=0} = 0, h|_{t=0} = 0.$$

$$w = -\ln \rho, \bar{\Omega} = \text{rot } \bar{v}, s = \text{div } \bar{v}, h = T - 1, \nu = \frac{\mu}{\rho}, \eta = \frac{\lambda}{\rho}, \frac{\mu}{\mu_0} = \left( \frac{T}{T_0} \right), \frac{\lambda}{\lambda_0} = \left( \frac{T}{T_0} \right).$$

Где  $\rho$ ,  $T$ ,  $\mu$ ,  $\lambda$  – плотность, температура, вязкость, теплопроводность, соответственно;  $\Delta$  – оператор Лапласа;  $Pr$  – число Прандтля;  $\gamma$  – показатель адиабаты.  $f_{1i}, f_2, f_3$  – нелинейные члены, относительно первых производных. Система параболического типа, записана в безразмерной форме. Характеристическая длина  $l_0 = \nu_0/c_0$  характеристическое время  $t_0 = \nu_0/c_0^2$   $c$  – скорость звука. Индекс “0” обозначает начальное состояние.

Для решения уравнений Навье–Стокса используется метод параметрикса. Предложенный метод решения системы состоит в ее сведении к системе интегральных уравнений типа Вольтерра и последующем использовании итерационной процедуры. Решение линейной системы используется в качестве первой итерации.

Вычисления были выполнены для расчета эволюции вихревого кольца. Начальные данные использованы из [1].

На рис. 1-3 показано изменение компоненты завихренности. Ось симметрии кольца совпадает с осью Oz декартовой системы координат. Как видно, компонента  $\Omega_3$  завихренности убывает со временем.

Также в работе была вычислена скорость вихревого кольца. Таким образом, задача эволюции вихревого кольца была решена численно, учитывая вязкость, теплопроводность и сжимаемость среды. Дополнительно рассчитаны параметры кольца с завихренностью.

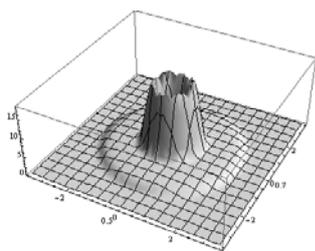


Рис. 1. Зависимость  $\Omega_3$  от  $x$  и  $y$  в момент времени  $t=0.001$ , в сечении вихревого кольца плоскостью  $z=0$ .

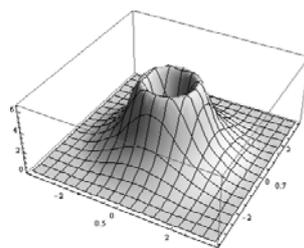


Рис. 2. Зависимость  $\Omega_3$  от  $x$  и  $y$  в момент времени  $t=0.1$ , в сечении вихревого кольца плоскостью  $z=0$ .

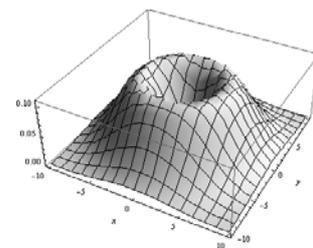


Рис. 3. Зависимость  $\Omega_3$  от  $x$  и  $y$  в момент времени  $t=5$ , в сечении вихревого кольца плоскостью  $z=0$ .

### Литература

1. Morton T.S. The velocity field within a vortex ring with a large elliptical cross-section// Journal of Fluid Mechanics. 2004. V. 503. P. 247 – 271.

## ОБНАРУЖЕНИЕ МАЛОШУМНЫХ ЦЕЛЕЙ В ГИДРОАКУСТИКЕ В УСЛОВИЯХ ВЛИЯНИЯ СИЛЬНЫХ МЕШАЮЩИХ РАССЕЯННЫХ СИГНАЛОВ

Сидельников Г.Б. \*, Малышкин Г.С.

ОАО “Концерн “ЦНИИ “Электронприбор”, Санкт-Петербург, Россия

Задача широкополосного шумопеленгования в гидроакустике решается довольно давно, однако требования по шумности обнаруживаемых источников постоянно растут. Когда мощности источников достигают -30 дБ относительно сильных мешающих сигналов, необходимо принимать во внимание эффекты рассеяния и многолучевости.

В отличие от многолучевого распространения, которое достаточно эффективно описывается в рамках лучевой теории, эффект рассеяния сигналов не имеет единого подхода к описанию. Существует несколько различных типов рассеяния: объемное, на мелких неоднородностях, поверхностное, донное и др. Впервые попытку формализовать все физические причины рассеяния в рамках единого математического подхода предприняли Лаваль и Лабаск [1]. На базе этой теории позднее были проведены исследования в области обнаружения малошумных объектов, скрывааемых рассеянным полем близкорасположенных сильных локальных источников излучения, посредством адаптивных алгоритмов обработки информации [2]. Было установлено, что эффективней всего можно бороться с данным эффектом, используя адаптацию на короткой выборке.

В настоящей работе предлагается способ синтеза адаптивных алгоритмов обнаружения широкополосных слабых источников сигнала. В основе подхода лежит модификация спектра корреляционной матрицы смеси сигнала и шума, для получения максимального отношения сигнал/помеха после фазирования при заданных диапазонах параметров когерентности мешающих сигналов и мощностей обнаруживаемых источников.

Для проверки эффективности алгоритмов проводилось моделирование на сложном тактическом эпизоде, содержащем большое число многолучевых мешающих сигналов, сигналов средней интенсивности и самых малошумных целей, мощность принимаемого сигнала которых более чем на 30 дБ ниже мощности сильных сигналов. В качестве сравнения производилась неадаптивная обработка, а также обработка классическими алгоритмами Кейпона, Джонсона, MUSIC [3] и их новейшими модификациями посредством контролируемого нормирования сильных сигналов [4]. Был получен значительный прирост в эффективности обнаружения малошумных источников и в разрешающей способности при использовании разработанного адаптивного алгоритма.

E-mail: glebios@mail.ru

\* Победитель подсекции.

### Литература

1. Лаваль Р., Лабаск. Влияние неоднородностей и нестабильностей среды на пространственно-временную обработку сигналов. В книге «Подводная акустика и обработка сигналов». М., Мир, 1985, стр. 43-68.
2. Г.С. Малышкин, В.С. Мельканович. Адаптивные алгоритмы для обнаружения и оценки параметров слабых сигналов в режиме шумопеленгования при наличии сильных мешающих источников звука // Успехи современной радиоэлектроники. №12. 2009 г.. С.32-45.
3. Г.С. Малышкин. Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов. т. 2 Адаптивные методы, СПб: ОАО «Концерн «ЦНИИ «Электроприбор», 2011, 374 стр.
4. Г.С. Малышкин, Г.Б. Сидельников. Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов// Акустический журнал, т. 60, №5, С. 526-545. 2014 г.

## КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРИБЛОК-СОПОЛИМЕРОВ С БЛОКАМИ РАЗНОЙ ЖЕСТКОСТИ

Селина Т.Ю.

*Тверской государственной университет, Тверь, Россия*

Блок-сополимеры являются достаточно общим объектом для изучения процессов микрофазного расслоения. Они охватывают весь спектр явлений, которые можно наблюдать при микрофазном разделении. Однако наличие в блок-сополимерах гибких и жестких блоков усложняет фазовое поведение данных систем, что приводит к большому разнообразию возникающих структур.

В ходе исследований с системами триблок-сополимеров с жесткими и гибкими блоками были обнаружены многие морфологии, включающие центрально-симметричные ламеллярные структуры, биконтинуальные сетевые структуры, цилиндры, сферические мицеллы и другие [2]. Однако наиболее интересной оказалась морфология гексагонально расположенных хиральных цилиндров (Hex\*), возникающая в результате фазового перехода из обычной гексагональной фазы (Hex). Отметим, что существование данной морфологии было также доказано методом самосогласованного среднего поля в работе [1].

В данной работе проведено исследование процессов самоорганизации в расплаве триблок-сополимеров, содержащих блоки с разной жесткостью. Моделирование осуществлялось с помощью метода диссипативной динамики частиц, относящегося к мезоскопическим методам моделирования. Все исследования проводились в режиме сильной сегрегации [3, 4], когда  $\chi N \gg 10$  ( $\chi$  – параметр взаимодействия Флори–Хаггинса;  $N$  – длина цепи),

Проведенное исследование показало, что найденная морфология хиральных цилиндров является стабильной при значениях объемной доли жестких блоков  $f=0,25$  и  $0,33$ , при этом параметр несовместимости блоков, связанный с параметром Флори–Хаггинса известным соотношением  $a_{ij} = 25 + 3,497\chi_{ijk}VT$ , был равен 60. Показано, что образующаяся фаза построена из жестких блоков и имеет нематический тип упорядочения, однако в случае  $f=0,33$  упорядоченные области состояли из гибкоцепных блоков. Поскольку значение параметра порядка (по Френкелю) для всей ячейки оказалось неэффективным вследствие различной ориентации доменов, расчет параметра порядка проведен для отдельных доменов. Построены графики парной корреляционной функции и структурного фактора.

E-mail: tatyana.selina@bk.ru

### Литература

1. Криксин Ю.А., Tung S.-H., Халатур П.Г., Хохлов А.Р. Спонтанное возникновение хиральности в расплаве диблок-сополимеров с жесткими и гибкими блоками // Высокомолекулярные соединения. 2013, Серия С. Т.55, №7. с. 880-892.

2. Селина Т.Ю., Павлов А.С. Компьютерное моделирование триблок-сополимеров // Вестник Тверского государственного университета. 2014, Серия Химия. №2. с. 114-122.
3. Maniadis P., Thompson R.B., Rasmussen K.O., Lookman T. Ordering mechanisms in triblock copolymers // Physical Review E. 2004, Vol. 69. p. 315-320.
4. Matsen M.W., Bates F. S. Unifying Weak- and Strong-Segregation Block Copolymer Theories // Macromolecules. 1996, Vol. 29, №4. p. 1091 – 1098.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЗАРЯДА В КОМПОЗИТЕ С ХАОТИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ ВОЛОКОН

Корчагин С.А.

*Энгельсский технологический институт (филиал),  
Саратовский ГТУ имени Ю.А Гагарина», Энгельс, Россия*

На сегодняшний день, создание новых материалов с заданными свойствами является одним из приоритетных научных направлений. Синтез новых материалов и последующие эксперименты по изучению электрических, динамических и механических свойств, зачастую, довольно трудоемки и требуют больших материальных затрат. Поэтому математическое и компьютерное моделирование в данной области является актуальной задачей [1,2].

При создании материалов с заданными свойствами, особое внимание стоит уделять эволюции динамической системы. Нередко временная эволюция системы при формировании материала оказывается настолько значимой, что возникает необходимость использовать различные временные и параметрические диаграммы [3]. При моделировании таких систем, удобным оказывается междисциплинарный подход, который позволяет объединить фундаментальные модели нелинейной динамики и теорию электрических цепей в применении к химии материалов.

Рассмотрим композит с хаотически – ориентированными волокнами в матрице под внешним воздействием (рис.1), эквивалентная схема которого будет иметь вид колебательного контура с нелинейной индуктивностью. Динамика колебаний заряда системы описывается дифференциальным уравнением Дуффинга [4]:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{dq}{dt} + q^3 = A \sin \Omega t$$

$A = \alpha \gamma^{-3}$ ,  $\Omega = \frac{\omega}{\gamma}$ ,  $\gamma$  – параметр дис-

сипации, зависящий от размера волокон, плотности и диэлектрических свойств включений,  $a$  и  $\omega$  – амплитуда и частота соответственно. Численное интегрирование уравнения проводилось методом Рунге–Кутты чет-

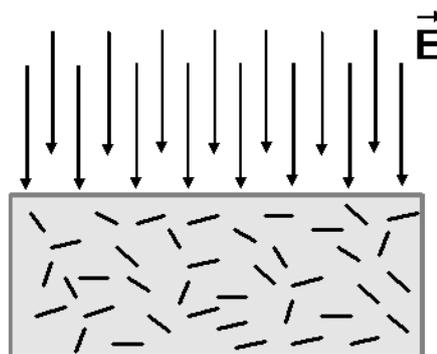


Рис. 1

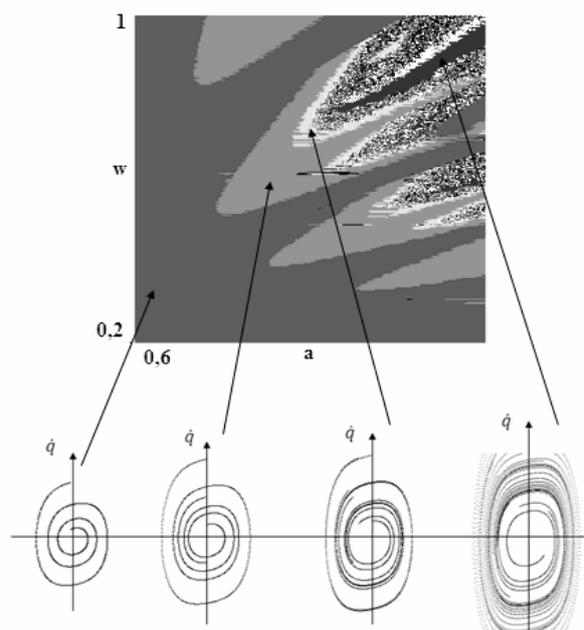


Рис. 2

вертого порядка. Выбранные случайно начальные условия  $x_0 = x(t=0)$  были нормально или равномерно распределены с различными дисперсиями. Построена карта динамических режимов, по осям которой находятся параметры, характеризующие амплитуду и частоту воздействия, и соответствующие разным режимам фазовые портреты (рис. 2).

При малой амплитуде частота колебаний совпадает с частотой внешнего воздействия, а при увеличении этого параметра можно наблюдать более сложное динамическое поведение, включая переход к хаосу. Полученные результаты позволяют рассматривать композиционный материал со случайно – ориентированными волокнами в матрице, эквивалентная схема которого имеет вид колебательного контура с нелинейной индуктивностью, как динамическую систему с хаотическим поведением. Важным оказывается подбор параметров, небольшое изменение которых может качественно влиять на динамику поведения заряда в композите, и как следствие, изменение его электрических свойств.

E-mail: korchaginset@gmail.com

### Литература

1. Кузнецов, С.П. Динамический хаос. М.: Физмалит, 2001. с. 80-82.
2. Пукинский, Ю.Ж., Филипов А.В. Эквивалентная электрическая схема двухфазного магнитострикционно-пьезоэлектрического композита в области электромеханического резонанса // Вестник Новгородского государственного университета. 2010, Серия Технические науки, №55. с. 44-46.
3. Третьяков, Ю.Д. Процессы самоорганизации в химии материалов //Успехи химии. 2003, №72(8). с.731- 763.
4. Thompson, J.M., Stewart H.B. Nonlinear dynamics and chaos-geometrical methods for engineers and scientists //Chichester: Wiley, 1986. p. 376.
5. Tretyakov, Yu.D., Goodilin E.A. Fundamental chemical aspects of the synthesis of neodymium barium cuprates // Rus. J. Inorg. Chem. 2001. №46(3). p. 203- 234.

## НАКОПИТЕЛЬ ДЛЯ СЕТИ SMART GRID НА БАЗЕ ЛИТИЙ-ИОННОГО АККУМУЛЯТОРА

Сердечный Д.В.

*Саратовский ГТУ имени Ю.А Гагарина., Саратов, Россия*

В докладе рассмотрены вопросы развития альтернативной энергетики, в основе которой лежат экологически чистые возобновляемые источники энергии, являющиеся, в свою очередь, неотъемлемой частью интеллектуальных сетей электроснабжения (smart grid). В системах с возобновляемыми источниками энергии наблюдается нестабильность вырабатываемых мощностей для потребителей. Вот почему для дальнейшего развития smart grid актуальным является разработка энергоэффективного накопителя.

Использование накопителя в сети Smart grid, с одной стороны, позволяет выровнять график нагрузок в разные периоды суточного и сезонного спроса на электрическую энергию, а с другой – повышает надежность электроснабжения путем использования его в качестве резервного источника электроэнергии [1, 2].

Из различных вариантов накопления энергии наиболее подходящим представляется аккумуляторная батарея (АБ), в силу своей мобильности и оптимального соотношения массо-габаритных характеристик и накопленной энергии.

Из всего многообразия аккумуляторных батарей оптимальным решением для применения в качестве накопителя энергии являются литий-ионные батареи. Они отличаются более высокой емкостью при тех же габаритах, более низким уровнем эксплуатационных расходов, увеличенным сроком службы. С учетом характеристик сети электроснабжения и требованиями потребителя электрической энергии возможны различные варианты исполнения и конфигурации накопителя.

В среде MATLAB разработана программа, позволяющая определить оптимальную величину АБ для конкретной сети или ее фрагмента методами математического моделирования. Входными параметрами являются: установленные мощности возобновляе-

мых источников энергии; данные по ветру, по солнцу и др.; графики потребления. Установленная мощность накопителя должна быть такой, чтобы дефицит мощности для потребителей был минимальным (в идеальном случае, равным нулю). Результаты моделирования являются входными параметрами для реализации накопителя в виде АБ.

В опытной установке использовались аккумуляторные батареи емкостью 300 Ач, соединенные последовательно. Номинальное напряжение накопителя увеличивается путем добавления аккумуляторов в батарею. Сформированная батарея снабжена системой контроля и управления, которая позволяет в режиме реального времени проводить мониторинг накопителя, а также предотвращать критические ситуации.

E-mail: [serdechnyy.denis@gmail.com](mailto:serdechnyy.denis@gmail.com)

### Литература

1. Бурман А.П. Управление потоками электроэнергии и повышение эффективности электроэнергетических систем: учебное пособие/ А.П. Бурман, Ю.К. Розанов, Ю.Г. Шакарян. М.: МЭИ, 2012. 336 с.
2. Смоленцев Н.И. Накопители энергии в локальных электрических сетях/ Н.И. Смоленцев // Ползуновский вестник, 2013. №4-2. С.176-181.

## ХАРАКТЕРИСТИКИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ МОДЕЛЬНЫХ СТЕКОЛ В ОБЛАСТИ БОЛЬШИХ ПЕРЕОХЛАЖДЕНИЙ

Галимзянов Б.Н.

*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

В настоящее время одна из актуальных задач физики конденсированного состояния связана с исследованием механизмов зародышеобразования в переохлажденных жидкостях. При этом наибольший интерес представляют критические параметры кристаллической нуклеации в стеклах, которые до сих пор являются плохо изученными. Причиной тому служит малая подвижность частиц (атомов или молекул) вещества и, как следствие, чрезвычайно большое время структурной релаксации в области переохлаждений  $\Delta T / T_m > 0.4$  (где  $T_m$  – температура плавления). В связи с этим исследование процессов зародышеобразования в стеклах сложно осуществить в экспериментально доступных временных масштабах. В настоящей работе решение данной задачи будет выполнено на основе численного эксперимента с использованием методов компьютерного моделирования молекулярной динамики [1, 2].

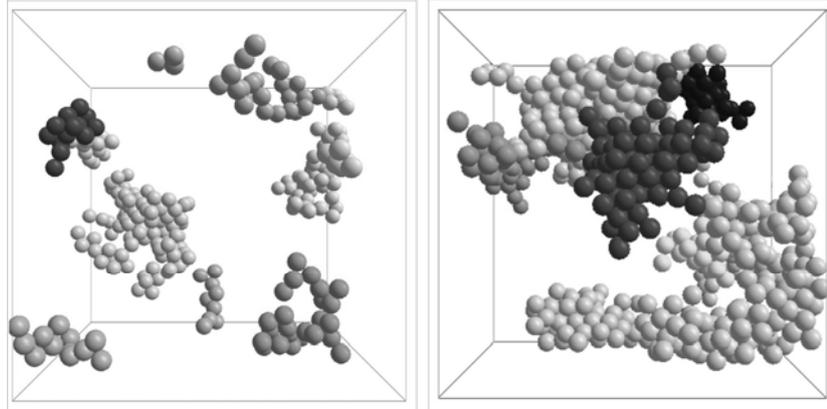
Нами рассматривались две разные системы: 1) - однокомпонентная модель Джуготова (Dz) и 2) – бинарная система Леннард-Джонса (bLJ) [2, 5]. Стекольные образцы, состоящие из  $N = 7000$  частиц, приготовлены быстрым охлаждением уравновешенного жидкого расплава со скоростью  $dT / dt = 0.001\varepsilon / (k_B\tau)$ . Обе модельные системы, при внешнем давлении  $P^{(Dz)} = 14\varepsilon / \sigma^3$  и  $P^{(bLJ)} = 17\varepsilon / \sigma^3$ , характеризуются температурой плавления  $T_m^{(Dz)} \approx 1.51\varepsilon / k_B$  и  $T_m^{(bLJ)} \approx 1.65\varepsilon / k_B$ . Для удобства единицы измерения физических величин представлены через энергию связи  $\varepsilon$ , диаметр частицы  $\sigma$ , время  $\tau$  и постоянную Больцмана  $k_B$ .

В ходе моделирования молекулярной динамики идентификация частиц входящих в кристаллическую фазу выполнена на основе расчета параметров ориентационного порядка Стейнхардта–Нельсона [4]. Обнаружено, что с течением времени в модельных стеклах Dz и bLJ начинают образоваться очаги кристаллической фазы (кристаллиты), распределенные равномерно по всему объему системы (рис.1).

На основе кластерного анализа рассчитаны временные эволюции размера  $n(t)$  самого крупного кристаллического зародыша для серии из 50 независимых численных экспериментов. Среднее время ожидания появления первого критического зародыша  $\bar{\tau}_1$  размером  $n^*$  и скорость нуклеации  $J_1$  рассчитаны в ходе анализа соответствующих временных зависимостей  $n(t)$  с использованием метода среднего времени первого по-

явления (СВПП) [2, 3]. Скорость пристегивания частиц  $g^+$  рассчитана на основе среднеквадратичного изменения числа частиц в критическом зародыше. Численные значения нуклеационных характеристик Dz и bLJ-стекол представлены в табл.1 для области переохлаждений  $0.6 < \Delta T / T_m < 0.98$ .

Рис.1. Трехмерный мгновенный снимок конфигурации частиц Dz-системы, образующих упорядоченную структуру при температуре  $T = 0.15\varepsilon / k_B$ . Слева: в момент времени  $t = 150\tau$ . Справа: в момент времени  $t = 400\tau$



Система	$T, (\varepsilon / k_B)$	$n^*$	$J_1, (\sigma^{-3}\tau^{-1})$	$g^+, (\tau^{-1})$	$\bar{\tau}_1, (\tau)$
bLJ	0.01	$42 \pm 3$	$0.222 \pm 0.0091$	$2 \pm 1$	$843 \pm 90$
	0.05	$55 \pm 3$	$0.228 \pm 0.0078$	$3.5 \pm 1$	$820 \pm 80$
	0.1	$57 \pm 4$	$0.232 \pm 0.0094$	$4.9 \pm 1$	$800 \pm 75$
	0.2	$58 \pm 4$	$0.234 \pm 0.0082$	$5.2 \pm 2$	$795 \pm 75$
	0.3	$59 \pm 4$	$0.236 \pm 0.0071$	$6.4 \pm 2$	$785 \pm 60$
Dz	0.05	$88 \pm 6$	$0.386 \pm 0.0146$	$8.5 \pm 1$	$372 \pm 60$
	0.1	$92 \pm 5$	$0.426 \pm 0.0134$	$9.7 \pm 1$	$340 \pm 55$
	0.15	$96 \pm 5$	$0.472 \pm 0.0126$	$11.1 \pm 1$	$305 \pm 40$
	0.3	$105 \pm 6$	$0.572 \pm 0.0159$	$11.7 \pm 1$	$250 \pm 40$
	0.5	$108 \pm 5$	$0.646 \pm 0.0184$	$12.8 \pm 2$	$220 \pm 30$

В ходе анализа полученных результатов установлено, что процесс кристаллизации модельных стекол в области больших переохлаждений является активационным. Также обнаружено, что кристаллиты критического размера имеют форму, близкую к сферической. При этом размер критического зародыша демонстрирует слабый рост с уменьшением переохлаждения. Изменение величины  $n^*$ , в рассмотренных нами температурных областях, является не значительным и составляет  $\Delta n^* \approx 18$  частиц.

Крупномасштабные молекулярно-динамические расчеты выполнены на вычислительном кластере Казанского федерального университета и на суперкомпьютере межведомственного суперкомпьютерного центра Российской академии наук. Работа выполнена при финансовой поддержке фонда РФФИ (грант № 14-02-00335-а).

Выражаю искреннюю благодарность своему научному руководителю Мокшину А.В. за поддержку при написании работы и за бесценные советы.

E-mail: bulatgnmail@gmail.com

### Литература

1. Fokin V.M., Zanotto E.D., Schmelzer J.W.P., Potapov O.V. New insights on the thermodynamic barrier for nucleation in glasses: The case of lithium disilicate // J. Non-Cryst. Solids. 2005. V.351, №18, P. 1491-1499.
2. Mokshin A.V., Galimzyanov B.N., Barrat J.-L. Extension of classical nucleation theory for uniformly sheared systems // Phys. Rev. E. 2013. V.87, P. 062307(1)-062307(5).
3. Mokshin A.V., Galimzyanov B.N. A method for analyzing the non-stationary nucleation and overall transition kinetics: A case of water // J. Chem. Phys. 2014. V.140, P. 024104(1)-024104(6).
4. Steinhardt P.J., Nelson D.R., Ronchetti M. Bond-orientational order in liquids and glasses // Phys. Rev. B. 1983. V.28, № 2, P. 784-805.

5. Toxvaerd S., Pedersen U.R., Schroder T.B., Dyre J.C. Stability of supercooled binary liquid mixtures // *J. Chem. Phys.* 2009. V.130, P. 224501(1)-224501(8).

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ МОРФОЛОГИИ РАСПЛАВОВ ДИБЛОК-СОПОЛИМЕРОВ МЕТОДОМ ДИССИПАТИВНОЙ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ

Ильина Н.В.

*Тверской государственной университет, Тверь, Россия*

В настоящее время компьютерное моделирование находит широкое применение для исследования структуры и свойств молекулярных систем, включая полимерные и биополимерные объекты. Разрабатываются новые параллельные алгоритмы для крупномасштабного 3D моделирования взаимодействия в блок-сополимерах с гибкими и жесткими блоками, позволяющие изучать процессы микрофазного расслоения и ориентационной упорядоченности в блок-сополимерах [1]. Блок-сополимеры с жесткими блоками менее изучены, т.к. данное взаимодействие приводит к появлению новых самоорганизующихся структур, таких как зигзагообразная, биконтинуальная и смешанная фазы, перекрученные цилиндры на гексагональной решетке, усеченные многогранники в объемцентрированной решетке, цилиндры с почти прямоугольным сечением на квадратной решетке и др. Так, в работе [2] с помощью компьютерного моделирования методом самосогласованного среднего поля была обнаружена морфология гексагонально расположенных хиральных цилиндров.

Наличие хиральности обусловлено присутствием в системе ориентационного взаимодействия и наличием блоков, включающих в себя жесткие цепи. Блок-сополимеры с гибкими и жесткими блоками сильнее сегрегируют, чем гибкоцепные блок-сополимеры при равных условиях. Наличие данных факторов приводит к образованию винтовой закрутки в цилиндрах. Добиться такой структуры можно с помощью понижения температуры (увеличения значений параметров  $\chi N$  и  $\mu N$ ), причем первоначально происходит микрофазное разделение, а затем образование спиральной структуры, состоящей из цилиндрических доменов.

Мы применили иной метод моделирования, основанный на взаимодействиях "частица-частица" – метод диссипативной динамики частиц. Данным методом мы провели моделирование фазового поведения расплавов диблок-сополимеров с блоками разной жесткости. В ходе расчетов определили минимальные значения параметров несовместимости, позволяющие наблюдать образование гексагональной фазы. Образующаяся морфология, построенная из жестких блоков, имеет нематический тип упорядочения. Образование жидкокристаллических агрегатов из жестких блоков встречается довольно часто, но в ряде структур гибкоцепные блоки также образуют упорядоченные области. Расчет параметра порядка (по Френкелю) для всей ячейки оказался неэффективным, т.к. образуются домены, имеющие различную ориентацию. Поэтому расчет параметра порядка был проведен для отдельных доменов. Компьютерное моделирование показало, что, образующаяся в цилиндрических фазах, хиральность незаметна невооруженным взглядом. Также были построены графики парной корреляционной функции и структурного фактора.

Данные исследования необходимы для различия метастабильных и термодинамически стабильных структур в 3D и низкоразмерных 1D и 2D системах, к моделированию которых все чаще проявляют интерес.

E-mail: natalya\_ilina\_1993@mail.ru

### Литература

1. Криксин Ю.А., Халатур П.Г. Parallel Algorithm for 3D SCF Simulation of Copolymers With Flexible and Rigid Blocks // *Macromolecular Theory Simulations*. 2012, №21(6). p. 382–399.
2. Криксин Ю.А., TungS.-H., Халатур П.Г., Хохлов А.Р. Спонтанное возникновение хиральности в расплаве диблок-сополимеров с жесткими и гибкими блоками // *Высокомолекулярные соединения*. 2013, Серия С. Т.55, №7. с. 880–892.

## МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В АЭРОТЕНКЕ

Лучина А.Ю.

Донецкий национальный университет, Донецк, Украина

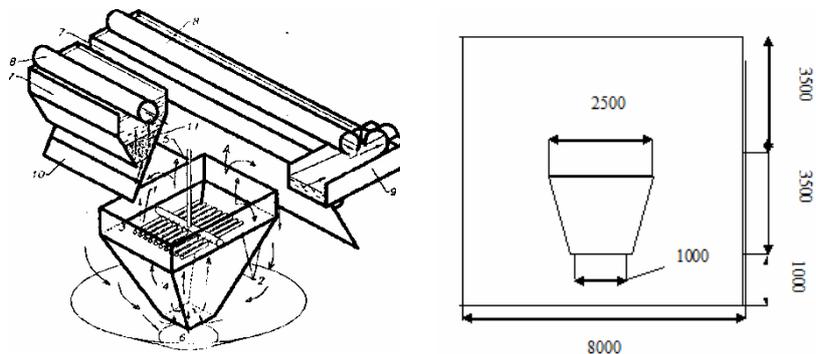
Эффективность очистки сточных вод от загрязнений в значительной степени зависит от организации гидравлических и массообменных процессов в аэрационном сооружении (аэротенке), являющимся основным функциональным звеном технологической схемы аэробной биологической очистки сточных вод [3].

Основными условиями, обеспечивающими нормальное протекание процессов биологического окисления в аэротенке, являются: равномерное распределение биомассы активного ила в объеме сооружения, оптимальное воздействие микроорганизмов с субстратом органических загрязнений и перенос растворенного кислорода в зону этого взаимодействия. Значительное влияние на формирование поля концентраций активного ила и растворенного кислорода в жидкости оказывает гидродинамическая обстановка в аэротенке [1].

Для определения соотношений циркуляционных потоков предлагается математическая модель [2], позволяющая определить поле скоростей, в зависимости от геометрических параметров и глубины расположения циркуляционной колонны в объеме сооружения.

Для исследования гидродинамики процесса в объеме аэротенка устанавливалась конусообразная колонна, жидкость в которой отделена от жидкости в объеме боковыми гранями (рис. 1). Колонна состояла из двух частей: верхней прямоугольной и нижней – в виде равнобедренной трапеции. Внутри колонны размещена аэрационная система из тканевых аэраторов на глубине 4,8 м, которая обеспечивает замкнутую циркуляцию жидкости в аэротенке и растворение кислорода в жидкости.

Рис. 1. Общий вид ПРНД и размещение в нем циркуляционной колонны. 1 – тканевые аэраторы; 2 – несущие элементы; 3 – зона смещения; 4 – зона всасывания; 5 – подача воздуха; 6 – днище аэротенка; 7 – отстойник ила; 8 – дырчатая труба отвода очищенной воды; 9 – сборный лоток очищенной воды; 10 – струенаправляющая пластина; 11 – взвешенный слой активного ила



При решении задачи предполагается: процесс стационарный; жидкость считается изотермической и несжимаемой; физические характеристики считаются однородными и изотропными; деформацией свободной поверхности можно пренебречь; процессы в установке считаются симметричными относительно оси; химические реакции не учитываются.

Для описания движения жидкости использована система уравнений, состоящая из уравнения неразрывности и уравнения Навье–Стокса:

$$\nabla \vec{u} = 0; \quad \rho (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = \nabla [-p\vec{I} + (\eta + \eta_T)(\nabla \vec{u} + (\nabla \vec{u})^T)],$$

где  $\vec{u}$ ,  $\rho$  и  $p$  – скорость, плотность и давление жидкости,  $\eta$  – коэффициент динамической вязкости,  $\eta_T$  – турбулентная вязкость,  $\vec{I}$  – единичный тензор.

На нижней и боковых границах расчетной области использовалось условие прилипания; на верхней границе расчетной области выполняется условие скольжения.

Математическое и компьютерное моделирование гидродинамических потоков жидкости позволило визуально представить распределение циркуляционных токов воды вне аэрационной колонны и определить зоны высокой скорости потока (зоны турбулизации), зоны смешивания и стабилизации.

Полученное поле распределения скоростей (рис. 2) характеризуется неравномерным распределением ила по объему аэротенка. Уменьшение скорости циркуляции жидкости в центре кольца способствует коагуляции активного ила с образованием крупных хлопьев, которые дробятся в потоках воды, имеющих большую скорость.

При варьировании глубины погружения колонны в аэротенке было замечено существенное изменение гидродинамической структуры [2]. Более эффективным является опускание колонны ко дну аэротенка. Однако здесь имеет место засасывание ила в область колонны. Поэтому предлагаемая нами высота расположения аэрационной колонны (1 м от днища аэротенка) является оптимальной, т.к. скорость втягивания очищаемой жидкости не намного меньше, чем в придонной части аэротенка, и практически отсутствует втягивание ила в колонну.

В результате проделанной работы разработаны рекомендации по реконструкции аэротенков и улучшению работы канализационных очистных сооружений в целом. Предложенная математическая модель позволяет получить распределение линий функций тока в аэротенке и рассчитать компоненты скорости в различных его зонах, а также определить области замкнутой циркуляции жидкости (вихри). Рассчитанные значения скоростей потоков отличаются от экспериментальных не более чем на 15%.

*E-mail: anastasiia.luchyna@gmail.com*

### Литература

1. Нездойминов В. И., Бескровная М. В., Белоусов В. В. Математическая модель распределения циркуляционных потоков жидкости в шахтных аэротенках с пневматической аэрацией // Математичне моделювання. 2007, № 1 (16). с. 109–113.
2. Bezкровna, M., Kazak, O., Luchyna, A. Recommendation of sewage treatment facilities and improvement of their efficiency // Interdisciplinary Integration of Science in Technology, Education and Economy. Monograph: edited by Shalapko J. and Zołtowski B. Poland, 2013. p. 122-127.
3. Stupin, A., Bezкровna, M., Luchyna, A. Optimization of process treatment of municipal water of Donetsk city // Загальнодержавний науково-технічний журнал «Проблеми екології». 2013, no. 1 (31). с. 62-68.

## АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ ПРИ ВНЕДРЕНИИ В НИХ СЛОЯ, СОДЕРЖАЩЕГО СФЕРИЧЕСКИЕ ПЛАЗМОННЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ

Решетов С.А.

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

Одной из актуальных проблем современной физики сегодня является разработка альтернативных источников энергии. Основные задачи заключаются в увеличении эффективности и одновременном снижении стоимости солнечных батарей (СБ). Так, для кремниевых СБ вопрос эффективности решён достаточно хорошо, однако они остаются дорогостоящими и малодоступными. Альтернативой им являются тонкоплёночные ор-

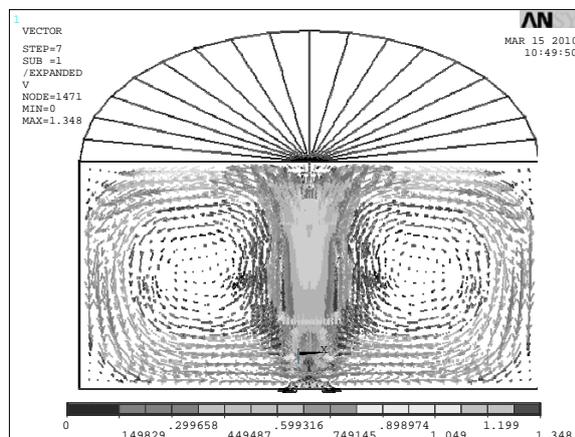


Рис. 2. Векторное поле скоростей в системе аэрационная колонна – аэротенк, полученное в пакете программ ANSYS Flotran

ганические СБ, стоимость которых намного ниже, но, к сожалению, и эффективность заметно ниже кремниевых[3].

В настоящий момент разрабатываются различные способы повышения эффективности органических СБ[5]. Одним из направлений является исследования по использованию для этих целей плазмонных наноструктур. Наноструктуры позволяют весьма эффективно концентрировать энергию падающего излучения в малых областях пространства[1]. Такие наноструктуры уже используются в кремниевых СБ, однако используемые технологии напыления наноструктур являются трудоёмкими и дорогостоящими. Для дешёвых органических тонкоплёночных батарей подходят более простые и недорогие методы, такие как нанесение слоя готовых наночастиц на фоточувствительный слой. В такой ситуации каждая отдельная наночастица, служит наномантенной, позволяющей эффективно концентрировать поля в нужной области и, тем самым, повышать эффективность работы СБ.

Настоящая работа посвящена анализу эффективности поглощения энергии поверхностью СБ в зависимости от параметров её покрытия. Эффективность покрытия зависит от таких параметров, как плотность нанесения частиц на поверхность, размер наночастицы, материал из которого она сделана, расположение наночастиц в полимерном слое.

Анализ эффективности проводился в квазистатическом приближении для случая нахождения СБ в рассеянном солнечном свете. Сферические наночастицы внедрены в полимерный слой, нанесенный на фоточувствительный слой батареи, и расположены с плотностями, исключая взаимодействие частиц между собой.

Для изучения перераспределения энергии падающего излучения в пространстве используется эpsilon-метод решения уравнений Максвелла[4]. Анализ эффективности нанопокрывтия производился на основе результатов численного эксперимента, реализованного с использованием технологии МРІ на суперкомпьютере “Ломоносов”[2].

Численный эксперимент показал, что при всех изученных комбинациях параметров наночастиц наблюдается увеличение эффективности СБ. Показано, что наибольшая эффективность наблюдается у серебряных и золотых наночастиц, плазмонные резонансы которых находятся в оптическом диапазоне. Также показано преимущество использования слоя серебряных наночастиц для СБ, работающих в коротковолновой области спектра.

Показано, что эффективность покрытия СБ зависит от угла падения света. Максимум наблюдается при нормальном падении света на поверхность, однако и при больших углах падения наблюдается значительное увеличение эффективности, что существенно для работы в рассеянном свете, а именно для органических тонкоплёночных СБ.

Рассчитаны спектральные зависимости увеличения относительной эффективности для различных металлов, что позволило сделать выводы об их эффективности на различных длинах волн падающего излучения.

Полученные спектральные характеристики слоя наночастиц позволяют оценить эффективность покрытия для произвольных фоточувствительных слоёв, тем самым сокращая усилия, направленные на поиски оптимальных характеристик солнечной батареи.

E-mail: sa.reshetov@physics.msu.ru

### Литература

1. Л. Новотный, Б. Хехт, «Основы нанооптики», // Физматлит, Москва, 2009
2. Voevodin V.I.V., Zhumatiy S.A., Sobolev S.I., Antonov A.S., Bryzgalov P.A., Nikitenko D.A., Stefanov K.S., Voevodin Vad.V. Practice of "Lomonosov" Supercomputer // Open Systems J. - Moscow: Open Systems Publ., 2012, no.7, pp. 36-39
3. Min Gu, Zi Ouyang, Baohua Jia, Nicholas Stokes, Xi Chen, Narges Fahim, Xiangping Li, Michael James Ventura and Zhengrong Shi. «Nanoplasmonics: a frontier of photovoltaic solar cells»// Nanophotonics 1 (2012): 235–248
4. M.s Agranovich, B.Z Katsenelenbam, A.N. Sizov, N.N Voitovich, «Generalized Method of Eigenoscillations in Diffraction theory», (Wiley, Berlin, 1999)
5. Zheng Tang, Wolfgang Tress and Olle Inganäs. «Light trapping in thin film organic solar cells»// Materialstoday, Volume 17, Issue 8, October 2014, Pages 389–396

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ СПОНТАННОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ СПАЙКОВОЙ АКТИВНОСТИ В НЕЙРОННЫХ СЕТЯХ С РЕЛАКСАЦИОННОЙ СИНАПТИЧЕСКОЙ ПЛАСТИЧНОСТЬЮ

Зендриков Д.К.

*Московский физико-технический институт, Москва, Россия*

В планарных нейронных сетях, выращенных *in vitro* из первоначально диссоциированных нейронов, наблюдается феномен спонтанной синхронизации спайковой активности нейронов в т.н. популяционные пачки. В экспериментальном исследовании [1] показано, что популяционная пачка распространяется по нейронной сети как бегущая волна, расходящаяся из некоторого случайного центра.

В нашей работе результаты статьи [2], где популяционные пачки возникали в модельной нейронной сети с кратковременной синаптической пластичностью, обобщены на случай пространственно-зависимой топологии сети: вероятность образования межнейронной связи зависит от взаимного расположения нейронов [3]. В частности, показано, что популяционные пачки распространяются по планарной сети как бегущие волны, аналогично расходящимся круговым волнам на воде, возникающим в результате локального возмущения её поверхности, что качественно согласуется с результатами [1].

E-mail: dzendrikov@gmail.com

### Литература

1. Maeda E, Robinson HP, Kawana A. (1995) The mechanisms of generation and propagation of synchronized bursting in developing networks of cortical neurons. *J Neurosci* 15: 6834-6845.
2. Tsodyks M., Uziel A., and Markram H. (2000) Synchrony generation in recurrent networks with frequency-dependent synapses. *J. Neurosci* 20: RC50.
3. Yger P., El Boustani S., Destexhe A., Frégnac Y. (2011) Topologically invariant macroscopic statistics in balanced networks of conductance-based integrate-and-fire neurons. *J. Comput. Neurosci* 31: 229-245.

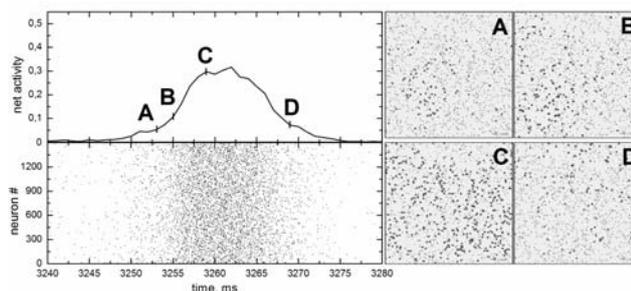


Рис. 1 Возникновение и распространение популяционной пачки в модельной планарной нейронной сети. Слева: вверху – усредненная спайковая активность сети, внизу – растр, мгновенная активность отдельных нейронов сети. Справа: снимки активности нейронов сети на квадратной площадке. Серые точки – нейроны, чёрные точки - возбуж-

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КИНКОВ МОДЕЛИ $\varphi^8$

Лизунова М.А.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,  
ИТЭФ им. А.И. Алиханова, Москва, Россия*

Известно, что для моделирования фазовых переходов используют теоретико-полевые модели с действительным скалярным полем с полиномиальным самодействием. Примером такой модели может служить модель  $\varphi^4$ . Для описания более сложных процессов, например каскада нескольких фазовых переходов, приходится использовать потенциалы в виде полиномов высоких степеней. Одной из таких моделей является модель  $\varphi^8$ , изучению некоторых свойств которой посвящено данное исследование.

В данной работе рассматривалась  $(1+1)$ -мерная модель  $\phi^8$ . Ранее [1] аналитически были найдены статические решения уравнения движения, так называемые кинки. В настоящей работе проведено численное моделирование и анализ столкновений кинков. Моделирование выполнено для различных значений начальных скоростей сталкивающихся кинков. Было выявлено два качественно различных типа эволюции. Далее было обнаружено критическое значение начальной скорости, которое разделяет эти два различных режима столкновения. Ниже критической скорости наблюдалось образование связанного состояния кинков, в то время как выше критической скорости происходит неупругое отражение кинков. Кроме того, было обнаружено явление так называемых окон разлета – наличие узких диапазонов начальных скоростей ниже критической, при которых вместо образования связанного состояния наблюдался разлет кинков после двух или трех соударений. Было высказано предположение о том, что данное явление объясняется наличием в спектре возбуждений кинка кроме трансляционной моды еще и вибрационной моды. После детального изучения спектра кинка модели  $\phi^8$  данная гипотеза подтвердилась: кроме нулевого уровня  $\omega_0^2 = 0$  была обнаружена вибрационная мода  $\omega_1^2 = 2.7$ . Таким образом, можно высказать гипотезу, что наблюдается резонансный обмен энергией в столкновениях.

Полученные результаты имеют практическое применение в физике твердого тела. Они открывают широкие перспективы для дальнейшего изучения. В частности, предполагается исследование спектров других кинков, которые получаются в других типах потенциалов модели  $\phi^8$ , а также сравнение ее с уже детально изученными моделями синус-Гордон и моделью  $\phi^4$ .

Автор работы хотел бы выразить особую благодарность В.А. Гани и В.А. Ленскому, без которых работа не могла бы быть выполнена. Также автор благодарен за финансовую поддержку Фонду Дмитрия Зимина «Династия», а также гранту Президента РФ № НШ-3830.2014.2.

*E-mail: mary.lizunova@gmail.com*

### Литература

1. Khare A. Successive Phase Transitions and Kink Solutions in  $\phi^8$ ,  $\phi^{10}$  and  $\phi^{12}$  Field Theories/ A. Khare, I. Christov, A. Saxena // Phys. Rev. E. 2014. V. 90, 023208.

## ШИРОКОУГОЛЬНОЕ ПАРАБОЛИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ДЛЯ ОПИСАНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ПОЛЕЙ СИЛЬНО ФОКУСИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕИНВАЗИВНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ХИРУРГИИ

Мездрохин И.С., Юлдашев П.В

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

Мощный фокусированный ультразвук находит широкое применение в современной медицине [1]. Так, например, мощный ультразвук уже используется для разрушения опухолевых тканей в различных органах и во многих других приложениях [2]. Важнейшей частью исследований в данной области является моделирование полей источников ультразвуковых волн. Существуют несколько разных моделей, описывающих такие поля. Одной из распространенных моделей является параболическое приближение дифракции, которое справедливо при малых углах фокусировки [3]. В отличие от излучателей диагностического ультразвука, источники, которые используются в хирургии, являются сильно фокусированными. Моделировать поля таких излучателей сложнее, чем слабо фокусированные поля, поскольку напрямую параболическую модель дифракции использовать нельзя, а полная дифракционная задача требует применения го-

раздо более сложных методов решения. Одной из возможностей здесь является обобщение параболической модели на случай более широких углов фокусировки пучка [4]. Предметом данной работы является разработка модели, обладающей более высокой точностью по сравнению с параболическим приближением дифракции, при сохранении относительной простоты получения решения.

Наиболее общий подход к описанию дифракции гармонических волн построен на основе использования классического уравнения Гельмгольца:

$$\Delta p + k_0^2 p = 0. \quad (1)$$

Здесь  $p$  – амплитуда звукового давления в звуковой волне с угловой частотой  $\omega$ ,  $k_0 = \omega/c_0$  – волновое число,  $c_0$  – скорость звука,  $\Delta$  – оператор Лапласа. Если рассматривать двумерную задачу и волны, бегущие только в положительном направлении оси  $z$ , то уравнение (1) для медленно меняющейся амплитуды  $\varphi = p \exp(-ik_0 z)$  записывается как:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = ik_0(\hat{Q} - 1)\varphi, \quad (2)$$

где введен псевдодифференциальный оператор  $\hat{Q} = \sqrt{1 + \hat{L}}$  и оператор  $\hat{L} = \Delta_{\perp} / k_0^2$ , в котором символ  $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2$  обозначает лапласиан по поперечной координате  $x$ . Параболическое уравнение дифракции получается в результате приближенного представления оператора  $\hat{Q}$  путем его разложения в ряд Тейлора по оператору  $\hat{L}$  до линейного слагаемого  $\hat{Q} \approx 1 + \hat{L}/2$ :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{ik_0}{2} \hat{L} \varphi. \quad (3)$$

Уравнение (3) решается как аналитическими, так и достаточно простыми численными методами. Широугольное параболическое приближение может быть получено в результате разложения оператора  $\hat{Q}$  в (2) до квадратичного слагаемого по оператору  $\hat{L}$  и представления данного разложения в виде аппроксимации Паде:

$$\hat{Q} \approx 1 + a_1 \hat{L} + a_2 \hat{L}^2 \approx (1 + p_1 \hat{L}) / (1 + q_1 \hat{L}), \quad (4)$$

где коэффициенты разложения Паде  $q_1 = 1/4$ ,  $p_1 = 3/4$ . В результате уравнение широкоугольного параболического приближения дифракции можно записать как:

$$(1 + \hat{L}/4) \partial \varphi / \partial z = ik_0 (\hat{L}/2) \varphi. \quad (5)$$

Данное уравнение допускает решение при помощи тех же методов, что и уравнение (3).

Особенности различных моделей удобно исследовать на простых случаях, допускающих аналитическое решение. Так, например, точным решением уравнения Гельмгольца является плоская волна. Рассмотрим такую волну, распространяющуюся под углом  $\theta$  к оси  $z$ , медленно меняющаяся амплитуда которой записывается как:

$$\varphi(x, z) = \exp[ik_0 z (\cos \theta - 1) + ik_0 x \sin \theta] = \exp[i\Psi_1], \quad (6)$$

где  $\Psi_1$  обозначает фазу волны. Если решать параболическое уравнение дифракции (3) с начальным условием, соответствующим плоской волне (6), т.е.  $\varphi(x, z = 0) = \exp[ik_0 x \sin \theta]$ , то точное решение (3) имеет вид:

$$\varphi(x, z) = \exp[-ik_0 z \sin^2 \theta / 2 + ik_0 x \sin \theta] = \exp[i\Psi_2] \quad (7)$$

Данное решение отличается от решения уравнения Гельмгольца только по фазе:

$$|\Psi_1 - \Psi_2| = k_0 z (\cos \theta - 1) + 0.5 k_0 z \sin^2 \theta \approx k_0 z \theta^4 / 8. \quad (8)$$

Таким образом, фазовая ошибка при малых углах  $\theta \ll 1$  будет пропорциональна четвертой степени угла наклона волнового фронта по отношению к оси  $z$ . В широкоугольном приближении (5) решение имеет вид:

$$\varphi(x, z) = \exp[-ik_0 z \sin^2 \theta / (2 - 0.5 \sin^2 \theta) + ik_0 x \sin \theta] = \exp[i\Psi_3]. \quad (9)$$

В этом случае фазовая ошибка оказывается пропорциональной шестой степени угла  $\theta$ :

$$|\Psi_1 - \Psi_3| = k_0 z (\cos \theta - 1) + 0.5 k_0 z \sin^2 \theta / (2 - 0.5 \sin^2 \theta) \approx k_0 z \theta^6 / 32. \quad (10)$$

На Рис.2 показано, как зависит относительная фазовая ошибка решения от угла  $\theta$ . В параболическом приближении ошибка меньше 1% при углах  $\theta < 12^\circ$ , в широкоугольном приближении – при углах  $\theta < 36^\circ$ . Таким образом, использование широкоугольного приближения обеспечивает достаточно точные решения для диапазона углов дифракции, в три раза больших по сравнению с обычным параболическим приближением.

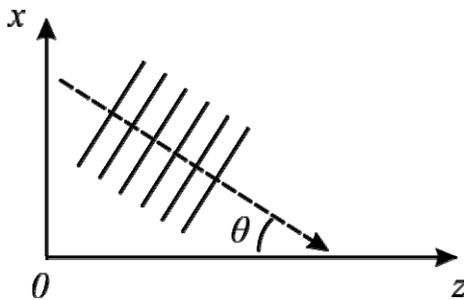


Рис.1. Иллюстрация распространения плоской волны, падающей под углом  $\theta$  к оси  $z$ .



Рис.2. Относительная ошибка для фазы в решении для плоской волны в параболическом (сплошная линия) и в широкоугольном (штрихпунктирная линия) приближениях в зависимости от угла  $\theta$ .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-12-00974.

E-mail: <sup>1</sup>mezdrokhin@mail.ru,  
<sup>2</sup>petr@acs366.phys.msu.ru

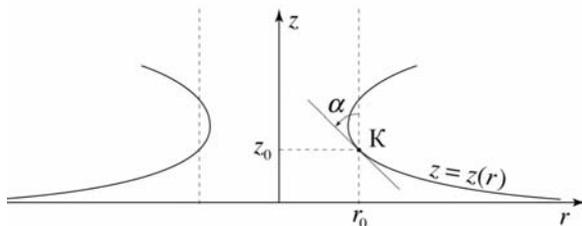


Рис. 1. Форма мениска

механизмы воздействия терапевтического ультразвука на биологическую ткань (обзор) // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.

3. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П., Теория волн, М.: Наука, 1990.
4. M.D. Collins, A split-step Padé solution for the parabolic equation method, J. Acoust. Soc. Am, V. 93(4), Pt.1, 1993.

### Литература

1. Хилл К., Бэмбер Дж., тер Хаар Г. (ред.). Ультразвук в медицине. Физические основы применения. М.: Физматлит. 2008.
2. Бэйли М.Р., Хохлова В.А., Сапожников О.А., Каргл С.Г., Крам Л.А. Физические

## РАСЧЕТ ФОРМЫ МЕНИСКА В ПРОЦЕССЕ РОСТА КРИСТАЛЛА МЕТОДОМ ЧОХРАЛЬСКОГО С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛИЧНЫХ ПРИБЛИЖЕНИЙ

Белов А.И.

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

В настоящее время весьма востребованы большие химически чистые кристаллы. Для их выращивания широко используется метод Чохральского. Вместе с тем в рамках данного метода недостаточно хорошо разработана методика выращивания кристалла арсенида-галлия. Из-за ядовитости его компонентов для его выращивания требуется наличие защитного слоя поверх расплава, например, оксида бора. В связи с наличием этого слоя стандартная методика выращивания с использованием ПИД контроллера дает сбой. Здесь требуется более тонкая система контроля: нелинейный наблюдатель. Для создания математи-

ческой модели такого наблюдателя требуется знание формы мениска, см. рис. 1. А точнее не всего мениска, а только его поведения вблизи линии касания кристалла (трехфазная линия). В сечении тигля плоскостью, проходящей через ось симметрии, линия касания кристалла и расплава становится точкой, на рис. 1 она обозначена К. Высота мениска  $z_0$  в точке К является в общем случае функцией двух независимых переменных: угла наклона мениска  $\alpha$  в точке К и расстояния  $r_0$  от оси симметрии до К:

$$z_0 = f(r_0, \alpha) \quad (1)$$

Функциональную зависимость (1) можно получить, рассчитав форму мениска с использованием уравнения Эйлера–Лапласа [1]:

$$z(r) = \frac{a^2}{2} \left( \frac{z''(r)}{(1+z'(r)^2)^{3/2}} + \frac{z'(r)}{r(1+z'(r)^2)^{1/2}} \right) \quad (2)$$

где  $a$  – капиллярная длина или постоянная Лапласа,  $z(r)$  – высота мениска.

Численное решение уравнения Эйлера представляет собой сложную математическую задачу. Это связано, прежде всего, с тем, что граничные условия являются разнородными. Одно на бесконечности,  $z(\infty) = 0$ , а второе в точке касания,  $z(r_0) = z_0$ . В связи с этим стандартные методы расчета дифференциальных уравнений не работают. В ходе настоящей работы был модифицирован и использован известный алгоритм решения уравнения Эйлера, основанный на сшивании численного решения и асимптотического при  $z \rightarrow \infty$  [1].

Перед численным решением уравнения Эйлера удобнее перейти к нормированным переменным  $z \rightarrow \zeta$  и  $r \rightarrow \rho$ , и тем самым избавиться от параметра  $a$ , который содержит в себе такие величины, как плотность и поверхностное натяжение расплава. Таким образом, будет получена общая зависимость для любых веществ расплава. Кроме метода расчета с проведением численного решения этого уравнения, существуют приближенные аналитические соотношения, описывающие зависимость нормированной высоты мениска  $\zeta_0(\rho_0, \alpha)$  от угла наклона мениска  $\alpha$  и от нормированного расстояния  $\rho_0$  от оси симметрии до точки К. В частности, существует формула Цивинского [2]:

$$\zeta_0 = \sqrt{2 \left( (1 - \sin(\theta_0 + \alpha)) + \left( \frac{\cos(\theta_0 + \alpha)}{2\sqrt{2}\rho_0} \right)^2 \right)} - \frac{\cos(\theta_0 + \alpha)}{2\rho_0} \quad (3)$$

и Бушера [3]:

$$\zeta_0 = \sqrt{\frac{2(1 - \sin(\theta_0 + \alpha))\rho_0}{1 + \rho_0}}. \quad (4)$$

На сетке значений  $\rho_0 \in [0.8; 2.0]$  и  $\alpha \in [-80; 80]$  всеми тремя способами были получены результаты, которые представлены в виде графиков поверхностей  $\zeta_0(\rho_0, \alpha)$ . Эти графики наглядно демонстрируют значительные различия (более 10 %) предлагаемого метода от аналитических приближений (3) и (4), см. рис. 2.

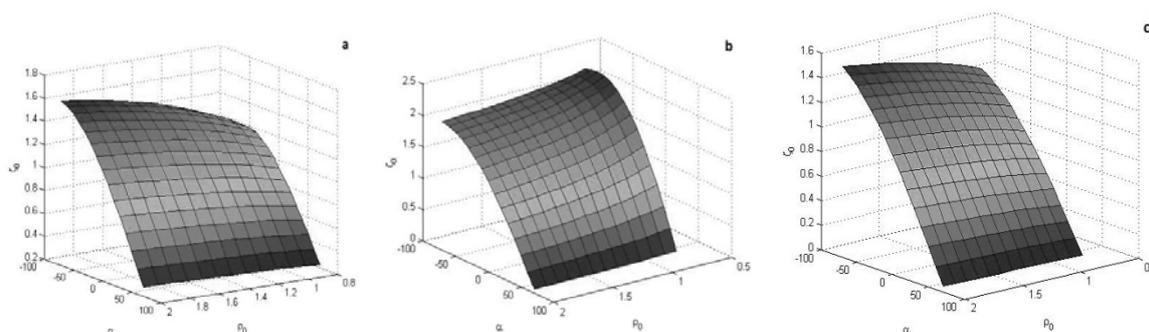


Рис. 2. Результаты расчета  $\zeta_0(\rho_0, \alpha)$ : а) по уравнению Эйлера–Лапласа, б) соотношениям Цивинского [1], в) соотношениям Бушера [2]

### Литература

1. K. Mika and W. Uelhoff, Shape and stability of menisci in Czochralski growth and comparison with analytical approximations, 1975
2. Tsivinskii S.V., Application of the theory of capillary phenomena to obtain pieces of a desired shape from the flux by Stepanov's method, 1962.
3. Boucher E.A., Jones T.G.J., Capillary phenomena, 1980.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭВОЛЮЦИИ ТРЁХМЕРНОЙ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА «РАЗНОЦВЕТНЫХ» ЖИДКОСТЕЙ К ТОЧЕЧНОМУ СТОКУ В ОРТОТРОПНОЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Крыштопин Д.В.

*Орловский государственный университет, Орёл, Россия*

1. Постановка задачи. Рассмотрим трёхмерную фильтрацию несжимаемой жидкости в ортотропной однородной и недеформируемой пористой среде с тензором проницаемости  $K = (K_{ij})$ ,  $i, j = 1, 2, 3$ . В прямоугольной системе координат  $Ox_1x_2x_3$  компоненты тензора проницаемости  $K_{ij} = k_i \delta_{ij}$ , где  $k_i$  – постоянные величины,  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера. Скорость фильтрации определяется обобщённым законом Дарси [1].

Течение жидкости характеризуется обобщённым потенциалом скорости фильтрации  $\varphi$ , который как функция декартовых координат  $x_1, x_2, x_3$  удовлетворяет всюду в области течения  $D$  (за исключением особых точек) уравнению неразрывности:

$$\sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} \left( k_i \frac{\partial \varphi}{\partial x_i} \right) = 0. \quad (1.1)$$

В области фильтрации  $D$  присутствует граница  $\Gamma_t$ , разделяющая две жидкости. Полагаем, что фильтрационные свойства жидкостей одинаковы (модель «разноцветных» жидкостей). Дифференциальные уравнения движения границы раздела жидкостей имеют вид

$$dx_i/dt = k_i \partial \varphi / \partial x_i, \quad i = 1, 2, 3, \quad (x_1, x_2, x_3) \in \Gamma_t. \quad (1.2)$$

В начальный момент времени  $t = 0$  положение границы  $\Gamma_t$  описывается параметрическими уравнениями ( $s_1, s_2$  – параметры):

$$\Gamma_t = \Gamma_0: \quad x_{0i} = x_{0i}(s_1, s_2), \quad i = 1, 2, 3, \quad (x_{01}, x_{02}, x_{03}) \in \Gamma_0. \quad (1.3)$$

Исследование эволюции границы раздела «разноцветных» жидкостей сводится к интегрированию системы уравнений (1.1), (1.2) при заданных начальных условиях (1.3). Численное решение поставленной задачи проводится методом Эйлера с адаптивным шагом [2].

**2. Исследование эволюции границы к стоку.** Обозначим  $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$ . Пусть эксплуатационная скважина заданного дебита расположена в начале координат. Её работу моделируем точечным стоком мощности  $\Pi = -q$  ( $q$  – модуль мощности). Кратчайшее расстояние от границы  $\Gamma_0$  до точки расположения стока обозначим  $d$ . В рассматриваемом случае обобщённый потенциал течения примет вид:

$$\varphi = q/(4\pi R), \quad (2.1)$$

где  $R = [x^2/\alpha_1 + y^2/\alpha_2 + z^2/\alpha_3]^{1/2}$ ,  $\alpha_1 = k_1/k_0, \alpha_2 = k_2/k_0, \alpha_3 = k_3/k_0, k_0$  – масштабный коэффициент. Положим  $k_0 = k_1 = 1$ . Тогда параметр  $\alpha_1 = 1$ , параметры  $\alpha_2$  и  $\alpha_3$  характеризуют различие компонент тензора проницаемости вдоль осей  $Oy, Ox$  и  $Oz, Oz$  соответственно. Границу  $\Gamma_0$  будем моделировать сферой радиуса  $r = 2d$ , центр которой находится в точке  $(0, 0, d)$ .

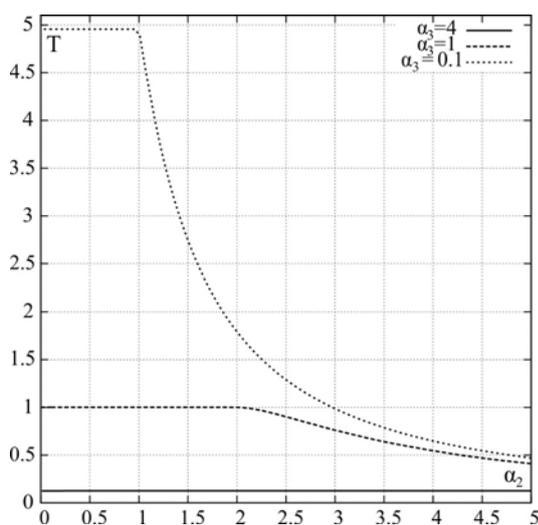


Рис. 1

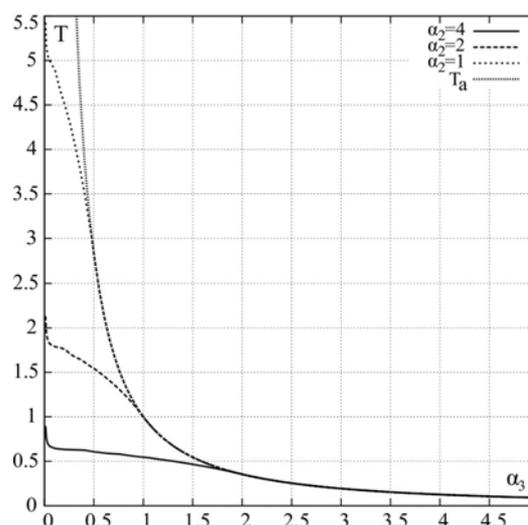


Рис. 2

Большое значение имеет время  $T$  достижения границей  $\Gamma_t$  скважины. Если прорыв жидкости к скважине происходит вдоль оси  $Oz$  ( $x = 0, y = 0$ ), то интегрируя систему дифференциальных уравнений (1.2), получим аналитическую формулу для нахождения времени достижения границей  $\Gamma_t$  скважины:

$$T_a = \frac{4\pi d^3}{3q\alpha_3^{3/2}}. \quad (2.2)$$

Формула (2.2) справедлива, если  $\alpha_3 \geq \alpha_1, \alpha_3 \geq \alpha_2$  и ближайшая к скважине точка границы  $\Gamma_0$  находится на оси  $Oz$ .

В качестве характерного размера выберем расстояние  $d$ . За характерное время примем время достижения границей  $\Gamma_t$  скважины в изотропном грунте, которое определяется по формуле (2.2) при  $\alpha_3 = 1$ . Тогда при расчётах следует положить  $d = 1, q = 4\pi/3$ .

На рис. 1 показана зависимость времени  $T$  от параметра  $\alpha_2$  для значений параметра  $\alpha_3 = 0.1; 1; 4$ . На всех графиках присутствует интервал, где  $T(\alpha_2) = \text{const}$ . Это означает, что на данном промежутке прорыв происходит вдоль оси  $Oz$ , и параметр  $\alpha_2$  не влияет на время достижения границей  $\Gamma_t$  скважины. Начиная с некоторого значения  $\alpha_2$ , время  $T$  начинает уменьшаться и стремиться к нулю, прорыв жидкости происходит вдоль оси  $Oy$ .

На рис. 2 показана зависимость времени  $T$  от параметра  $\alpha_3$  для значений параметра  $\alpha_2 = 1; 2; 4$ . Видим, что с увеличением параметра  $\alpha_3$  время  $T$  уменьшается и стремится к нулю. Графики численного расчёта совпадают с аналитическим решением, если прорыв происходит вдоль оси  $Oz$ . Когда прорыв происходит не вдоль  $Oz$ , то время  $T < T_a$ .

Предложенный метод позволяет исследовать движение произвольной границы раздела «разноцветных» жидкостей к системе скважин в ортотропной пористой среде. Дальнейшая работа предполагает учёт неоднородности анизотропной пористой среды и различия свойств фильтрующихся жидкостей [3].

E-mail: vopros317@mail.ru

### Литература

1. Басниев К.С., Дмитриев Н.М., Розенберг Г.Д. Нефтегазовая гидромеханика: Учебник для вузов. Москва – Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2005. 544 с.

2. Крыштопин Д.В., Федяев Ю.С. Математическое моделирование трёхмерной эволюции границы раздела «разноцветных» жидкостей в анизотропной однородной пористой среде // Ученые записки Орловского государственного университета, 2014. № 6 (62). Серия: Естественные, технические и медицинские науки. С. 17-21.
3. Пивень В.Ф. Обобщённый сингулярный интеграл Коши для граничных задач двумерных течений в анизотропно-неоднородном слое пористой среды // Дифференциальные уравнения, 2012. Т. 48, № 9. С. 1292-1307.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ В ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ СРЕДЕ ПОСРЕДСТВОМ РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ БОЛЬЦМАНА МЕТОДОМ ДИСКРЕТНЫХ ОРДИНАТ

Мокроусов А.Ю.

*Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный, Россия*

Наибольшее распространение в решении задачи моделирования переноса нейтронов получил метод Монте-Карло, поскольку этот метод является самым нетребовательным к вычислительным ресурсам. Альтернативой являются методы, основанные на вычислении эволюции функции распределения при помощи уравнения Больцмана для переноса нейтронов, об одном из которых пойдет речь в данной работе.

Для численного решения уравнения Больцмана следует дискретизировать переменные, от которых зависит функция распределения. Подход к решению уравнения определяется способом дискретизации направлений движения нейтронов. Широко известны два метода: метод сферических гармоник (представление направления движения нейтронов в виде суммы сферических функций) и метод дискретных ординат (рассмотрение движения нейтронов по определенным дискретным направлениям).

В данной работе используется второй метод. Его суть заключается в замене интеграла по поверхности сферы конечной суммой по используемым направлениям [2]. Таким образом, в процессе дискретизации получается система дифференциальных уравнений, которую можно решить численно.

Мной была написана программа, реализующая решение уравнения Больцмана описанным выше способом. Она была применена к решению задачи о переносе нейтронов в полубесконечной среде. Эта задача относится к немногочисленной группе задач, решение которых возможно получить аналитически.

Условия задачи таковы: нейтроны движутся нормально к поверхности полубесконечной среды, состоящей из атомов, достаточно тяжелых, чтобы нейтроны рассеивались изотропно и без потери энергии. Требуется найти зависимость величины полного (скалярного) потока нейтронов от координаты. Аналитическое решение получено в статье [3] для коэффициента рассеяния среды  $\mu$ .

Численное решение производилось с использованием 8 направлений, на одномерной сетке с переменной плотностью узлов от более плотной к менее плотной:  $4x, 2x, 1x, 0.5x, 0.25x$ . Параметры расчета ( $x$ ) выбирались таким образом, чтобы на первых трех секциях сетки укладывалось 7 длин свободного пробега, а на всей модели – 47.

Для изучения влияния на результат плотности пространственной сетки было проведено дополнительное моделирование, с в два раза более плотной сеткой. Каждый вариант был рассчитан со значениями коэффициента рассеяния среды  $\mu$  из списка: 0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 0,9; 0,99.

Проведённое сравнение результатов моделирования с аналитическим решением показало, что в задачах подобного вида этот метод даёт хорошее совпадение с ожидаемым результатом.

[insanedeveloper@ya.ru](mailto:insanedeveloper@ya.ru)

**Литература**

1. В. Ganapol, Analytical Benchmarks for Nuclear Engineering Applications, OECD, 2008, pp.109-117.
2. Б. Карлсон и К. Латроп, "Теория переноса. Метод дискретных ординат.," в Вычислительные методы в физике реакторов, М., Атомиздат, 1972, сс. 102-157.

**ОПТИМАЛЬНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ВВЕДЕНИЕМ ПРЕПАРАТОВ  
ПРИ ЛЕЧЕНИИ РАКА**

Матвеева Н.А.

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

При нахождении связи между количеством клеток опухоли, иммунитетом пациента и стратегии лечения в виде нелинейных дифференциальных уравнений состояния, выборе параметров системы уравнений и выборе функционала качества становится возможным построение математической модели процессов, происходящих во время лечения [2]. Таким образом, может быть поставлена задача о нахождении такого экономичного управления (стратегии лечения) для нелинейной управляемой динамической системы, которое минимизировало выбранный критерий качества при заданных начальных условиях [3]. Для такой задачи поиск оптимального управления сводится к решению уравнения Риккати, параметры которого зависят от состояния. В этом ключе рассматриваются несколько подходов к решению этого уравнения [1, 4, 5]. Кроме того, в связи с трудностями с поиском его решения для синтеза управляющего воздействия был рассмотрен метод получения вязкостного решения уравнения Гамильтона–Якоби, к которому сводится задача поиска оптимальных управлений с квадратическим функционалом качества.

E-mail: matv\_na@mail.ru

**Литература**

1. Babaei, N., Salamci M. U. State dependent Riccati Equation based model reference adaptive stabilization of nonlinear systems with application to cancer treatment // IFAC (The 19th World Congress of the International Federation of Automatic Control). August 24-29 2014. Cape Town, 2014.
2. Banks, H. T., Lewis, B. M., Tran, H. T. Nonlinear feedback controllers and compensators: a state-dependent Riccati equation approach // Computational Optimization and Application. 37. p. 177-218. 2007.
3. dePilllis, L. G., Radunskaya, A. E. The dynamics of an optimally controlled tumor model: a case study // Mathematical and Computer Modelling. 37. p. 1221-1224. 2003
4. Itik, M., Salamci, M. U., Banks S. P. Optimal control of drug therapy in cancer treatment // Nonlinear Analysis. 71. p. 1473-1486. 2009.
5. Itik, M., Salamci, M. U., Banks S. P. SDRE optimal control of drug administration in cancer treatment // Turkish Journal of Electrical and Computer Engineering. №5. p. 715-729. 2010.

**УПРАВЛЕНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННЫМИ НЕЛИНЕЙНЫМИ ДИНАМИЧЕСКИМИ  
СИСТЕМАМИ (НА ПРИМЕРЕ ПОСТРОЕНИЯ МОДЕЛИ УПРАВЛЕНИЯ  
ДВИГАТЕЛЕМ ВЕЛОСИПЕДА ДЛЯ РЕГУЛИРОВКИ СЕРДЕЧНОГО РИТМА)**

Грипич Я.В.

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

В настоящее время существующие разновидности велосипедов с двигателем не учитывают индивидуальные особенности каждого человека, что затрудняет его использование людьми старшего возраста и людьми с различными заболеваниями.

В данной работе описана модель управления сердечным ритмом, приведена математическая постановка задачи в виде системы дифференциальных уравнений с нели-

нейным управлением. По итогам исследования задачи было найдено желаемое управление двигателем велосипеда для поддержания сердечного ритма, учитывая индивидуальные особенности каждого испытуемого. (Данные об испытуемых взяты из исследования, приведенного в статье 2008 года.) Управление, переводящее систему из любого состояния в необходимое оптимальное состояние, было найдено аналитически. Также было проведено моделирование полученного управления в системе SimuLink.

E-mail: gripich.jana@gmail.com

#### **Литература**

1. Афанасьев В.Н. Теория оптимального управления непрерывными динамическими системами. М.: Издательство физического факультета, 2011.
2. M. Hajek, J. Protucek, V. Brodan.: Mathematical model of heart rate regulation during exercise. Automatica, 1980, №16(2), p.191-195.
3. P. Giani, M. Corno, M. Tanelli, S. M. Savaresi. Cyclist Heart Rate Control via a Continuously Varying Transmission. IFAC, Cape Town, South Africa, August 24-29, 2014.
4. T. M. Cheng, A. V. Savkin, B. G. Celler, S. W. Su, L. Wang. Heart rate regulation during exercise with various loads: Identification and Nonlinear H Control. IFAC, Seoul, Korea, July 6-11, 2008.

## КОНСТРУИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО УПРАВЛЕНИЯ ДЛЯ ЗАДАЧИ С МАГНИТНОЙ ЛЕВИТАЦИЕЙ

Никулин С.И.

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

Левитация предметов в магнитном поле актуальна для множества практических приложений. Она открывает новые возможности для управления биологическими областями, для сепарации нанотрубок полимеров, обладающих различной плотностью, выращивания белковых кристаллов, для синтеза новых материалов и многого другого.

Груз, находящийся в состоянии левитации представляет собой неустойчивую систему, которая сильно зависит от воздействия внешних факторов: как внешних (например, воздействие внешних сил), так и внутрисистемных (например, изменение магнитного поля). Соответственно может быть поставлена задача о том, каким образом можно удерживать груз в состоянии левитации при воздействии на него указанных факторов. Для этой цели мы конструируем нелинейное управление, которое позволяет достигнуть устойчивой стабилизации груза и ослабить воздействие возмущений. Построение управления сводится к решению уравнения Риккати, параметры которого зависят от состояния, а также применению теоремы Исидори и Астолфи. В работе приводятся моделирование полученных результатов и их интерпретация.

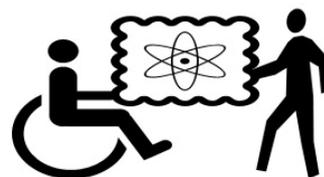
E-mail: sergey.nikuline@mail.ru

#### **Литература**

1. Афанасьев В.Н. Теория оптимального управления непрерывными динамическими системами. Аналитическое конструирование., 2011.г.
2. Ландау Л.Д. Лившиц Е.М. “Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. Т. 8.М.: Наука, 1982. 623 с.
3. Урман Ю.В. Механика твердого тела., 2007.г. №6. с.52-68.
4. Henrique C. Ferreira, Paulo H. Rocha, Roberto M. Sales Nonlinear  $H_\infty$  control and the HJE // IFAC, 2008.г
5. Schneider-Muntau H.J., Nakagawa Y. High Magnetic Fields: Science and Technology, World Scientific, 2003.г.

# МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Председатель:  
проф. Пирогов Юрий Андреевич



## ИЗМЕРЕНИЕ ЭЛАСТИЧНОСТИ МЕМБРАН ЭРИТРОЦИТОВ С ПОМОЩЬЮ АТОМНО-СИЛОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Манченко Е.А.

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия*

В настоящее время одной из важных задач исследования крови является измерение эластичности мембраны эритроцитов. Метод атомно-силовой спектроскопии (АСС) позволяет исследовать эластичность биологических объектов, в частности, мембран клеток крови. Целью настоящей работы является измерения локальной жёсткости наноструктур мембран клеток крови с помощью атомно-силовой спектроскопии.

Эритроциты играют основную роль в обеспечении организма кислородом, представляя собой высокоспециализированную транспортную систему, переносящую кислород от легких к тканям [1]. В норме эритроцит имеет дисковидную двояковогнутую форму диаметром от 7 до 10 мкм. Поддержание характерной формы эритроцита, обеспечивает спектрин, который представляет собой жесткую белковую сеть [4].

Атомно-силовой микроскоп (АСМ) используют для визуализации с высоким разрешением и оценки локальных механических свойств биологических нанобъектов [5]. Атомно-силовой микроскоп позволяет получать трехмерный рельеф исследуемой поверхности, производить измерения на воздухе, в жидкости, в вакууме, что открывает широкие возможности для изучения биомолекул и живых клеток [8].

Жесткость мембран измеряли с помощью метода атомно-силовой спектроскопии [9]. Метод позволяет измерять величину деформации поверхности мембраны и кантилевера в зависимости от вертикального смещения пьезосканера, на котором помещена мембрана. В режиме атомно-силовой спектроскопии устанавливали маркер на исследуемую область и действовали в это место индентором (зондом) с силой  $F$  на мембрану клетки. Получали силовые кривые  $F(z)$ . Жесткость мембраны эритроцитов оценивали локальным коэффициентом жесткости  $E$  (Н/м) на глубине  $h$  погружения индентора в мембрану.

Для расчета локального модуля Юнга по силовым кривым была использована модель Герца [3,7,8], в которой рассматривается взаимодействие жесткой полусферы (АСМ – зонд) и бесконечного объема (исследуемый образец).

Биологические объекты, в частности мембраны эритроцитов, обладают высокой вариабельностью свойств и структурных особенностей. Поэтому механические свойства мембран различных эритроцитов могут существенно различаться. Так как мембрана эритроцита неоднородна, то и модуль  $E$  для разных величин  $h$  должен быть различным. Формальные оценки модуля  $E$  при погружении зонда в мембраны на 20 и 25 нм для тора дискоцита, впадины этого дискоцита и планоцита, представлены таблице 1.

**Таблица 1**

	Дискоцит плоская часть	Дискоцит впадина	Планоцит
$h = 20$ нм	328 кПа	225 кПа	747 кПа
$h = 25$ нм	396 кПа	323 кПа	1572 кПа

В работе приведены экспериментальные данные и обоснование возможности измерения локальной жесткости мембран клеток крови используя метод атомно-силовой спек-

троскопии. Показана кинетика прохождения зонда по мере погружения в клетку. На один и тот же шаг смещения  $\Delta Z$  пьезосканера (подъема клетки) зонд погружается на разные дискретные величины  $\Delta h$ , которые являются функциями внутренней структуры мембраны.

E-mail: [ea.manchenko@physics.msu.ru](mailto:ea.manchenko@physics.msu.ru)

### Литература

1. Антонов В.Ф., Черныш А.М., Пасечник В.И., Вознесенский С.А., Козлова Е.К. Биофизика. М.: Владос, 1999.
2. Ламзин И.М., Хайруллин Р.М. Исследование измерений биофизических свойств эритроцитов при хранении в эритроцитсодержащих средах с помощью атомно-силовой микроскопии // Саратовский научно-медицинский журнал. 2014. Т. 10. No.1. С. 44-48.
3. Лебедев Д. В., Чукланов А. П., Бухараев А. А., Дружинина О. С. Измерение модуля Юнга биологических объектов в жидкой среде с помощью специального зонда атомно-силового микроскопа // Письма в ЖТФ. 2009. No.35 (8). С. 54—61.
4. Матюхина Т. Г., Пантелей С. О., Кузнецова Т. А. Атомно-силовая микроскопия эритроцитарных мембран // БелСЗМ. 2004. No.6. С. 97-101.
5. Панюшева Е.С., Бодрягина А.М., Сони́на М.В., Иванова И.А. Исследование структурно-функционального состояния эритроцитов методом атомно-силовой спектроскопии // Материалы V Международной студенческой электронной научной конференции «Студенческий научный форум». 15 февраля – 31 марта 2013 г.
6. Carvalho F., Santos N. Atomic Force Microscopy-based Force Spectroscopy — Biological and Biomedical Applications // IUBMB Life. 2012. No.64(6). P. 465–472.
7. Hertz H. Über die Berührung fester elastischer Körper. Journal für die reine und angewandte Mathematik. 1981. No. 92. P. 156–171.
8. Kuznetsova T., Starodubtseva M. et al Atomic force microscopy probing of cell elasticity // Micron. 2007. No.38. P. 824–833.
9. Starodubtseva M., Chizhik S., Yegorenkov N., Nikitina I., Drozd E. Study of the mechanical properties of single cells as biocomposites by atomic force microscopy // Microscopy: Science, Technology, Applications and Education. 2010. P. 470—477.

## МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНЫЕ КОНТРАСТНЫЕ СРЕДСТВА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ

Каргина Ю.В.<sup>1</sup>, Гонгальский М.Б.<sup>1</sup>, Перепухов А.М.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, <sup>2</sup> Московский физико-технический институт, Москва, Россия

Сегодня учёные уделяют особое внимание изучению кремниевых наночастиц. Значимость исследования пористых кремниевых наночастиц (PSiNPs) демонстрируется огромным числом работ, которые посвящены методам изготовления и исследования их свойств. Также в [1] доказано свойство биосовместимости и биodeградируемости SiNPs, что открывает возможность применения данного материала в биомедицине. В ряде работ кремниевые наночастицы были использованы как основа для разработки новых эффективных методов терапии онкологических заболеваний. [2,3,4].

Предложенные методы борьбы с опухолями наиболее эффективны на ранних стадиях развития новообразований. Поэтому актуальной задачей является разработка магнитно-резонансных контрастных средств (МРКС), которые позволили бы эффективно детектировать небольшие или плохо контрастирующие опухоли на ранних стадиях развития с минимальным вредом для здоровья пациента.

По влиянию на время релаксации парамагнитные вещества разделяют на преимущественно влияющие на T1 (время спин-решеточной релаксации) или на T2 (время спин-спиновой релаксации). Так, например, магневист и целый класс наиболее широко используемых гадолинийсодержащих МРКС влияют на T1, увеличивая интенсивность магнитно-резонансного сигнала тканей-мишеней, «осветляя» область интереса на T1-взвешенных изображениях, благодаря укорочению T1. Нами установлено укорочение

времени релаксации протонов воды вблизи нанокристаллов кремния с большой концентрацией электронных спиновых состояний вследствие эффектов взаимодействия с магнитными моментами (ядерными и электронными) наночастиц кремния.

Экспериментальное наблюдение таких эффектов открывает путь к использованию наночастиц кремния в качестве безопасных и биодegradируемых меток для ЯМР-томографии в биомедицине, включая высокочувствительную диагностику злокачественных новообразований.

E-mail: Julech-ka@mail.ru

### Литература

1. Park J., Gu L., von Maltzahn G. etc “Biodegradable luminescent porous silicon nanoparticles for in vivo applications” // *Nature Materials*, 2009, Vol. 8, pp. 331-336.
2. 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, № 9, стр. 492-495.
3. Дурнев А.Д., Соломина А.С., Даугель-Дауге Н.О. и др. “Исследование генотоксической и тератогенной активности нанокристаллов кремния”// *Бюллетень экспериментальной биологии и медицины*, 2010, том 149, №4, стр. 429-433.
4. Konstantin P. Tamarov, Liubov A. Osminkina, Sergey V. Zinovyev etc “Radio frequency radiation-induced hyperthermia using Si nanoparticle-based sensitizers for mild cancer therapy”//*Scientific reports*, 2014.

## ИЗМЕНЕНИЕ МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ КОЛЛАГЕНАЗЫ В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ

Шленская А.В., Мехрадзе Т.В., Аненкова К.Ал., Масленникова А.Д.,  
Сукнева А.В., Крот А.Р.

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

Современная медицина широко использует ферментные препараты в различных областях: хирургии, гинекологии, отоларингологии, офтальмологии, а также в дерматологии и косметологии. Один из таких ферментов это бактериальная коллагеназа (*Clostridium histolyticum*). Данный фермент способен гидролизовать пептидные связи в коллагене, которые трудно поддаются гидролизу другими ферментами. Данная особенность позволяет использовать коллагеназу при патологических процессах, ведущих к избыточному образованию соединительных тканей, а также для очищения гнойных и ожоговых ран от некротических тканей[1, 2, 3].

На данный момент науке хорошо известны фармакологические и химические свойства препаратов на основе коллагеназы, однако физические свойства фермента и влияние на них различных факторов до конца не изучены. Спектрально-оптические методы позволяют исследовать водные растворы коллагеназы при изменении различных внешних параметров (температуры, рН раствора, типов растворителей).

Цель данной работы методами светорассеяния света[4] исследовать водные растворы молекул коллагеназы в чистом виде и при изменении различных параметров среды (рН растворов, концентрации активаторов и т.д.) для определения их влияния на свойства фермента и механизм взаимодействия молекул коллагеназы с коллагеном. Метод динамического рассеяния света позволяет оценить влияние различных факторов на физические свойства коллагеназы, а так же получить оценочные скорости биодegradации коллагена.

Методом динамического рассеяния света была получена рН – зависимость коэффициента трансляционной диффузии  $D_t$  в водных растворах коллагеназы. Полученная зависимость имеет нелинейный вид с характерным минимумом в точке рН 6.0, что соответствует изoeлектрической точке фермента  $pI$  6.3. Полученный результат согласуется с теорией Скэтчарда[6].

Были исследованы водные растворы коллагена с ферментом коллагеназы и с солью  $CaCl_2$ . Получено, что максимальная скорость биодegradации молекул коллагена в вод-

ных растворах при добавлении коллагеназы наблюдается в течение первых 30 минут, о чем свидетельствует резкое уменьшение значения гидродинамического радиуса распадающихся частиц.

Сравнительный анализ экспериментальных данных показывает, что скорость биодеградации коллагена в течение первых 30 минут значительно увеличивается при добавлении активатора  $\text{CaCl}_2$ .

E-mail: Anastasi.sh@gmail.com

### Литература

1. Lee L.K, Ambrus J.L. Collagenase therapy for decubitus ulcers//Geriatrics. -1975. V. 30, N. 8.- P. 91-110.
2. Mekkes J. R., Zeegelaar J. E. Collagenase in a New Gel Formulation Accelerates Wound Cleaning and Healing//Wounds. 1999. -N. 11(5) - P. 117-124.
3. Parks W.C. Interstitial collagenase in the healing epidermis//In.: Abatangelo S., Donati L., Van Scheidt W., editors. Proteolysis in wound repair. Berlin: Springer. - 1996.- P. 21-25.
4. Камминс Г., Пайк Э. Спектроскопия оптического смешения и корреляция фотонов. Наука. М. 1978.
5. Naomi Ohbayashi, Noriko Yamagata, Masafumi Goto // Enhancement of the Structural Stability of Full-Length Clostridial Collagenase by Calcium Ions. Appl. Environ. Microbiol. 2012.
6. Эскин В.Е., Рассеяние света растворами полимеров и свойства макромолекул. Наука. Л., 1986
7. Matthew F. Paige, Alvin C. Lin, M. Cynthia Goh // Real-time enzymatic biodegradation of collagen fibrils monitored by atomic force microscopy. International Biodeterioration & Biodegradation. 2002.

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОДУЛЕЙ УПРУГОСТИ МЫШЕЧНОЙ ТКАНИ МЕТОДОМ РЕЗОНАТОРА

Голубкова И.И., Крит Т.Б.

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

Цель данной работы заключается в создании модели мышцы, учитывающей анизотропию ткани. Для диагностики заболеваний в мягких биологических тканях необходимо знать и уметь вычислять линейные и нелинейные упругие параметры. Для этого в работе [1] использовался резонансный метод исследования стоячих сдвиговых волн в однородном образце пластисола, закрепленном без проскальзывания между двумя жесткими пластинами конечной массы. Наша модель представляет собой аналогичный образец пластисола, в который параллельно друг другу вставлены резиновые нити, тем самым создавая анизотропию в образце. Модель была создана в среде программирования MathLab, моделирование производилось методом конечных элементов [2].

Исследуемый образец представляет собой прямоугольный параллелепипед, изготовленный из пластисола, на верхней границе которого лежит пластина конечной массы. В образец вставлена 21 резиновая нить диаметром 1,5 мм. Идея эксперимента заключается в следующем: нижняя пластина, на которой лежит исследуемый материал, колеблется параллельно своей поверхности под действием внешней гармонической силы, а верхняя пластина лежит свободно. Подобным образом измеряются резонансные кривые и определяются резонансные частоты, которые характеризуют модуль сдвига исследуемого образца. При внедрении большего числа резинок в слой увеличивается значение резонансной частоты, следовательно, модуль сдвига системы также увеличивается. На рисунке 1 представлена схема метода конечных элементов, используемого для моделирования эксперимента. В качестве конечных элементов, как и в [2], были использованы треугольные призмы. Из-за малости диаметров резиновых нитей по сравнению с размерами всего резонатора можно приближенно считать их сечение квадратным. Нумерация элементов начиналась с нижнего левого элемента и проводилась вдоль ребра параллелепипеда, по

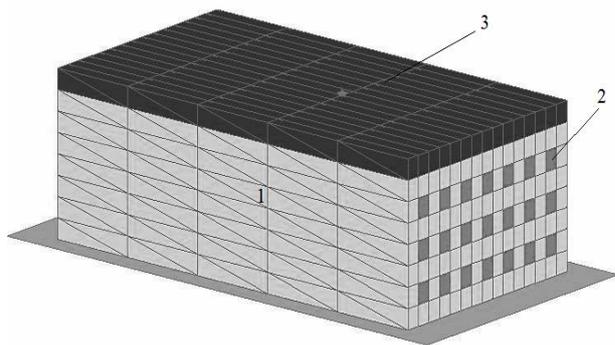


Рис. 1. Схема метода конечных элементов. 1 – образец пластисола, 2 – резиновые нити, 3 – пластина

завершении ряда нумеровался следующий по высоте ряд и так до самого верхнего ряда модели. По завершении ряда выбирался следующий столб вдоль меньшего ребра. Каждой треугольной призме присваивались значения параметров (плотность, параметры Ламэ и коэффициент сдвиговой вязкости) пластисола, резиновых нитей или пластины. Параметры пластисола были получены ранее в работе [3], параметры резиновых нитей были получены экспериментально.

На рисунке 2 представлены полученные резонансные кривые для исследуемой модели (а), а также для образца с меньшей неоднородностью (вставлено 14 резиновых нитей) (б). Таким образом, чем больше количество неоднородных включений с более высокой упругостью, чем упругость однородного слоя, тем больше резонансная частота образца, что означает возрастание сдвигового модуля в целом. Этот результат находится в соответствии с расчетами, проведенными в [2].

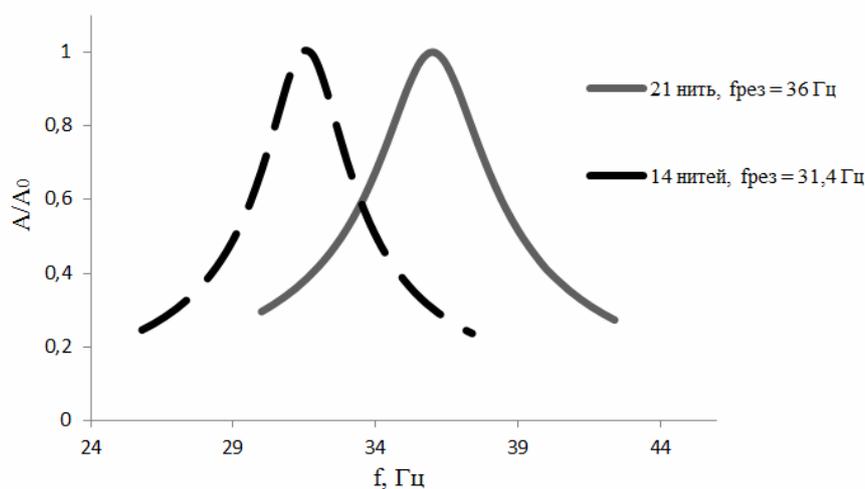


Рис. 2. Резонансные кривые для исследуемого образца

Использованный в данной работе метод конечных элементов позволяет рассчитать резонансные кривые в резонаторе с неоднородной резиноподобной средой. Включение неоднородных элементов с упругостью большей, чем упругость однородной среды, приводит к росту резонансной частоты материала. Если при этом меняется упругость мышечной ткани между волокнами, частотный отклик на это изменение тоже может быть измерен. Поэтому результаты моделирования, проведенного в работе, имеют важное прикладное значение для развития современных методов диагностики мышечных тканей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-00426 и гранта поддержки ведущих научных школ № НШ-293.2014.2.

E-mail: ii.golubkova@physics.msu.ru

### Литература

1. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Сапожников О.А. Стоячие волны в упругом слое, нагруженном конечной массой // Акустический журнал. — 2010. — Т. 56, № 2. — С. 190–196.
2. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Костиков В.В. и др. Стоячие сдвиговые волны в резонаторе с неоднородной резиноподобной средой // Акустический журнал. — 2011. — Т. 57, № 1. — С. 3–12.

3. Голубкова И.И., Крит Т.Б. Метод измерения нелинейных упругих параметров желатина с приложением одноосного сжатия // XXI Международная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных по фундаментальным наукам "Ломоносов-2014". Секция "Физика". Сборник тезисов. — Физический факультет МГУ Москва, 2014. — С. 195–197.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ ГЕНЕРАЦИИ ЗАРЯДОВ ПРИ ЛАЗЕРНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ХРЯЩЕВУЮ ТКАНЬ

Касьяненко Е.М., \*Омельченко А.И., \*Соболь Э.Н.

*МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, \*Институт Проблем Лазерных и Информационных Технологий РАН, Троицк, Москва, Россия*

Медицинская операция по лазерному изменению формы хрящевой ткани позволяет достичь устойчивой формы облучаемой поверхности хряща в узком диапазоне терапевтических параметров лазерного воздействия. При этом воздействии за счет нагрева происходит релаксация механических напряжений, возникающих в объеме ткани, после изменения формы хряща [1]. Известно, что механические свойства хрящевой ткани определяются взаимодействием зарядов молекул хрящевого матрикса [2]. Изменение формы хряща при лазерном нагреве связано с изменением хрящевого матрикса, а также с возможным переносом его электрических зарядов и электропроводности ткани [3]. Для обеспечения эффективности и безопасности воздействия целесообразно проводить контроль физических характеристик ткани, от которых зависит степень воздействия и момент выключения лазерного излучения.

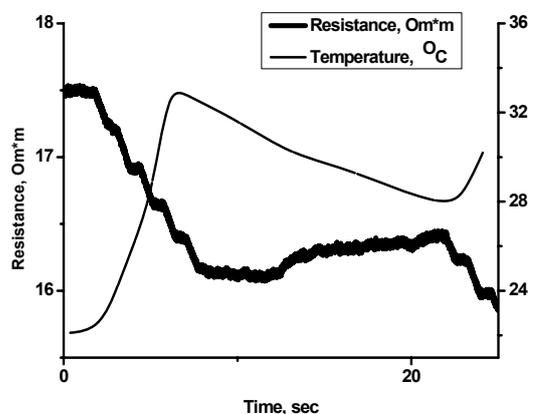
Целью данной работы было определение энергии активации генерации электрических зарядов хрящевой ткани при импульсно-периодическом лазерном нагреве в тепловом режиме, близком к применяемому в медицинской технологии.

Были проведены измерения на постоянном токе электрической проводимости в объеме ткани и подвижности зарядов в процессе лазерного импульсно-периодического воздействия на образец хрящевой ткани. Анализ полученных зависимостей проводимости ткани суставного хряща и динамики его нагрева от времени лазерного нагрева, показал температурную зависимость электропроводности хрящевой ткани.

Наблюдаемая температурная зависимость подчиняется линейному росту сопротивления вследствие уменьшения подвижности ионов, и уменьшению сопротивления за счет активационного закона роста концентрации носителей электрического заряда от температуры:

$$\sigma = \sum e^2 Z_i n_i \frac{D_0}{kT} e^{-\frac{U_a}{kT}}$$

где  $U_a$  – энергия активации,  $Z_i$  – заряд  $i$ -го электрического заряда,  $n_i$  – концентрация  $i$ -ого иона,  $D_0$  – коэффициент диффузии,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура,  $e$  – заряд электрона. Эта зависимость позволила определить энергию активации процесса генерации зарядов при лазерном нагреве, значения которой находятся в диапазоне 0,05–0,1эВ. Данный факт дает основания предполагать, что в хряще происходит модифика-



Зависимость сопротивления (жирная линия) и температуры (тонкая линия) образца хряща от времени при лазерном облучении импульсно-периодическим излучением Ег-лазера в режиме:  $P=2.2\text{Вт}$ ;  $\Delta t=0.5\text{с}$ ;  $f=1\text{Гц}$ .

ция ткани, с изменением ее физических и химических свойств, путем разрыва различных типов химических связей.

Импульсно-периодический нагрев хрящевой ткани приводит к изменениям концентрации ионов между электродами датчика и их подвижности, а, следовательно, и электропроводности. Таким образом, наблюдаемые изменения электрических свойств хрящевой ткани свидетельствуют о структурных изменениях ткани, индуцируемых лазерным излучением. Знание энергии активации процесса генерации зарядов позволяет определять и контролировать структурные изменения 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.

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БИОСОВМЕСТИМОГО НАНОКОМПОЗИТНОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ И ДЕКСТРАНА

Безсуднова Ю.И.

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

Наноструктурированному кремнию, благодаря его уникальным свойствам, находят применение во многих сферах научной деятельности. Наночастицы используются в биомедицинских применениях, благодаря таким его свойствам как биосовместимость и биodeградируемость [1,2]. Эти уникальные свойства позволяют сделать прорыв в области биомедицинской инженерии и биосенсорных технологий, утверждает Canham [3]. Способный рассасываться в организме и не вызывающий коррозию тканей пористый кремний открывает большие горизонты для разработки новых имплантатов, и других медицинских препаратов. Оптические свойства наночастиц кремния, а именно его эффективная фотолюминесценция в видимом диапазоне [4], позволяют визуализировать раковые опухоли, а возможность генерировать синглетный кислород за счёт фотосенсибилизированной передачи энергии от нанокристаллов кремния перспективна с точки зрения применения в фотодинамической терапии рака.

Исследования физико-химических процессов взаимодействия биоактивного кремния и живой ткани на сегодняшний день недостаточно детально, что не позволяет внедрять в современную медицину препараты на основе наночастиц кремния. Множество статей ежегодно публикуется на тему влияния структурных характеристик кремния на его биосовместимость и биodeградацию. Ясно, что при взаимодействии кремния с живыми тканями или с плазмой крови основную роль играет два фактора - это размеры наночастиц и химический состав его поверхности. Оптимизируя размер и состав поверхности наночастиц кремния, можно решить проблему гидрофобности поверхности наночастиц, подавлять иммунный ответ, значительно снизить токсичность наночастиц.

Автором было проведено исследование оптических свойств нанокompозитных материалов на основе кремниевых наночастиц и биосовместимого полимера декстрана. Декстран удовлетворяет всем требованиям к поверхности наночастиц, он гидрофилен, инертен по отношению к иммунной системе человека. Основной целью работы являлось изучение оптических свойств кремниевых наночастиц и композитного материала на основе кремния и декстрана.

В эксперименте сравнивалась скорость деградации фотолюминесценции исходных наночастиц пористого кремния и композитов на основе декстрана и наночастиц. Результаты эксперимента показали, что композитный материал имел улучшенные опти-

ческие свойства по сравнению с исходным. Времена деградации составляли 2-3 дня частиц без полимерного покрытия, и 5-6 дней для композитного материала. Квантовый выход также зависел от покрытия поверхности. Таким образом, продемонстрированное в литературе [5] улучшение биосовместимости наночастиц после покрытия декстраном сопровождалось улучшением их люминесцентных свойств.

Другим аспектом исследований было изучение влияния размеров наночастиц пористого кремния на оптические свойства нанокompозитного материала. Необходимо подобрать оптимальное соотношение размера частицы и ее фотолюминесцентных свойств. В ходе эксперимента было обнаружено значительное увеличение (больше, чем на порядок) квантового выхода у наночастиц размером 80 - 100 нм.

Таким образом, нанокompозитный материал на основе кремния и декстрана наиболее перспективный объект для дальнейших исследований в рамках биомедицинский применений.

Автор благодарит к.ф.-м.н. М.Б. Гонгальского и проф. В.Ю. Тимошенко за помощь в работе и полезные обсуждения.

E-mail: Julia1514@yandex.ru

### Литература

1. Shuming Nie, Yun Xing, Gloria J. Kim, Jonathan W.Simon.: Nanotechnology application in cancer.// Annu. Rev. Biomed. Eng. 2007.
2. Petras Juzenas, Wei Chen, Ya-Ping Sun, Manuel Alvaro Neto Coelho, Roman Generalov, Natalia Generalova, Ingeborg Lie Christensen.: Quantum dots and nanoparticles for photodynamic and radiation therapies of cancer.// Advanced Drug Delivery Reviews. 2008
3. L.T. Canham, pSiMedica Ltd, UK: Porous Silicon for Biomedical Applications. Ch1 Woodhead publishing series in biomaterials.// Elsevier 2014.
4. Cullis AG, Canham LT, Calcott PD: The structural and luminescence properties of porous silicon.// J. Appl. Phys. 1997, 82:909-965.
5. 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.

## ПЕРСПЕКТИВЫ И АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ СЕРЕБРА

Анциферова А.А.

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»,  
Московский физико-технический институт, Москва, Россия*

С начала XXI века развитие нанотехнологий и их применение в различных отраслях индустрии привело к появлению нового направления в науке - нанобезопасности, включающей в себя проблему защиты окружающей среды и здоровья человека от негативного воздействия нанообъектов. Действительно, вещество в наноформе обладает крайне высокой проникающей способностью и биологической активностью, превосходящей по эффективности своего действия макроскопические объекты той же химической и кристаллической структуры [2]. Попадая внутрь биологических клеток, наночастицы способны приводить к нарушению метаболизма клеток, генетическим изменениям и, в конечном счете, к апоптозу. Тем не менее, в связи с разрозненностью и противоречивостью данных по токсикокинетике и фармакокинетике наночастиц, на настоящий момент отсутствуют нормативы, регулирующие нормы потребления наночастиц человеком и не принимаются меры по их безопасной утилизации для защиты окружающей среды.

Некоторые виды наночастиц, в том числе, наночастицы серебра обладают весьма высокими перспективами применения. Так, наносеребро обладает ярко выраженным терапевтическим эффектом при лечении бактериальных и вирусных инфекций [1]. В отличие от многих широко используемых антибиотиков, оно не проявляет свойств мутагенности к штаммам бактерий. В связи с этими свойствами, наносеребро входит в состав

фармакологических препаратов, БАД, гигиенических и упаковочных средств, используется в медицине.

По этой причине требуется поддержка исследований в области нанобезопасности по проведению оценки риска и сертификации нанопрепаратов, в том числе, коллоидного серебра, используемого в промышленности. Одним из актуальных направлений исследований в данной сфере является изучение биокинетик наночастиц серебра в организме млекопитающих. Таким образом, целью настоящей работы является изучение кинетических свойств наночастиц серебра при естественных путях попадания в организм, их транспорта в организме, а также процессов бионакопления и биораспределения.

В данной работе исследования осуществлялись на базе ядерно-физических методов – нейтронно-активационного анализа, проводимого в совокупности с гамма-спектрометрическими измерениями в НИЦ «Курчатовский институт». Ядерно-физические методы демонстрируют ряд преимуществ по сравнению с другими физическими методами для исследования биокинетики: высокую точность оценки массового содержания искомого элемента (до 10<sup>-10</sup> г), представительность, интегральность и простоту пробоподготовки. В связи с этим, применение ядерно-физических методов для тестирования нанопрепаратов, в том числе, коллоидного серебра может иметь значительный успех.

Эксперимент проводился совместно с Московским областным научно-исследовательским клиническим институтом им М.Ф. Владимирского, где осуществлялось содержание и кормление лабораторных животных. Лабораторным животным вводили перорально биодобавку коллоидного серебра «Арговит-С» (средний размер наночастиц – 33,7 нм) для моделирования естественного пути попадания наночастиц в организм, при этом были исследованы как процессы накопления, так изучались и процессы выведения наночастиц из организма. В эксперименте участвовали 16 белых мышей-самцов SHK, содержание которых осуществлялось по следующей схеме:

- 1 группа: 2 мыши, отсутствие препаратов, время содержания 2 месяца.
- 2 группа: 2 мыши, отсутствие препаратов, время содержания 3 месяца.
- 3 группа: 6 мышей, пероральное ежедневное введение серебра в количестве 0,1 мкг в сутки, время содержания 2 месяца.
- 4 группа: 6 мышей, пероральное ежедневное введение серебра в количестве 0,1 мкг в сутки в течение 2 месяцев и содержание с отсутствием препаратов в течение последующего 1 месяца.

По окончании первой половины эксперимента производился отбор органов животных (печень, головной мозг, кровь), сушка органов в течение 12 часов при температуре 75°C. Вторая половина эксперимента проводилась в НИЦ «Курчатовский институт». Подготовленные органы помещались в вертикальные каналы ядерного реактора ИР-8 и облучались в течение 24 часов вместе с эталонными образцами, содержащими известное количество государственного стандартного образца серебра, после окончания сеанса, образцы выдерживались в биозащите в течение 14 дней для распада высокоэнергетических короткоживущих изотопов. Проводились гамма-спектрометрические измерения и оценивалось массовое содержание серебра в образцах по активности радиоактивного изотопа <sup>110m</sup>Ag.

Основным результатом настоящего исследования явилось обнаружения эффекта накопления наночастиц серебра в головном мозге и крайне низкая степень их выведения в размере всего 6 % за месяц. При этом, экскреция из других исследованных органов оказалась весьма значительной и согласовывалась с ожидаемыми значениями, несмотря на относительно высокие концентрации в этих органах после двухмесячного введения наночастиц. Данный результат свидетельствует о потенциальной опасности наночастиц серебра и требует проведения тщательной токсико-гигиенической характеристики данного препарата и исследований когнитивных функций животных, принимающих серебро в течение длительного промежутка времени.

E-mail: antsiferova\_aa@nrcki.ru

### Литература

1. Савин Е.И., Субботина Т.И., Хадарцев А.А., Хренов П.А., Честнова Т.В., Бузулуков Ю.П., Анциферова А.А. Экспериментальное исследование антибактериальной активности наночастиц серебра на модели перитонита и менингоэнцефалита *in vivo* // Вестник новых медицинских технологий, 2014, Т.8, №1.
2. Prabhu S., Poulouse E. Silver nanoparticles: mechanism of antimicrobial action, synthesis, medical applications, and toxicity effects // *International Nano Letters*, 2012, 2:32

## АНАЛИЗ КОНЦЕНТРАЦИЙ ПРОИЗВОДНЫХ ГЕМОГЛОБИНА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ НА КРОВЬ. ПРОБЛЕМА МУЛЬТИКОЛЛИНЕАРНОСТИ

Завьялова А.В.<sup>1</sup>, Сергунова В.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, <sup>2</sup> научно-исследовательский институт общей реаниматологии им. В.А. Неговского РАМН, Москва, Россия

При действии на кровь ионизирующих излучений [1], химфармпрепаратов [6], хранении крови [5], массивной кровопотере [2], оксигемоглобин может превращаться в другие формы гемоглобина, которые не способны выполнять свои естественные функции и доставлять кислород тканям [3]. Поэтому для определения биологического эффекта и «качества» крови очень важно определение концентраций производных гемоглобина.

Для решения поставленной задачи измерялись спектры растворов гемоглобина и использовался спектрофотометрический (СФ) метод. Далее проводилась математическая обработка полученных спектров. Зная экспериментально измеренные базисные спектры [4] и количество компонентов в растворе (оксигемоглобин  $HbO_2$ , дезоксигемоглобин  $Hb$  и метгемоглобин  $metHb$ ) для обработки использовали Линейную Множественную Регрессию. Метод аппроксимирует исходную кривую известными базисными спектрами с соответствующими весами (парциальными коэффициентами) и минимизирует сумму квадратов отклонений рассчитанной кривой от исходной.

Из закона Бугера-Ламберта-Бера можно получить следующее выражение  $D(\lambda) = \varepsilon_{HbO_2}(\lambda)C_{HbO_2}l + \varepsilon_{Hb}(\lambda)C_{Hb}l + \varepsilon_{metHb}(\lambda)C_{metHb}l$ , где  $\varepsilon(\lambda)$  – молярный показатель поглощения,  $C$  – концентрация,  $l$  – слой, который прошла частица в веществе. Таким образом, рассчитанные парциальные коэффициенты и есть искомые концентрации.

Мы установили, что базисные спектры «чистых» форм гемоглобина  $\varepsilon(\lambda)$  являются зависимыми между собой. Критерий зависимости – значение линейного коэффициента парной корреляции  $r$ . Если  $0,3 \leq |r| \leq 0,7$  – связь средняя;  $0,7 \leq |r| \leq 0,9$  – связь сильная [7].

Выявлена мультиколлинеарность базисных спектров  $\varepsilon(\lambda)$ , которая не позволяет однозначно оценить параметры исходной модели регрессии.

$$r(HbO_2, Hb) = 0,891, \quad r(HbO_2, metHb) = 0,422, \quad r(Hb, metHb) = 0,333$$

Цель работы – выработать методику расчета концентраций производных гемоглобина с учетом мультиколлинеарности базисных коэффициентов поглощения.

Результаты. Проведена серия экспериментов по облучению ультрафиолетовым (УФ) излучением суспензии эритроцитов в физрастворе на длине волны 254 нм. Время облучения 0 (контроль), 5, 10, 20, 30, 40 минут [3]. Наблюдалось изменение цвета суспензии эритроцитов от красного до темно-коричневого (рис.1). Облученную суспензию разбавили в дистиллированной воде и измерили спектры. Провели обработку спектров с учетом мультиколлинеарности. Применен метод пошаговой регрессии.

Полученные данные представлены в виде графика на рис.2. Установлен рост концентрации metHb при увеличении времени облучения крови, наблюдается эффект насыщения.

Создана стабильная база для дальнейших исследований и экспериментов с кровью. Возможность внесения достаточно большого количества базисных спектров патологических форм гемоглобина, таких как HbNO, metHb-NO, *metHbNO<sub>2</sub>* [4] и др.

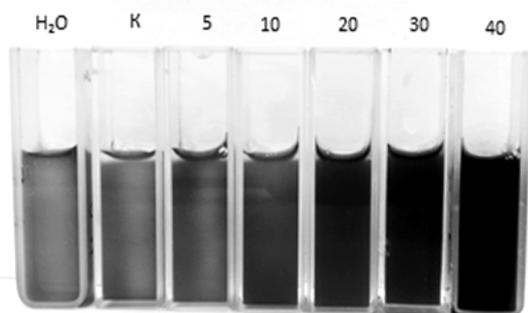


Рис.1.Суспензии эритроцитов при различных временах облучения: 0(К), 5, 10, 20, 30, 40 мин. В кювете «H<sub>2</sub>O» эритроциты в дистиллированной воде

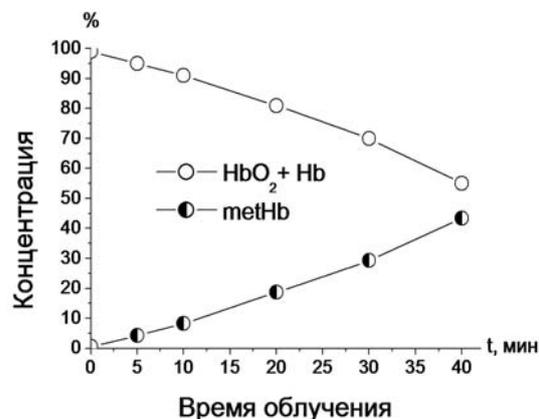


Рис.2.Концентрации производных гемоглобина в зависимости от времени облучения

Данная методика играет огромную роль в медицине для своевременной диагностики некоторых заболеваний, врожденных и приобретенных патологий. Превышение порога концентраций патологических форм гемоглобина может приводить к необратимым последствиям в организме, кислородному голоданию и летальному исходу.

E-mail: [zava93@mail.ru](mailto:zava93@mail.ru)

### Литература

1. Козлова Е.К., Черныш А.М., Черняев А.П. и соавт. Окислительные процессы при действии ультрафиолетового излучения на красные клетки крови // Медицинская физика, 2014, №2, С. 63-70.
2. Мороз В.В., Черныш А.М., Козлова Е.К., и соавт. Нарушения наноструктуры мембран эритроцитов при острой кровопотере перфторуглеродной эмульсией // Общая Реаниматология, 2011, 7, №2, С. 5-9.
3. Шмидт Р., Тевс Г. Физиология человека. - Москва.: «Мир», 2005, 2, С. 423-426.
4. Bellavia L., DuMond J., Perlegas A. et al. Nitroxyl accelerates the oxidation of oxyhemoglobin by nitrite// ИИ-ПА, 2013, 24 p.
5. Bosman G., Stappers M., Novotny V. Changes in band 3 structure as determinants of erythrocyte integrity during storage and survival after transfusion// Blood Transfus. 2010, 8 (Suppl 3): s48-s52.
6. Kozlova E., Chernysh A., Moroz V. et al. Transformation of membrane nanosurface of red blood cells under hemin action // Scientific Reports, 2014, p. 11.
7. [math.semestr.ru/regress/multicollinearity](http://math.semestr.ru/regress/multicollinearity)

## ОБРАТНАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЯЗЬ АППАРАТА ЛАЗЕРНОЙ СВАРКИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

Рябкин Д.И., Пьянков Е.С., Герасименко А.Ю.

МИЭТ, Зеленоград, Россия

В последнее время в хирургической медицине все чаще встречается метод лазерной сварки биологических тканей. Для реализации этого метода важную роль играет сово-

купное влияние двух основных объектов: лазерного припоя (ЛП), наносщегося на соединяемые поверхности ткани и лазерного аппарата, действующего на биоткани. В качестве ЛП предлагается использование водно-белковой дисперсии углеродных нанотрубок, которая под действием лазерного излучения полимеризуется с образованием внутреннего нанотрубчатого каркаса.

В работе основная речь пойдет об устройстве аппарата для лазерной сварки. Основными элементами аппарата являются лазерная головка (7), система обратной температурной связи (13) и блок питания (БП). Лазерная головка содержит источник основной (2) и пилотный (4) лазеры. Управление характеристиками (сила тока, ширина и продолжительность импульсов излучения) основного лазера осуществляется с помощью БП, который оснащён интерфейсом физического уровня RS-232. Данный интерфейс описывает уровни логического нуля и единицы, это позволяет управлять БП с помощью внешних устройств, например, персональным компьютером или микроконтроллером (12). Управление осуществляется по стандарту связи UART со скоростью передачи данных 9600 бит в секунду, длиной строки 8 бит, одним стоп битом и отсутствием контроля по чётности (Рис.1).

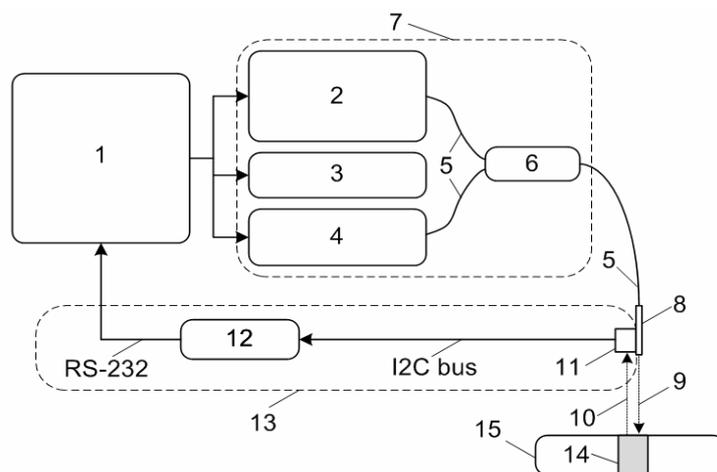


Рис. 1. Схема аппарата лазерной сварки биологических тканей. 1 – блок питания, 2 – основной лазер ( $\lambda = 810, 970$  нм;  $N \leq 8$  Вт), 3 – элемент Пельтье, 4 – пилотный лазер ( $\lambda = 532$  нм;  $N \leq 1$  мВт); 5 – оптическое волокно, 6 – оптический смеситель, 7 – лазерная головка, 8 – хирургический наконечник, 9 – лазерное излучение, 10 – тепловое ИК излучение ткани, 11 – ИК-датчик, 12 – процессорная плата, 13 – обратная температурная связь, 14 – сварной шов, 15 – биологическая ткань

Доставка ОЛИ к месту сварки биологической ткани осуществляется с помощью оптического волокна (5) диаметром 600 мкм, подключаемого через разъем SMA соответствующего диаметра к лазерной головке. Помимо ОЛИ используется пилотный лазерный излучатель (4) на длине волны в видимом диапазоне спектра (532 нм).

В работе проведены эксперименты по нагреву образца до определённой температуры. Нагрев производился до температуры 40 градусов при значениях ПИД алгоритма: пропорционального (P), интегрального (I) и дифференциального (D) коэффициентов - 8, 10 и 7, соответственно. Погрешность контроля температуры составлял не более половины градуса, что приемлемо для лазерной сварки. В данном случае ограничение максимальной мощности устанавливалось в пределах 6 Вт. С помощью программы возможно динамическое изменение коэффициентов P, I, D, максимально допустимой мощности излучения лазерной головки и необходимой температуры нагрева.

Измерение температуры сварного шва биоткани осуществляется с помощью полупроводникового измерителя ИК излучения (ИК датчика). Микроконтроллер осуществляет обмен информацией о температуре с ИК-датчиком по шине I<sup>2</sup>C, а также по двум каналам RS-232 управляет БП лазерной головки, получает управляющие команды программы для ПК и отправляет головке информацию о текущей температуре нагреваемого образца и ИК-датчика. Микроконтроллер вычисляет три коэффициента ПИД алго-

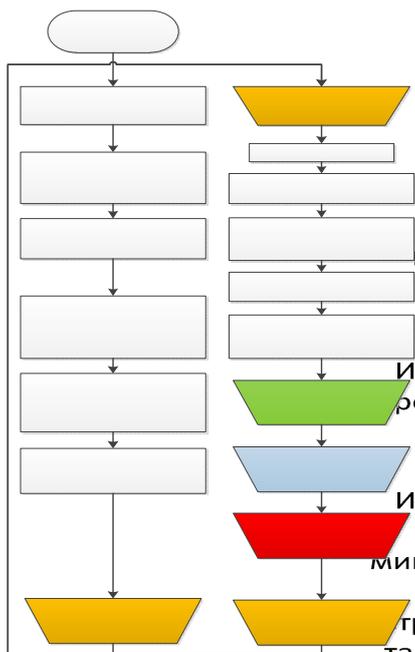


Рис. 2. Общая схема работы программы

ритма и специальной командой отправляет их на БП, который в свою очередь посылает сигнал с соответствующей силой тока.

На Рис. 2 изображена общая схема работы программы. Перед основным программным циклом происходит инициализация порта UART1 для управления БП, UART2 для обмена информацией с компьютером и инициализация шины I<sup>2</sup>C для обмена информацией с ИК-датчиком. Затем выполняется тело основного цикла. Данные, полученные с ИК-датчика, преобразуются в температуру объекта, координаты управления и запускается ПИД алгоритм. Запрос температуры объекта выполняется по шине I2C. Министрства образования и науки Российской Федерации (№ Г.Г.375.21.0044). E-mail: valanter@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ФТОРУГЛЕРОДОВ НА ЛАБОРАТОРНЫХ ЖИВОТНЫХ В ТЕЧЕНИЕ МАГНИТНОЙ ТОМОГРАФИИ И СПЕКТРОСКОПИИ НА УЛТРА ФТОРА <sup>19</sup>F

Волков Д.В.<sup>1</sup>, Гудлев М.В.<sup>2</sup>, Павлова О.С.<sup>1\*</sup>  
 МГУ имени М.В. Ломоносова, факультет фундаментальной медицины, Москва, Россия

Фторуглеродные соединения (ПФУ) считаются перспективными компонентами при разработке контрастных веществ в МРТ [n4]. Внедрение ПФУ в медицинскую практику сдерживается недостаточными знаниями об их фармакокинетики и фармакодинамики в организме. Методами локальной ЯМР-спектроскопия и МРТ можно получить требуемую информацию. Однако типовое МРТ оборудование ориентировано на регистрацию сигналов только от протонов, в свою очередь метод МРТ на протонах к нынешнему моменту имеет ряд недостатков. Адаптация же оборудования для регистрации сигналов фтора весьма затруднена. В данной работе сообщается о возможности такой адаптации типового 0,5 Тл МР-томографа фирмы Bruker Tomikon S50 промиссионных эксперименты по регистрации ПФУ с использованием лабораторных животных. Они являются продолжением работ [n2, n3], где крысам проводилась внутрибрюшинная инъекция ПФУ и отслеживалась динамика его перераспределения в теле животного.

Материал и методы

Эксперименты проводились на 0.5 Тл томографе Bruker Tomikon S50, который был модифицирован для регистрации сигналов фтора <sup>19</sup>F: один из каналов квадратурной катушки был преобразован в приемо-передающий и настроен на ларморову частоту фтора <sup>19</sup>F (19.83 МГц). В качестве объектов исследований использовались лабораторные животные – крысы Wistar, самцы, 250-300 грамм. Животным внутривенно вводилось фторуглеродное соединение – эмульсия Перфторан, изготовленная ОАО НПФ «Перфторан». Доза вводимого препарата варьировалась от 5 до 10 мл. Были получены спектры ЯМР, а также МРТ изображения в течение 3-7 дней. Для получения локальных

\* Победители подсекции.

спектров применялась методика стимулированного эхо STEAM, а для регистрации МРТ-изображений – методика многосрезового мульти-эхо (MSME) с параметрами TR/TE=2000/16,7 мс.

#### Результаты и выводы

В первые часы после инъекции препарата сигнал на МРТ изображениях очень слабый, но на второй и последующие дни ПФУ хорошо визуализируется в области печени и селезенки. Очень слабые сигналы от ПФУ в других органах выявляются лишь по данным локальной ЯМР спектроскопии. Длительность процесса выведения составляет более 3 дней. Специфика поведения МРТ сигнала, по-видимому, объясняется циркуляцией ПФУ в кровеносной системе и постепенным выведением его в печень в течение суток. Отсутствие сигнала от ПФУ в мочевом пузыре согласуется с известными данными о выведении ПФУ из организма за счет деятельности легких – выдыхания [n1].

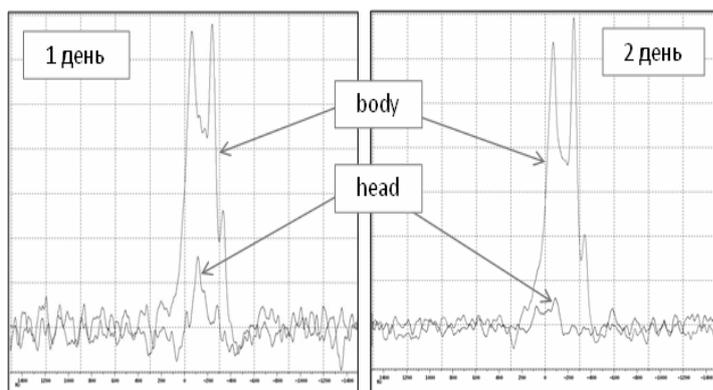


Рис. 1. Эволюция локальных спектров  $^{19}\text{F}$  ЯМР, снятых вблизи головы и брюшной полости крысы

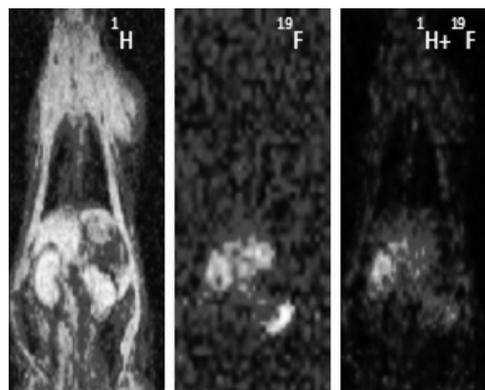


Рис. 2. Протонные и  $^{19}\text{F}$  МРТ-изображения, полученные на 2 день после инъекции 10 мл Перфторана. Представлен один из срезов

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ №14.604.21.0060 (RFMEF160414X0060).

E-mail: [mdanf1@gmail.com](mailto:mdanf1@gmail.com)

#### Литература

1. Апросин Ю.Д., Рыболовлев Ю.Т., Афонин А.И. Исследование некоторых фармакокинетических характеристик эмульсий фторуглеродов // Медико-биологические аспекты изменения эмульсий перфторуглеродов. Пушино, 1983. С. 96-101.
2. Волков Д.В., Павлова О.С., Гуляев М.В., Анисимов Н.В., Пирогов Ю.А.. Мультиядерные исследования на 0,5 Тл магнитно-резонансном томографе // Журнал радиоэлектроники (электронный журнал, ISSN 1684-1719), 2014, №11 – ноябрь.
3. Гуляев М.В., Гервиц Л.Л., Устынюк Ю.А. и др. // Журнал радиоэлектроники (электронный журнал, ISSN 1684-1719), 2013, №8 – август.
4. Jesu's Ruiz-Cabelloa B. P. Barnett, P.A. Bottomley, J.W.M. Bulte, et al. Fluorine ( $^{19}\text{F}$ ) MRS and MRI in biomedicine // NMR in Biomed., 2011; 24: 114-129.

### ДИАГНОСТИКА САХАРНОГО ДИАБЕТА ПЛАЗМЫ КРОВИ КРЫС НА ОСНОВЕ ФЛУОРЕСЦЕНТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Ровнягина Н.Р., Тихонова Т.Н.

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

Актуальной задачей медицинско-36й физики является разработка новых оптических методов для диагностики патологических процессов в организме. Эти методы, в том числе, направлены на индикацию таких социально-значимых заболеваний, как онкологические заболевания, сахарных диабет, сердечно-сосудистые заболевания и гепатит. В дан-

ной работе исследовалась возможность использования флуоресцентной спектроскопии для детектирования диабета, при этом в качестве объекта исследований использовалась плазма крови крыс с аллоксановым диабетом. Целью работы было выявление флуоресцентных маркеров гипергликемии. Для интерпретации полученных результатов были проведены модельные эксперименты по гликированию основного белка плазмы крови – альбумина.

Исследование было проведено на самцах крыс линии Вистар, полученных из питомника Института цитологии и генетики Сибирского отделения Российской академии наук (г. Новосибирск). Для моделирования сахарного диабета, одну внутрибрюшную инъекцию аллоксана тригидрата (Лаксема) вводили экспериментальным животным в дозе 17 мг на 100 г массы тела. Уровень глюкозы в группе контрольных животных ( $N = 4$ )  $6,6 \pm 0,9$  ммоль / л, в группе животных с искусственным диабетом ( $N = 9$ ) –  $23,1 \pm 4,8$  ммоль / л. Биохимический анализ проводили, как описано в [1]. Модельные эксперименты по гликированию проводились как с бычьим сывороточным альбумином (BSA), так и с альбумином человеческой сыворотки (HSA).

Было показано, что наиболее информативными для детектирования гипергликемии являются спектры флуоресценции плазмы крови при возбуждении их на длине волны 320 нм. Разложение этих спектров на сумму трех гауссовых пиков дало возможность разделить образцы плазмы крови крыс на группы (Рис. 1-2).

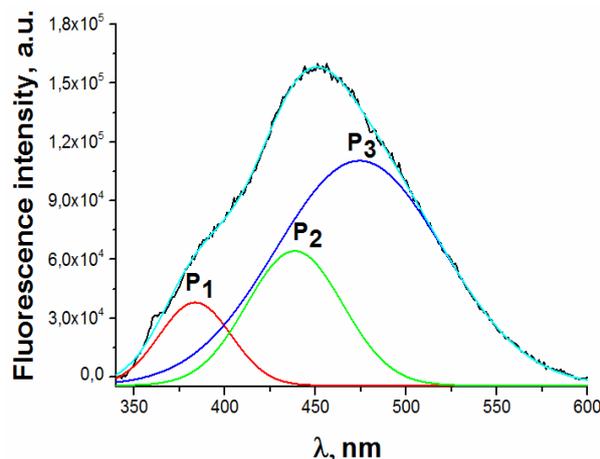


Рис.1. Спектр флуоресценции плазмы крови крыс в норме,  $\lambda_{\text{ex}} = 320$  нм. Черная линия – измеренный спектр флуоресценции плазмы крови крыс, цветные линии – аппроксимация экспериментальной кривой.

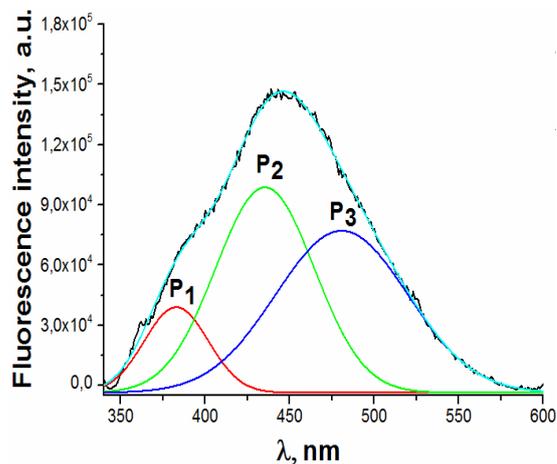


Рис.2. Спектр флуоресценции плазмы крови крыс с диабетом,  $\lambda_{\text{ex}} = 320$  нм. Черная линия – измеренный спектр флуоресценции плазмы крови крыс, цветные линии – аппроксимация экспериментальной кривой.

Такое изменение спектров флуоресценции для контрольной и диабетической группы крыс было объяснено изменениями концентрации НАДФ, которые происходят в результате метаболических процессах при диабете, а также ростом флуоресцентной полосы конечных продуктов гликирования (AGEs, advanced glycation end-products), что было подтверждено результатами модельных экспериментов. Результаты, полученные в ходе данного исследования, могут иметь важное практическое применение, как метод индикации многих патологических процессов в организме человека.

Авторы благодарят д.ф.-м.н. О.П. Черкасову (Институт лазерной физики СО РАН) за предоставление образцов плазмы крови крыс.

E-mail: n.rovnyagina2015@yandex.ru

### Литература

1. Selyatitskaya, V. G., Cherkasova, O. P., Pankina, T. V., & Palchikova, N. A. (2008). Functional state of adrenocortical system in rats with manifest alloxan-induced diabetes mellitus. *Bulletin of experimental biology and medicine*, 146(6), 708-710.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБЪЕМНЫХ РАЗРУШЕНИЙ ТКАНИ С ПОМОЩЬЮ МОЩНОГО ФОКУСИРОВАННОГО УЛЬТРАЗВУКА С УДАРНЫМИ ФРОНТАМИ

Синильщиков И.В., Хохлова В.А.

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

В недавних экспериментах в области неинвазивной хирургии с помощью мощного фокусированного ультразвука было показано, что облучение биологической ткани в ударно-волновых режимах (Рис. 1) позволяет существенно увеличить эффективность теплового воздействия ультразвука на ткань [1]. Для облучения клинически значимых объемов, фокус излучателя перемещается внутри заданной области, создавая последовательность дискретных участков локального нагрева [2]. В качестве примера на Рис. 2 показана совокупность фокусов в виде концентрических окружностей и получаемая при этом область разрушения [1]. Моделирование такого процесса довольно сложно, поскольку единичное ударно-волновое воздействие сильно локализовано в пространстве [3], и для его описания требуется мелкая координатная сетка. Необходимость рассчитывать температуру в достаточно большом объеме ведет к созданию больших массивов данных. Например, при типичном размере области моделирования 4 см x 4 см x 4 см и характерном размере тепловых источников в режиме ударно-волнового воздействия 0.2 мм в поперечном сечении, 1.5 мм вдоль оси источника [3] и шаге сетки, обеспечивающей 10 узлов на фокальный пик вдоль каждой оси, размер массива данных на такой сетке составляет 3 ГБ. При этом для конечно-разностных расчетов необходимо удерживать в памяти по крайней мере три массива. Это делает затруднительным расчеты на обычных персональных компьютерах.

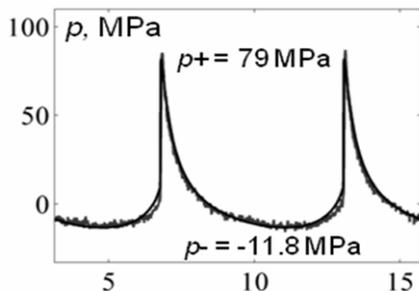


Рис.1. Профиль ультразвуковой волны в фокусе с высокоамплитудным ударным фронтом [2]

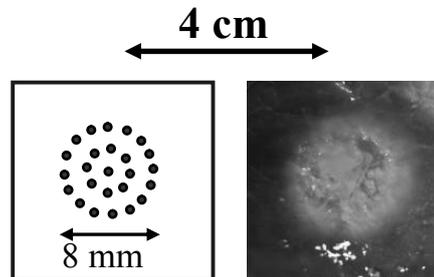


Рис.2. Пример дискретного набора точек облучения и области равномерного разрушения ткани [1]

В данной работе предложен способ, позволяющий существенно оптимизировать вычисления, учитывая различный временной и пространственный масштабы быстрого локального единичного воздействия и гораздо более медленного нагревания полного рассматриваемого объема ткани. Для расчета температурного поля в ткани использовалось уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{Q}{\rho_0 C_p}, \quad (1)$$

где  $T(t, \vec{r})$  – повышение температуры в ткани,  $t$  – время,  $\chi$  – коэффициент теплопроводности,  $C_p$  – теплоемкость образца,  $\rho_0$  – плотность среды,  $Q$  – мощность тепловых источников в ткани.

Для пространственной оптимизации расчетов сначала было проведено моделирование нагрева ткани в единичном фокусе в течение 10 мс на мелкой сетке. После выключения источника, расчеты проводились до тех пор, пока за счет диффузии температурная неоднородность не увеличивалась до размеров, переносимых на более крупную сетку для моделирования всего рассматриваемого объема (Рис.3). Если каждое последующее положение фокуса удалено на достаточное расстояние от предыдущего, то единичные воздействия можно моделировать независимо путем добавления сглаженного объема повышенной температуры к текущему распределению (Рис. 3).

Шаг пространственной сетки при этом может быть увеличен в 2–3 раза по сравнению с сеткой, необходимой для точного расчета единичного облучения. Это уже дает выигрыш в 8 – 30 раз по размерам памяти и скорости расчетов.

Кроме того, для эффективного расчета во времени импульсного режима облучения [1], когда длительность каждого импульса составляет 1 мс, период повторения импульсов – 1 секунду, а полное время процедуры облучения – около 25 минут, использовался спектральный подход, т.е. уравнение (1) решалось в k-пространстве:

$$\frac{\partial \hat{T}}{\partial t} = -\vec{k}^2 \chi \hat{T} + \frac{\hat{Q}}{\rho_0 C_p}, \quad (2)$$

для которого существует аналитическое решение:

$$\hat{T} = \hat{T}_0 \cdot e^{-\vec{k}^2 \chi t} + \frac{\hat{Q}}{\vec{k}^2 \chi \rho_0 C_p} \cdot (1 - e^{-\vec{k}^2 \chi t}), \quad (3)$$

где  $\hat{T}_0$  – пространственный Фурье-спектр температуры в начальный момент времени [4],  $\vec{k}$  – радиус-вектор в k-пространстве. Такой подход позволяет выбрать гораздо более крупный временной шаг, равный периоду повторения импульсов, по сравнению с шагом, необходимым для конечно-разностной схемы (0.1 мс).

Предложенный метод позволяет существенно ускорить расчеты, характерные для режимов облучения, используемых в ультразвуковой хирургии для получения объемных разрушений тканей. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-12-00974.

E-mail: [Sinill57@gmail.com](mailto:Sinill57@gmail.com)

### Литература

1. Khokhlova V.A., et al. Generation of volumetric boiling histotripsy lesions in tissue using a multi-element array of a clinical HIFU system // 14th ISTU, Las Vegas, 2014.
2. Kohler M.O. et al. Volumetric HIFU ablation under 3D guidance of rapid MRI thermometry // Med. Phys. 2009, 36, 3521–3535.
3. Yuldashev P.V., et al. The role of acoustic nonlinearity in tissue heating behind a rib cage using a high-intensity focused ultrasound phased array // Phys. Med. Biol. 2013, 58, 2537–2559.
4. Dillenseger J.L., Esneault S. Fast FFT-based bioheat transfer equation computation // Comput. Biol. Med. 2010, 40(2), 119-123.

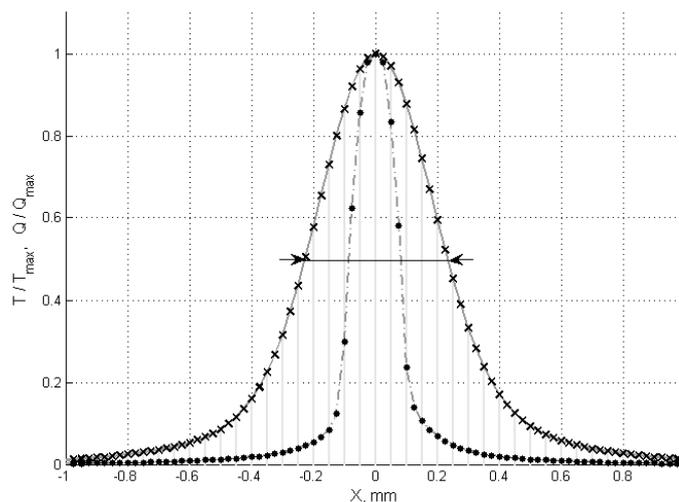


Рис.3. Распределения тепловых источников (узкий пик) и повышения температуры в ткани ( $t = 60$  мс – широкий пик), нормированные на соответствующие максимумы. Серыми вертикальными полосами обозначена координатная сетка с крупными шагами

РАСЧЁТ ДОЗОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ В ВОДЕ  
НА ОСНОВЕ АЛГОРИТМА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ТОНКОГО ЛУЧА  
ДЛЯ МЕДИЦИНСКОГО АППАРАТА РОКУС

Дементьева Н.Н.

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

Несмотря на широкое распространение в лучевой терапии линейных ускорителей электронов кобальтовые облучательные аппараты типа Рокус не потеряли своей своего значения и привлекают своей простотой эксплуатации и надёжностью. Однако применяемые в них системы дозиметрического планирования не соответствуют тем требованиям к расчёту дозы при наличии негомогенностей, которые предъявляются в современной лучевой терапии.

Для упрощения и ускорения 3-мерных расчетов разработан ряд полуэмпирических моделей [1], в которые входят параметры, определяемые или уточняемые на основе экспериментальных данных. Наибольшее распространение в последнее время получили три модели - модель дифференциального тонкого луча, модель тонкого (карандашного) луча и модель конечного тонкого луча. Эти модели различаются видами элементарных источников. Зная распределение поглощенной энергии, создаваемое в среде элементарным источником, можно с помощью суперпозиции получить дозовое распределение для конкретного источника. Эти распределения поглощенной энергии от элементарных источников часто называют ядрами.

Рассмотрим аппроксимационный алгоритм «Разложение на конусы» [1]. Основное приближение этого алгоритма заключается в том, что вся энергия, освобождаемая внутри коаксиальных конусов с телесным углом  $\Omega_{\text{min}}$  из объёмных элементов, расположенных на оси, прямолинейно распространяется, ослабляется и поглощается в элементах на этой же оси. Полная доза в точке  $r$  определяется как сумма первичных и рассеянных доз по всем дискретным направлениям распространения волновой энергии. Таким образом, в методе конусов можно перейти к достаточно простым рекурсивным соотношениям, что заметно упрощает процесс расчёта и, соответственно, сокращает время расчёта, что важно при дозиметрическом планировании курса лечения.

Работа посвящена расчёту дозовых распределений в воде для дифференциального тонкого луча фотонов со спектром медицинского аппарата Рокус, источника  $\text{Co}^{60}$ . Также было проверено, можем ли мы с достаточной степенью точности определять дозовые распределения аппарата Рокус с помощью метода конусов.

Изначально были известны спектр энергетического флюенса фотонов аппарата Рокус, которые падают на водный фантом (источник  $\text{Co}^{60}$ ) и результаты расчёта методом Монте-Карло дозовых ядер для моноэнергетичных источников (10 значений энергий – от 0,10 МэВ до 1,25 МэВ).

Интегрируя спектр значений дозовых ядер, рассчитанных с помощью метода Монте-Карло, по энергиям, были получены дозовые ядра для спектра аппарата Рокус - значения  $K(r, \theta) = K_{\text{integral}}$ . Далее были проведены аппроксимация полученных данных методом наименьших квадратов и найдены аппроксимационные значения  $K_{\text{approx}}$ . Значения дозовых ядер можно посчитать для полной, первичной дозы и рассеянного излучения.

Сравнив полученные результаты, можно проверить, насколько хорошо формулы метода конусов [1, 2] описывают спектр данного аппарата. Вычислим значение  $\frac{\Delta K}{K} = \frac{K_{\text{integral}} - K_{\text{approx}}}{K_{\text{integral}}}$ . Если значение  $\Delta K / K \leq 10\%$ , то можно считать, что формулы метода с достаточной точностью описывают дозовые ядра аппарата Рокус и значит, для описания дозовых распределений Рокуса можно использовать метод конусов.

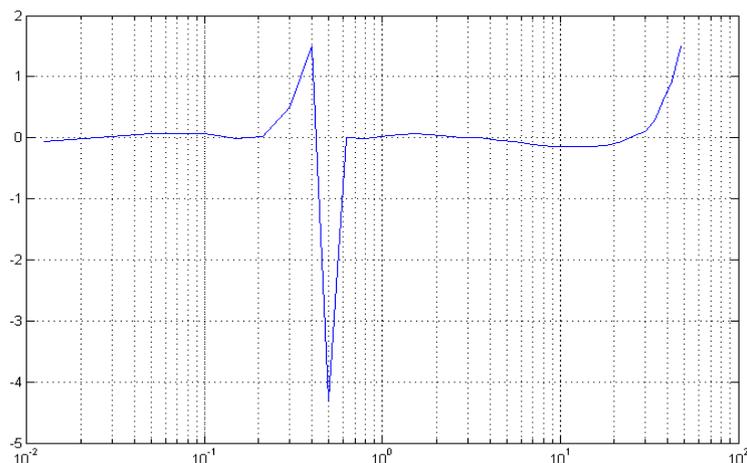


Рис.1. Характерный вид зависимости  $\frac{\Delta K}{K} = \frac{K_{\text{integral}} - K_{\text{approx}}}{K_{\text{integral}}}$  от  $r$ .

Из рис.1 видно, что зависимость  $\frac{\Delta K}{K}(r)$  линейна почти на всём интересующем нас промежутке; отношение  $\frac{\Delta K}{K} < 10\%$ , поэтому можно сказать, что было найдено приближение для линейной аппроксимации (не считая малого участка сшивки доз от первичного излучения и рассеяния). Следовательно, можно использовать метод конусов, который позволяет свести трёхмерный интеграл по  $d^3r$  к зависимостям, выражающимся аналитически. Тем более, разделение взаимодействия на первичную часть и рассеяние хорошо тем, что первичная часть наблюдается только в начале взаимодействия, значит, можно сократить объём расчётов для первичной части только областью взаимодействия. Также в работе были получены дозовые распределения в воде для дифференциального тонкого луча фотонов со спектром медицинского аппарата Рокус.

На основе этих результатов далее планируется разработать алгоритм 3-мерного расчёта дозы с корректным учётом неомогенностей.

Е-mail: [natdem@inbox.ru](mailto:natdem@inbox.ru)

### Литература

1. Климанов В.А., Радиобиологическое и дозиметрическое планирование лучевой и радионуклидной терапии, Ч.1, Учебное пособие. М.: НИЯУ МИФИ, 2011. 500 с.
2. A.Ahnesjo. Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous media», Med. Phys., 16, 577-592, (1989)
3. Andreo P. Uncertainties in dosimetric data and calibration. Phys. Med. Biol., 1990 33, 861-920
4. Слова благодарности
5. Выражаю благодарность научному руководителю Климанову В.А. за поставленную задачу, ценные советы и обсуждение полученных результатов.

## ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПАРЫ ЭРИТРОЦИТОВ В АУТОЛОГИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ И СЫВОРОТКЕ КРОВИ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОГО ПИНЦЕТА

Поткин А.В.<sup>1</sup>, Данилина А.В.<sup>1</sup>, Ли К.<sup>1</sup>, Приезжев А.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, <sup>2</sup>международный лазерный центр, Москва, Россия

Одним из важных свойств эритроцитов является их способность к агрегации. Агрегация – обратимый процесс слипания эритроцитов, в значительной мере определяющий текучесть крови, состояние микроциркуляции и, как следствие, эффективность достав-

ки кислорода к тканям. Поэтому исследование закономерностей агрегации эритроцитов (АЭ) является важной задачей реологии крови [1]. Образование АЭ происходит только в присутствии белков плазмы крови, среди которых основную роль играет белок фибриноген, или других макромолекул, таких как декстран.

В данной работе изучалась роль фибриногена в кинетике и динамике взаимодействия (агрегации и дезагрегации) пары одиночных эритроцитов. Для этого эритроциты взвешивались в аутологической плазме или в сыворотке крови (плазме крови, лишенной фибриногена), затем измерялось время агрегации и исследовалась динамика дезагрегации эритроцитов.

Для проведения экспериментов был собран двухканальный лазерный пинцет (ЛП). Благодаря жесткой фокусировке лазерного пучка, с помощью ЛП можно осуществлять захват и манипуляцию микроразмерных объектов, а также измерять силы порядка единиц пиконьютонов. Это дает возможность исследовать различные физические аспекты взаимодействия отдельных клеток и молекул без механического контакта, открывая новые горизонты в биофизике и медицинской физике [2]. В частности, ЛП используется для изучения взаимодействия одиночных эритроцитов [3].

Наш ЛП построен на основе водно-иммерсионного объектива Olympus, LUMPlanFI (100x, NA=1.00), CMOS камеры (Thorlabs, DCC 1545M) и двух лазеров Nd:YAG (220 мВт, 1064нм). Длина волны лазерного излучения выбиралась в области наименьшего коэффициента поглощения света эритроцитом.

Кровь для экспериментов бралась из вены клинически здорового донора и использовалась в течение первых 8 часов после взятия. Плазма и сыворотка крови подготавливались по стандартному протоколу. Для проведения экспериментов на ЛП в каждый раствор (аутологическую плазму и сыворотку крови) добавлялась эритроцитарная масса до концентрации 0.5%. Высокая степень разбавления суспензии эритроцитов необходима для работы с одиночными клетками.

На рис. 1 (а) схематически показана процедура измерения времени агрегации эритроцитов, т.е. времени, необходимого до полного спонтанного перекрытия эритроцитов, начиная с фиксированного начального перекрытия эритроцитов (менее чем  $\frac{1}{4}$  боковой поверхности). Эта процедура состояла из следующих этапов: (1) два невзаимодействующих эритроцита захватывались двумя независимыми ЛП; (2) эти эритроциты сводились до перекрытия  $\frac{1}{4}$  боковой поверхности, и отпускались с ловушек; (3) измерялось время до тех пор, пока перекрытие эритроцитов не станет больше  $\frac{3}{4}$  боковой поверхности. Результаты наших измерений, представленные на рис. 1 (б) показывают, что в сыворотке агрегация в значительной степени замедлена по сравнению с агрегацией в плазме.

На рис. 2 (а) схематически показана процедура исследования динамики дезагрегации эритроцитов. Измерялся закон, по которому следует изменять силу захвата  $F$  одного из эритроцитов, чтобы уменьшить область перекрытия с другим эритроцитом от максимального ( $A_0$ ) до минимального значения ( $A$ ), таким образом эта процедура состояла из следующих этапов: (1) два одиночных невзаимодействующих эритроцита захватывались двумя независимыми ЛП; (2) эритроциты сводились до  $\frac{3}{4}$  боковой поверхности, делалась пауза продолжительностью более 10 секунд; (3) эритроциты разводились при силе захвата  $F$  с постоянной скоростью  $V = 0.4$  мкм/с передвижения одного из ЛП. Измерялось минимальное достигаемое линейное перекрытие ( $A$ ). Результаты наших измерений, представленные на рис. 2 (б), показывают, что в сыворотке сила захвата  $F$ , необходимая для разделения эритроцитов, значительно ниже, чем в плазме. При этом в случае плазмы, даже при большей силе захвата  $F$ , достигалась только частичная дезагрегация эритроцитов.

Результаты измерений усреднялись по 12 парам эритроцитов, как для измерений времени агрегации, так и для измерений силы дезагрегации. Среднеквадратичный разброс измеряемых значений в основном обусловлен индивидуальными отличиями между эритроцитами.

Таким образом, из полученных результатов можно сделать вывод о том, что отсутствие фибриногена в значительной степени изменяет кинетику и динамику взаимодей-

ствия эритроцитов, увеличивая время агрегации и уменьшая силу дезагрегации. Полученные данные позволят более точно интерпретировать изменения агрегации эритроцитов, имеющие место при социально значимых заболеваниях, в связи с изменением концентрации фибриногена.

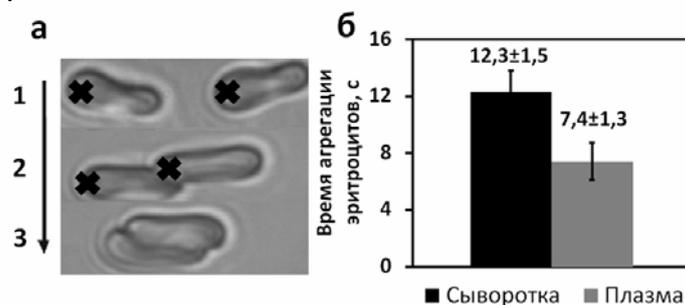


Рис. 1 (а) Схема процедуры измерения времени агрегации эритроцитов, крестиками обозначены положения лазерных пинцетов. (б) Результаты измерений среднего значения и среднеквадратичного отклонения времени агрегации эритроцитов в сыворотке и плазме крови. Видно значительное замедление агрегации эритроцитов в отсутствие фибриногена.

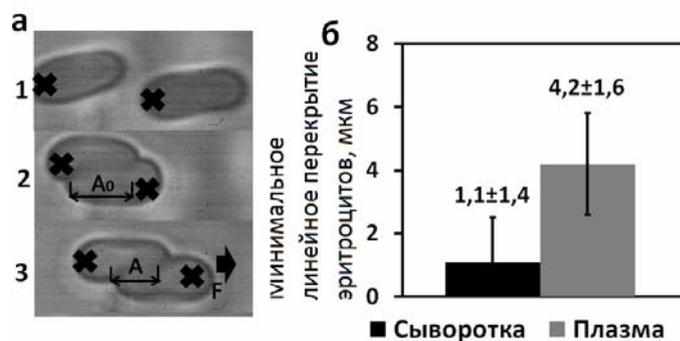


Рис. 2 (а) Схема процедуры измерения силы дезагрегации эритроцитов, крестиком обозначены положения лазерных пинцетов. (б) Результаты измерений среднего значения и среднеквадратичного отклонения минимального линейного перекрытия эритроцитов (A), достигаемого при силе захвата  $F = 7 \pm 2$  пН для сыворотки и  $F = 10 \pm 3$  пН для плазмы.

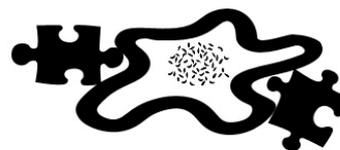
E-mail: avp2@mail.ru

### Литература

1. Соколова И.А. Агрегация эритроцитов. Регионарное кровообращение и микроциркуляция, 2010, том 36 (4), с. 4-26.
2. Ramser K., Hanstorp D. Optical manipulation for single-cell studies. Journal of Biophotonics, 2010, vol. 3 (4), pp. 187-206.
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.

# МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

**Председатель:**  
**проф. Уваров Александр Викторович**



## ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА АДДУКТОВ ТРИС- $\beta$ -ДИКЕТОНАТОВ EU, DY И LU ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕТОДАМИ РФЭС, УФЭС И ТФП

Шурыгин А.В., Михайленко Е.В.

*Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, Россия*

К комплексным соединениям лантанидов, представляющих интерес для синтеза люминесцирующих материалов, относится обширный класс трис- $\beta$ -дикетонатов и их аддуктов с неопределенными лигандами. Результаты исследований влияния замещения металлов и лигандов, установление орбитальной природы химических связей, позволяют планировать синтез новых соединений с необходимыми оптическими свойствами. В докладе представлены результаты исследования электронной структуры аддуктов трис- $\beta$ -дикетонатов  $\text{Ln}(\beta)_3\text{L}$  ( $\text{Ln} = \text{Eu}, \text{Dy}, \text{Lu}$ ;  $\beta = \text{Acac}, \text{Dpm}, \text{Hfac}$ ;  $\text{L} = \text{Phen}, 2\text{HMPA}, 2\text{TPPO}$ ) методами УФЭС паров, РФЭС и квантово-химического моделирования методом ТФП.

Рентгеноэлектронные спектры были получены на сверхвысоковакуумном фотоэлектронном спектрометре фирмы Omicron (Германия) с источником излучения  $\text{MgK}\alpha$  1253,6 эВ. УФЭС спектры получены на газофазном спектрометре ЭС 3201 с источником HeI [1]. Квантово-химические расчеты выполнены методом теории функционала плотности с использованием расчетного программного пакета Firefly 8.1.0. Использовался гибридный обменно-корреляционный функционал B3LYP5, для Eu и Lu использовался базисный набор, с добавлением эффективного квази-релятивистского основного потенциала для атомов Eu включающих 52 электрона в остов (ECP52MWB), а для Lu – 60/28 электронов (ECP60MWB/ECP28MWB), разработанный группой Stuttgart/Cologne, для атомов H, C, N, O, F и P использовался базис 6-311G\*.

В результате получены данные о геометрическом строении и электронной структуре аддуктов. Расчет с использованием теории функционала электронной плотности, учитывающей корреляцию электронов, дал значения энергий молекулярных орбиталей Кона-Шема согласующихся с экспериментальными энергиями ионизации комплексных соединений, что позволило выполнить отнесение полос спектров к расчетным энергиям орбиталей. Данные о энергиях и локализации молекулярных орбиталей позволяют построить корреляционную диаграмму, в которой показано смешивание орбиталей комплексов и присоединяемых к ним молекул. Корреляция и данных о зарядах по Малликену дают представление о распределении электронной плотности и типе связей металл-лиганд. Для всех соединений наблюдается сдвиг ЭИ относительно трис-хелата, связанный с перераспределением электронной плотности как в хелатных циклах, так и нейтрального лиганда. Для аддукта  $\text{Lu}(\text{Acac})_3\text{Phen}$  определена ионная связь трис-хелата и фенантролина, Lu отдает отрицательный заряд кислородам хелата, что вызывает сильную поляризацию поднимая хелатные орбитали вверх. Из сопоставления данных для  $\text{Eu}(\text{Hfac})_3\text{Phen}$  и свободных  $\text{Eu}(\text{Hfac})_3$  и Phen понижение энергии для  $\pi_3$  и  $\pi$ -электронов оценивается в 1,0–1,2 эВ, а положительный сдвиг полос фенантролина – не менее 0,5 эВ.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки России в рамках государственного задания №2014/36 по НИР №1137 Дальневосточного федерального университета.

E-mail: solid.valid@gmail.com

**Литература**

1. Чередниченко А.И., Вовна В.И., Мартыненко Л.И.  $\beta$ -Дикетонаты металлов, 1990, 1, 143-156.

**ИССЛЕДОВАНИЯ ФАКТОРОВ, ВОЗДЕЙСТВУЮЩИЕ НА МИКРОЧАСТИЦЫ, ВЫЛЕТАЮЩИЕ ИЗ ЛАЗЕРНОГО КРАТЕРА**Осокин А.С.<sup>1,2</sup>, Пенева В.С.<sup>1,3</sup>

1. *Институт энергетических проблем химической физики имени В.Л. Тальрозе РАН, Москва, Россия*
2. *МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*
3. *Российский университет дружбы народов, Москва, Россия*

Исследование процессов образования конденсированной фазы, протекающих при взаимодействии лазерного излучения высокой мощности с веществом, имеет большое фундаментальное и прикладное значение. Детальное понимание физики протекающих процессов позволит совершенствовать и развивать технологии по синтезу новых частиц, в том числе нанообъектов, и напыления тонких пленок на рабочей поверхности. При выполнении работы использовались данные, полученные с использованием лазерного стенда, описание которого приведено в [1]. Исследовалось взаимодействие импульсного излучения  $\text{CO}_2$ -лазера (длительность 1,5 мкс, длина волны 10,6 мкм) с кристаллической окисью алюминия (сапфиром). В работе [2] методом РЭМ были изучены микрофотографии следов, оставляемых на поверхности образца-свидетеля вылетающими из лазерного кратера частицами, и были оценены такие параметры частиц как начальная скорость, угол их вылета из кратера и времена, за которые частицы достигают поверхности известным образом ориентированного относительно кратера плоского образца-свидетеля. Опыты проводились при давлении несколько мм рт. ст. аргона. Были получены начальная скорость (0,4–0,5 м/с), угол вылета из кратера ( $\pm (70^\circ\text{--}80^\circ)$  к горизонтальной плоскости) и время полета частицы до соударения с поверхностью образца-свидетеля (40–50 мс). При получении оценок использовалась простейшая кинематическая модель полета частицы.

С целью уточнения справедливости данных оценок был проведен анализ факторов, влияющих на полет частицы, а именно изменение массы частицы за счет конденсации на поверхности газообразных продуктов абляции сапфира. Также был проанализирован возможный вклад различных механизмов остывания и нагрева летящей частицы.

Наблюдаемые методом РЭМ на поверхности образца-свидетеля следы, показывают, что в момент столкновения с поверхностью частицы находились в жидком состоянии, значительная доля частиц имеет радиус до нескольких микрон. Среди них обнаруживаются полые частицы с толщиной оболочки около 30 нм. В этой связи интерес представляет время, за которое остывает подобная частица, и какие механизмы определяют величину этого параметра.

Так как эксперимент проводился при пониженном давлении, то основным механизмом, определяющим понижение температуры частицы, является тепловое излучение. Были проведены оценки времени остывания летящей частицы.

Поскольку движение частицы происходит в атмосфере продуктов лазерной абляции, то во время полета на поверхности частицы осаждаются и рекомбинируют субоксиды алюминия, что приводит к увеличению массы и одновременно к нагреву частицы. С учетом этого фактора, для определения начальной скорости и величины времени до соударения с поверхностью образца-свидетеля необходимо решать задачу о движении тела с переменной массой.

Для решения системы необходимо знать скорость изменения массы частицы за счет конденсации газообразных продуктов абляции на ее поверхности. Для определения скорости роста массы выпишем уравнение теплового баланса: частица охлаждается за счет излучение в пространство по закону Стефана-Больцмана, а нагревается за счет ре-

комбинации на ее поверхности реакционных продуктов абляции (атомов, субоксидов алюминия)

$$\frac{dQ}{dt} = -S\sigma\epsilon T^4 + K \frac{dm}{dt}$$

В предположении равенства тепловых потоков ( $\frac{dQ}{dt} = 0$ ) получаем линейный закон приращения радиуса, который равен  $\mu = \frac{\sigma\epsilon T^4}{K}$ . Подставляя полученное выражение в систему уравнений, описывающих движение частицы, находим начальную скорость, угол вылета из кратера и время до соударения с поверхностью образца-свидетеля. Время остывания частицы при конденсации и рекомбинации субоксидов получается при численном решении уравнения теплового баланса.

Увеличение массы и радиуса частицы за счет поверхностной рекомбинации составляет около 15–20 % от начальных значений.

При рассмотрении нагрева частицы тепловым потоком, исходящим из горячего лазерного кратера, получаем (полет над «горячей» сковородой), что он практически не влияет на динамику изменения температуры жидкой капли.

Оценки показывают, что в поллой сфере давление во внутренней полости составляет порядка 10 атмосфер. Конденсация и рекомбинация субоксидов алюминия, находящихся в поллой сфере, будет увеличивать дополнительно (по сравнению с каплей) время остывания до 5 мс и увеличивать толщину стенки сферы до 10 нм.

Проведенный анализ показывает, увеличение массы незначительно влияет на динамику полета частицы. Время полета частицы отличается от первоначального значения на 10 %. А механизм рекомбинации и конденсации на поверхности частицы субоксидов алюминия способен поддерживать частицу в жидком состоянии до соударения с поверхностью образца-свидетеля.

Работа выполнена при финансовой поддержке Проекта РФФИ № 13-03-00992  
osokin.andrey.sergeevich@gmail.com

### Литература

1. М.Н.Ларичев, А.М.Величко, Г.Е.Беляев, А.И. Никитин, Н.С.Шайтура, А.С.Осокин, П.П.Барашев, Е.И.Школьников, И.В. Янилкин. Установка для изучения процессов, протекающих при взаимодействии лазерного излучения высокой мощности с веществом. ILLA 2014.
2. М.Н. Ларичев, А.М. Величко, Г.Е. Беляев, А.И. Никитин, А.С. Осокин, П.П. Барашев, Е.И. Школьников, И.В. Янилкин, УФН, 2016, (в печати).

## ДИНАМИКА УДАРНЫХ ВОЛН, ИНИЦИИРОВАННЫХ НАНОСЕКУНДНЫМ ЛОКАЛИЗОВАННЫМ РАЗРЯДОМ

Дорощенко И.А., Кузнецов А. Ю.

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

Изучение динамики течений с ударными волнами, созданными импульсным разрядом дает возможность исследовать распределение энергии в самом разряде, в том числе оценить долю энергии разряда, которая мгновенно преобразуется в тепло. Целью данной работы было исследование перераспределения энергии объемного разряда с пре-дыонизацией от плазменных листов, преобразующейся, в том числе, в энергию ударных волн. Исследование проводилось экспериментальными методами и с помощью численного моделирования.

Эксперименты проводились на ударной трубе специальной конструкции с разрядной камерой. Объемный разряд инициировался в воздухе в области  $100 \times 30 \times 24$  мм<sup>3</sup> при давлениях 126–152 Торр. Импульсное напряжение составляло 25кВ, длительность тока разряда ~300 нс. В эксперименте использовалась высокоскоростная камера Photron Fastcam. Время съемки составляло до 3 мс, кадровая частота от 124 до 545 тысяч кадров

в секунду. Синхронизация процессов в разрядной камере осуществлялась от электромагнитного сигнала или от пьезодатчика давления в канале ударной трубы.

Исследовалось свечение разряда и динамика ударных волн в двух случаях:

- 1) в неподвижном воздухе при давлениях выше рабочего – от 126 до 152 Тор, когда объемный разряд протекает в контрагированной форме (вертикальный канал пробоя);
- 2) в потоке с фронтом плоской ударной волны, вышедшей за пределы разрядного промежутка. Число Маха ударной волны было около 3,3; давление перед фронтом ударной волны составляло 20 Тор; выход ударной волны за пределы разрядного промежутка менялся в диапазоне до 13 мм.

Исследование пространственно-временной динамики ударных волн, создаваемых разрядом, позволяет получить оценку эффективности воздействия разряда на поток.

В результате обработки экспериментальных изображений ударно-волнового течения были построены  $X(t)$  – диаграммы движения ударной волны в разрядном промежутке, позволяющие определить скорость волны.

Проведено двухмерное численное моделирование инициирования ударно-волновых потоков на основе уравнений Навье–Стокса. Была использована модель импульсного цилиндрического энерговклада, с использованием экспериментальных данных. В результате были получены экспериментальные и численные зависимости скорости ударной волны от энергии объемного разряда, преобразующейся в энергию ударной волны. Решение обратной задачи показывало, что 20–22% энергии объемного разряда, запасенной в конденсаторе, преобразуется в энергию, вложенную в вертикальный канал пробоя.

Во втором случае показано, что объемный разряд стягивается в вертикальную плоскость вдоль фронта ударной волны. Исследован сложный процесс, включающий распады разрыва от вертикальной плоскости протекания объемного разряда и от горизонтальных П-образных конфигураций двух плазменных листов.

Работа выполнена при поддержке гранта № 14–08–00777–а с использованием оборудования, приобретенного за счет средств Программы развития Московского университета.

E-mail: drshhenk@gmail.com

## СИНТЕЗ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ НАНОКОМПОЗИТОВ С МНОГОСТЕННЫМИ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ

В.А. Трифионов, Е.А. Воробьева, И.В. Макаренко, Н.Г. Чеченин

*МГУ им. М.В. Ломоносова, НИИЯФ, Россия*

Целью данной работы является изучение теплопроводности углеродных нанотрубок (УНТ) и нанокomпозитов с включением углеродных нанотрубок. Высокую теплопроводность нанотрубок можно использовать, например, для полевых транзисторов или композитов с анизотропными тепловыми свойствами. Исследования показали [1], что при комнатной температуре теплопроводность индивидуальных многостенных углеродных нанотрубок приблизительно равна 3000 Вт/(м\*К), что более чем на порядок превышает теплопроводность основного материала электроники - кремния. На практике же мы имеем дело не с отдельными нанотрубками, а с массивом нанотрубок. Однако даже в самом лучшем массиве ориентированных УНТ существуют контакты между УНТ, которые рассеивают фононы вдоль контакта нанотрубок, уменьшая тем самым индивидуальную проводимость УНТ и создавая дополнительное термическое сопротивление на границе между нанотрубками. Величина теплового сопротивления на границе УНТ-УНТ сильно влияет на эффективную теплопроводность материала – высокое контактное сопротивление уменьшает теплопроводность композита.

Эффективная теплопроводность композитов [2], содержащих УНТ, зависит от многих факторов, в том числе от индивидуальной проводимости УНТ, от плотности УНТ,

морфологии УНТ и от контактного сопротивления. В частности, дефекты в индивидуальных нанотрубках, таких, как – дефекты кристаллической решетки, примеси, аморфный углерод, приводят к уменьшению теплопроводности нанотрубок, и соответственно, к уменьшению теплопроводности композита на их основе.

Из полученных массивов углеродных нанотрубок были синтезированы нанокомпозиты на полимерной основе [3]. Теплопроводность полученных композитов измеряли с помощью метода лазерной вспышки прибором LFA 457 MicroFlash instrument.

#### Методика эксперимента

На переднюю поверхность образца с плоскопараллельными поверхностями подается короткий тепловой импульс. Тепловой импульс может быть создан либо лазерным излучением, либо вспышкой импульсной ксеноновой лампы. Увеличение температуры на обратной стороне образца в зависимости от времени измеряется ИК-детектором. Образец устанавливается так, чтобы тепло распространялось только в вертикальном направлении (нет радиальных потерь тепла). Коэффициент температуропроводности рассчитывается из итогового повышения температуры обратной стороны пробы.

Результаты измерения теплопроводности полученных композитов представлены ниже.

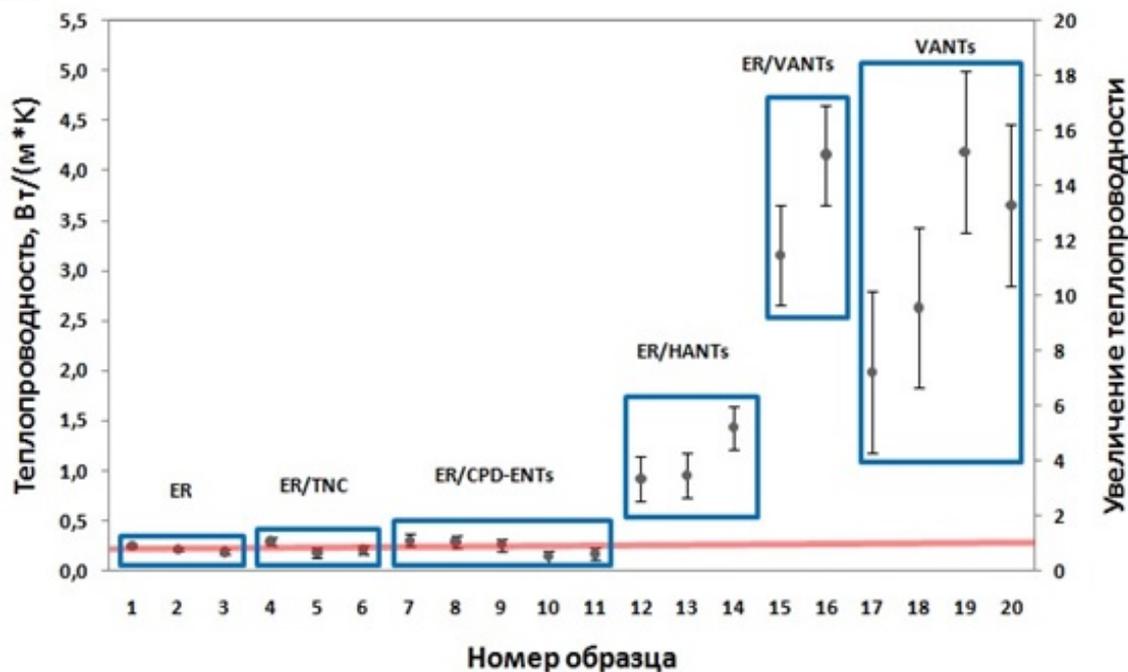


Рис.1. Зависимость теплопроводности материала от различных видов углеродных нанотрубок. (ER-эпоксидная смола, ER/TNC-эпоксидная смола с коммерческими нанотрубками “Таунит”, ER/CPD-ENTs-эпоксидная смола с неориентированными нанотрубками ПГО, ER/HANTs-эпоксидная смола с горизонтально ориентированными нанотрубками, ER/VANTs-эпоксидная смола с вертикально ориентированными нанотрубками, VANTs- массив вертикально ориентированных нанотрубок)

Исследование проводится при финансовой поддержке РФФИ в рамках научных проектов № 14-02-31147 мол\_а и № 14-02-01230 А.

E-mail: [trifonov.vladimir@physics.msu.ru](mailto:trifonov.vladimir@physics.msu.ru)

#### Литература

1. P. Kim, L. Shi, A. Majumdar and P.L. McEuen. Thermal Transport Measurements of Individual Multiwalled Nanotubes Phys. Rev. Lett. v. 87, 215502 (2001).
2. C.W. Nan, Z. Shi, Y. Lin. A simple model for thermal conductivity of carbon nanotube-based composites. Chem Phys Lett 2003; 375: 666-669.
3. N.G. Chechenin, P.N. Chernykh, E.A. Vorobyeva. Synthesis and Electroconductivity of Epoxy/Aligned CNTs Composites. Applied Surface Science, Elsevier BV (Netherlands), том 275, с. 217-221, 2013 DOI [10.1016/j.apsusc.2012.12.162](https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2012.12.162).

ПОГЛОЩЕНИЕ УГЛЕКИСЛОГО ГАЗА  
РАЗМОРОЖЕННОЙ ДИСТИЛЛИРОВАННОЙ ВОДОЙ

Григорьев И.Д.

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

E-mail: barsic1080@yandex.ru

В настоящее время происходит повышение концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере. Одна из гипотез данного явления основана на естественном процессе интенсификации выделения  $\text{CO}_2$  океаном при увеличении температуры воды. Известно, что при растворении углекислого газа в воде её температура повышается, что приводит к таянию ледников [1]. Углекислый газ в атмосфере приводит к нагреву планеты, поскольку является парниковым газом, при росте температуры воды растворимость  $\text{CO}_2$  в ней снижается, что приводит к дальнейшему нагреву атмосферы. С другой стороны, чем больше температура воды, тем больше ее испарения, собирающие углекислый газ в атмосфере и оседающие с дождями. Поэтому нам представляется целесообразным выяснить, как взаимодействует углекислый газ с талой водой.

В данной работе исследовалась растворимость углекислого газа в диапазонах концентраций от 10 до 300 мг/л в дистиллированной воде и талой дистиллированной воде, находящихся при температуре  $24 \pm 1^\circ\text{C}$ . Насыщение образцов воды углекислым газом осуществлялось методом барботирования. Контроль его концентрации производился зондом «Mettler Toledo Inpro5000». В случае талой воды, кристаллизованной при температуре  $-20^\circ\text{C}$  и размороженной при  $24^\circ\text{C}$ , было выявлено, что растворимость углекислого газа в ней до концентрации  $130 \pm 13$  мг/л достоверно меньше, чем в случае обычной дистиллированной воды. Таким образом, талая вода хуже поглощает углекислый газ. В планетарном масштабе данный эффект способствует еще большему нагреву атмосферы и ускорению таяния ледников. Возможно, он является одной из причин настоящего повышения концентрации углекислого газа в атмосфере.

**Литература**

1. Алексеев В.В., Киселева С.В., Чернова Н.И. Рост концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере – всеобщее благо? // [http://vivovoco.astronet.ru/VV/JOURNAL/NATURE/09\\_99/CO2.HTM](http://vivovoco.astronet.ru/VV/JOURNAL/NATURE/09_99/CO2.HTM)

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ  
НА КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ СТРУКТУРУ  
СЛОЖНОГО МОЛЕКУЛЯРНОГО КРИСТАЛЛА ФЛУКОНАЗОЛАГорковенко Е.А.<sup>1,2\*</sup>, Кичанов С.Е.<sup>2</sup>, Козленко Д.П.<sup>2</sup>, Вонсицки Я.В.<sup>3</sup>,  
Лукин Е.В.<sup>2</sup>, Лате К.<sup>4</sup>, Савенко Б.Н.<sup>2</sup><sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,<sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия,<sup>3</sup> Университет им. А.Мицкевича, Познань, Польша,<sup>4</sup> Helmholtz Centre Potsdam, Telegrafenberg, Potsdam, Гамбург, Германия

В процессе производства фармакологических препаратов или компонентов на их основе оказывается сильное механическое воздействие: локальный нагрев, сжатие, одноосная нагрузка. Каждое из воздействий может влиять на появление дополнительных, и в том числе и негативных, химических, физических или фармакологических свойств в исходном объекте. Поэтому, в настоящий момент одним из актуальных направлений физики конденсированных сред и прикладной фармакологии является систематический учет и

---

\* Победитель подсекции.

анализ причин и условий развития полиморфных фазовых переходов в сложных молекулярных лекарственных компонентах при различных физических воздействиях. В частности, это обуславливает детальные и систематические исследования полиморфных фазовых переходов при высоком давлении в сложных молекулярных кристаллах.

Важным фармакологическим материалом является органический кристалл класса триазольных соединений флуконазол  $C_{13}H_{12}F_2N_6O$ . Это соединение широко используется для лечения, профилактики кандидоза и других микозов. При нормальных условиях флуконазол находится в полиморфной форме III, структура которой описывается триклинной симметрией с пространственной группой  $P\bar{1}$ . В зависимости от условий синтеза во флуконазоле наблюдается восемь устойчивых полиморфных форм. Однако влияние высокого давления на кристаллическую структуру флуконазола не изучено. В работе проведены исследования кристаллической структуры флуконазола в диапазоне давлений до 2,5 ГПа методом энергодисперсионной рентгеновской дифракции и рамановской спектроскопии в диапазоне давлений до 4,4 ГПа.

В ходе работы в молекулярном кристалле флуконазола при давлении  $P \sim 1,4$  ГПа обнаружен полиморфный фазовый переход в триклинную форму с пространственной группой  $P\bar{1}$ . Данный переход сопровождается заметными аномалиями в барическом поведении структурных параметров и объема элементарной ячейки флуконазола. Рамановская спектроскопия также подтвердила переход, который определяется появлением новых пиков, аномалиями в барическом поведении частот изгибающих колебательных мод. Исходная форма III и форма III' высокого давления имеют одинаковую симметрию кристаллической структуры, но сильно различаются параметрами элементарной ячейки, коэффициентами сжимаемости и модулями всестороннего сжатия. Этот факт определяет принципиальную возможность нарушения стабильности исходной формы I флуконазола в процессе таблетирования или размола.

Работа поддержана грантом РФФИ №14 - 02 – 00353 – а

E-mail: nireta2009@yandex.ru

## ОРГАНИЧЕСКИЕ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ РЯДА НОВЫХ ПОЛИТИЕНОТИОФЕНОВЫХ КОМПЛЕКСОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОСЛОЙНЫХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

Горячий Д.О.<sup>1</sup>, Ващенко А.А.<sup>2</sup>, Родловская Е.Н.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> *Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, Россия,*

<sup>2</sup> *Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия,*

<sup>3</sup> *Институт элементоорганических соединений им. А.Н. Несмеянова РАН,  
Москва, Россия*

Одной из наиболее важных задач в области создания КТ-ОСИД является поиск и исследование новых материалов обеспечивающих наиболее эффективный перенос энергии на квантовые точки. Так например, для проводников n типа значительные результаты получены с использованием слоя наночастиц ZnO, расположение уровня проводимости которого обеспечивает существенное увеличение тока инжекции электронов, и следовательно увеличение яркости и эффективности конечных устройств [1]. Однако, материалов р-типа проводимости, способных обеспечить столь же эффективную инжекцию носителей заряда в КТ до сих пор не было найдено. Одним из многообещающих транспортных слоев р-типа является класс полимеров с политиенотиофеновыми производными обладающими высокой проводимостью [2].

В настоящей работе нами была исследована пара новых политиенотиофеновых производных, имеющих в своем составе битиенильный фрагмент и дополнительно модифицированных аминогруппами в качестве дыркоинжектирующих слоев. Использование таких материалов может решить проблему более эффективной инжекции носителей заряда в органо-неорганических КТ-ОСИД. Проведенный комплекс исследований

позволил опробовать их в качестве транспортных дыркоинжектирующих слоев органических светодиодов на основе высоколюминесцентных квантовых точек CdSe/CdS/ZnS.

Максимумы спектров поглощения исследуемых материалов лежат в диапазоне 360-420 нм следовательно данные материалы можно отнести к широкозонным, что позволяет эффективно блокировать ток утечки электронов в органическом светодиоде. Следует отметить что исследуемые материалы демонстрировали крайне слабую фотолюминесценцию, что ограничивает область их применения в OLED только в качестве транспортных материалов.

При помощи методик атомно-силовой микроскопии были изучены морфологические особенности поверхностей получаемых нами пленок политиофенов. Было установлено, что исследуемые материалы образуют сплошные однородные пленки со среднеквадратичной шероховатостью  $\sim 5$  нм и толщиной 30-40 нм. Столь высокая шероховатость может приводить к электрическим пробоям при низких напряжениях.

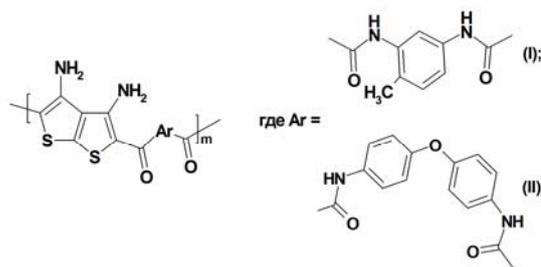


Рис. 1. Политиенотиофены I и II

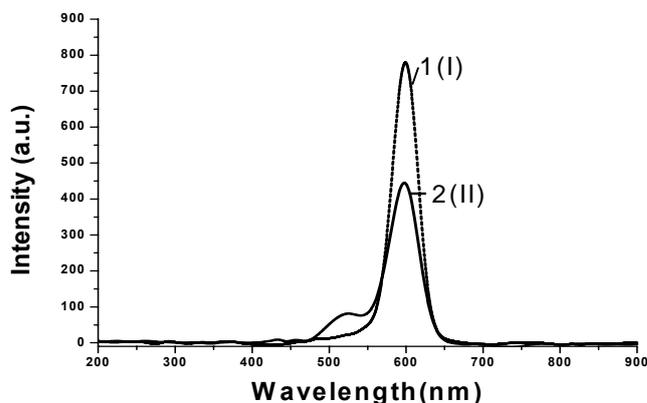


Рис. 2. Спектры излучения светодиодов с квантовыми точками и политиенотиофенами в качестве дыркопроводящих слоев: 1 (пунктирная линия)- политиенотиофен I; 2 (сплошная линия)- политиенотиофен II.

№2. Максимум электролюминесценции образцов приходится на длину волны излучения квантовых точек 595 нм. Отметим, что площадь под графиком спектра электролюминесценции (рис. 2) пропорциональна яркости соответствующего устройства. Т.е. ОСИД на основе политиенотиофена I демонстрирует яркость в 2 раза выше, чем ОСИД на основе политиенотиофена II. Но, поскольку ток устройства с политиенотиофеном I на 2 порядка выше тока устройства II при заданном напряжении, то эффективность ОСИД II оказывается существенно выше. Данное различие может быть обусловлено тем, что в устройстве II дырочный и электронный токи сбалансированы, в то время как в устройстве I дырочный ток преобладает над электронным. Столь существенное различие дыркопроводящих свойств материалов I и II, по видимому, обусловлено различными свойствами дополнительных аминогрупп. Так как в веществе II происходит разрыв цепи  $\pi$  – сопряженных связей из-за наличия центрального атома кислорода.

Для тестирования политиенотиофенов I и II в качестве транспортных слоев было создано несколько серий образцов светоизлучающих диодов. Исследуемые материалы обладают низкой эффективностью излучательной рекомбинации электронно-дырочной пары в исследуемых материалах.

ОСИД с политиенотиофеном I демонстрирует существенно лучшую проводимость по сравнению с ОСИД с политиенотиофеном II. По видимому, данное существенное различие материалов I и II можно объяснить значительным отличием подвижностей дырок в данных материалах, поскольку остальные параметры устройств были одинаковы. Тем не менее нельзя исключить влияние возможного различия в положениях уровней валентных зон и зон проводимости в исследуемых материалах, что может сказаться на условиях инжекции носителей зарядов.

Спектры электролюминесценции представлены на рисунке

Нами была продемонстрирована возможность использования нескольких политиофеновых комплексов в качестве дыркопроводящих слоев в органических светодиодах на основе квантовых точек. Показано что наиболее перспективными являются материалы I и II. Обнаружено, что растворимость и пленкообразующие свойства политиофенов являются ключевыми для использования их в ОСИД в качестве дыркопроводящих материалов. Сделано предположение что это связано с различными свойствами дополнительных аминокрупп.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 14-03-00204-а.

\*E-mail: [goryachii@phystech.edu](mailto:goryachii@phystech.edu)

### Литература

1. Wan Ki Bae, Jaehoon Lim, Donggu Lee, Myeongjin Park, Hyunkoo Lee, Jeonghun Kwak, Kookheon Char, Changhee Lee, Seonghoon Lee. *Adv. Mat.*, **26**(37), 6387–6393 (October 8, 2014).
2. Takakazu Yamamoto. *NPG Asia Materials* **2**, 54–60, (2010).

## ЭФФЕКТ «ОСТАТОЧНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА». ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НА ПЛОСКОМ КОНДЕНСАТОРЕ

Гинзбург Б.А.

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

Изучалось: проблема физического описания классического эффекта Лейденской банки. Существующие версии объяснения этого явления не могут считаться удовлетворительными, так как не позволяют его уверенно прогнозировать. Для создания теории данного эффекта требуются тщательные экспериментальные исследования, которые могли бы выявить главную причину или несколько причин феномена «остаточного электричества».

С этой целью предложена и проведена серия физических экспериментов на плоском конденсаторе.

Лейденская банка – цилиндрический конденсатор с «дном», представляющий собой два латунных стакана (обкладки конденсатора) и стеклянный стакан между ними (диэлектрик).

Классический эффект Лейденской банки:

заряженная банка разбирается с помощью изолированной ручки, то есть без разряда конденсатора;

обкладки разряжаются;

конденсатор опять собирается;

после сборки на обкладках собирается заряд, что фиксируется проскакиванием заряда (искры) при замыкании обкладок.

Классический эффект Лейденской банки демонстрирует феномен остаточного электричества на поверхности стекла (диэлектрика цилиндрического конденсатора).

Этот феномен обычно объясняется возникновением остаточной поляризации стекла. Однако стекло представляет собой изотропный диэлектрик, поэтому при снятии электрического поля поляризация в нем должна пропадать.

Для проверки и выяснения особенностей данного эффекта предложена и проведена серия экспериментов на более простой модели конденсатора – на плоском конденсаторе.

Собран экспериментальный «плоский» конденсатор:

обкладки сделаны из пищевой фольги и картона (для жесткости); диэлектрик – оконное стекло (толщина-4 мм).

На данной модели плоского конденсатора исследовались различные условия возникновения эффекта «остаточного электричества».

Экспериментальные данные приведены в таблице:

№ опыта	Экспериментальные условия	Наблюдаемый эффект
1	Диэлектрик — пыльное стекло, холодная окружающая среда.	Ярко выраженный эффект (искра, характерный щелчок при замыкании обкладок проводом).
2	Повторное замыкание обкладок конденсатора через одну минуту после проведения опыта №1.	Слабая искра, характерный щелчок.
3	Замена одной обкладки на новую, неиспользованную незаряженную обкладку.	Характерные искра и щелчок.
4	Диэлектрик — чистое стекло.	Эффект слабо выражен, искра наблюдается редко, характерный щелчок.
5	В качестве диэлектрика использовалось стекло, предварительно помещенное в морозильную камеру. Опыт проводился при комнатной температуре (холодное стекло «запотевало»).	Эффект не наблюдается, отсутствует характерное для заряженного конденсатора притяжение между обкладками и стеклом.
6	С предварительно заряженного конденсатора снимаем верхнюю обкладку, по поверхности стекла рассыпаем манную крупу (диполь), поднятую обкладку держим в сантиметре над стеклом с манкой.	Отдельные крупинки манки спонтанно перепрыгивают со стекла на верхнюю обкладку и наоборот.

Выводы: проведенные эксперименты показывают, что эффект «остаточного электричества» крайне нестабилен и зависит от многих факторов.

E-mail: [bag30@ya.ru](mailto:bag30@ya.ru)

#### Литература

1. Каминская Т.П., Матюнин А.В., Нифанов А.С., Поляков П.А., Слепков А.И., Шебарчин Ю.Л. Лекционные демонстрации по физике. Электричество и магнетизм. Раздел 1 – Электростатика // Москва, Изд-во: Физический Фак-т МГУ им М.В. Ломоносова 2014г, 45с.
2. Грабовский М.А, Млодзеевский А.Б., Телеснин Р.В. и др. Лекционные демонстрации по физике под ред. проф. В.И. Ивероновой // Москва, “Наука” 1972г, стр336.
3. Поль Р.В. Учение об электричестве // Москва, Изд: ФИЗМАТЛИТ 1962г, 516с.

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ И КОНВЕКТИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ЖИДКОСТИ

Баранова К.М.

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

В связи с развитием точного моделирования энергообмена в приповерхностных слоях жидкости встал вопрос о постановке граничных условий вблизи поверхности. Простейшие эксперименты с использованием классического метода трассерной визуализации с объемным засеваем частиц показали, что вблизи поверхности возникает несоответствие температурных и тепловых полей [3], которое не может быть объяснено в рамках классических представлений о свободном массообмене между поверхностным слоем и объемом жидкости. В работах [1, 2] было показано, что, в зависимости от вида жидкости, возможна ситуация, когда вблизи поверхности возникает холодная пленка, которая остается практически неподвижной при взаимодействии с конвективной струей. Вопрос о массообмене между поверхностью и объемом оказывается главным с точки зрения возникновения приповерхностного слоя с большим градиентом температуры (холодной пленки). В этиловом спирте, где верхняя поверхность обменивается массой с объемом, холодная пленка не возникает.

В работе рассматривается оригинальный метод исследования поля скоростей. На поверхности используется поверхностная трассерная визуализация с помощью засева легких пластиковых сфер Expancel диаметром 20 мкм. Такой метод позволяет получить двумерное поле скоростей на поверхности, а вычисление поверхностной дивергенции позволяет ответить на вопрос о массообмене с объемом даже в случае, когда поверхность интенсивно движется под влиянием гидродинамических и конвективных струй. Для исследования подповерхностных течений используется термография.

Конвективные течения возникают при естественном испарении жидкости. Схема для проведения эксперимента представлена на Рис.1.

Для исследования гидродинамических течений создается гидродинамическая струя, при этом кювета с Рис.1 заменяется на конструкцию, изображенную на Рис.2.

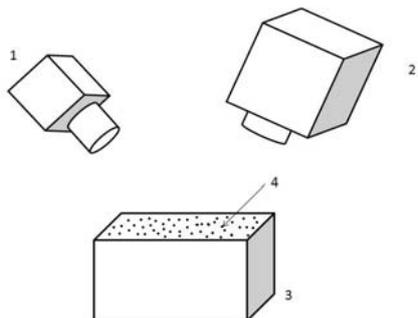


Рис.1 Схема экспериментальной установки, где 1 – камера, 2 – тепловизор, 3 – кювета, 4 – засев микросферами Expancel

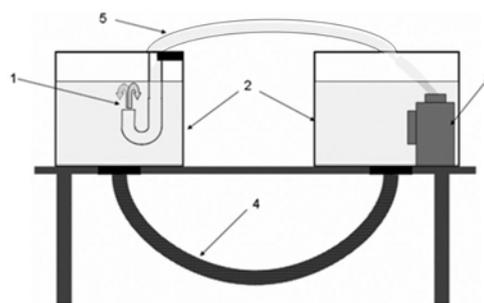


Рис.2 Установка для получения гидродинамической затопленной струи с сохранением уровня жидкости, где 1 – струя, выходящая из сопла, 2 – сосуд с жидкостью, 3 – насос, 4,5 – соединительные трубки

В качестве примера обработки результатов на Рис.3 представлены линии тока, полученные методом цифровой трассерной визуализации с помощью камеры (Рис.3 а)) и с помощью тепловизора (Рис.3 б)) для подогретой до 50 °С воды. Замкнутые линии на Рис.3 а) соответствуют нулевой дивергенции скорости на поверхности, что свидетельствует о том, что массообмена поверхности с объемом не происходит.

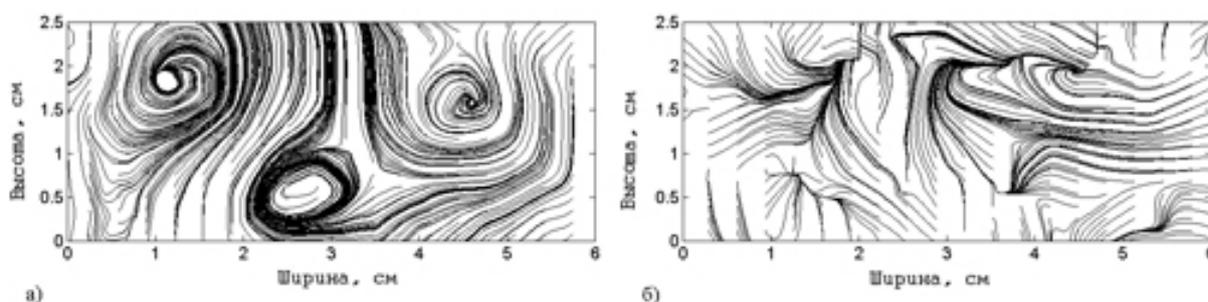


Рис.3 Линии тока а)-на поверхности воды, б) под поверхностью воды-

Сравнительный анализ полей скорости в воде и этаноле приводит к следующим выводам.

Несмотря на интенсивное движение поверхности при взаимодействии с гидродинамическими и конвективными течениями, в воде практически не происходит массообмена между поверхностью и объемом жидкости, что приводит к формированию холодной пленки с молекулярным теплообменом. Движение пленки возникает за счет взаимодействия с подповерхностными вихрями, однако это взаимодействие происходит только за счет сдвиговых напряжений и не связано с массопереносом.

В этиловом спирте поверхность свободно движется и происходит массообмен между поверхностью и объемом жидкости. Движение поверхности и объема в этом случае полностью коррелируют между собой, и холодной пленки на поверхности не возникает.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 14-08-31739) и с использованием приборов, полученных по Программе развития МГУ им. М.В. Ломоносова.

E-mail: [kmagalinskaya@yandex.ru](mailto:kmagalinskaya@yandex.ru)

### 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.); URL :<http://elpub.wdcb.ru/journals/rjes/v12/2012ES000517/2012ES000517.pdf>
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 // Experimental Thermal and Fluid Science, 2014, том 59, с. 238-245
3. Volino R.J., Smith G.B. Use of simultaneous IR temperature measurements and DPIV to investigate thermal plumes in a thick layer cool from above. // Exp. Fluids, 1999, V.27, P.70-78.

## ВЫСОКОСКОРОСТНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ РАЗВИТИЯ СТРУИ УСТАНОВКИ ГИДРОАБРАЗИВНОЙ РЕЗКИ

Нерсесян Д. А., Наумов Д. С., Ширшов Я. Н.

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

В работе изучался стартовый процесс развития струи жидкости (воды), истекающей из сопла установки гидроабразивной резки. Целью данной работы было исследование динамических параметров струи до установления стационарного состояния [3]. Исследование проводилось оптическими методами [4].

Эксперимент проводился на установке гидроабразивной резки FLOW Waterjet. Установка способна создавать струю воды, выходящую из сопла, с разницей давления жидкости внутри насоса и окружающего воздуха равной 100 или 400 МПа и скоростью струи превышающую скорость звука в воздухе до трех раз [1, 2]. В данной работе была исследована струя с разницей давления жидкости внутри насоса и воздуха 400 МПа. Были проведены эксперименты при различных режимах работы сопла. Съемка объекта проводилась с помощью высокоскоростной камеры Photron Fastcam SA5 при различных режимах кадровой частоты 100000, 50000 и 30000 кадров в секунду [4].

Струя исследовалась в ее верхней и нижней частях:

1) Оптическая ось находилась на одной высоте с соплом. Видимая область струи – от 0 до 28 мм при режиме кадровой частоты 100000 кадров в секунду, размер кадра 320x192.

2) Оптическая ось находилась ниже уровня сопла. Видимая область струи – от 48 до 84 мм при режиме кадровой частоты 50000 кадров в секунду, размер кадра 512x272 и от 41 до 81 мм при режиме кадровой частоты 30000 кадров в секунду, размер кадра 640x376.

Полученные фотографии и видеоматериалы позволяют косвенно измерить динамические параметры струи. В результате обработки экспериментальных изображений течения струи были построены графики движения фронта струи от времени  $x(t)$  и графики скорости от координаты  $V(x)$ . По результатам анализа этих графиков получены численные значения скорости струи, показано возрастание скорости течения струи до установления стационарного состояния. Проведенное исследование позволяет определить расстояние от сопла, на котором скорость течения струи превышает скорость звука в воздухе.

E-mail: [nersdima@mail.ru](mailto:nersdima@mail.ru)

### Литература

1. Латыпов Р.Р., Терегулов Н.Г., Харлов А.И. Некоторые сведения о гидрорезании материалов. – Уфимский государственный авиационный технический университет, Россия.
2. Тихомиров Р.А., Бабанин В.Ф., Петухов Е.Н. и др. Гидрорезание судостроительных материалов. - Л.: Судостроение, 1987. - 164 с.
3. Ширшов Я.Н., Нерсесян Д.А., Сысоев Н.Н., Иванов И.Э. «Исследование процесса формирования струи воды, истекающей из сопла установки гидроабразивной резки», 2014.
4. Anirut Matthujak, Kulachate Pianthong, Kazuyoshi Takayama, and B. E. Milton “Experimental Study of Ignition over Impact-Driven Supersonic Liquid Fuel Jet”, 2013.

## ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ВОЗДУШНЫХ ПУЗЫРЕЙ В ЖИДКОСТЯХ

Данилов Д.Е.

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

Исследованию движения воздушных пузырей в жидкостях посвящено очень большое число работ. Основное внимание уделяется деформациям пузырей, а также возникновению искривленных траекторий при всплытии, исследуется зависимость этих характеристик всплытия от основных параметров подобия задачи – чисел Рейнольдса, Этвеша (Бонда), Мортонна. Однако дополнительную проблему при таких исследованиях создает неясность граничных условий, а именно, поле скоростей на поверхности пузыря в разных точках [2,3]. Действительно, хорошо известно, что небольшие пузыри всплывают в соответствии с законом Стокса, то есть граница раздела «жидкость-газ» остается неподвижной. В настоящее время основным объяснением данного эффекта является загрязнение поверхности раздела малыми примесями, которое приводит к стабилизации поверхностного слоя [1]. Однако при увеличении размеров пузыря возрастают и касательные напряжения и возможны разрывы поверхности и начало движения поверхности пузыря. Для определения таких процессов рассмотрен сравнительный анализ движения пузырей в глицерине.

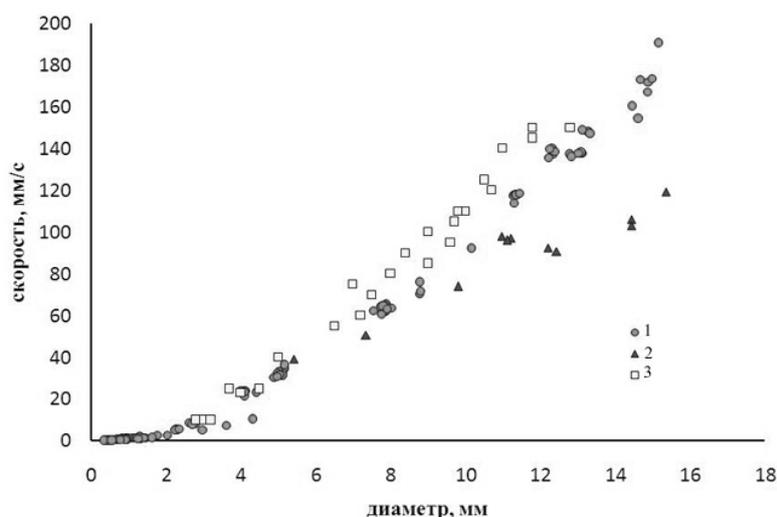


Рис. 1 График зависимости скорости пузыря от диаметра: 1 – пузыри, 2 – твердотельные модели, 3 – экспериментальные данные работы [2]

С помощью фотосъемки для каждого пузыря определялись скорость и размеры. Затем создавалось тело формы пузыря с помощью пластической массы и свинца, которое имеет такую же форму и среднюю плотность, равную удвоенной плотности глицерина. В этом случае разность силы тяжести и силы Архимеда в точности равна силе Архимеда в случае с пузырем. При одинаковых граничных условиях должна быть и одинаковая сила сопротивления. Это условие и выполняется для пузырей и тел малого радиуса.

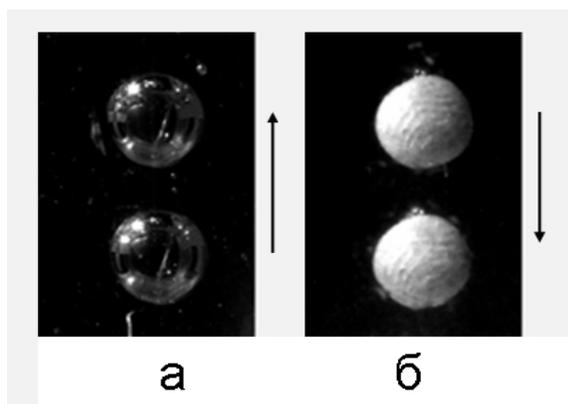


Рис. 2 . Экспериментальные измерения в глицерине, съемка одного объекта в два разных момента времени, а - пузырь, поднимающийся вверх, б – шар, опускающаяся вниз

Однако при увеличении размеров и скорости пузырей появляется существенное отличие в скорости между пузырями и твердыми телами – скорость пузырей становится выше, что свидетельствует о снижении сопротивления. Поскольку при неподвижности границы потоки были бы идентичными, можно предположить, что разница связана с началом движения поверхности пузыря.

E-mail: danilov.dmitriy.ev@yandex.ru

### Литература

1. Dijkhuizen, W. van Sint Annaland, M. Kuipers, J.A.M. Numerical and experimental investigation of the lift force on single bubbles. // Chemical Engineering Science 65 (2010). p.1274-1287
2. Raymond, F. Rosant, J-M. A numerical and experimental study of the terminal velocity and shape of bubbles in viscous liquids. // Chemical Engineering Science 55 (2000). p. 943-955
3. Li Zhang, Chao Yang, Zai-Sha Mao Unsteady motion of a single bubble in highly viscous liquid and empirical correlation of drag coefficient. //Chemical Engineering Science 63 (2008). p.2099-2106

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ И КИНЕМАТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДВИЖЕНИЯ МОЛЕКУЛ РАЗЛИЧНЫХ ГАЗОВ. НАХОЖДЕНИЕ ЭКОНОМИЧЕСКИ ВЫГОДНЫХ ВАРИАНТОВ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Галиахметова Д.И.

*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

На сегодняшний день большое количество научных исследований посвящено кинематическим характеристикам газа. Эта работа актуальна тем, что газы используются в различных областях человеческой деятельности: металлургическом и сварочном производствах, авиации и судостроении, космонавтике, медицине, научных исследованиях, ядерной, криогенной, лазерной технике. Но для выбора более подходящего газа, необходимо знать его характеристики и свойства. При этом, если газы обладают схожими качествами, можно выбрать более распространенный из них, а соответственно и более дешевый.

Для определения кинематических параметров газа использовалась установка, принцип работы которой основан на прохождении газа через капиллярную трубку. Этот процесс происходит за счет разницы давления в газовом шприце и в емкости для вакуумирования. Чтобы создать разность давления необходимо откачать ручным насосом газ из емкости. Затем, открыв зажим, выпустить газ из шприца и засечь время прохождения газом капилляра.

При температуре воздуха в лаборатории 298 К и атмосферном давлении 100524 Па был проведен эксперимент.

В ходе экспериментальной работы по формуле  $\langle u \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$  были найдены значения среднеквадратичной скорости для молекул воздуха 466.4 м/с, гелия 1255.9 м/с и углекислого газа 378.7 м/с.

Из соотношения  $\langle \lambda \rangle = \frac{3\eta}{\rho \langle u \rangle}$  была вычислена средняя длина свободного пробега молекул. Вязкость газа  $\eta$  можно посмотреть по табличным данным при температуре 298 К; плотность газов находится по формуле  $\rho = pM/RT$ . Для воздуха средняя длина свободного пробега составляет  $(2.39 \pm 0.06) \cdot 10^{-7}$  м, для гелия-  $(5.00 \pm 0.09) \cdot 10^{-7}$  м, для углекислого газа-  $(2.91 \pm 0.07) \cdot 10^{-7}$  м.

Вычислено среднее эффективное сечение столкновений, используя соотношение  $\langle \sigma \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \langle \lambda \rangle n}$ . Так для молекул воздуха среднее эффективное сечение столкновений  $(1.23 \pm 0.03) \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$ , для гелия-  $(5.89 \pm 0.7) \cdot 10^{-20} \text{ м}^2$ , для углекислого газа  $(1.02 \pm 0.02) \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$ . Воспользовавшись тем, что  $\langle \sigma \rangle = \pi d^2$ , найдем линейные размеры молекул газов. Диаметр молекулы воздуха составляет 1.9 Å, гелия- 1.4 Å, а углекислого газа 1.8 Å.

При этом стоит заметить, что среднее число столкновений (вычислено по формуле  $\langle z \rangle = \frac{\langle u \rangle}{\langle \lambda \rangle}$ ), испытываемых одной молекулой за одну секунду для воздуха - это  $(1.9 \pm 0.5) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ , для гелия  $(2.5 \pm 0.6) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ , а для углекислого газа  $(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ .

Таким образом, число столкновений молекул гелия незначительно больше, чем воздуха, всего в 1.3 раза, но скорость отличается в 2.7 раз, а значит, диффузия гелия будет происходить значительно быстрее. Однако, стоит отметить, что это достигается за счет сравнительно небольшой массы атома гелия, которая при нормальных условиях составляет  $6.6 \cdot 10^{-24}$  г. Поэтому его хорошо использовать в различных промышленных производствах, научных исследованиях, где может пригодиться относительно быстрая скорость молекул, при незначительно большом количестве столкновений молекул. Но реализации таких проектов мешает высокая себестоимость инертных газов. Поэтому в промышленных масштабах необходимо точно знать производителю, что важно потребителю данного товара и определить идеальное соотношение качества и цены. Для этого можно использовать технический газ или газ с еще большей примесью.

E-mail: di.dd2012@gmail.com

### Литература

1. Сивухин Д. В. Общий курс физики: Учеб. пособие: Для вузов. В 5 т. Т. II. Термодинамика и молекулярная физика.- 5-е изд., испр. –М.: ФИЗМАТЛИТ, 2005.
2. Савельев И. В. Курс общей физики: Учеб. пособие. В 3-х тт. Т. 1. Механика. Молекулярная физика. 5-е изд., стер. – СПб.: Издательство «Лань», 2006.
3. Иродов И. Е. Физика макросистем. Основные законы/ И. Е. Иродов. – 3-е изд., стереотипное. – М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006.

# НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА

Председатель подсекции:  
проф. Гордиенко Вячеслав Михайлович,



## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Ушаков А.А.<sup>1</sup>, Чижов П.А.<sup>2</sup>, Букин В.В.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

<sup>2</sup>Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Благодаря развитию новых источников терагерцового (ТГц) излучения появляется возможность создания приложений в спектроскопии, томографии, построении изображений и микроскопии[1,2]. Импульсные источники ТГц излучения могут применяться в системах построения изображения на основе нелинейно-оптических кристаллов[3]. В данной работе мы предлагаем новую схему по измерению пространственно-временного распределения ТГц излучения на основе интерферометрии для построения изображения.

Для генерации и регистрации ТГц излучения использовалось излучение лазерной системы Spectra Physics Spitfire Pro(центральная длина волны 800нм, частота следования импульсов 10 Гц, длительность импульса 40фс, энергия импульса 2,5мДж, диаметр гауссового пучка 12мм по уровню  $1/e^2$ , горизонтальная поляризация). Лазерное излучение делилось на две части, основная часть использовалась для генерации ТГц излучения, вторая — использовалась в системе регистрации. Для генерации импульсного ТГц излучения применялся источник, основанный на оптическом пробое воздуха двухцветными фемтосекундными лазерными импульсами[4].

Зондирующий импульс, проходя через линию механической оптической задержки и полуволновую пластинку, поворачивавшую поляризацию излучения на  $45^\circ$ , совмещался с ТГц пучком на лавсановой пленке, прозрачной для ТГц и частично отражающей оптическое излучение. ТГц импульс и зондирующий оптический импульс попадали в электрооптический кристалл ZnTe ( $10 \times 10 \times 0.5$  мм<sup>3</sup>, вырез  $\langle 110 \rangle$ ). Затем оптическое излучение попадало в телескоп, отображающий поверхность кристалла на матрицу ПЗС камеры(Basler acA2040-25gm-NIR, 1", 2048x2048). После телескопа устанавливались навстречу друг другу две призмы Волластона с углами разведения лучей  $1,5^\circ$  и  $3^\circ$ . За ними располагался пленочный поляризатор, ориентированный под углом  $45^\circ$  с целью обеспечения возможности интерференции двух волн. Таким образом, эта система формировала интерференционную картину на ПЗС матрице. Внутри телескопа располагался интерференционный фильтр с центральной длиной волны пропускания 795нм и полной шириной на уровне половины от максимума 3 нм, для улучшения контраста интерференционной картины. Период интерференционных полос на матрице составлял 30 мкм, что соответствует углу схождения интерферирующих волн  $\alpha=1,5^\circ$ .

В процессе эксперимента были получены интерферограммы в присутствии ТГц импульса (сигнальные) и без него (фоновые). Для повышения соотношения сигнал/шум для каждой задержки между оптическим и ТГц импульсами было сделано по 50 сигнальных и фоновых кадров. Для восстановления разности фаз применялась стандартная обработка интерферограмм (Фурье-фильтрация)[5]. В результате обработки получалось двумерное изображение среднего изменения сдвига фазы из-за присутствия поля ТГц импульса. По сдвигу фазы можно вычислить величину напряженности ТГц поля[1].

В случае схемы с использованием источника на основе кристалла ниобата лития полученное пространственно-временное распределение соответствует плоскому волновому фронту ТГц излучения. Небольшой наклон волнового фронта возникает из-за малого угла между ТГц и сканирующим оптическим импульсами.

В случае, когда в качестве источника ТГц излучения использовалась лазерно-индуцированная плазма результаты представлены на Рис.1. Измерения проводились на расстоянии 1см от перетяжки тefлоновой линзы фокусирующей ТГц излучение в апертуру детектирующего кристалла. В этом случае измеряемое пятно имеет типичную кольцевую структуру. Размер колец зависит от задержки между ТГц и сканирующим импульсами (Рис. 1). Это связано с тем, что источник ТГц сигнала точечный, и его волновой фронт является сферическим. После системы линз, которые коллимируют и фокусируют ТГц излучение в апертуру электрооптического кристалла, ТГц излучение, генерирующееся в плазме, также имеет сферический фронт, что и показано в работе.

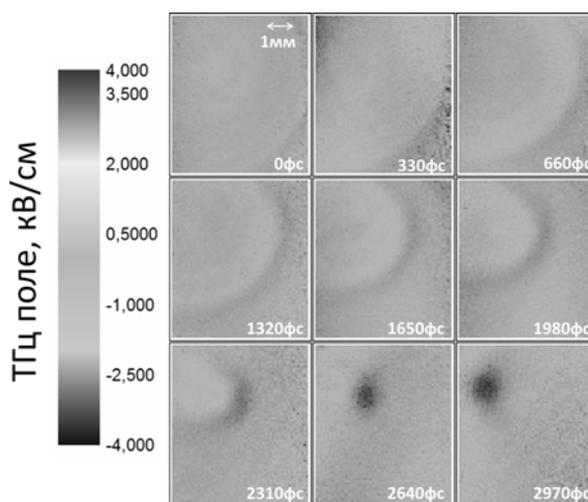


Рис. 1. Изображение пространственно-временного распределения ТГц излучения ТГц излучения из лазерно-индуцированной плазмы

E-mail: [ushakov.aleksandr@physics.msu.ru](mailto:ushakov.aleksandr@physics.msu.ru), E-mail: [pvch@inbox.ru](mailto:pvch@inbox.ru), E-mail: [vladimir.bukin@gmail.com](mailto:vladimir.bukin@gmail.com)

### Литература

1. Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz Wave Photonics // New York: Springer, 2010, pp. 246.
2. Wang S., Ferguson B., Abbott D. Zhang X.-C. T-ray Imaging and Tomography J. Biol. Phys., 2003, 29, 2-3, pp. 247–56.
3. Jiang Z., Zhang X. Terahertz imaging via electrooptic effect // IEEE Trans. Microw. Theory Tech., 1999, 47, 12, pp. 2644–50.
4. Cook D. J., Hochstrasser R. M. Opt. Lett., **25**(16), 1210 (2000)
5. Takeda M., Ina H., and Kobayashi S. J. Opt. Soc. Am. **72**(1), 156 (1982).

## НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СХОДЯЩИХСЯ ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНО ЧИРПИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КВАРЦЕМ: УШИРЕНИЕ СПЕКТРА И САМОКОМПРЕССИЯ

Грудцын Я.В., Корибут А.В., Михеев Л.Д

*Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия*

Экспериментально и теоретически изучался механизм уширения спектра и самокомпрессии отрицательно chirпированных фемтосекундных импульсов видимого диапазона (475 нм) при нелинейном взаимодействии сходящегося гауссова пучка с плавленым кварцем в схеме, изображённой на рисунке 1.

В данной схеме использовалось излучение твердотельного титан-сапфирового комплекса после преобразования во вторую гармонику в кристалле KDP (3 мДж, 60 фс). Излучение проходило через призматический стретчер, где приобретало отрицательный chirп, затем после простран-

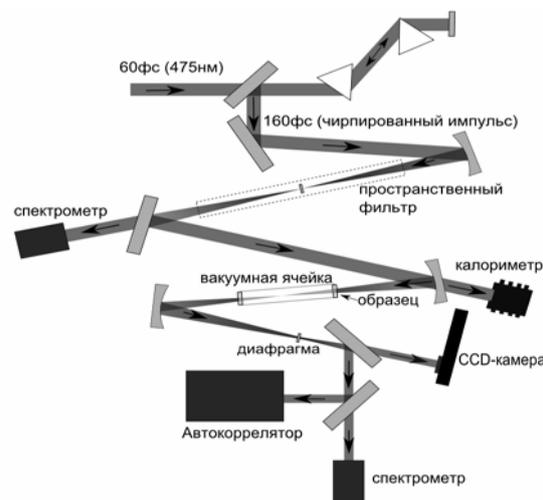


Рис. 1. Оптическая схема проведения экспериментов

венной фильтрации фокусировалось в вакуумную камеру, входное окно которой служило исследуемым и представляло собой пластинку толщиной 1 мм из плавленого кварца марки КУ-1. Использование вакуумной камеры исключало возможное влияние воздуха. За вакуумной камерой проводилась селекция центральной части пучка, испытывавшего нелинейное взаимодействие.

Было обнаружено, что при уровне интенсивности взаимодействия до  $5 \text{ ТВт/см}^2$  спектр отфильтрованного излучения уширялся практически симметрично относительно центральной длины волны, а вид автокорреляционной функции отвечал о расщеплении исходного импульса на две компоненты. При дальнейшем увеличении интенсивности взаимодействия спектр смещался в синюю часть в результате возникновения плазмы, а режим расщепления фемтосекундных импульсов переходил в режим формирования одиночных импульсов (рисунок 2).

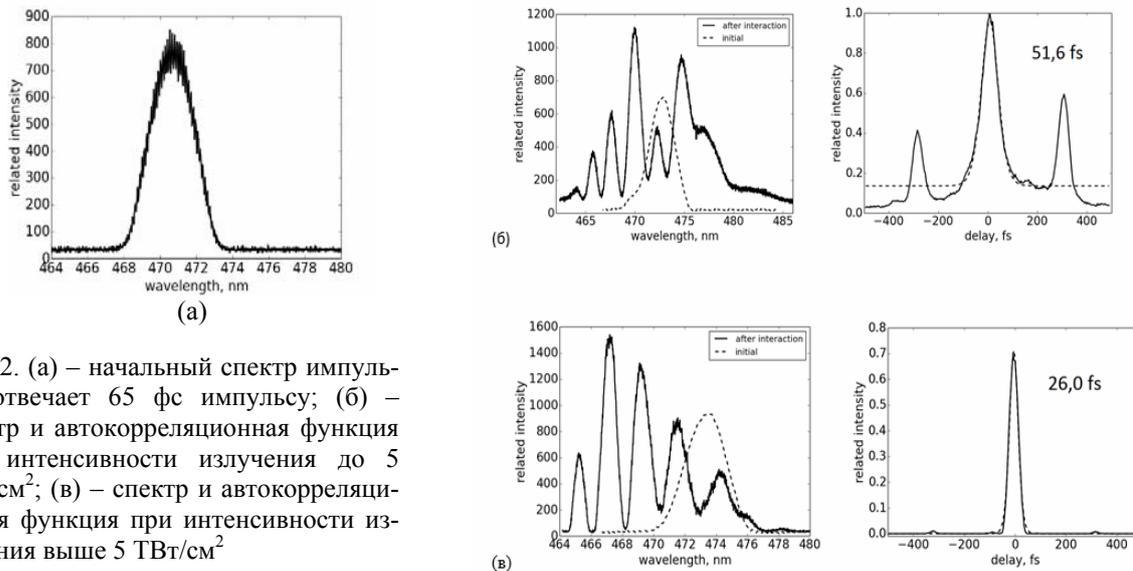


Рис. 2. (а) – начальный спектр импульса, отвечает 65 фс импульсу; (б) – спектр и автокорреляционная функция при интенсивности излучения до  $5 \text{ ТВт/см}^2$ ; (в) – спектр и автокорреляционная функция при интенсивности излучения выше  $5 \text{ ТВт/см}^2$

При этом за счет самокомпрессии было достигнуто трехкратное сокращение импульса – от 60–70 фс, отвечающим начальной ширине спектра до длительностей вплоть до 26 фс.. На основе численного решения обобщенного нелинейного уравнения Шредингера без учета плазмообразования показано, что импульс, спектр и временная фаза излучения, прошедшего через образец, приобретают стационарную форму за фокальной плоскостью фокусирующего зеркала, фокусирующего излучение на образец. Получено хорошее согласие расчетов с экспериментальными данными (рис 3).

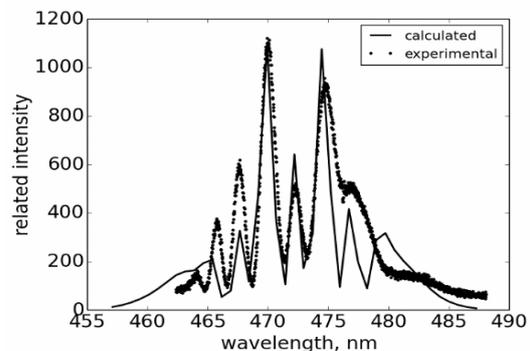


Рис. 3. Сравнение рассчитанного и экспериментального спектров излучения после образца для интенсивности излучения  $5 \text{ ТВт/см}^2$

jgrudtsin@gmail.com

**Литература**

1. Аристов А.И. и др. Квантовая электроника, 42, 1097 (2012).

ГЕНЕРАЦИЯ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА  
ПРИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ УСИЛЕНИИ  
С НАКАЧКОЙ ХРОМ-ФОРСТЕРИТОВЫМ ЛАЗЕРОМ

Мигаль Е.А.

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

Мощные фемтосекундные источники излучения в среднем ИК диапазоне (3–5 мкм) представляют большой интерес, как для научных, так и промышленных применений, например дистанционного зондирования, молекулярной спектроскопии и многочисленных медицинских приложений. Эффективный способ перекрытия этой спектральной области основан на усилении затравочного импульса в оптически накачиваемом усилителе на кристалле селенида цинка, легированного ионами двухвалентного железа ( $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ ). Ширина полосы усиления кристалла ( $600 \text{ см}^{-1}$ ) позволяет при нормальных условиях усиливать световые импульсы длительностью 50 фс на центральной длине волны 4.4 мкм, но для реализации усиления во всей полосе необходим соответствующий широкополосный пробный импульс. Для этой цели возможно использование параметрического усиления (ПУ) света, при этом широкополосное излучение может быть получено одним из следующих способов: а) генерация в вырожденном режиме (длина волны холостого и сигнального импульсов совпадают); б) использование неколлинеарной схемы; в) генерация вблизи области нуля дисперсии в коллинеарной схеме [4]. Рассматривая первый способ, можно заметить, что вырожденному режиму на перестроенной кривой ПУ соответствует вертикальная производная длины волны от угла, однако такой же характерный участок можно обнаружить и вдали от вырождения и ожидать увеличения ширины генерации. Для кристалла КТА оео тип взаимодействия с накачкой излучением с длиной волны 620 нм такой участок наблюдается на длине холостой волны 4,4 мкм. В этой области ширина синхронизма составляет  $33 \text{ см}^{-1}$ , в то время как для 2,9 мкм –  $12 \text{ см}^{-1}$ .

Эксперименты по параметрическому усилению были выполнены на кристалле КТА, вырезанном в плоскости XZ под углом 42 градуса к оси Z. Использовалась коллинеарная схема, в которой накачка осуществлялась излучением второй гармоники хром-форстеритового лазера (длина волны 620 нм, энергия до 100 мкДж, длительность импульса 100 фс). В качестве инжекции использовалась часть излучения суперконтинуума, генерируемая в 5 мм кварцевой пластине. Диапазон перестройки составил 715–940 нм для сигнального импульса и, соответственно, 4.9–1.8 мкм для холостого при повороте кристалла в плоскости XZ от 37 до 52 градусов. На Рис. 1 приведены спектры излучения сигнальной волны при различных углах поворота кристалла от оптической оси. Амплитуда усиленного импульса оставалась почти постоянной в области перестройки 940–800 нм, но затем существенно возрастала, достигая максимума на длине волны 716 нм, а далее резко спадала при длине волны короче 710 нм. Ширина самого интенсивного сигнального импульса на центральной длине волны 716 нм составила  $390 \text{ см}^{-1}$ , что значительно превышает расчетную величину ( $62 \text{ см}^{-1}$ ) [1].

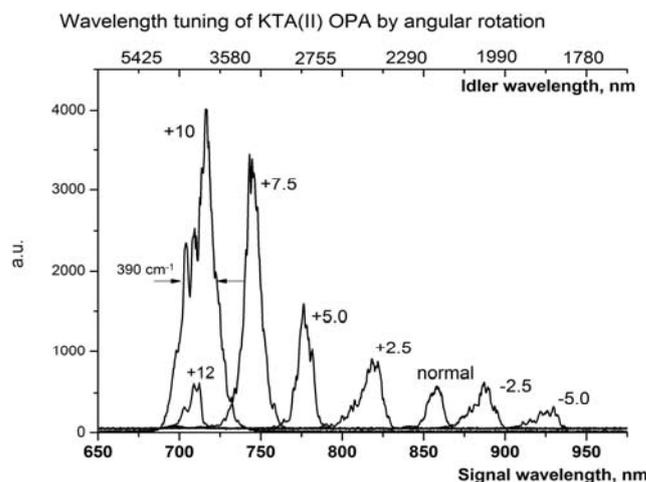


Рис. 1. Спектры сигнального импульса при угловой перестройке длины волны ПУ на кристалле КТА. Цифрами на графике указаны углы поворота кристалла относительно угла в 46 градусов

Значительное увеличение ширины импульса, по-видимому, связано со специфическим режимом генерации вблизи края области поглощения [2, 3]. В данной области возможны существенные изменения дисперсионных зависимостей показателя преломления, в том числе появление локальных экстремумов. Благодаря этому происходит выравнивание групповых скоростей сигнальной и холостой волн, что ведет к увеличению групповой длины взаимодействующих импульсов и, как следствие, ширины полосы усиления и энергии холостой волны.

ea.migalj@physics.msu.ru

### Литература

1. Никогосян, Дмитриев. Справочник по нелинейно-оптическим кристаллам.
2. Baltushka et al. 90 GW peak power few-cycle mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier August 1, 2011 / Vol. 36, No. 15 / OPTICS LETTERS 2755
3. G. C. Bhar, P. Kumbhakar, A. K. Chaudhary and U. Chatterjee, Pramana – Phys. 53, 321 (1999)
4. D. Brida, C. Manzoni, G. Cirimi, M. Marangoni, S. De Silvestri, and G. Cerullo\* Generation of broadband mid-infrared pulses from an optical parametric amplifier 12 November 2007 / Vol. 15, No. 23 / OPTICS EXPRESS 15035

## КОНСТРУКТИВНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ МНОЖЕСТВА ФИЛАМЕНТОВ КАК ШАГ К СУПЕРФИЛАМЕНТАЦИИ

Шипило Д.Е.

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

Множественная филаментация [1] развивается при самофокусировке фемтосекундных импульсов, мощность которых в десятки и более раз превосходит критическую мощность самофокусировки. Такие пучки оказываются неустойчивыми по отношению к распаду на отдельные нити, каждая из которых несет порядка критической мощности самофокусировки [2 – 4] и формирует отдельный плазменный канал. В результате пиковая интенсивность излучения и пиковая концентрация электронов при множественной филаментации близки к аналогичным параметрам в единичном филаменте ( $100 \text{ ТВт/см}^2$  и  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  соответственно). В работе [5] теоретически предсказано, что данный предел может быть преодолен при столкновении развитых филаментов, однако экспериментальное подтверждение было получено не сразу [6], а лишь спустя несколько лет в работе [7], где удалось реализовать столкновение множества филаментов при фокусировке нерегулярного пучка суммарной мощностью более 200 критических. Этот режим был назван суперфиламентацией. Сопутствующие расчеты показали как минимум 1.5-кратное превышение пиковой интенсивности излучения и 10-кратное превышение концентрации плазмы по сравнению с уровнем насыщения. Однако в работе [7] не уделено внимание спектральным характеристикам излучения, а теоретическое исследование было проведено в рамках стационарной модели. Действительно, полное 3D+1-мерное моделирование данной задачи затруднено в силу отсутствия аксиальной симметрии и относительно большой ширины пучка (30 мм). Тем не менее, можно качественно воспроизвести эти результаты в моделировании столкновения небольшого числа узких регулярных филаментов. Поэтому в данной работе выполнено полное 3D+1-мерное моделирование столкновения четырех филаментов. Такое моделирование позволяет отразить основные физические закономерности эксперимента [7] и даже дополнить его выводами о спектральном поведении излучения с посылными вычислительными затратами.

Для моделирования распространения и филаментации лазерного излучения используется уравнение однонаправленного распространения [8], основанное на полевом подходе и не использующее приближение огибающей. Это уравнение позволяет описывать излучение с произвольным пространственным и временным спектром, однако мы прибегаем к параксиальному приближению, справедливому для мягкой фокусировки излучения и позволяющему существенно снизить вычислительные затраты, в том числе

благодаря возможности эффективно использовать параллельные алгоритмы. Тогда для линейно поляризованного излучения это уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial \hat{E}}{\partial z} = -i \frac{\omega n(\omega)}{c} \hat{E} - i \frac{c}{2\omega n(\omega_0)} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \hat{E} - \frac{2\pi}{cn(\omega_0)} (\hat{J} + i\omega \hat{P}), \quad (1)$$

где  $\hat{E}(\omega, x, y, z)$ ,  $\hat{J}$  и  $\hat{P}$  – Фурье-гармоники напряженности электрического поля, макроскопического тока и нелинейной поляризации,  $\omega$  – круговая частота,  $n(\omega)$  – линейный показатель преломления вещества на частоте  $\omega$ ,  $\omega_0$  – центральная частота импульса (соответствует длине волны 800 нм),  $c$  – скорость света в вакууме. Ток и нелинейная поляризация третьего порядка определены согласно [9].

Начальные условия выбраны в виде регулярного пучка, проходящего через маску, в которой вырезано 4 круглых отверстия, и сфокусированного линзой:

$$E(t, x, y, z = 0) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{2\tau_0^2}\right) \cos\left(\omega_0 t + k_0 \frac{x^2 + y^2}{2f}\right) \sum_{l=1}^4 \exp\left[-\left(\frac{(x-x_l)^2 + (y-y_l)^2}{a_0^2}\right)^4\right] \quad (2)$$

где  $E_0$  – амплитуда импульса,  $2\tau_0 = 54$  фс – длительность импульса по уровню  $e^{-1}$ ,  $k_0$  – волновое число на центральной частоте,  $f = 10$  см – фокусное расстояние линзы,  $a_0 = 250$  мкм – радиус каждого из четырех затравочных пучков, расположенных в координатах  $(x_l, y_l)$  в вершинах квадрата со стороной 700 мкм. Полная энергия, прошедшая через маску, составляет 3.5 мДж, т.е. через каждую апертуру проходит пучок мощностью около двух критических.

Филаменты формируются на расстоянии  $z = 4$  см (см. рис. 1а). Вплоть до  $z = 6$  см филаменты можно считать независимыми (расстояние между ними в несколько раз превосходит диаметр филамента, рис. 2а), вместе с тем интенсивность в каждом из них соответствует интенсивности насыщения  $\sim 65$  ТВт/см<sup>2</sup>. По мере распространения филаменты сближаются (сравни рис. 2а и 2в), и на расстоянии  $z = 7 \div 8$  см происходит столкновение филаментов, влекущее существенный рост интенсивности и почти пятикратный рост концентрации электронов. После геометрического фокуса излучение в значительной мере сосредоточено на оси (рис. 2ж), что согласуется с экспериментальными выводами [7] о прерывании затравочных филаментов в области суперфиламентации, за которой остается всего несколько стабильных нитей. Кроме того, в процессе суперфиламентации спектр излучения испытывает сдвиг в коротковолновую область на 10 нм вследствие высокой концентрации плазмы [10] (рис. 1б).

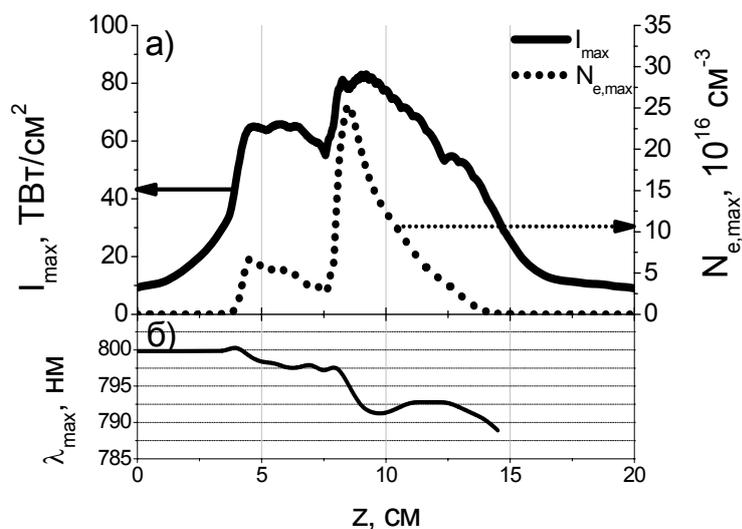


Рис. 1. Зависимость пиковой интенсивности излучения, пиковой концентрации электронов и длины волны спектрального максимума излучения от расстояния  $z$

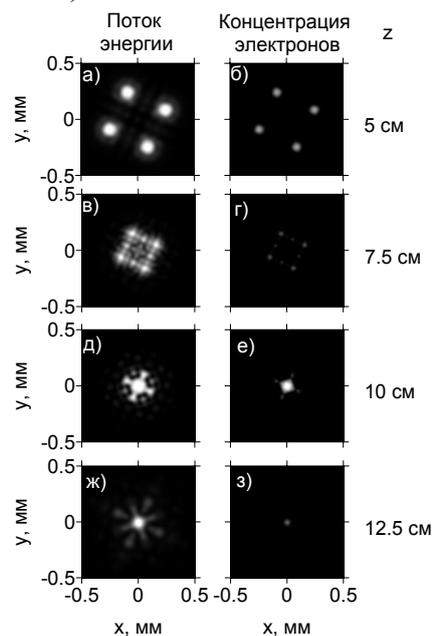


Рис. 2. Поток энергии через единицу площади (слева) и концентрация электронов (справа) на ряде расстояний  $z$

E-mail: schipilo.daniil@physics.msu.ru

### Литература

1. Кандидов В.П. и др. *Квантовая электроника* **39**, 205 (2009)
2. Беспалов В.И., Таланов В.И. *Письма в ЖЭТФ* **3**, 471 (1966)
3. Mlejnek M., et. al. *Physical Review Letters* **83**, 2938-2941 (1999)
4. Hosseini S.A., et. al. *Physical Review A* **70**, 033802 (2004)
5. Kosareva O., et. al. *Laser Physics* **19**, 1776-1792 (2009)
6. Xu S., et. al. *Laser Physics* **20**, 1968-1972 (2010)
7. Point G., et. al. *Physical Review Letters* **112**, 223902 (2014)
8. Kolesik M., Moloney J.V. *Physical Review E* **70**, 036604 (2004)
9. Borodin A.V., et. al. *Optics Letters* **38** (11) 1906-1908 (2013)
10. Агравал Г.П. "Нелинейная волоконная оптика", пер. с англ. – М.: Мир, 1996, 323 с.

## ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ, СОЗДАВАЕМОЙ ВЫСОКОКОНТРАСТНЫМ ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Мордвинцев И.М., Шуляпов С.А.

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

В настоящее время пучки высокоэнергетических частиц находят применение во многих областях ядерной физики и медицины, поэтому важной задачей является нахождение новых источников высокоэнергетических частиц. На сегодняшний момент существуют достаточно хорошо изученные методики ускорения протонов (например, ускорение протонов с тыльной стороны фольги наружу — TNSA), однако задача по получению высокоэнергетических тяжелых ионов исследована слабее. Для решения такой задачи может быть использована плазма, создаваемая фемтосекундными лазерными импульсами высокой интенсивности (до  $10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>).

В предлагаемой работе представлен метод получения высокоионизованных ионов, ускоряемых с передней стороны поверхности твердой мишени фс лазерным импульсом.

В экспериментах использовалась Ti:Sa лазерная система (длина волны — 800 нм, частота повторения импульсов — 10 Гц, максимальная энергия импульса — 30 мДж, минимальная длительность импульса  $45 \pm 5$  фс и максимальная интенсивность на мишени —  $5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, уровень контраста на пикосекундной временной шкале — 10–8). Излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом ( $F \sim 7,5$  см) на различные мишени (из молибдена или полиметилметакрилата). Эксперимент проходил в вакуумной камере при давлении 10–4 Торр. Ионы регистрировались при помощи время-пролетного детектора с разделением частиц по параметру  $Z/m$  магнитным полем (который состоит из пары отклоняющих магнитов и микроканальной пластины).

В результате экспериментов были зарегистрированы ионы молибдена (только на Mo-мишени,  $Mo^{6+}$ ,  $Mo^{9+}$ ,  $Mo^{12+}$  с энергиями порядка 100 кэВ/заряд), кислорода и углерода ( $O^{2+}$ ,  $O^{3+}$ ,  $C^{2+}$ ,  $C^{3+}$ , — с энергиями порядка 100 кэВ/заряд,  $O^{8+}$ ,  $C^{6+}$  — с энергиями порядка 500 кэВ/заряд), а также протоны (в ПММА-мишени с энергией порядка 100 кэВ). Среди ионов выделяется группа высокоэнергетических полностью ионизованных ионов кислорода и углерода — наличие столь высоких степеней ионизации и столь высоких энергий ионов может быть объяснено в рамках взаимодействия ионов с амбиполярным электрическим полем, которое возникает в результате разделения зарядов (его величина может достигать  $1,86 \cdot 10^{12}$  В/см, что эквивалентно  $2 \cdot 10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup>).

Данная работа поддержана грантами РФФИ 13-02-00337 и 14-02-31871.

E-mail: mordvincev\_i@mail.ru

ИЗУЧЕНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОГО ФАКЕЛА  
НА ПОВЕРХНОСТИ МИШЕНЕЙ  
ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ  
МЕТОДАМИ ОПТИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

Крестовских Д.А.

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

В настоящее время одним из перспективных направлений в лазерной физике является исследование взаимодействия сверхмощного лазерного излучения с плазмой, при котором происходит ускорение электронов до релятивистских энергий, генерация жесткого рентгеновского излучения. Эффективность процесса генерации электронов определяется во многом пространственным распределением электронной плотности плазмы в момент прихода пика лазерного импульса. Распространение импульса релятивистской интенсивности в разреженном протяженном слое может сопровождаться развитием коллективных эффектов возбуждения плазменных волн, приводящих к ускорению в них электронов до аномально высоких энергий. Таким образом, возникает необходимость в изучении и экспериментальном определении профиля плазмы.

В настоящей работе методом интерферометрической и теневой диагностики проводится изучение плазмы, формируемой на поверхности металлических мишеней импульсом, генерируемым Nd:YAG лазером с длительностью около 6 нс на длине волны 1064 нм и пиковой интенсивностью на уровне  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Сканирование проводилось фемтосекундным импульсом (лазер на кристалле Ti:Sapphire) на длине волны 800 нм с задержкой относительно греющего импульса от –5 до 50 нс. Изображение плазмы формировалось с помощью объектива с разрешением около 5 мкм и увеличенное в ~10 раз регистрировалось на ПЗС-камере. Интерференционная картина создавалась при помещении в участок между объективом и камерой интерферометра Майкельсона.

Было обнаружено, что плазменный факел имеет сложный пространственный профиль. На малых задержках наблюдается цилиндрически – симметричная область с электронной плотностью выше критической размером ~ 100 мкм нормали к мишени. Также наблюдается докритическая область с резким, спадающим на длине в несколько десятков микрометров, градиентом электронной плотности. На рис.1 представлен один из характерных результатов диагностики для времени задержки сканирующего импульса в 10 нс. Область плазмы с плотностью выше критической на временах задержки больших 20 нс уменьшается в размере вдоль нормали по мере увеличения задержки зондирующего импульса, что, по всей видимости, связано с прекращением поступления тепла от греющего импульса, постепенным остыванием факела и его рассеянием. Плотность факела в докритической области на больших задержках сильно уменьшается (до сотых долей критической), а его протяженность достигает сотен микрометров. На рис. 2 представлен результат для численного расчета электронной плотности профиля на основе полученной интерферограммы.

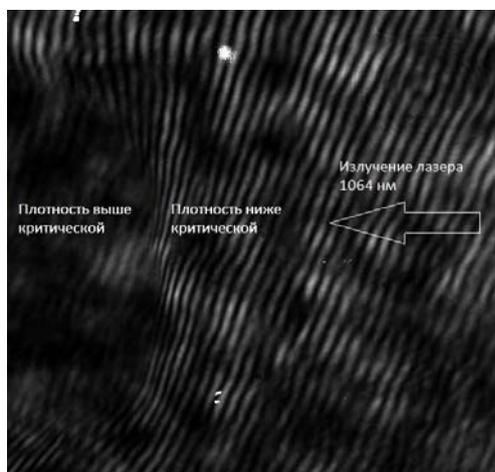


Рис. 1. Интерферограмма для задержки 10 нс

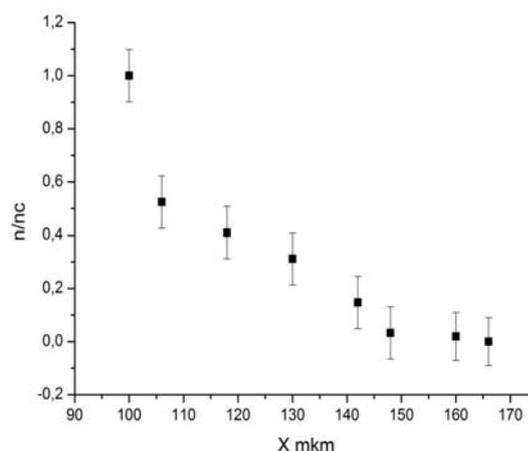


Рис. 2. Зависимость нормированной электронной плотности для докритического слоя вдоль оси параллельной направлению греющего импульса

УШИРЕНИЕ ЧАСТОТНО-УГЛОВОГО СПЕКТРА  
ПРИ САМОВОЗДЕЙСТВИИ ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА  
НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 800 НМ В КОЛЬЦЕВОМ ПУЧКЕ  
С ФАЗОВОЙ СИНГУЛЯРНОСТЬЮ В ПЛАВЛЕННОМ КВАРЦЕ

Васильев Е.В.

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

Уширение спектра фемтосекундных лазерных импульсов при самовоздействии в прозрачных диэлектриках представляет интерес для многих приложений. В [1] выполнены экспериментальные исследования самовоздействия и генерации суперконтинуума в вихревых пучках. Показано, что первоначальный пространственный профиль вихревого пучка хорошо сохраняется в процессе генерации суперконтинуума. В [2] распространение оптических вихрей в пучках фемтосекундных импульсов исследовано как экспериментально, так и численно. В настоящей работе, в отличие от [2], для численного анализа самовоздействия кольцевых пучков с фазовой сингулярностью использовалась модель медленноменяющейся волны [3], которая позволила учесть временные эффекты самосжатия импульса и укручения его волнового фронта.

Распространение фемтосекундного лазерного импульса на длине волны 800 нм в плавленом кварце описывалось уравнением в осесимметричном приближении для медленно меняющейся огибающей светового поля  $A(\vec{r}, \tau)$  с бегущим временем  $\tau = t - z/v_g$ :

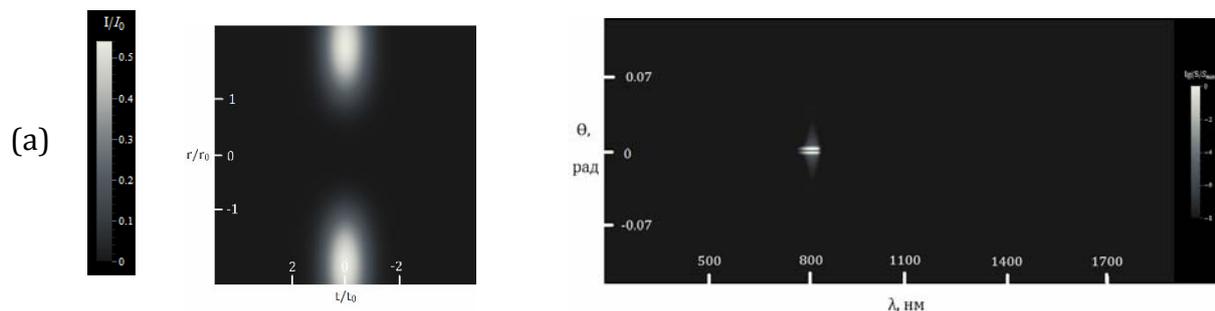
$$2ik_0 \frac{\partial A(\vec{r}, \tau)}{\partial z} = \hat{T}^{-1}[\Delta_{\perp} A(\vec{r}, \tau)] + \hat{D}[A(\vec{r}, \tau)] + \frac{2k_0^2}{n_0} \Delta n_k(\vec{r}, \tau) A(\vec{r}, \tau) - \frac{2k_0^2}{n_0} \Delta n_{pl}(\vec{r}, \tau) A(\vec{r}, \tau) - ik_0 \sigma N_e(\vec{r}, \tau) A(\vec{r}, \tau) - ik_0 \alpha(\vec{r}, \tau) A(\vec{r}, \tau) - ik_0 \delta A(\vec{r}, \tau),$$

где учтены такие эффекты как дифракция, дисперсия, керровская и плазменная нелинейности, обратное тормозное поглощение, потери на фотоионизацию, экстинкция, а также волновая нестационарность. Начальное условие имело вид:

$$A(\vec{r}, \tau) \Big|_{z=0} = \left(\frac{r}{r_0}\right)^m e^{-\frac{r^2}{2r_0^2}} e^{-\frac{r^2}{2\tau_0^2}} e^{im\phi},$$

где  $m$  – топологический заряд (в данной работе принималось  $m = 2$ );  $\phi = \arctan\left(\frac{x}{y}\right)$ ,  $x$  и  $y$  – поперечные пространственные координаты;  $r_0 = 40$  мкм,  $\tau_0 = 30$  фс, пиковая мощность превышала критическую для гауссова пучка того же радиуса в 20 раз,  $I_0 = 8.8 \times 10^{11} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$ .

Результаты численного моделирования распространения пучка с фазовой сингулярностью в плавленом кварце приведены на Рис. 1. Кольцевой пучок с фазовой сингулярностью (Рис. 1а) начинает самофокусироваться, прежде всего, в центральной части импульса. Происходит сначала сжатие кольца в распределении интенсивности в более тонкое, а затем стягивание основной части энергии в приосевую область (Рис. 1б). Наличие фазовой сингулярности препятствует «затеканию» энергии на саму оптическую ось. Одновременно с пространственно-временной трансформацией распределения интенсивности в излучении происходит уширение как частотного, так и углового спектров. При этом в угловом спектре на всех длинах волн отсутствует нулевая гармоника.



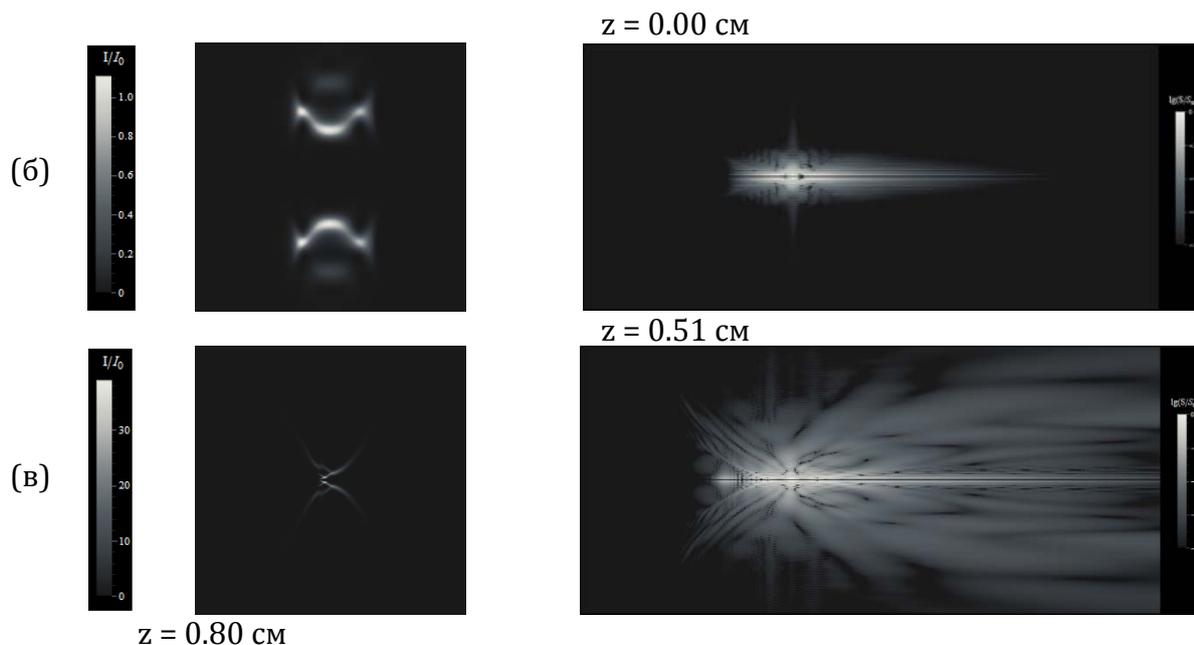


Рис. 1. Пространственно-временные профили (слева) и частотно-угловые спектры (справа, в логарифмическом масштабе) в пучке с фазовой сингулярностью на различных расстояниях  $z$  в плавленом кварце. Шкалы  $(r, t)$  и  $(\theta, \lambda)$  в колонках одинаковые и приведены для  $z = 0$ .

С увеличением темпа нарастания интенсивности в центральной части импульса при приближении к нелинейному фокусу в частотно-угловом спектре возникают компоненты, соответствующие коническому излучению, как в стоксовой, так и в антистоксовой его частях. В области возникновения плазменного канала происходит резкое уширение углового спектра, особенно заметное в стоксовом крыле. Пространственно-временное распределение интенсивности в приосевой части пучка приобретает рупорообразную форму, при этом максимум смещается в хвостовую часть импульса, где пучок имеет многокольцевую структуру (Рис. 1в).

E-mail: [vasilev.evgeniy@physics.msu.ru](mailto:vasilev.evgeniy@physics.msu.ru)

### Литература

1. D.N. Neshev, A. Dreischuh, G. Maleshkov, M. Samoc, and Yu. S. Kivshar. Supercontinuum generation with optical vortices. // *Optics Express*. 2010, v. 18, No. 17, 18368-18373.
2. P. Hansinger, A. Dreischuh, G.G. Paulus. Vortices in ultrashort laser pulses. // *Appl. Phys.* 2011, B, v. 104, 561–567.
3. Brabec T., Krausz F. Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime // *Phys. Rev. Lett.* 1997, v. 78, p. 3282.

## ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРИЧНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ НЕЛИНЕЙНОГО ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ МОЩНОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

<sup>1,2</sup>Вайс О.Е., <sup>2</sup>Бочкарев С.Г., <sup>2,3</sup>Андрияш И.А.

*ИМГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет,  
2Физический институт им. П.Н.Лебедева, РАН, Москва, Россия  
3Laboratoire d'Optique Appliquée, Ecole Polytechnique, Paris, France*

Современные фемтосекундные лазерные технологии позволили достигнуть сверхвысокой концентрации лазерной энергии при предельно острой фокусировке фемтосекундного лазерного пучка, отвечающей рекордному значению пиковой плотности потока излучения в фокальном пятне –  $2 \cdot 10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> [Yanovsky 2008, p.2109]. Фемтосекундная лазерная плазма, образующаяся в результате воздействия таких потоков на ве-

щество, является уникальным источником высокоэнергетических электронов и ионов, а также вторичного излучения, в том числе ультракоротких рентгеновских и гамма-импульсов [Lee 2010, p.509; Corde 2013, p.1]. Новой, представляющей практический интерес схемой, является схема получения ярких аттосекундных импульсов при нелинейном томсоновском рассеянии лазерного импульса на свободных электронах или на встречном пучке частиц [Sarri 2014, p.224801]. Такие импульсы имеют много приложений в атомной и молекулярной физике, химии, и др.

В данной работе изучены спектральные характеристики нелинейного томсоновского рассеяния острогофокусированного лазерного импульса для случая, когда размер фокального пятна,  $DF$ , сравним с длиной волны,  $\lambda$ . Взаимодействие лазерного пучка и свободных электронов определяется конкретной топологией лазерного поля в фокальном пятне. Это играет существенную роль в случае воздействия излучения на наномасштабы, в том числе ультратонкие твердые пленки, или другие более сложные объекты с размерами меньше  $\lambda$ . Для описания электромагнитного поля острогофокусированного лазерного импульса в условиях, когда параксиальное приближение заведомо не применимо, использовано точное решение векторного уравнения Гельмгольца [Bochkarev 2007, p.273].

С помощью численного интегрирования релятивистского уравнения движения Лоренца были рассчитаны траектории электронов и спектрально-угловые характеристики излучения отдельных электронов в поле лазерного импульса мощностью 120 ТВт при длительности 30 фс и  $\lambda = 800$  нм и линейной поляризации для  $DF = \lambda \div 15\lambda$  при фиксированной энергии лазерного импульса. Как и следовало ожидать, излучение ускоренного релятивистского электрона сконцентрировано в узком конусе углов вблизи направления распространения лазерного импульса.

Наши расчеты демонстрируют, что в случае предельно острой фокусировки ( $DF = \lambda$ ) генерируются короткие рентгеновские импульсы аттосекундной длительности, при этом стандартное параксиальное приближение для описания нелинейного томсоновского рассеяния применимо только при  $DF > 5\lambda$ .

При меньших значениях диаметра фокального пятна параксиальное приближение приводит завышению частоты отсечки спектра, а также значения энергии излучения, приходящейся на один электрон.

Также выполнен анализ спектрально-углового распределения некогерентного электромагнитного излучения электронов, ускоренных из тонкой фольги, помещенной вблизи лазерного фокуса. Расчеты спектрально-углового распределения проведены с помощью модуля кода PlaRes [Andriyash I.A., p.397]. Продемонстрировано формирование широкого спадающего спектра коллективного излучения с отсечкой в области мягкого рентгена.

Работа частично была поддержана РФФИ (проекты 13-02-00426-а, 14-02-31407-мол-а, 15-02-03042-а), грантом Президента РФ по господдержке ведущих научных школ (НШ-1424.2014.2). О.Е.В. выражает благодарность Учебно-научному комплексу ФИАН.

*E-mail:* [vays.oljga@physics.msu.ru](mailto:vays.oljga@physics.msu.ru), *E-mail:* [bochkar@sci.lebedev.ru](mailto:bochkar@sci.lebedev.ru)  
*E-mail:* [igor.andriyash@gmail.com](mailto:igor.andriyash@gmail.com)

### Литература

1. Bochkarev S.G., Bychenkov V.Yu. Acceleration of electrons by tightly focused femtosecond laser pulses, *Quantum Electron.* 2007, №37(3). p.273–284.
2. Corde S., Phuoc K.Ta., Lambert G. et al., *Rev. Mod. Phys.* 2013, №85. p.1–48.
3. Lee K., Chung S.-Y., and Kim D.-E. Relativistic Nonlinear Thomson Scattering: Toward Intense Attosecond Pulse in book: *Advances in Solid-State Lasers*, INTECH, 2010, p.509–538.
4. Sarri G., Corvan D.J., Schumaker W. et al., *Phys. Rev. Lett.* 113, 224801 1–5.
5. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G. et al. Ultrahigh Brilliance Multi-MeV  $\gamma$ -Ray Beams from Nonlinear Relativistic Thomson Scattering // *Optics Express*. 2008, №16. P. 2109–2114.
6. Andriyash I.A., Lehe R., Malka V. A spectral unaveraged algorithm for free electron laser simulations// *J. Comput. Phys.* 2014, №282. p.397–409.

## ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ПЕРЕПУТАННОСТИ ФОТОНОВ ПРИ СПР I-ГО ТИПА

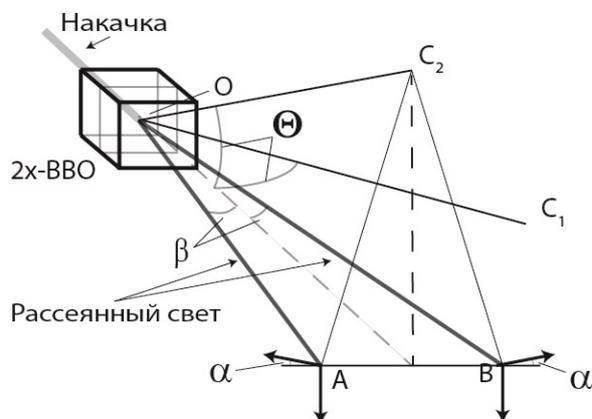
Фроловцев Д.Н.\* , Гостев П.П., Агапов Д.П.

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

Источники перепутанных бифотонов являются как ключевым элементом в технологиях квантовой криптографии[1,2], квантовой связи[1], квантовых вычислений[4], так и одним из наиболее перспективных и используемых источников перепутанных состояний для фундаментальных исследований[3]. Эти обстоятельства на протяжении последних десятилетий мотивируют исследователей создавать все более совершенные источники. Ключевым параметром источника является надежность ("fidelity")  $F(|\psi\rangle) = \langle \psi | \hat{\rho} | \psi \rangle$ , показывающая, насколько точно генерируемое источником состояние с матрицей плотности  $\hat{\rho}$  воспроизводит состояние  $|\psi\rangle$ , которое требуется приготовить.

В работе представлен эффект, ограничивающий перепутанность фотонов, получаемых при спонтанном параметрическом рассеянии (СПР) типа I (рис. 1). Природа эффекта заключается в геометрических свойствах синхронизма: поляризации фотонов, рождающихся в двух последовательно стоящих кристаллах, не являются строго перпендикулярными (рис. 1), что приводит к ухудшению надежности F источника и дает принципиальное ограничение этого параметра  $F_{\max} \approx 1 - (\beta / \Theta)^2$ . Важность исследуемого эффекта особенно важна при проектировании источников с высокими характеристиками надежности, т.к. современная лазерная техника вплотную подошла к предложенному порогу[3]. Насколько известно авторам, данный эффект в литературе не обсуждался.

Рис. 1. Схема генерации перепутанных по поляризации фотонов. 2х-ВВО – два идентичных кристалла ВВО,  $OC_1$ ,  $OC_2$  – оптические оси первого и второго кристалла, соответственно. Ось  $OC_1$  лежит в плоскости OAB. Излучение накачки с частотой  $\omega$  падает на кристаллы и рассеивается, порождая пары фотонов одинаковой частоты  $\omega/2$ . Стрелками у точек A и B показаны поляризации фотонов, рождающихся в первом (направленные вниз стрелки) и во втором (отклоненные на угол  $\alpha$  от горизонтали) кристалле



Авторы благодарны Магницкому С.А., являющемуся их научным руководителем, за всестороннюю помощь, постановку проблемы и критические замечания.

E-mail: frolovtsev@yandex.ru

### Литература

1. Бауместер Д., Экерт А., Цайлингер А. Физика квантовой информации. М.: Постмаркет 2002.
2. Bennett G., Brassard C. Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing // Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal processing, India. 1984, p. 175
3. Rangarajan R., Goggin M., Kwiat P. Optimizing type-I polarization-entangled photons // Optics Express. 2009, №17 (21), p. 18920.
5. Raussendorf R. and Briegel H.G. A one-way quantum computer // Physical review letters. 2001, №86, p. 5188-5191

\* Победитель подсекции.

ГЕНЕРАЦИЯ ТРЕТЬЕЙ ГАРМОНИКИ  
В ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУКТУРАХ С ОПТИЧЕСКИМ МАГНЕТИЗМОМ

Федотова А. Н.

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

К настоящему моменту развитие технологий позволяет структурировать материалы на наномасштабном уровне. В связи с этим возникает возможность производства, исследования и применения свойств так называемых метаматериалов. Среди них особую роль играют метаматериалы с оптическим магнетизмом, т.е. обладающие резонансом с ненулевым магнитным дипольным моментом на оптических частотах, что невозможно в естественно созданных веществах [1]. Интерес к исследованию нелинейно-оптических свойств оптических метаматериалов связан с тем, что зачастую свойства метаматериалов определяются возбуждением в них поверхностных плазмон-поляритонов [2,3], что приводит к усилению локальных электромагнитных полей вблизи поверхности металла и, как следствие, увеличивает эффективность нелинейно-оптических процессов.

Данная работа посвящена генерации третьей оптической гармоники и исследованию оптического магнетизма в плазмонных наноструктурах, представляющих собой наносэндвичи золото–диоксид кремния–золото на подложке из диоксида кремния. Для более детального изучения зависимости свойств структуры от ее геометрических размеров было изготовлено и исследовано четыре вида образцов, отличающихся толщиной слоев: 35нм–8нм–35нм, 35нм–10нм–35нм, 40нм–8нм–40нм, 40нм–0нм–0нм для слоев золото–кремний–золото соответственно [4].

С помощью программного обеспечения Lumerical FDTD Solutions было проведено численное моделирование методом конечных разностей во временной области спектра пропускания наносэндвичей. Расчет подтвердил наличие электрического и магнитного дипольного резонансов, то есть собственных мод наносэндвича с основным вкладом электродипольного и магнитодипольного момента в мультипольном разложении.

Для исследования образцов использовалась установка для спектроскопии третьей гармоники. Пучок, генерируемый титан-сапфировым лазером, проходил через оптический параметрический генератор, с помощью которого производилось изменение длины волны пучка в ближней ИК-области. Луч фокусировался асферической линзой на образец, отраженный от образца луч направлялся на систему фильтров, отсекающих сигнал накачки, и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ). После получения спектра третьей гармоники образца в геометрии на отражение луч зеркалом фокусировался на пластину из диоксида кремния. После нее системой зеркал он направлялся на фильтры и в ФЭУ. По завершении измерений сигнал третьей гармоники от образца делился на сигнал от диоксида кремния, благодаря чему в итоговом спектре не учитывалась зависимость мощности и длительности фемтосекундных импульсов от длины волны накачки.

По результатам экспериментов были получены спектры поглощения наноструктур на частоте накачки и спектры третьей гармоники исследуемых наноструктур. Изучение образцов показало, что в наносэндвичах наблюдается магнитный дипольный резонанс (35-8-35 – 1311 нм; 35-10-35 – 1279 нм; 40-8-40 – 1275 нм; 40-10-40 – 1261 нм), причем на резонансной длине волны можно отметить усиление сигнала третьей гармоники по сравнению с нерезонансным случаем. Также сравнительный анализ показал, что для магнитодипольного резонанса при генерации третьей гармоники наблюдается сдвиг резонанса в область синих длин волн, что для наноструктур было обнаружено впервые.

E-mail: an.fedotova@physics.msu.ru

**Литература**

1. Shalaev V. M. Optical negative-index metamaterials // Nat. Photon. – 2007. – Vol. 1, 41–48.
2. М.Н. Либенсон Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона // Соросовский образовательный журнал, №10, 1996.
3. [William L. Barnes, Alain Dereux & Thomas W. Ebbesen Surface plasmon subwavelength optics // Nature. – 14 August 2003. – Vol. 24, 824-830.

4. T. Pakizeh, A. Dmitriev, M. S. Abrishamian, N. Granpayeh, and M. Käll Structural asymmetry and induced optical magnetism in plasmonic nanosandwiches // J. Opt. Soc. Am. B. - April 2008. - Vol. 25, No. 4, 59-67.

### ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ НА ФИЛАМЕНТАЦИЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО АСТИГМАТИЗМА

Мокроусова Д.В.<sup>1,2</sup>, Ионин А.А.<sup>1</sup>, Селезнев Л.В.<sup>1</sup>, Синицин Д.В.<sup>1</sup>,  
Сунчугашева Е.С.<sup>1,2</sup>, Фокина Н.П.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Москва, Россия

Фемтосекундные лазерные импульсы достигают высоких пиковых мощностей, при которых существенную роль начинают играть нелинейные процессы, приводящие к локализации энергии лазерного излучения, называемой филаментацией [1]. Существенное различие самофокусировки и филаментации импульсов с линейной и круговой поляризацией было показано ещё в работах [2-4], а при наличии выделенного поперечного направления, ориентация плоскости поляризации также может играть существенную роль. Поэтому целью данной работы было выяснить степень влияния ориентации плоскости поляризации линейно-поляризованного лазерного импульса на филаментацию в условиях сильного астигматизма, обеспечивающего неосесимметричность схемы.

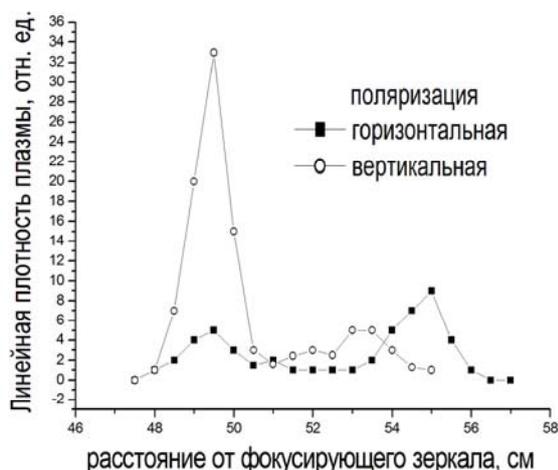


Рис. 1

Эксперименты проводились на титан-сапфировой лазерной системе длиной волны 744 нм, длительностью импульса 100 фс и линейной поляризацией (исходной и с повернутой на 90 градусов). Излучение с энергией в импульсе 1.2 мДж фокусировалось сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 50 см, при этом угол падения луча на зеркало в горизонтальной плоскости составлял 19 градусов. Зависимости линейной плотности плазмы в филаменте от расстояния до фокусирующего зеркала показаны на рис. 1. Плотность плазмы в первом фокусе изменялась почти в 7 раз при повороте плоскости поляризации излучения.

Таким образом, ориентация плоскости поляризации оказывает существенное влияние на самофокусировку лазерного импульса и образование плазменных каналов при филаментации.

E-mail: [daria.mokrousova@yandex.ru](mailto:daria.mokrousova@yandex.ru)

#### Литература

1. Кандидов В.П., Шлёнов С.А., Косарева О.Г. Филаментация мощного фемтосекундного лазерного излучения // Квант. электроника. 2009. № 39(3). С. 205–228.
2. Панов Н.А., Косарева О.Г., Савельев-Трофимов А.Б., Урюпина Д.С., Пережогин И.А., Макаров В.А. Особенности филаментации фемтосекундных импульсов гауссовой формы с эллиптической поляризацией, близкой к линейной или циркулярной // Квант. электроника. 2011. № 41(2). С. 160–162.
3. Close D.H., Giuliano C.R.; Hellwarth R.W.; Hess L.D.; McClung F.J.; Wagner W.G., The self-focusing of light of different polarizations // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1966. № 2(9). p. 553–557.
4. Petit S., Talebpour A., Proulx A., Chin S.L. Polarization dependence of the propagation of intense laser pulses in air // Optics Communications. 2000. № 175(4-6). p. 323–327.

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВ ОПТИКО-ТЕРАГЕРЦОВЫХ БИФОТОНОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПРИ СПОНТАННОМ ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ РАССЕЙНИИ СВЕТА

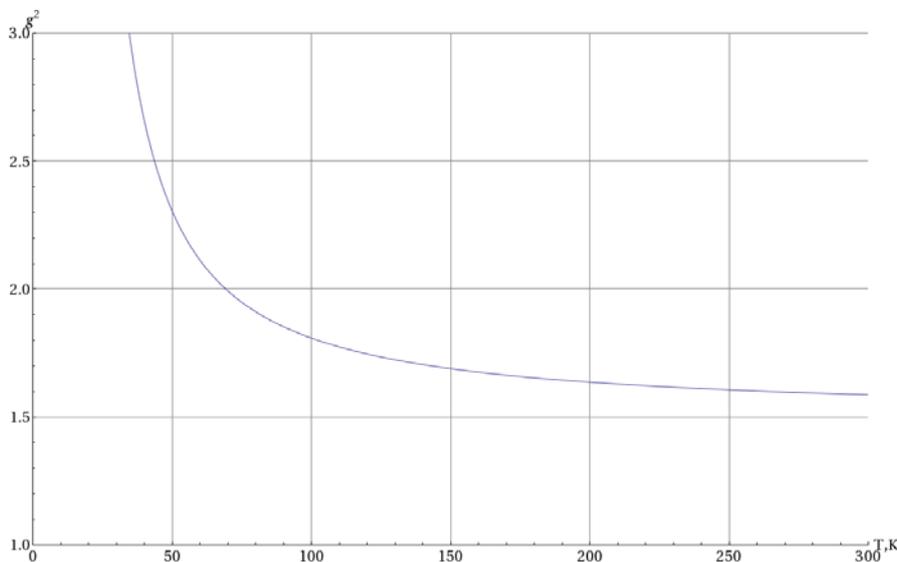
Германский С.А.

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

Процесс спонтанного параметрического рассеяния света (далее – СПР) является хорошо известным источником неклассических состояний поля в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах частот [Клышко, 1980, Гл. 6]. Само явление нашло широкий спектр применений в квантовой оптике (например, генераторы однофотонных состояний [Mosley, 2008] или сжатых состояний [Braunstein, 2005] света). В данной работе обсуждается возможность использования явления СПР в сильно невырожденном режиме для создания неклассических оптико-терагерцовых состояний поля, в которых частота одного из фотонов лежит в терагерцовом диапазоне ( $\sim 0.1\text{--}30$  ТГц).

Проблемами при изучении таких неклассических состояний является как наличие поглощения в нелинейно-оптических кристаллах, используемых для наблюдения СПР, так и наличие большой тепловой засветки на частотах терагерцового диапазона при комнатных температурах ( $N \sim 10$  фотонов в моде излучения на частоте 1 ТГц) [Kornienko, 2014]. Наличие сильной тепловой подсветки не позволяет с помощью меры Ли определить, является ли состояние неклассическим или нет. В работе проводится исследование возможности создания неклассических оптико-терагерцовых бифотонных состояний, проводятся расчеты таких параметров, как фактор подавления шума (NRF) и параметра группировки фотоотсчетов ( $g^{(2)}$ ).

На рисунке представлена рассчитанная зависимость  $g^{(2)}$  от температуры для кристалла ниобата лития. Область, при которой  $g^{(2)} \gg 1$ , является областью, в которой можно говорить о неклассических состояниях света.



semen.germansky@gmail.com

**Литература**

1. Клышко Д.Н. Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука. 1980. (259 стр.)
2. Braunstein S.L. Squeezing as an irreducible resource // *Phys. Rev. A*. 2005, Vol. 71, 055801.
3. Kornienko V.V., Germanskiy S.A., Kitaeva G.Kh., Penin A.N. Generation of optical-terahertz biphoton pairs via spontaneous parametric down-conversion // *Int. J. Quantum Information*. 2014, Vol. 12, Nos. 7&8, 1560023.
4. Mosley P.J., Lundeen J.S., Smith B.J., Wasylczyk P., U'Ren A.B., Silberhorn C., Walmsley I.A. Heralded Generation of Ultrafast Single Photons in Pure Quantum States // *Phys. Rev. Lett.* 2008, Vol. 100, 133601.

## ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОКАНАЛА В МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЕ И КОНТРОЛЬ ПРОЦЕССА ПО СИГНАЛУ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Гарматина А.А., Жвания, И.А., Макаров. И.А.

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

Лазерная перфорация материалов и создание микроканалов ультракороткими лазерными импульсами находит применение во многих областях науки и техники: биомедицине, микроэлектронике, в аэрокосмической отрасли, для хирургических целей [3].

Часто возникает необходимость создать микроотверстие не в однородном по своим свойствам материале, а состоящем из различных чередующихся слоев (сэндвич-структура), и контроль процесса микроканалирования (образования канала в мишени) в режиме on-line становится принципиально необходимым [2].

При воздействии фемтосекундного лазерного излучения ( $I=10^{15}-10^{16}$  Вт/см<sup>2</sup>) на мишень, происходят ее ионизация, нагрев и образуется плотная плазма (с концентрацией свободных электронов  $N_e \sim 10^{23}$  см<sup>-3</sup>), которая становится источником рентгеновского излучения. При длительном многоимпульсном воздействии в одну область мишени образуются сначала кратеры, а потом и глубокие каналы [1].

Выход рентгеновского излучения зависит от параметров лазерного излучения (длительности импульса, интенсивности, контраста, частоты следования) и свойств материала мишени (плотности электронов, образовавшихся после ионизации материала лазерным импульсом; структуры). При одинаковых параметрах лазерного излучения, уровень и длительность выхода рентгеновского излучения будут зависеть только от свойств вещества, следовательно, из материалов, имеющих различную структуру и число электронов, динамика выхода рентгеновского излучения будет различной.

Таким образом, анализ амплитуды сигнала рентгеновского излучения, может быть эффективным инструментом контроля перфорации и микроканалирования в слоистых материалах в режиме реального времени.

В данной работе обсуждаются результаты проведенных модельных экспериментов по исследованию динамики выхода рентгеновского излучения из микроканала в многослойных образцах, состоящих из титановой фольги толщиной 50 мкм, клеевой прослойки и подложки, в качестве которой взяты плавленный кварц или металл (сталь).

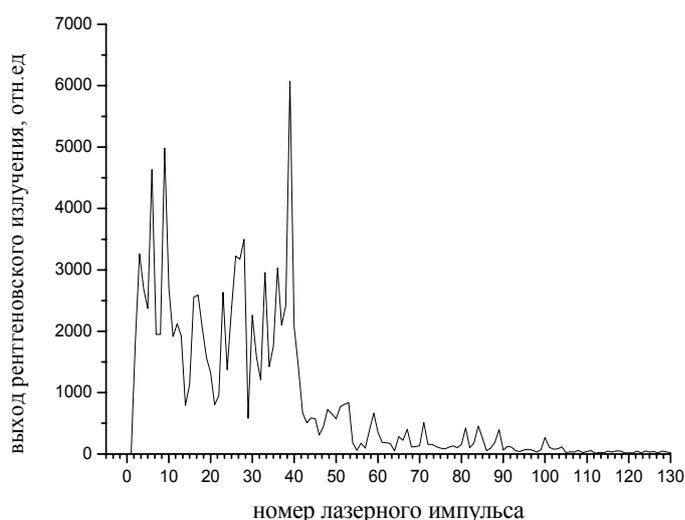


Рис.1. Динамика выхода рентгеновского излучения из слоистой мишени от номера лазерного выстрела

В экспериментах использовалось излучения фемтосекундного хром-форстеритового лазера (длина волны 1.24 мкм), работающего в импульсно-периодическом режиме (10 Гц). Его излучение (энергия в импульсе около 300 мкДж) фокусировалось на поверхность мишени для создания микроканала. На рис. 1 показан

выход рентгеновского излучения из слоистой мишени, состоящей из титановой фольги 50 мкм, наклеенной на стеклянную подложку. Видно, что после примерно 43-го выстрела амплитуда сигнала рентгеновского сигнала заметно уменьшилась, что связано с завершением процесса перфорации титанового слоя. В докладе обсуждаются и результаты других экспериментов, демонстрирующих возможность контроля процесса перфорации многослойных структур.

Таким образом, нами предложена методика контроля процесса микроканализации в режиме реального времени с использованием анализа амплитуды сигнала рентгеновского излучения.

E-mail: alga009@mail.ru

### Литература

1. V. M. Gordienko, A. S. Khomenko, I. A. Makarov, V. P. Petukhov. Enhanced laser induced K X-rays generation during microchannel formation inside the object positioned in air // Laser Phys. – 2010. – Vol. 20. № 4. – P. 816–819.
2. D. C. Jeong, P. S. Tsai, D. Kleinfeld. Prospect for feedback guided surgery with ultra-short pulsed laser light// Current Opinion in Neurobiology. – 2012. -Vol 22. №1, P. 24–33.
3. K. Sugioka, Y. Cheng. Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing// Light: Science & Applications – 2014. - №3

## УПРАВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫМИ СОЛИТОНАМИ ПРИ ПОМОЩИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НЕЛИНЕЙНЫХ ДЕФЕКТОВ

Маслова А.В.

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

Создание новых методов управления динамикой солитонов является важной задачей современной фотоники, так как открывает возможность применения солитонов в телекоммуникационных системах в качестве носителей информации [4], управления светом при помощи света, создания оптических переключателей и в ряде других задач нелинейной оптики [3, 5].

В работе рассмотрен способ управления динамикой пространственного солитона в кубично-нелинейной среде посредством локальной модуляции нелинейности, причем ширина нелинейного дефекта сопоставима с шириной солитона. Эволюция амплитуды солитона в такой среде может быть описана при помощи нелинейного уравнения Шредингера:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + (1 + \chi(x, z)) |A|^2 A = 0, \quad (1)$$

где кубичная нелинейность имеет локальную неоднородность  $\chi(x, z)$  в виде канала:

$$\chi(x, z) = \chi_0 F\left(\frac{x+d-\alpha z}{w}\right), \quad (2)$$

параметр  $\chi_0$  отвечает за глубину модуляции,  $d$  – начальное расстояние,  $\alpha$  – тангенс угла между солитоном и дефектом,  $w$  – ширина нелинейного дефекта. Функция  $F$  отвечает за форму дефекта.

Ранее было показано [1], что в нелинейной среде с положительной модуляцией нелинейности  $\chi_0 > 0$  наблюдается изменение направления распространения солитона в зависимости от его амплитуды, начального угла и параметров дефекта. При этом может наблюдаться как плавная перестройка угла наклона солитона, так и его захват нелинейным дефектом.

В ходе теоретических исследований был произведен анализ динамики солитона в среде, содержащей два нелинейных канала. В этом случае, в зависимости от параметров солитона и среды возможны следующие результаты взаимодействия солитона и каналов: солитон испытывает отклонение при взаимодействии с каждым из дефектов; со-

литон отклоняется первым дефектом и захватывается вторым; солитон захватывается первым дефектом.

Подобные эффекты имеют место и в квадратично-нелинейных средах [2]. Такая возможность появляется при большой расстройке волновых векторов несинхронных взаимодействий, для которых становится применима каскадная модель. В этих условиях исходная квадратичная нелинейность проявляет кубично-нелинейные свойства, а в данной среде динамика солитона подчиняется всем полученным ранее выводам.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №14-02-01012, №14-02-90050).

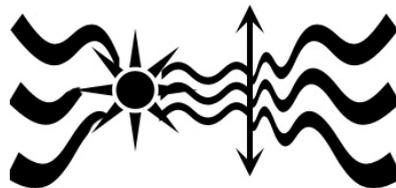
E-mail: [av.maslova.phys@gmail.com](mailto:av.maslova.phys@gmail.com)

### **Литература**

1. Игнатъева Д.О., Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. // Сборник трудов «Фотонное эхо и когерентная спектроскопия». 2013. С.95
2. Сухоруков А.П. Каскадная модель несинхронных взаимодействий // Ученые записки Казанского Государственного университета. 2008. Том 150, кн. 2, С. 8-13
3. Akhmediev N.N., Ankiewicz A., eds. "Solitons: nonlinear pulses and beams", Chapman and Hall, London, 1997.
4. Kivshar Y.S., Agrawal G.P., "Optical solitons: from fibers to photonic crystals", Academic Press, London, 2003.
5. Taylor J.R., ed. "Optical solitons: theory and experiment", Cambridge University Press, New York, 1992.

# ОПТИКА

Председатель:  
в.н.с. Китаева Галия Хасановна



## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ОКСИДОВ $Al_2O_3$ И $Gd_2O_3$ НА ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЮ $Ce^{3+}$ В ПЛЁНКАХ $GAGG:Ce^{3+}$ , ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

Васильев Д.А.

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

Данная работа является продолжением работ [1,2], в которых показано влияние концентраций оксидов  $CeO_2$  и  $Al_2O_3$  в шихте на люминесценцию плёнок  $Gd_3(Al,Ga)_5O_{12}:Ce^{3+}$  ( $GAGG:Ce^{3+}$ ). Исследования проводились на эпитаксиальных плёнках, выращенных из переохлаждённых растворов-расплавов на основе системы  $PbO-B_2O_3$  с концентрацией оксида  $CeO_2$  ( $C(CeO_2)$ ) равной 0.2 и 0.03 моль.%, с концентрацией  $C(Al_2O_3)$  от 2.1 до 5 моль.% при  $C(Gd_2O_3)$  равной 0.2 моль.%.

Целью работы являлось выращивание эпитаксиальных плёнок  $GAGG:Ce^{3+}$  из переохлаждённых растворов-расплавов на основе системы  $PbO-B_2O_3$  с концентрацией  $C(CeO_2)$  0.2 и 0.3 моль.% и  $C(Gd_2O_3)$  0.2, 0.3 и 0.4 моль.% при  $C(Al_2O_3) = 4.5$  моль.% в шихте на подложках  $Gd_3Ga_5O_{12}$  с ориентацией (111) и исследование оптического поглощения и люминесценции в них.

В ходе работы было выращено 34 образца плёнок  $GAGG:Ce^{3+}$  методом жидкофазной эпитаксии. Плёнки выращивали из платиновых тиглей при различном переохлаждении. Спектры пропускания плёнок измеряли на спектрофотометре Lambda-900 при комнатной температуре в лаборатории спектроскопии ИЦВО. В спектрах поглощения наблюдался сдвиг уровней  $Ce^{3+} 5d_1$  на 30.6 нм и  $5d_2$  на 6 нм при увеличении  $C(Al_2O_3)$  в шихте от 2.1 до 5.0 моль.%. Люминесценцию плёнок измеряли на установке с использованием монохроматора МДР-2 и на установке люминесцентной спектроскопии твердых тел отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. В спектрах люминесценции наблюдался пик люминесценции на длине волны 550 нм и рост интенсивности люминесценции на 3 порядка с увеличением  $C(Al_2O_3)$  от 2.1 до 5.0 моль.% и  $C(Gd_2O_3)$  от 0.2 до 0.4 моль.% в шихте. На рис.1 показан рост люминесценции плёнок при изменении концентрации  $C(Gd_2O_3)$  0.2, 0.3 и 0.4 моль.% и  $C(Al_2O_3)=2.9, 3.3$  и 4.5 моль.% в шихте.

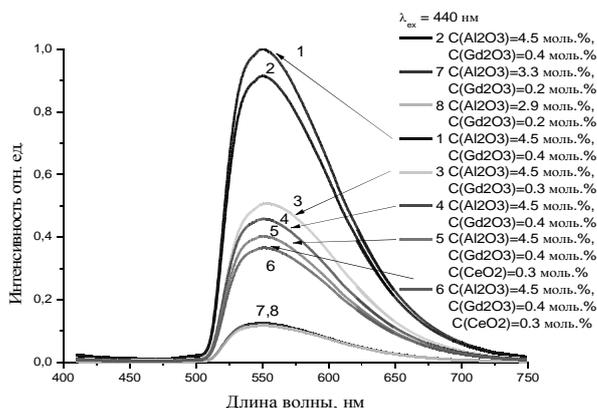


Рис. 1. Спектр люминесценции эпитаксиальных плёнок при изменении концентрации  $C(Gd_2O_3)$  0.2, 0.3 и 0.4 моль.% и  $C(CeO_2)=0.2, 0.3$  моль %,  $C(Al_2O_3)=2.9, 3.3$  и 4.5 моль % в шихте

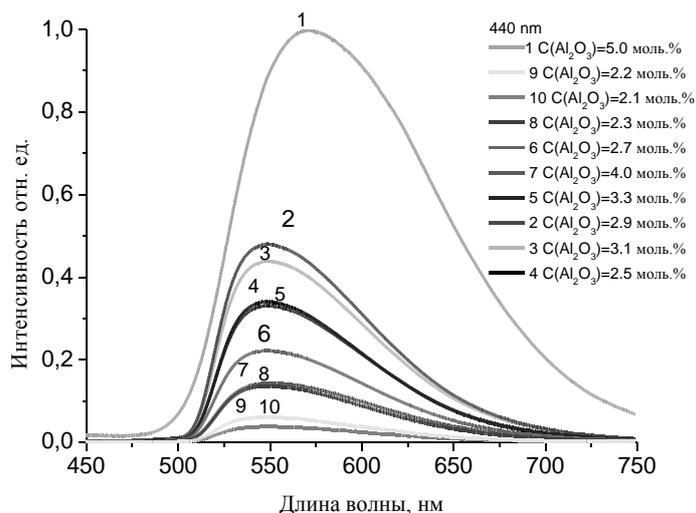


Рис.2 Спектр люминесценции эпитаксиальных плёнок при изменении концентрации  $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$  от 2.1 до 5.0 моль % при  $C(\text{Gd}_2\text{O}_3)=0.2$  моль % и  $C(\text{CeO}_2)=0.2$  моль % в шихте

В спектрах люминесценции эпитаксиальных плёнок наблюдался сдвиг полосы люминесценции иона  $\text{Ce}^{3+}$  на 20 нм при увеличении концентрации  $C(\text{Al}_2\text{O}_3)$  от 2.1 до 5 моль % в шихте (рис. 2). Максимум полосы люминесценции эпитаксиальной пленки  $\text{Pb}_{0,01}\text{Ce}_{0,03}\text{Gd}_{2,96}\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (рис.2, кривая 1) расположен на 570 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 составляло 0,01 формульных единиц.

Рентгеноструктурные исследования пленок проводились на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover A25 Da Vinci Design, излучение  $\text{CuK}\alpha$ , в результате которого установлено, что плёнки являются монокристаллическими.

Таким образом, в настоящей работе показано, что с увеличением концентраций  $C(\text{CeO}_2)$  0.2 и 0.3 моль.%,  $C(\text{Gd}_2\text{O}_3)$  0.2, 0.3 и 0.4 моль.% и  $C(\text{Al}_2\text{O}_3) = 2.1-5.0$  моль.% в шихте наблюдается рост люминесценции эпитаксиальных плёнок  $\text{Gd}_3(\text{Al,Ga})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$ .

E-mail: dimaphys@gmail.com

### Литература

1. Д.А. Васильев Исследование оптического поглощения и люминесценции плёнок  $\text{Gd}_3(\text{Al,Ga})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}$ , выращенных методом жидкофазной эпитаксии из свинец содержащих растворов-расплавов. Ломоносов 2014, секция «Физика», сборник тезисов, с. 172-173.
2. Д.А. Васильев, Д.А. Спасский, В.В. Воронов, В.О. Соколов, А.В. Хахалин, Н.В. Васильева, В.Г. Плотниченко. Оптические свойства эпитаксиальных плёнок  $\text{Gd}_3(\text{Al,Ga})_5\text{O}_{12}:\text{Ce}^{3+}$  как возможный новый сцинтилляционный материал. Исмайт 2014 сборник тезисов, с 38-39.

## ВЛИЯНИЕ АДСОРБИРОВАННОГО СЛОЯ НА РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТОТЫ И ДОБРОТНОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ

Демченко Ю.А.

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

В последние десятилетия область компактных оптических датчиков и биосенсоров развивается очень бурно. Среди большого количества различных типов датчиков, часть из которых уже является коммерческими продуктами, одними из наиболее многообещающих являются датчики на оптических микрорезонаторах с модами шепчущей галереи (МШГ) [1,2,3].

Благодаря небольшому "выпадению" поля из микрорезонатора при полном внутреннем отражении на его границе и огромной добротности МШГ, в микрорезонаторах можно измерять малые сдвиги собственных частот, возникающие из-за осаждения веществ на поверхности резонатора.

В настоящей работе были использованы два метода для расчета сдвига собственных частот и уменьшения добротности при наличии тонкого изотропного однородного слоя вещества на поверхности сферического диэлектрического резонатора. Первый метод основан на приближенном аналитическом решении характеристического уравнения, получающегося при учете граничных условий на двух границах: границе диэлектрик - слой и слой - окружающая среда. Второй метод использует адиабатический инвариант и тензор Максвелла и является более универсальным и может применяться для форм резонатора, отличных от сферической.

Поправки, полученные двумя разными методами совпали как между собой, так и с результатом, полученным ранее другим методом [4]. Кроме того, исходя из полученных сдвигов частоты, было рассчитано уменьшение добротности при наличии мнимой части диэлектрической проницаемости у слоя осажденного вещества.

E-mail: wanderblum@mail.ru

### Литература

1. X. Fan, I. M. White, S. I. Shopova, H. Zhu, J. D. Suter and Y. Sun: Sensitive optical biosensors for unlabeled targets: A review // *Analytica chimica acta*, 2008, №620, p. 8–26
2. M.S. Luchansky and R.C. Bailey: High-Q Optical Sensors for Chemical and Biological Analysis // *Analytical Chemistry*, 2012, №84, p. 793-821.
3. F. Vollmer and L. Yang: Label-free detection with high-Q microcavities: a review of biosensing mechanisms for integrated devices // *Nanophotonics*, 2012, №1, p. 267–291
4. I. Teraoka and S. Arnold: Theory of resonance shifts in TE and TM whispering gallery modes by nonradial perturbations for sensing applications // *J. Opt. Soc. Am. B*, 2006, №23, p. 1381-1389

## ФОРМИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРНЫХ СТРУКТУР В МНОГОСЛОЙНЫХ ПЕЧАТНЫХ ПЛАТАХ

Хайдуков К.В., Ашарчук И.М., Хайдуков Е.В.

*Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН, Шатура,  
Россия*

С применением метода контактной УФ фотолитографии получены элементы полимерных оптических многомодовых и одномодовых волноводов, волноводные разветвители, в нескольких уровнях многослойной печатной платы. Полученные структуры перспективны для передачи данных между СБИС в микропроцессорных вычислительных системах [1]. Для формирования световедущей жилы волноводов использовался коммерческий материал OrmoClear30, обладающий высокой оптической прозрачностью во всех трех «телекоммуникационных» диапазонах длин волн вблизи 0.85, 1.3 и 1.5 мкм. Мономер имеет высокий показатель преломления  $n_D = 1.54$  и способен к радикальной фотополимеризации под действием УФ актинического излучения. Коэффициент поглощения мономера вблизи 0.85 мкм составляет 0.2 дБ/см. Для создания буферного слоя и оболочки применялся мономер ОКМ-2 с показателем преломления  $n_D = 1.46$ .

Исследование оптических свойств OrmoClear30 в телекоммуникационной области длин волн вблизи 0.85 мкм проведено с использованием методов спектрофотометрии и рефрактометрии. Для измерения показателя преломления и материальной дисперсии использовался созданный в ИПЛИТ РАН спектроскопический рефрактометр, обладающий точностью  $\pm 1 \times 10^{-4}$ .

Фотографии изготовленных массивов многомодовых полимерных волноводов, расположенных в двух уровнях многослойной печатной платы и волноводных разветвителей представлены на Рис. 1.

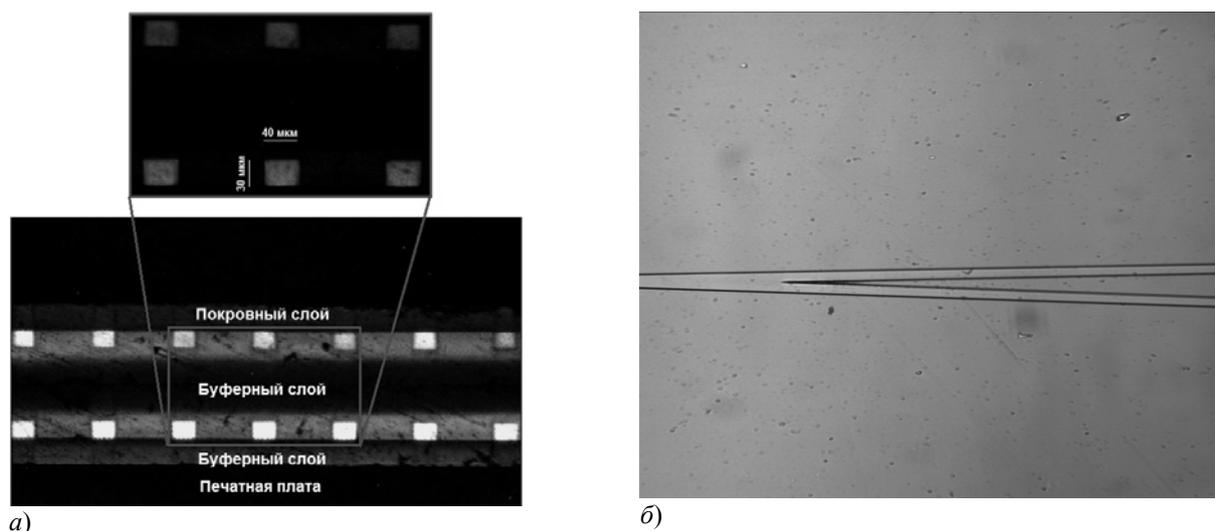


Рис. 1. (а) Фотография массивов многомодовых полимерных волноводов, расположенных на двух уровнях многослойной печатной платы. Ширина волноводов составляет 40 мкм, высота 30 мкм, расстояние между волноводами 100 мкм. (б) Фотография полимерного волноводного разветвителя 1 x 2, изготовленного методом контактной УФ фотолитографии. Ширина и высота волновода 10 мкм, длина разветвителя 18 мм

Особенность применяемого нами метода заключается в том, что для формирования световедущих жил волноводов используется узкополосное УФ излучение с длиной волны от 260 до 360 нм [2]. Выбор длины волны актинического излучения зависит от целевой толщины  $h$  световедущей жилы волновода. Это связано с тем, что часть актинического излучения вследствие рассеяния на неоднородностях в композиции и буферном слое попадает под закрытые хромом участки фотошаблона и приводит к полимеризации композиции в этих областях. В результате происходит зарастивание промежутков между световедущими жилами, что уменьшает разрешающую способность процесса.

Измерение коэффициента затухания света в полимерных волноводах проводилось методом последовательного среза. Коэффициент затухания  $\alpha$  на длине волны 0,85 мкм составил 0,5 дБ/см, а коэффициент потерь на вводе-выводе  $K = 0.87$ . Для измерения скоростных характеристик полимерной оптической шины на печатной плате использовался метод глазковых диаграмм. В результате исследования было получено, что оптическая шина может быть использована для передачи информации со скоростями более 2 Гбит/с на канал.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-07-12093 офи\_м.

E-mail: [haidukov\\_11@mail.ru](mailto:haidukov_11@mail.ru)

### Литература

1. В.И. Соколов, А.С. Ахманов, С.М. Игумнов, С.И. Молчанова, А.Г. Савельев, А.А. Тютюнов, Е.В. Хайдуков, К.В. Хайдуков, В.Я. Панченко. «Разработка элементной базы высокоскоростных интегрально-оптических устройств на основе новых полимерных материалов». Вестник РФФИ, 2014, N. 3 (83), С. 82.
2. В.И. Соколов, А.С. Ахманов, С.М. Игумнов, Х. Людвигсен, В.Я. Панченко, А.Г. Савельев, Е.В. Хайдуков, К.В. Хайдуков. «Формирование массивов фторполимерных волноводов, обладающих высокой степенью интеграции, на печатной плате». Перспективные материалы, специальный выпуск № 14, стр. 249 – 254, февраль 2013.

## ОПТИЧЕСКОЕ И ТЕРМИЧЕСКОЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ, ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ДЕЛИТЕЛЬ СВЕТА НА ОСНОВЕ МАЯТНИКОВОГО ЭФФЕКТА В ОДНОМЕРНОМ ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ ИЗ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

Новиков В.Б., Свяховский С.Е

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

В настоящее время все большую практическую значимость приобретает возможность управления распространением света, в первую очередь в области коммуникации. Многообещающими в этом отношении являются фотонные кристаллы (ФК). ФК — ис-

кусственно структурированные материалы, в которых показатель преломления модулируется в пространстве на масштабе длины волны видимого или ближнего ИК диапазона. Обычно исследования одномерных фотонных кристаллов проводят в геометрии Брэгга, в области фотонных запрещенных зон.

В данной работе представлены результаты исследования взаимодействия света с одномерными фотонными кристаллами в геометрии Лауэ. При выполнении условия Брэгга после дифракции на структуре излучение распространяется в направлении двух дифракционных максимумов, соответствующих прямому (Т) и дифрагированному (D) лучам (рис. 1). Мы показываем, что соотношение интенсивностей света в этих направлениях могут изменяться за счет маятникового эффекта, который заключается в периодическом обмене энергией внутри ФК между прямой и дифрагированной волнами.

Маятниковый эффект объясняется в рамках динамической теории дифракции, широко используемой для описания дифракции рентгеновского излучения в кристаллах. Теория предсказывает, что при брэгговской дифракции в геометрии Лауэ внутри ФК возникают биения электромагнитного поля и периодический обмен энергией между прямыми и дифрагированными волнами [Bushuev, 2009]. Полупериод этих биений называется длиной экстинкции  $\Lambda$ . Ранее это явление исследовалось численно в 2D ФК в работах [Mocella, 2005, Dardano, 2005] и экспериментально в СВЧ диапазоне в [Savo, 2008].

В настоящей работе представлены результаты по экспериментальному обнаружению маятникового эффекта в оптическом диапазоне в длинном ФК с высоким контрастом показателей преломления на основе пористого кремния. Внутри такого ФК происходит несколько сотен раз обмен энергией между прямой и дифрагированной волнами. Экспериментально изучены спектральные и поляризационные зависимости маятникового эффекта. Экспериментально реализовано оптическое и термическое переключения света, а также поляризационный делитель.

Экспериментальный образец одномерного ФК изготовлен путем электрохимического травления монокристаллических пластин кремния. Он (ФК) состоит из чередующихся слоев двух типов с высокой и низкой пористостями ( $p_1=0.63$ ,  $p_2=0.8$ ) и показателями преломления  $n_1=1.77$  и  $n_2=1.32$  для  $\lambda=1150$  нм. ФК состоит из 720 слоев с толщинами 600 нм. Полная толщина ФК около 430 мкм. Из-за высокого контраста показателей преломления  $\Delta n \approx 0.4$  длина экстинкции мала  $\Lambda \approx 2.2$  мкм. Малая величина  $\Lambda$  в совокупности с большой длиной ФК ( $b=0.6$  мм) (рис. 1) приводит к чувствительности маятникового эффекта к внешним воздействиям.

Источником излучения служил перестраиваемый параметрический генератор света (ПГС) с частотой повторения импульсов 10 Гц и длительностью 10 нс. Излучение с длиной волны около 1150 нм фокусировалось на торец ФК. Маятниковый эффект был обнаружен в виде осцилляций спектральной зависимости интенсивности в прямом и дифрагированном лучах. Осцилляции находятся в противофазе, что означает обмен энергией внутри ФК. Таким образом, можно пространственно разделять свет с различными длинами волн. Периоды осцилляций отличаются для р- и s- поляризации света:  $\Delta\lambda_p=5$  нм,  $\Delta\lambda_s=11$  нм. Исходя из этого, был реализован поляризационный делитель света, пространственно разделяющий излучение с р- и s- поляризациями вблизи 1142 нм.

Для обнаружения оптического переключения ФК подвергался воздействию высокоинтенсивного излучения сигнального луча ПГС с  $\lambda \approx 510$  нм. При интенсивности 100 МВт/см<sup>2</sup> достигается оптическое переключение. Это объясняется термическим изменением показателя преломления пористого кремния, из которого изготовлен ФК. Нагрев ФК ведет к изменению контраста показателей преломления его слоев. В результате изменяется длина экстинкции, и сдвигаются спектральные зависимости маятникового эффекта. Экспериментально обнаружено, что переключение распространения света из прямого луча в дифрагированный луч наблюдается при нагреве ФК на 10° С (рис. 2).

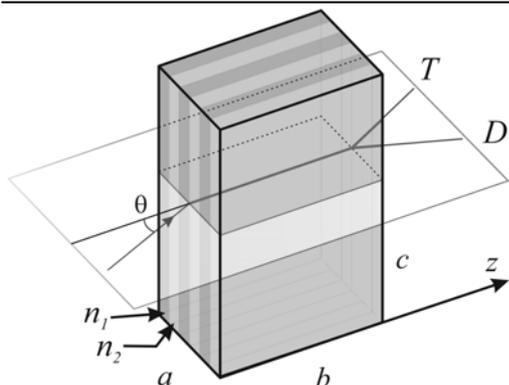


Рис. 1. Схема дифракции света в 1D ФК в геометрии Лауэ. Параметры образца  $a=0.43$  mm,  $b=0.6$  mm,  $c=0.5$  mm. Показатели преломления  $n_1=1.77$ ,  $n_2=1.32$ . Число слоев 720. Угол падения  $\theta=28.7^\circ$ .

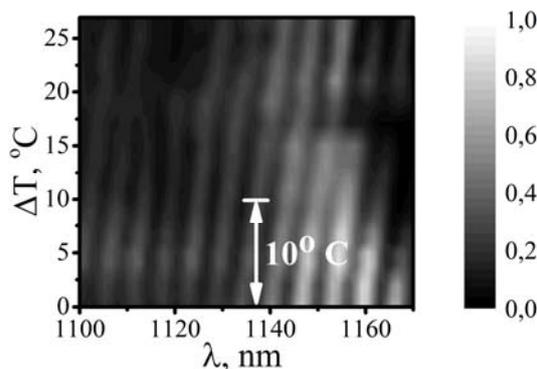


Рис. 2. Зависимость интенсивности света в дифрагированном луче от длины волны и температуры нагрева ФК. Спектральный сдвиг на один период происходит при нагреве на  $10^\circ$  C.

Экспериментально обнаружен маятниковый эффект в оптическом диапазоне при динамической брэгговской дифракции в геометрии Лауэ в 1D дифракционно толстом ФК из пористого кремния. Изучены спектральные и поляризационные свойства этого эффекта. Показана возможность создания поляризационного делителя света и возможность реализации оптического и термического переключения на основе термооптических свойств кремния.

Авторы выражают благодарность своему научному руководителю доценту Т.В. Мурзиной и профессору Б.И. Манцызову за научное руководство и ценные замечания.

E-mail: vb.novikov@physics.msu.ru

### Литература

1. V.A. Bushuev, B.I. Mantsyzov, A.A. Skorynin, "Diffraction-induced laser pulse splitting in a linear photonic crystal," *Physical Review A* **79**, p. 053811, 2009.
2. P. Dardano, V. Mocella, L. Moretti, I. Rendina, "Negative refraction devices based on self-collimating photonic crystals," *Proc. SPIE 6593, Photonic Materials, Devices, and Applications II*, p. 659316, 2007.
3. V. Mocella, "Negative refraction in Photonic Crystals: thickness dependence and Pendellosung phenomenon," *Optics Express* **13**, Issue 5, p. 1361-1367, 2005.
4. V. Mocella, P. Dardano, L. Moretti, I. Rendina, "A polarizing beam splitter using negative refraction of photonic crystals," *Optics Express* **13**, Issue 19, p. 7699-7707, 2005.
5. S. Savo, E. Di Gennaro, C. Mileto, A. Andreone, P. Dardano, L. Moretti, V. Mocella, "Pendellosung effect in photonic crystals," *Optics Express* **16**, Issue 12, p. 9097-9105 (2008).

## УПРАВЛЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫМИ СВОЙСТВАМИ БРЭГГОВСКИХ ЗЕРКАЛ ПУТЕМ ЧИРПИРОВАНИЯ ВЕЛИЧИНЫ БРЭГГОВСКОЙ ДЛИНЫ ВОЛНЫ

Либман М.Б., Кондратьев Н.М.

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

Спектральные и дисперсионные характеристики волноводных элементов и резонаторов играют ключевую роль в формировании оптических сигналов заданного вида, в частности, при генерации сверхкоротких лазерных импульсов и суперконтинуума. Поэтому создание оптического устройства с необходимыми спектральными и дисперсионными характеристиками является крайне актуальной задачей. Таким устройством может стать зеркало, состоящее из последовательности чередующихся диэлектрических слоев с высоким и низким показателем преломления. Варьируя толщину этих слоев, можно добиться необходимого закона дисперсии, а также увеличения полосы пропускания зеркал.

Работа посвящена моделированию одномерного брэгговского зеркала с чирпированными параметрами и реализации аналитического аппарата, позволяющего подобрать закон чирпирования для получения необходимых дисперсионных характеристик, а также дальнейшей численной оптимизации структуры зеркала.

E-mail: limixis@gmail.com

### Литература

1. Joannopoulos, J.D. Photonic crystals. Molding the flow of light.: Princeton University Press. 2008.
2. Matuschek N. Analytical design of double-chirped mirrors with custom-tailored dispersion characteristics // IEEE Journal of Quantum Electronics. 1999, №35(2). p. 129–137
3. Matuschek N. Theory and design of double-chirped mirrors // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 1998, №4(2). p. 197–208

## РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ЛАЗЕРНОЙ ОЧИСТКИ ПОВЕРХНОСТИ ПЕРВОГО ЗЕРКАЛА ДЛЯ ДИАГНОСТИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА "АКТИВНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ" НА ИТЭР

Савченков А.В.<sup>1</sup>, Бужинский О.И.<sup>2</sup>, Губский К.Л.<sup>1</sup>, Кузнецов А.П.<sup>1</sup>,  
Тугаринов С.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ",

<sup>2</sup>ФГУП ГНЦ РФ ТРИНИТИ, Москва, Троицк, Россия

На ИТЭР (англ. – International Thermonuclear Experimental Reactor, Международный Термоядерный Экспериментальный Реактор) контроль за параметрами плазмы планируется осуществлять с помощью примерно 40 различных диагностик. Зеркала оптических систем, расположенных в порт-плагах разрядной камеры, подвергаются сильным внешним воздействиям. Эксперименты по экспонированию зеркал показали, что наибольшее изменение их отражательной способности и, как следствие, к нарушению работы всего диагностического тракта вызывают осаждаемые на зеркалах пленки сложного состава. Удаление данных пленок с помощью импульсного лазерного излучения является эффективным способом очистки, позволяющим восстанавливать оптические свойства зеркал.

В работе с помощью волоконного лазера проводилась очистка двух серий образцов зеркал из нержавеющей стали, молибдена и кремния: алюминиевые пленки различной толщины, напыленные в магнетроне, и полиметаллические пленки, осажденные в КСПУ-Т (квазистационарный плазменный ускоритель, ГНЦ РФ ТРИНИТИ). КСПУ-Т создает на зеркала импульсные плазменно-тепловые нагрузки, ожидаемые при работе ИТЭР.

Показано, что подбором режимов воздействия излучения на загрязненную поверхность можно восстановить исходные высокие отражательные характеристики оптических элементов. Кроме того, при работе в оптимальном режиме возможно уменьшение шероховатости, что позволяет не только очищать зеркала от загрязнений, но и полировать их поверхность.

Оптическая система лазерной очистки поверхности первого зеркала должна быть интегрирована в общую схему разрабатываемой диагностической системы "Активная спектроскопия".

Для транспортировки излучения внутрь порт-плага, в котором будет располагаться диагностическое зеркало, был создан комплекс оборачивающих объективов.

Показано, что на расстоянии определяемом геометрией порт-плага ИТЭР (~3,5 м), в плоскости фокусировки диаметр фокального пятна составляет порядка 100 мкм на полувысоте, что с запасом обеспечивает требуемые для очистки полиметаллических пленок плотности мощности порядка МВт/см<sup>2</sup> (порядок максимальной плотности мощности, достижимой на установке – десятки ГВт/см<sup>2</sup>).

E-mail: saw91ant@gmail.com

### Литература

1. А.П. Кузнецов, А.С. Александрова, О.И. Бужинский, К.Л. Губский, Т.В. Казиева, А.В. Савченков, С.Н. Тугаринов – Вопросы атомной науки и техники, Сер. Термоядерный синтез, 2014, т. 37, вып. 4, стр.49-59.

## «ОДНОМОДОВЫЕ» РЕЗОНАТОРЫ ДЛЯ ИСКЛЮЧЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ЛАЗЕРНЫХ ГРАВИТАЦИОННЫХ АНТЕННАХ

Поплавский М.В.

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

Нежелательный эффект параметрической нестабильности может возникнуть в лазерных гравитационных антеннах при значительной мощности накачки (в aLIGO планируется 0.8 МВт в плечах) из-за наличия большого количества оптических мод с малыми потерями в резонаторе со сферическими зеркалами [1].

Для подавления параметрической нестабильности мы предлагаем использовать фактически одномодовый резонатор Фабри–Перо [2] путем небольшого изменения формы зеркал с профилем, описываемым функцией:

$$A(r) = x_0 \cdot \exp(-\nu[1+a*\nu+b*\nu]), \text{ где } \nu = r^2/(2*R_c*x_0),$$

которая при  $a = b = 0$  и  $x_0 \rightarrow \infty$  переходит в профиль сферического зеркала  $r^2/(2*R_c)$  с радиусом кривизны  $R_c$ .

Используя преобразование Ханкеля [3], мы провели численный расчет потерь различных мод при варьировании параметров  $\{x_0, a, b\}$ . В результате нами были найдены сочетания параметров, при которых:

- потери  $P_{00}$  основной моды (при прохождении от одного зеркала до другого и обратно) практически те же, что и для сферических зеркал  $P_{00} = 0.42 \text{ ppm}$  ( $\text{ppm} \equiv 10^{-6}$ ) с параметрами aLIGO: длина резонатора  $L = 4000$  м, радиус кривизны зеркала  $R_c = 2076$  м, длина волны  $\lambda = 1.064$  мкм;

- потери  $P_{nm}$ , при  $n+m > 0$  для остальных мод существенно увеличены (здесь  $n$  – угловой индекс,  $m$  – радиальный). В частности, для параметров  $\{x_0 = 5.08 \text{ мкм}, a = 0.2455; b = 0\}$  нами найдено:

$$\begin{aligned} P_{10} / P_{00} &\approx 490; \\ P_{01} / P_{00} &\approx 2.1 * 10^5. \end{aligned}$$

Напомним, что отношения потерь для резонатора Фабри–Перо со сферическими зеркалами порядка:

$$\begin{aligned} P_{10} / P_{00} &\approx 22; \\ P_{01} / P_{00} &\approx 480. \end{aligned}$$

Подчеркнем, что одномодовые резонаторы известны в литературе [4], однако уровень потерь в них был довольно высок (порядка 100 ppm), а нами получен одномодовый резонатор с потерями основной моды на уровне долей ppm. При этом потери остальных мод больше в несколько сотен или тысяч раз и их количество не превышает 3, что выгодно его отличает от резонатора со сферическими зеркалами, в котором существуют 5-6 мод с потерями в диапазоне до 5000 ppm.

E-mail: mv.poplavskii@physics.msu.ru

### Литература

1. Braginsky V.B., Strigin S.E. and Vyatchanin S.P.. Parametric oscillatory instability in Fabry-Perot (FP) interferometer. // PHYSICS LETTERS A, 2001, 287(5-6), 331-338; PHYSICS LETTERS A, 2002, 305(3-4), 111-124;
2. Ferdous F., Demchenko A.A., Vyatchanin S.P., Matsko A.B. and Maleki L.. Microcavity morphology optimization. // PHYSICAL REVIEW A, 2014, 90, 033826;
3. Vinet J.Y., Hello P.. Matrix simulation of optical cavities. // JOURNAL OF MODERN OPTICS, 1993, 40(10), 1981-1993.
4. Kuznetsov M., Stern M. and Coppeta J.. Single transverse mode optical resonators. // OPTICS EXPRESS, 2005, 13(1), 171-181.

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ НЕРОВНОСТЕЙ НА СВОЙСТВА СПЕКЛ-КАРТИН  
В ОТРАЖЕННОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Денисенков В.С., Михайлов Д.А.

*Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия*

Интерференционные картины, возникающие при отражении от поверхностей с большим числом статистически распределенных рассеивающих объектов, - спеклы – изучаются довольно давно. Анализ спекл-картин позволяет определять шероховатость поверхностей [1,2], напряжение и смещение поверхности [3], а также, например, скорость потока крови в капиллярах [4]. Большинство моделей, существующих на данный момент, описывают спекл-картины, образующиеся при отражении от оптически однородных поверхностей, либо при прохождении через слой прозрачного вещества. При этом рассматривается влияние размера рассеивателей, либо распределения рассеивателей по размерам, на свойства получаемых спекл-картин. В то же время очень мало внимания уделяется форме рассеивателей (например, форме шероховатостей на отражающей поверхности).

В данной работе представлено исследование влияния формы шероховатости на зависимость параметров спекл-картин, возникающих в отраженном излучении, от структурных свойств поверхности, а именно от размеров шероховатости. Были проведены как экспериментальное исследование, так и численное моделирование, результаты которых затем сравнивались между собой.

В экспериментальной части данной работы были проведены исследования влияния формы шероховатости на поверхности на зависимость параметров спекл-картин от размеров шероховатостей на поверхности. Были проведены серии экспериментов с образцами, изготовленными из стекла и меди, с заранее известными размерами шероховатости на поверхности (образцы шероховатой поверхности). Размеры шероховатости были дополнительно измерены на профилометре. Результаты представлены на Рис. 1.

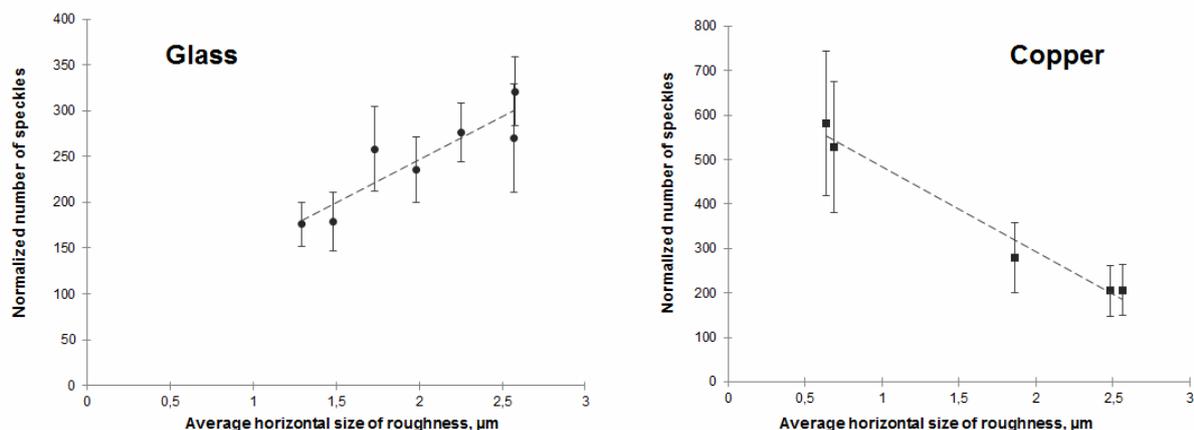


Рис. 1. Экспериментальные зависимости количества спеклов от размера шероховатости для образцов из меди и стекла

Полученные экспериментальные зависимости показывают существенное различие для образцов из стекла и меди. Данный факт не находит объяснения в рамках существующих теорий, так как согласно им зависимости для поверхностей со схожими размерами шероховатостей должны быть одинаковыми.

Помимо экспериментального исследования, было также проведено численное моделирование процесса формирования спекл-структур. Численное моделирование проводилось для двух форм шероховатости на поверхности – линейной, когда спад от максимума до минимума шероховатости происходит по линейному закону, и параболической, когда спад происходит по квадратичному закону. Результаты численного моделирования представлены на Рис. 2.

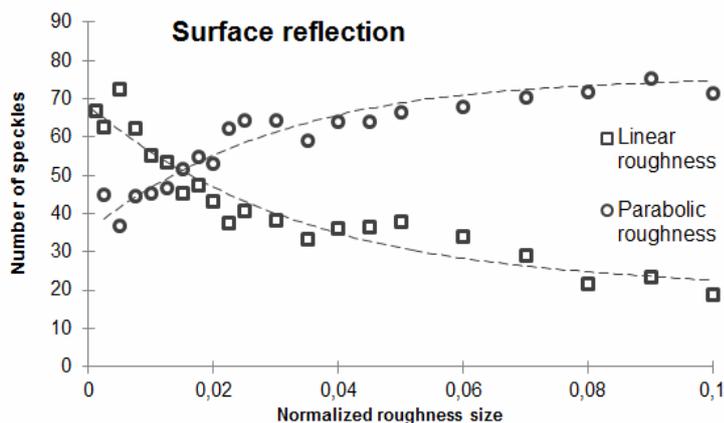


Рис. 2. Результаты численного моделирования зависимости числа спеклов от размера шероховатости, нормированного на диаметр пучка

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что различие в экспериментальных зависимостях для стекла и меди может быть вызвано разной формой шероховатости, что является следствием особенностей подготовки образцов.

Проведенное исследование показывает, что для успешного развития практических применений методик на основе спекл-анализа, необходимо более глубокое понимание механизмов образования спекл-картин. Данное исследование показывает существенную роль формы шероховатости на поверхности в процессе формирования спеклов в отраженном свете, что не учитывается в существующих моделях.

E-mail: denisenkov.valentin@gmail.com

#### Литература

1. Persson, U., "Real time measurement of surface roughness on ground surfaces using speckle-contrast technique", *Opt. Las. Eng.* 17(2), 61-67 (1992).
2. Persson, U., "Measurement of surface roughness on rough machined surfaces using spectral speckle correlation and image analysis", *Wear* 160, 221-225 (1993).
3. Yamaguchi, I., "Encoder and strain gauge using laser speckle", *Opt. Las. Eng.* 11, 223-232 (1989).
4. Briers, J. D., Webster, S., "Laser speckle contrast analysis (LASCA): a non-scanning, full-field technique for monitoring capillary blood flow", *J. Biomed. Opt.* 1(2), 174-179 (1996).
5. Ruffing, B., "Application of speckle-correlation methods to surface-roughness measurement: a theoretical study", *J. Opt.Soc.Am.A* 3(8), 1297-1304 (1986).
6. Elson, J. M., Bennett, J. M., "Vector scattering theory", *J.Opt.Eng.* 18, 116-124 (1979).

#### МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ НАНОРЕЗОНАТОР, ОБРАЗОВАННЫЙ СЛОЯМИ ФЕРРИТА-ГРАНАТА И БЛАГОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Кузьмичев А.Н.<sup>1,2</sup>, Белотелов В.И.<sup>1,2</sup>, Nur-E-Alam M.<sup>3</sup>, Vasiliev M.<sup>3</sup>, Alameh K.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

<sup>2</sup>Российский квантовый центр, Сколково, Московская область, Россия,

<sup>3</sup>Electron Science Research Institute, Edith Cowan University, Joondalup, Australia

Оптические нанорезонаторы важны для контроля взаимодействия света с веществом и применяются в широком диапазоне областей от квантовых оптических устройств до сверхчувствительных оптических сенсоров. Эти приложения опираются на удержание света в полости малого объема. Рассматриваемая в работе структура магнито-оптического резонатора представляет интерес, с одной стороны, в связи с возможностью резонансного усиления эффекта Фарадея (вращение плоскости поляризации в продольном магнитном поле). С другой стороны, она является магнитооптическим волноводом типа металл-диэлектрик-металл. Поскольку большинство предложенных конструкций гиротропных полостей представляют собой комбинации различных ди-

электрических материалов, например, фотонные кристаллы [1], удержание света в нанополюсти, используя металлические поверхности, представляет на сегодняшний день большой интерес. В отличие от диэлектрических полостей, металлические плазмонные резонаторы дают возможность достичь размеров меньших, чем позволяет дифракционный предел, и позволяют получать субволновые объемные моды [2].

Золото	30
Феррит-гранат	250
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	96
Серебро	57
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	35
Феррит-гранат	95
GGG	[нм]

Рис. 1. Схема образцов с магнитооптическим нанорезонатором

Более того, локальное усиление интенсивности полей в наблюдаемой плазмонной структуре обладает многообещающим потенциалом для использования в нелинейной оптике, обратной магнитооптике и т.д. В работе создан магнитооптический нанорезонатор, образованный слоями феррита-граната и благородных металлов (Рис. 1). В нем основную часть составляют слои серебра (Ag) и золота (Au), представляющие собой стенки нанорезонатора, между которыми находится слой редкоземельного феррит-граната (Bi<sub>2</sub>Dy<sub>1</sub>Fe<sub>4</sub>Ga<sub>1</sub>O<sub>12</sub>) и слой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Основной технологической проблемой при создании таких образцов является необходимость обжига слоя феррит-граната для его кристаллизации, которая необходима для проявления его магнитооптических свойств.

Температура при которой происходит обжиг составляет около 650°C тогда как при таких температурах разрушается целостность погруженного слоя серебра, серебро формируется в образования нано частиц, происходит ухудшение качества поверхности слоя. Для решения этой проблемы был добавлен слой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, который термически изолирует слой серебра, не давая ему разрушаться. Также вся структура была выращена на заранее кристаллизованном слое феррит-граната, идентичный по составу с основным слоем внутри резонатора, для еще большей термоизоляции слоя серебра.

Сначала было создано два образца первого типа (Рис. 1а). Они отличаются способом отжига. Для образца 1 был использован процесс многошагового отжига, а именно 30 минут при 600°C затем 90 минут при 630°C и 90 минут при 650°C. Образец 2 был подвергнут отжигу в течении 4 часов при температуре 650°C. Чтобы сравнить резонансные и нерезонансные свойства полученных образцов, часть поверхности была оставлена без верхнего золотого слоя и проведены измерения спектров пропускания и Фарадеевского вращения (Рис. 2). На графике видно явное увеличение коэффициента пропускания в структурах с верхним слоем золота по сравнению с не резонаторным случаем. Положение пика спектра находится в хорошем согласии с расчетом длины волны для резонанса Фабри–Перо:

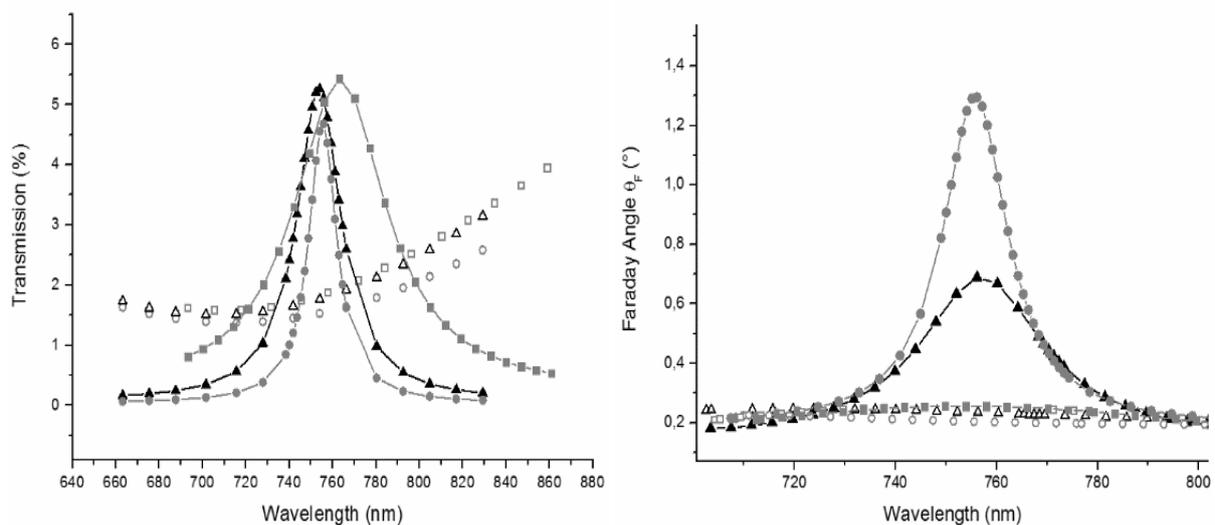


Рис. 2. Спектры пропускания и угла Фарадея для образцов 1,2 и 3, покрытых слоем золота, (квадрат, треугольник и круг соответственно) и для образцов 1,2 и 3 без золотого слоя (пустые квадрат, треугольник и круг соответственно)

$$\lambda = \frac{2 \cdot (n_1 h_1 + n_2 h_2)}{m - \frac{\Delta\Phi}{2\pi}}$$

где  $n_{1,2}$  коэффициенты преломления,  $h_{1,2}$  толщины слоев феррит-граната и оксида алюминия соответственно,  $\Delta\Phi$  – фазовый сдвиг после отражения от двух металлических слоев, а  $m$  – номер моды (1,2,...,N). Образец-1 не показал увеличения МО эффекта, тогда как образец 2 в резонансе позволил увеличить угол Фарадея более, чем в 3 раза. Однако, расчеты показывают, что возможно получить еще большее усиление. Для этого изготовили еще образец 3. Он получен при использовании наилучших условий отжига, а также поверхности слоев феррит-граната в резонаторе были отполированы аргонной плазмой с применением ионной бомбардировки. Это позволило увеличить угол Фарадея в резонансе до 1.25 градусов на длине волны 755нм, то есть в 6 раз больше, чем в нерезонансном случае при ширине пика 18нм на половине высоты (Рис.2).

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (проекты 13-02-91334 и 14-02-01012), а также гранта Президента Российской Федерации (MD-5763.2015.2).

E-mail: al.kuzmichev93@gmail.com

### Литература

1. M. Vasiliev, V. A. Kotov, K. E. Alameh *et al* , *IEEE TRANSACTIONS ON MAGNETICS* **44**(3), 323-328 (2008).
2. S. A. Maier *et al* , *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer, 2007)

## ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МАССОВОЙ СКОРОСТИ ВЕЩЕСТВА В УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Михайлюк А.В., Кузнецов А.П., Губский К.Л., Кошкин Д.С.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

Исследование физико-химических процессов при сильном импульсном воздействии является одной из наиболее актуальных фундаментальных задач в физике экстремального состояния вещества [1]. Большое практическое значение в этой научной области имеет исследование физических и механических свойств материалов, подвергнутых экстремальному воздействию [2, 3]. В результате ударно-волновой нагрузки вещества имеет место множество сложных процессов: сжатие твердых тел, высокие температуры разогрева, упрочнение в ударных волнах, откольное разрушение, фазовые превращения, изменение электронной структуры, развитие гидродинамических неустойчивостей, и т. д. [4].

Массовая скорость является одним из немногих доступных для прямого измерения параметров в физике ударно-волновых процессов и физике высокой плотности энергии. Ее временная динамика несет важную информацию об исследуемом веществе, находящую применение для изучения процессов деформирования, разрушения, фазовых переходов, химических превращений и т.д.

Ввиду экстремальных параметров исследуемого вещества в физике высоких плотностей энергии предпочтительными являются бесконтактные методики. Единственным непрерывным во времени бесконтактным методом измерения массовой скорости является лазерная интерферометрия. Также лазерные методы обладают высоким временным и пространственным разрешением и часто не требуют длительной предварительной калибровки.

Для проведения измерений массовой скорости в ударно-волновых исследованиях и изучения экстремального состояния вещества был разработан измерительный комплекс, основанный на использовании квадратурно-дифференциального сдвигового интерферометра. Данная схема позволяет измерять скорости движения поверхности широкого класса исследуемых объектов в ударно-волновых экспериментах в большом диапазоне скоростей (50-10000 м/с).

E-mail: andrey1990\_mephi@mail.ru

**Литература**

1. Канель Г.И., Фортов В.Е., Разоренов С.В. // УФН. 2007. т.177, №8, С. 209.
2. Канель Г.И., Разоренков С.В., Уткин С.В., Фортов В.Е. Экспериментальные профили ударных волн в конденсированных веществах, М.: Физматлит, 2008 г
3. Глушак Б.Л., Куропатенко В.Ф., Новиков С.А. Исследование прочности материалов при динамических нагрузках, изд-во «Наука» Сибирское отделение, 1992 г.,
4. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений // Изд. 3. М.: Физматлит, 2008 г.

**ТРЕХКООРДИНАТНЫЙ ГЕТЕРОДИННЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР  
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ГЕОМЕТРИИ НАКОНЕЧНИКОВ ЗОНДОВ НАНОТВЕРДОМЕРОВ**

Казиева Т.В.\* , Губский К.Л., Кузнецов А.П., Решетов В.Н.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»,  
Москва, Россия*

Измерение твёрдости используют в ходе технологических процессов, при определении эксплуатационных характеристик изделий, выборе режимов механической обработки и типа режущего инструмента. Контроль этого параметра распространен и в научных исследованиях, в том числе, в материаловедении, при разработке новых конструкционных материалов [1].

Методы измерения твердости основаны на определении механической реакции исследуемого материала при воздействии на него индентора, изготовленного из более твердого материала. Сейчас регламентировано использование двух основных показателей твердости: твердости по Мартенсу и твердости индентирования [2]. Твердость по Мартенсу определяется как отношение нагрузки к площади поверхности индентора, находившейся в контакте с исследуемой поверхностью, а твердость индентирования определяется как отношение максимальной нагрузки индентирования к площади проекции контакта индентора с материалом при исключении прогиба по периметру отпечатка.

При работе всех нанотвердомеров существует проблема точного определения формы индентирующего наконечника. Известно, что при взаимодействии с твердыми поверхностями, геометрия наконечника изменяется, в частности может произойти скругление (затупление) кончика, стачивание ребер и т.п. Все эти параметры влияют на площадь поверхности наконечника зонда и, как следствие, на расчет характеристик материала. Таким образом, для проведения достоверных измерений нанотвердости требуется обеспечение метрологического контроля формы наконечника индентора с субнанометровой точностью.

Процедура измерения геометрии наконечника зонда заключается в сканировании в разных направлениях исследуемого зонда известной тестовой структурой. Математическая обработка сканов позволяет определить основные геометрические характеристики наконечника, и рассчитать функции зависимости площади сечения и площади поверхности от высоты. Для метрологического обеспечения процесса сканирования был разработан гетеродинный лазерный интерферометр, обеспечивающий измерение перемещений пьезозонда с расположенной на нем тестовой структурой в трех ортогональных направлениях. Габариты и конструкция интерферометра обеспечивает встраиваемость его в серийно выпускаемые нанотвердомеры [3].

Метрологический сканирующий зондовый микроскоп с трехкоординатным лазерным интерферометром вошел в состав Государственного первичного эталона твёрдости по шкалам Мартенса и шкалам индентирования. (ВНИИФТРИ).

e-mail: glizerogen@gmail.com

**Литература**

1. Усеинов С.С. Измерение твердости конструкционных материалов методами индентирования и склерометрии на субмикронном и нанометровом масштабах // автореферат дисс. ... к. т. н. М., 2010

\* Победитель подсекции «Оптика 1»

2. DIN EN ISO 14577-1. Metallische Werkstoffe - Instrumentierte Eindringprüfung zur Bestimmung der Härte und anderer Werkstoffparameter. Teil 1: Prüfverfahren.
3. Tatiana V. Kazieva, Three-coordinate laser heterodyne interferometer for metrological assurance of scanning probe microscopes SPIE 9442, Optics and Measurement Conference 2014

## ФОКУСИРОВКА ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ОДНОМЕРНЫХ ГРАДИЕНТНЫХ ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Кекконен Э.А.

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

Современные технологические методы позволяют выращивать многослойные фотонно-кристаллические структуры, например, одномерные фотонные кристаллы, число слоёв которых достигает нескольких сотен. В качестве их основных преимуществ можно выделить существование фотонно-запрещённых зон, на границах которых наиболее ярко проявляются эффекты дисперсии, удобство изготовления и возможность достигать высокий контраст показателей преломления.

В настоящей работе рассмотрена возможность фокусировки оптических пучков при отражении от одномерного градиентного фотонного кристалла. Во втором приближении теории дисперсии получено условие на фазу комплексного коэффициента отражения необходимое для фокусировки. Исследованы зависимости фазы комплексного коэффициента отражения от параметров фотонного кристалла. С использованием метода динамической теории дифракции ([1–4]) получены аналитические выражения для комплексных амплитуд дифрагированных волн нулевого и первого порядков. Проведено сравнение аналитического решения с численным, полученным рекуррентным методом.

Развитый нами подход позволяет проектировать системы управления профилем оптических пучков на основе градиентных фотонных кристаллов. Автор выражает благодарность научному руководителю к. ф.-м. н., доценту Коновко А.А за помощь и консультации при выполнении работы

Моделирование отражения от фотонного кристалла проводилось для схемы, изображённой на рис. 1. Был рассчитан комплексный коэффициент отражения от такой структуры, который приведён на рис. 2. В случае экспоненциального закона изменения толщины бислоёв можно добиться параболической зависимости фазы от угла падения в достаточно широком диапазоне углов. Результаты моделирования для различных расстояний от кристалла до экрана представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что при падении пучка происходит его дифракционное расплывание с существенным изменением профиля. Однако после отражения представляется возможным вернуть пучку исходный профиль на некотором расстоянии от фотонного кристалла. При дальнейшем увеличении расстояния до экрана, пучок вновь испытывает дифракционное расплывание.

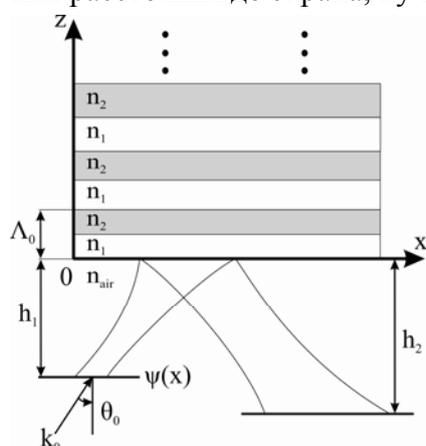


Рис. 1. Схема отражения пучка от фотонного кристалла

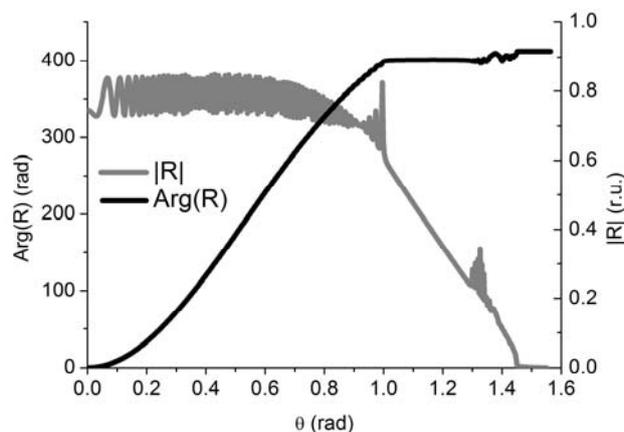


Рис. 2. Зависимость амплитуды и фазы комплексного коэффициента отражения от угла падения

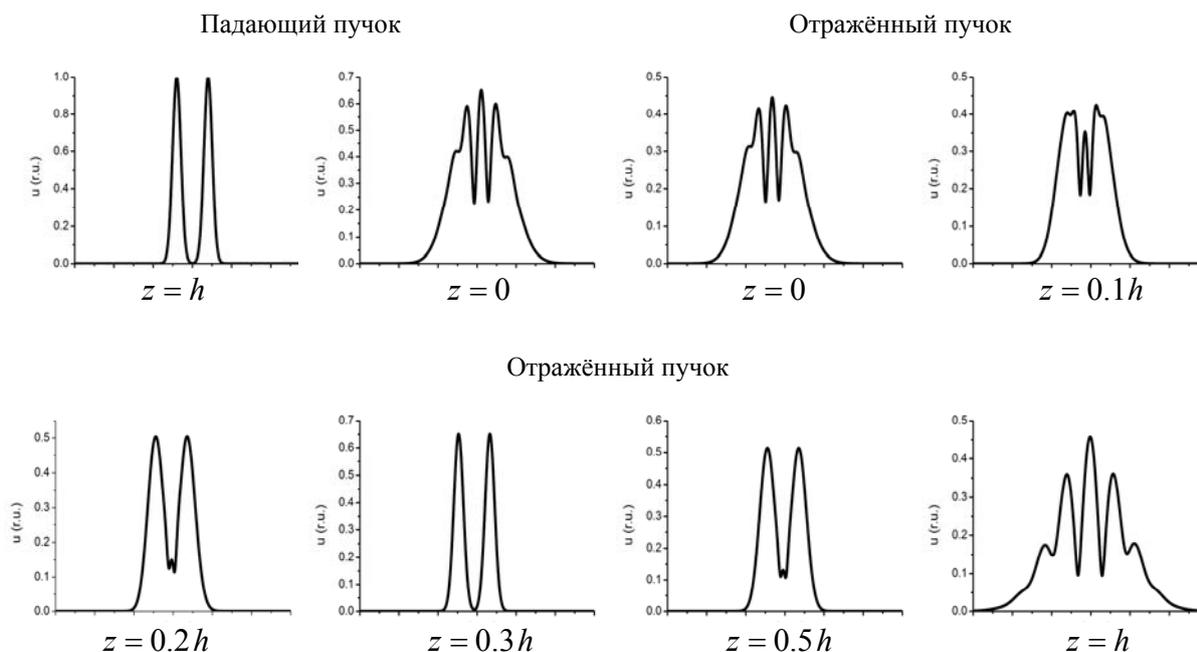


Рис. 3. Эволюция пучка при отражении от градиентного фотонного кристалла

E-mail: kekkonen.erik@physics.msu.ru

### Литература

1. Андреев А.В., Фокусировка пучков при отражении от кристаллов и многослойных периодических структур с переменным периодом // Письма в «Журнал экспериментальной и теоретической физики», 2001, Т. 74, № 1, С. 8–11.
2. Андреев А.В., Коновко А.А., Фокусировка рентгеновского излучения с помощью деформированных кристаллов // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2003, № 1, С. 28–32.
3. Колпаков А.В., Прудников. И.Р., Дифракция рентгеновских лучей в сверхрешётках, М.: Изд-во МГУ, 1992.
4. Пинскер З.Г., Рентгеновская кристаллооптика, М.: Наука, 1982.

## ФОТОМЕТРИРОВАНИЕ ДИФРАКЦИОННЫХ КАРТИН В ПРИМЕНЕНИИ К ЛАЗЕРНОЙ ДИФРАКТОМЕТРИИ ЭРИТРОЦИТОВ

Юрчук Ю.С.

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

Лазерная дифрактометрия эритроцитов в сдвиговом потоке (эктацитометрия) представляет собой метод измерения деформируемости эритроцитов, т.е. способности клеток изменять свою форму под действием внешних сил. Этот параметр существенно влияет на характер микроциркуляции крови в организме человека, а потому имеет большую диагностическую ценность. Лазерная эктацитометрия эритроцитов была предложена Бессис и Мохандас в 1975 году [2] и с тех пор используется без существенных изменений, позволяя измерять лишь среднюю деформируемость эритроцитов в исследуемом образце крови. Теоретический анализ показывает, что этим методом можно измерять и другие параметры, в частности, ширину и асимметрию распределения эритроцитов по деформируемости [1]. Однако для реализации этих возможностей необходимо расширить диапазон оцифровки дифракционных картин в более широкой области экрана наблюдения, чем это доступно в настоящее время (рис. 1а).

Цель настоящей работы – найти способ расширить область значений интенсивностей в дифракционной картине доступных для обработки.

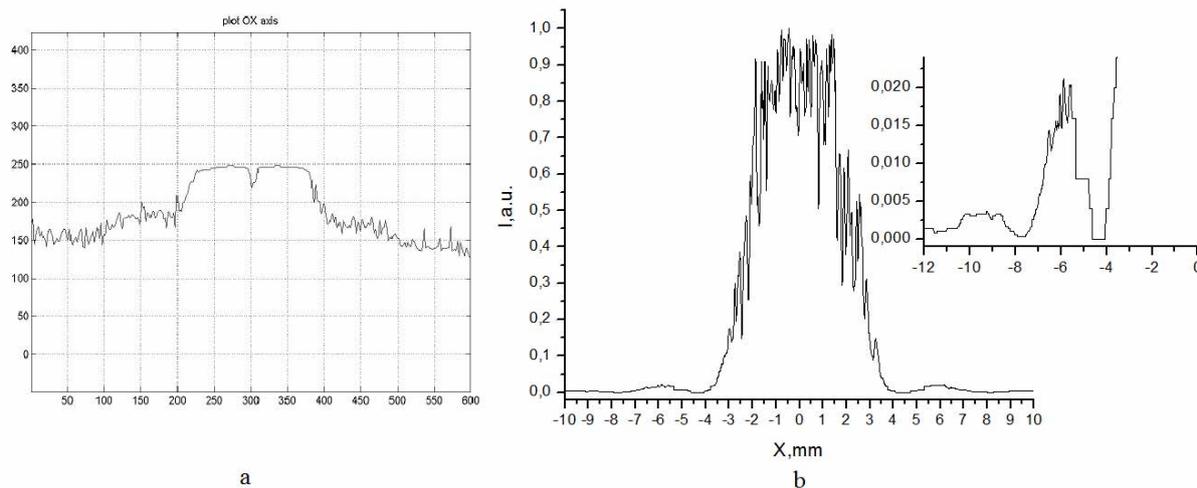


Рис.1 Распределения интенсивности света в дифракционных картинах, полученных а- с помощью лазерного агрегометра – дифрактометра эритроцитов ЛАДЭ – 6 (Реомедлаб, Россия), б-с помощью фотографии дифракционной картины от круглого отверстия

Для решения задачи были проведены опыты по дифракции лазерного пучка на эталонных объектах – прямоугольном и круглом отверстиях. Радиус круглого отверстия составляет 20 мкм. Стороны прямоугольного отверстия имеют размеры 0,17 мм и 0,25 мм. В качестве источника излучения был взят He-Ne лазер с длиной волны 633 нм. Для получения данных о распределении интенсивности делается фотография дифракционной картины с экрана. Для уменьшения интенсивности лазерного излучения применялся аттенюатор, состоящий из двух скрещенных поляризаторов. Изменяя длительность выдержки фотоаппарата, мы меняли участок распределения, который попадает в динамический диапазон фотоэлементов нашей матрицы, что позволило прописать распределение интенсивности в дифракционной картине достаточно полно (рис. 1б) для применения новых алгоритмов обработки данных лазерной дифрактометрии. Кроме того, было произведено измерение распределения интенсивности с помощью оптоволокна.

Таким образом, предварительные результаты показывают, что увеличение области оцифровки дифракционных картин возможно путем управления мощностью зондирующего пучка в лазерном эктацитометре и параметрами экспозиции съемки.

E-mail: [yur-yulya@yandex.ru](mailto:yur-yulya@yandex.ru)

### Литература

1. Никитин С.Ю., Приезжев А.В., Луговцов А.Е., Устинов В.Д. *Измерение асимметрии распределения эритроцитов по деформируемости методом лазерной эктацитометрии*. Квантовая электроника, **44**(8), 774 (2014).
2. Bessis M., Mohandas N. A diffractometric method for the measurement of cellular deformability. *Blood Cells*, **1**, 307 (1975).

## ДЕТЕРМИНИРОВАННЫЙ ПОДХОД К ФРАКТАЛЬНОМУ АНАЛИЗУ СИСТЕМ НАНОЧАСТИЦ

Гридчина В.В.

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

В настоящее время фрактальный анализ систем наночастиц стал важным инструментом исследования их оптико-физических характеристик [4, 5]. В данной работе рассматривается возможность проведения идентификации разнообразных систем наночастиц на основе оценки скейлинговых параметров как в картинах дифракции, так и в самих анализируемых структурах с фрактальными признаками. Такое рассмотрение позволяет существенно расширить представления об особенностях пространственного распределения систем наночастиц с использованием численного моделирования характеристик детерминированных конструктивных фракталов. Предлагаемый подход прин-

ципально отличается от нашего освещения в литературе метода моделирования распределений систем наночастиц на основе действия ряда случайных факторов [1].

Использованные для моделирования систем наночастиц конструктивные фракталы можно разделить на три группы. К первой группе относятся фракталы, в структуре которых в явном виде присутствуют самоподобные элементы с определенным соотношением их размеров. Соотношение самоподобных элементов на разных масштабах определяет так называемый коэффициент скейлинга [3]. Ко второй группе относятся структуры, которые характеризуются внутренней «скрытой» симметрией самоподобия и не обладающие внешним проявлением свойств самоподобия. Третью группу образуют фракталы с неоднозначным соотношением между геометрическими размерами их образующих самоподобных элементов (Рис. 1).

Алгоритмы построения анализируемых фрактальных образований двумерных пространственных распределений рассеивающих центров, основанные на матричном представлении известных числовых последовательностей (Кантора, Фибоначчи, двойного периода, Морса-Туза и др.) и рекурсивных процедур приведены в [2, 3]. При формировании матриц анализируемых структур использовалось бинарное представление (0,1), где значение 1 соответствует положению рассеивающих центров, а 0 – свободным вакансиям.

В ходе работы было выявлено, что пространственное распределение дифракционных максимумов картин дифракции имеет фрактальный характер для всех трех типов систем. Причем скейлинговые особенности и геометрия фурье-образов соответствуют первоначальному распределению рассеивающих центров, что дает возможность использовать такой анализ при оптической диагностике систем наночастиц.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н., с.н.с. Рыжиковой Ю.В.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ офи\_м (грант № 14-22-01086).

E-mail: gridchina.viktorija@physics.msu.ru

### Литература

1. Александров Д.В., Галенко П.К. // УФН. 2014. 184, №8. С. 833.
2. Морозов А.Д. Введение в теорию фракталов. Москва-Ижевск: «Институт компьютерных исследований». 2002.
3. Korolenko P.V., Ryzhikov S.B., Ryzhikova Yu.V. // Phys.Wave Phenom. 2013. V. 21. No. 4. P. 256-260.
4. Liu Ju., Lin Zh., Wang X., Zeng Zh., Hu Zh. // A Letters Journal Exploring the Frontiers of Physics. 2014. 108, 37004.
5. Pramanik, B., Tadepalli, T., Mantena, P.R. // Materials. 2012. 5, 922-936.

### ВЫДЕЛЕНИЕ ВКЛАДОВ РАЗНЫХ ГРУПП БАКТЕРИЙ В СПЕКТР ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ БАКТЕРИОХЛОРОФИЛЛА ЗЕЛЕННЫХ СЕРОБАКТЕРИЙ

Жильцова А.А.<sup>1</sup>, Норин П.М.<sup>2</sup>, Харчева А.В.<sup>3</sup>

МГУ имени М.В. Ломоносова, <sup>1,3</sup>физический факультет, <sup>2</sup>биологический факультет, Москва, Россия

Для дистанционного контроля состояния окружающей среды широко используются спектральные методы благодаря таким преимуществам как высокая чувствительность, быстрота и возможность их применения для диагностики организмов непосредственно

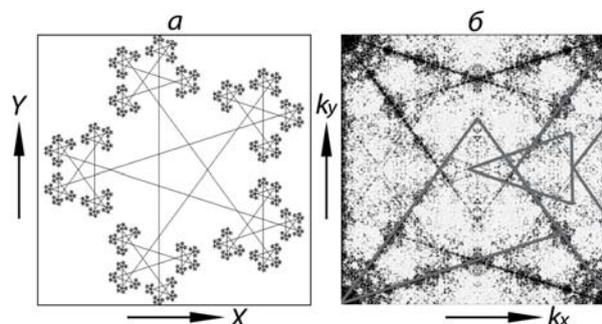


Рис. 1. Звездный фрактал (а) и его фурье-образ (б). X, Y – пространственные координаты, kx, ky – пространственные частоты

в среде обитания. Изучение флуоресценции аноксигенных фототрофных микроорганизмов необходимо с целью разработки метода определения их концентрации в водной экосистеме. В типичных отделяющихся от Белого моря водоемах в районе Кандалакшского залива в области хемоклина и глубже обитают аноксигенные фототрофные микроорганизмы – зеленые серные бактерии (ЗСБ). ЗСБ бывают двух типов: зеленоокрашенные – содержащие бактериохлорофиллы с и d и каротиноид хлоробактин, и коричневоокрашенные – содержащие бактериохлорофилл е и каротиноид изорениератин. Данные группы бактерий имеют различные спектры поглощения, а также испускания и возбуждения флуоресценции из-за наличия разных пигментов. Бактериохлорофиллы d и е можно отличить по спектрам испускания (максимумы на длинах волн 770 и 740 нм соответственно в спектрах флуоресценции живых клеток), каротиноиды хлоробактин и изорениератин – по спектрам поглощения экстрактов клеток бактерий и спектрам возбуждения флуоресценции бактериохлорофилла живых клеток (максимумы в диапазонах 360-470 нм и 420-560 нм соответственно).

Целью данной работы было разделение вкладов зеленоокрашенных и коричневоокрашенных ЗСБ в нескольких отделяющихся от Белого моря водоемах в слоях с наибольшим содержанием аноксигенных микроорганизмов. Для этого в эксперименте проводили спектральные измерения на чистых культурах ЗСБ и на пробах природной воды с микроорганизмами. В ходе зимней экспедиции 2015 г. при помощи погружаемого насоса отбирали образцы воды. В лабораторных условиях измеряли спектры оптической плотности проб при помощи спектрофотометра Unicо, спектры испускания и возбуждения флуоресценции регистрировали на флуориметре Solar CM2203.

По спектрам оптической плотности проб воды с микроорганизмами выявлено, что максимальное содержание ЗСБ было в озере Трехцветном, концентрация клеток в 40 раз выше, чем в лагуне на Зеленом мысу, в 50 45,6 раз больше, чем в озере Кисло-Сладком и в 20 раз больше, чем в озере Н. Ершовском. Спектры испускания флуоресценции образцов воды с ЗСБ имели максимум, расположенный в диапазоне 740-770 нм в зависимости от соотношения концентраций различных групп бактерий в слоях водоемов. По положению данного максимума было найдено соотношение разных групп бактерий в слоях с максимальным содержанием микроорганизмов: в озере Трехцветном на глубине 2 м присутствовали только зеленоокрашенные ЗСБ –  $(98,0 \pm 2,0) \%$ , в озерах Н. Ершовском на глубине 2,7 м и Кисло-Сладком на глубине 3,4 м было обнаружено большее количество зеленоокрашенных ЗСБ –  $(70,1 \pm 2,5) \%$  и  $(60,1 \pm 3,0) \%$  соответственно, в лагуне на Зеленом мысу на глубине 4,5 м преобладали коричневоокрашенные ЗСБ –  $(53,3 \pm 3,3) \%$ . Во всех озерах с увеличением глубины возрастала доля коричневоокрашенных ЗСБ. Это можно объяснить лучшей приспособленностью к низкой интенсивности проникающего света микроорганизмов, содержащих каротиноид изорениератин, поглощающий свет в более длинноволновой области по сравнению с хлоробактином.

Благодарим с.н.с. ББС МГУ имени Н.А. Перцова МГУ имени М.В. Ломоносова Краснову Е.Д. и профессора географического факультета Фролову Н.Л. за организацию зимней экспедиции на ББС МГУ. Авторы признательны с.н.с. Института микробиологии Исаевой О.Н. за предоставленные чистые культуры зеленых серобактерий.

E-mail: aa.zhiljtcova@physics.msu.ru

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СКРУЧЕННЫХ НАНОСТРУКТУР CDSE

Литвак В.Л.<sup>1,\*</sup>, Селюков А.С.<sup>2</sup>, Амброзевич С.А.<sup>2</sup>, Соколикова М.С.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, Россия,

<sup>2</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,

<sup>3</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, факультет наук о материалах, Москва, Россия

Одной из актуальных задач является поиск новых материалов для создания различных устройств оптоэлектроники и фотоники нового поколения. Перспективным является новый тип нанообъектов – нанокристаллы халькогенидов кадмия планарной геометрии,

свёрнутые в спираль. Как ожидается, оптические свойства в случае таких структур должны существенно отличаться от случая сферических квантовых точек; в частности, должны возрасти квантовый выход люминесценции и сила осциллятора перехода [2]. Методы коллоидного синтеза планарных наноструктур позволяют контролировать их толщину с точностью до одного атомного слоя [1]. Это позволяет получать наночастицы с уникальными свойствами: узкими полосами экситонного поглощения и люминесценции, а также исключительно малыми временами релаксации электронного возбуждения [3].

В работе исследовали нанокристаллы CdSe винтовой геометрии, полученные из нанопластин при увеличении их продольных размеров в процессе синтеза. Экспериментально показано, что при латеральных размерах, превышающих 100 нм, пластины склонны к сворачиванию. Методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ, рис. 1) получены характерные размеры исследуемых наноструктур: внешний и внутренний радиусы составили 29 и 23 нм соответственно, длина – 100 нм, шаг спирали (расстояние между соседними слоями) – 3 нм, при этом число витков в структуре составило от 2 до 3. Исходные пластины, из которых образовывались исследуемые структуры, обладали следующими характеристиками: характерные продольные размеры составляли 100-150 нм, а толщина – 1.2 нм, что соответствует 3 монослоям CdSe.

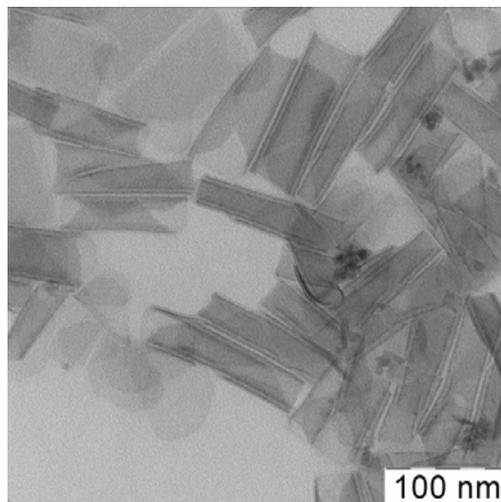


Рис. 1. Микрофотография наноструктур, свёрнутых в спираль

Были исследованы спектры поглощения для растворов свёрнутых наночастиц CdSe в гексане. Обнаружено наличие полос поглощения, связанных с тяжелыми и легкими дырками с энергиями 2.69 и 2.85 эВ соответственно. Эти особенности практически полностью совпадают с наблюдавшимися для плоских нанокристаллов CdSe такой же толщины и являются характерными для систем с одномерной локализацией носителей заряда.

В спектрах люминесценции свернувшихся наночастиц при оптическом возбуждении 3.06 эВ присутствуют две полосы. Первая обусловлена основным межзонным переходом (2.60 эВ); вторая (1.74 эВ) отвечает переходам с участием дефектов. По сравнению с нанопластинами полоса люминесценции оказывается сдвинутой в красную область на 30 мэВ; полоса дефектов, в свою очередь, сдвинута в ту же сторону на 120 мэВ. Это объяснено влиянием внутреннего электрического поля, обусловленного появлением механических напряжений при изгибе нанопластин. Ширина экситонной полосы люминесценции примерно составила 140 мэВ, что оказалось шире соответствующей полосы (115 эВ) для планарных нанокристаллов CdSe. Уменьшение интенсивности экситонной полосы при переходе от нанопластин к скрученным структурам предположительно обусловлено перераспределением носителей заряда на противоположных гранях пластин из-за изменения межатомных расстояний, появлением вакансий атомов кадмия на поверхности нанопластин.

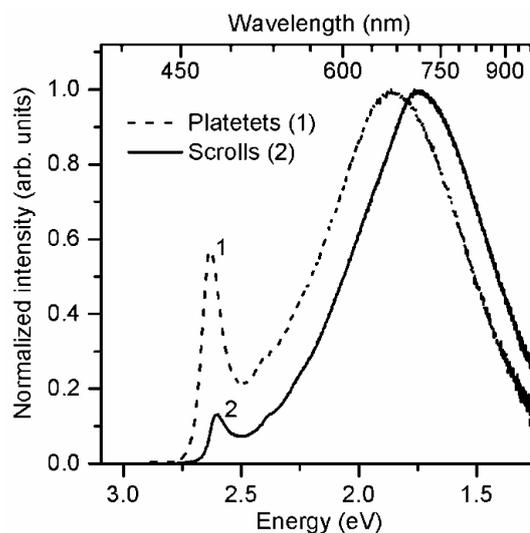


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции скрученных и плоских нанокристаллов CdSe

Анализ данных времяразрешенной спектроскопии плоских и скрученных нанокристаллов CdSe при импульсном лазерном возбуждении показал, что динамика релаксации электронного возбуждения имеет сходный характер. При этом релаксация происходит гораздо быстрее, чем в случае сферических нанокристаллов CdSe. Это свидетельствует о

том, что квантовый выход люминесценции структур на основе планарных нанокристаллов должен быть выше, чем у сферических квантовых точек из того же материала.

Таким образом, было экспериментально продемонстрировано, что скрученные нанопластины CdSe обладают узкими полосами экситонной люминесценции и поглощения, и малыми временами релаксации электронного возбуждения. Таким образом, нанокристаллы такого типа являются перспективными для создания активных слоев в устройствах фотоники и оптоэлектроники, в частности, в органических светоизлучающих диодах [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект №15-02-05856 А.

\*E-mail: illusionle@mail.ru

### Литература

1. М.С. Соколикова, Р.Б. Васильев, А.М. Гаськов, Синтез квазидвумерных коллоидных наночастиц селенида кадмия и формирование сульфидного монослоя на их поверхности // Журнал неорганической химии 2014, том 59, № 5, с. 577–582.
2. J. Feldmann, G. Peter, E.O. Goebel, P. Dawson, K. Moore, C. Foxon, and R. J. Elliot, Linewidth Dependence of Radiative Exciton Lifetimes in Quantum Wells // Phys. Rev. B, 1987, №59, p. 2337-2341.
3. M.D. Tessier, C. Javaux, I. Maksimovic, V. Lorient, and B. Dubertret, Spectroscopy of Single CdSe Nanoplatelets // ACS Nano, 2012, V. 6, №8, p. 6751–6758.
4. A.G. Vitukhnovsky, V.S. Lebedev, A.S. Selyukov, A.A. Vashchenko, R.B. Vasiliev, and M.S. Sokolikova, Electroluminescence from Colloidal Semiconductor CdSe Nanoplatelets in Hybrid Organic-Inorganic Light Emitting Diode // Chemical Physics Letters, 2015, V. 619, p. 185–188.

## ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРИСТАЛЛОВ $ZrO_2-Y_2O_3-Er_2O_3$

Сидорова Н.В. \*, Рябочкина П.А.

*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, Саранск,  
Россия*

Совокупность физико-химических свойств кристаллов на основе диоксида циркония ( $ZrO_2$ ) обеспечивает им различные практические применения. При синтезе данных кристаллов, варьируя концентрацию стабилизирующих оксидов (оксидов элементов II и III групп Периодической системы, а также оксидов редкоземельных элементов), можно получать кристаллы как стабилизированного, так и частично стабилизированного диоксида циркония (ЧСЦ) [1,2].

Кристаллы ЧСЦ благодаря высокой прочности, исключительным триботехническим и химическим характеристикам широко применяются для деталей триботехники. Многочисленные исследования спектроскопических свойств кристаллов стабилизированного диоксида циркония, активированных различными РЗ ионами, показали, что данные кристаллы имеют широкие неоднородно уширенные спектры люминесценции, что предполагает их использование в качестве активных сред для перестраиваемых твердотельных лазеров с полупроводниковой накачкой [3].

В настоящей работе были исследованы особенности формирования оптических центров в \*\* кристаллах на основе  $ZrO_2$  с различным содержанием стабилизирующего оксида  $Y_2O_3$ , активированных ионами  $Er^{3+}$ . Сделан акцент на изучении спектрально-люминесцентных характеристик кристаллов стабилизированного диоксида циркония, легированных ионами  $Er^{3+}$ , с целью получения на них лазерной генерации на переходе  ${}^4I_{13/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$  ионов  $Er^{3+}$  в спектральном диапазоне 1.6-1.7 мкм.

\* Победитель подсекции «Оптика 3»

\*\* Кристаллы синтезированы в лаборатории «Фианит» (зав. лабораторией Е.Е. Ломонова) Института общей физики им А.М. Прохорова РАН.

С целью выявления особенностей формирования оптических центров ионов  $\text{Er}^{3+}$  в кристаллах на основе  $\text{ZrO}_2$  с различным содержанием стабилизирующего оксида, активированных ионами  $\text{Er}^{3+}$ , были зарегистрированы спектры поглощения для перехода  $^4\text{I}_{15/2} \rightarrow ^4\text{S}_{3/2}$  и спектры люминесценции для перехода  $^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$  ионов  $\text{Er}^{3+}$  при селективном возбуждении на уровни  $^4\text{S}_{3/2}$  и  $^4\text{F}_{7/2}$  этих ионов, при  $T=77$  К. Анализ соответствующих экспериментальных данных для кристаллов на основе  $\text{ZrO}_2$  с различным содержанием стабилизирующего оксида, легированных ионами  $\text{Er}^{3+}$ , позволил сделать вывод о существовании в данных кристаллах двух типов оптических центров. К первому типу относятся ионы  $\text{Er}^{3+}$ , для которых характерно наличие анионных вакансий в ближайших координационных сферах. Второй тип оптических центров ионов  $\text{Er}^{3+}$  характеризуется отсутствием вакансий в ближайших координационных сферах и более высокой симметрией кристаллического окружения.

Кристаллы стабилизированного диоксида циркония  $\text{ZrO}_2\text{-}13.4\text{мол}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0.6\text{мол}\%\text{Er}_2\text{O}_3$ , представляют интерес с точки зрения получения генерации в диапазоне 1.6-1.7 мкм при резонансном возбуждении уровня  $^4\text{I}_{13/2}$  ионов  $\text{Er}^{3+}$ . В настоящей работе нами были исследованы спектры поглощения и люминесценции для перехода  $^4\text{I}_{15/2} \leftrightarrow ^4\text{I}_{13/2}$  ионов  $\text{Er}^{3+}$  в кристаллах  $\text{ZrO}_2\text{-}13.4\text{мол}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0.6\text{мол}\%\text{Er}_2\text{O}_3$ . Сравнительный анализ спектра люминесценции перехода  $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$  ионов  $\text{Er}^{3+}$  для кристаллов  $\text{ZrO}_2\text{-}13.4\text{мол}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0.6\text{мол}\%\text{Er}_2\text{O}_3$  со спектрами люминесценции других оксидных кристаллов, например  $\text{Ca}_3(\text{NbGa})_5\text{O}_{12}:\text{Er}$ , которые также характеризуются разупорядоченной структурой, свидетельствует о том, что данный спектр смещен в более длинноволновую область и соответствует диапазону 1400-1720 нм.

Для оценки возможной области перестройки лазерной генерации на переходе  $^4\text{I}_{13/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$  ионов  $\text{Er}^{3+}$  в кристалле  $\text{ZrO}_2\text{-}13.4\text{мол}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0.6\text{мол}\%\text{Er}_2\text{O}_3$  была получена спектральная зависимость сечения усиления данного перехода для различных значений относительной инверсной населенности. Данная зависимость свидетельствует о том, что для значения относительной инверсной населенности  $P=0.07$  область усиления для кристалла  $\text{ZrO}_2\text{-}13.4\text{мол}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0.6\text{мол}\%\text{Er}_2\text{O}_3$  соответствует спектральному интервалу 1620–1700 нм.

При резонансном возбуждении лазерным излучением  $\lambda_{\text{возб}}=1537$  нм на уровень  $^4\text{I}_{13/2}$  ионов  $\text{Er}^{3+}$  в кристаллах  $\text{ZrO}_2\text{-}13.4\text{мол}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0.6\text{мол}\%\text{Er}_2\text{O}_3$  было выявлено наличие антистоксовой люминесценции, которая приводит к разгрузке верхнего лазерного уровня  $^4\text{I}_{13/2}$  и негативно влияет на процесс создания инверсной населенности на данном уровне.

С целью исследования механизмов, ответственных за возникновение антистоксовой люминесценции ионов  $\text{Er}^{3+}$  в кристаллах  $\text{ZrO}_2\text{-}13.4\text{мол}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0.6\text{мол}\%\text{Er}_2\text{O}_3$  были зарегистрированы кинетики разгорания и затухания люминесценции ионов  $\text{Er}^{3+}$  с уровнями  $^4\text{S}_{3/2}$  (рис. 1а) и  $^4\text{F}_{9/2}$  (рис. 1б) при возбуждении лазерным излучением с длиной волны  $\lambda_{\text{возб}}=1537$  нм и длительностью импульса возбуждения 5 нс.

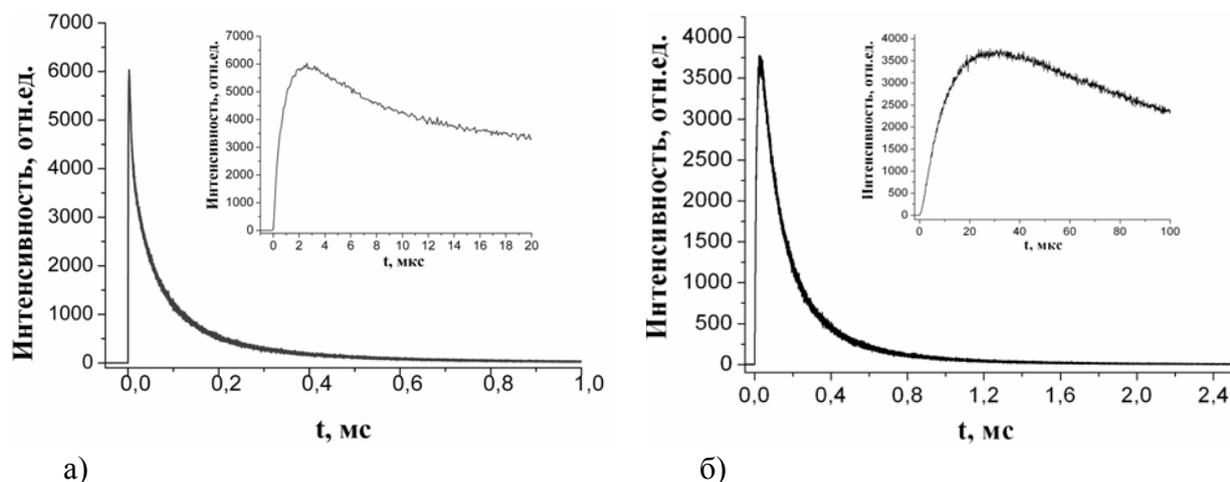


Рис. 1 Кинетика разгорания и затухания люминесценции ионов  $\text{Er}^{3+}$  с уровней  $^4\text{S}_{3/2}$  (а) и  $^4\text{F}_{9/2}$  (б) в кристалле  $\text{ZrO}_2\text{-}13.4\text{мол}\%\text{Y}_2\text{O}_3\text{-}0.6\text{мол}\%\text{Er}_2\text{O}_3$  при возбуждении уровня  $^4\text{I}_{13/2}$  ионов  $\text{Er}^{3+}$  в различном временном масштабе

По характеру кривых разгорания люминесценции ионов  $\text{Er}^{3+}$  сделан вывод о том, что причиной возникновения антистоксовой люминесценции с уровней  $^4\text{S}_{3/2}$  и  $^4\text{F}_{9/2}$  ионов  $\text{Er}^{3+}$  в кристаллах  $\text{ZrO}_2$ -13.4мол% $\text{Y}_2\text{O}_3$ -0.6мол% $\text{Er}_2\text{O}_3$  являются процессы межзонного взаимодействия ионов  $\text{Er}^{3+}$  в данных кристаллах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ офи\_м, № проекта 13-02-051, НИР в рамках проектной части государственного задания в сфере научной деятельности по заданию № 3.384.2014/К

E-mail: ya.natalka2112@yandex.ru

### Литература

1. Кузьминов Ю.С., Осико В.В. Фианиты. М.: Наука, 2001.
2. Кузьминов Ю.С., Ломонова Е.Е., Осико В.В. Тугоплавкие материалы из холодного тигля. М.: Наука, 2004.
3. Борик М.А., Ломонова Е.Е., Малов А.В. Кулебякин., А.В, Рябочкина П.А., Ушаков С.Н, Усламина М.А., Чабушкин А.Н. Спектрально-люминесцентные и генерационные свойства кристаллов  $\text{ZrO}_2$ - $\text{Y}_2\text{O}_3$ - $\text{Tm}_2\text{O}_3$ // Квантовая электроника. 2012, Т 42(7). С.580-582.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА И СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В КРИСТАЛЛАХ $\text{ZrO}_2$ - $\text{Y}_2\text{O}_3$ - $\text{CeO}_2$ - $\text{Nd}_2\text{O}_3$ ПОСЛЕ ТЕРМООБРАБОТКИ

Волкова Т.В.\*, Рябочкина П.А.

*Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева,  
Саранск, Россия*

Кристаллы частично стабилизированного диоксида циркония (ЧСЦ) обладают совокупностью физических свойств, благодаря которым они находят широкое практическое применение. Высокие механические характеристики кристаллов ЧСЦ позволяют им конкурировать с неметаллическими конструкционными материалами, используемыми в триботехнике. К числу выгодно отличающихся свойств кристаллов ЧСЦ также можно отнести биосовместимость, способность эксплуатации в окислительной атмосфере и в условиях высоких температур.

Значительное влияние на особенности структуры, фазовый состав, и как следствие этого, на свойства кристаллов ЧСЦ оказывает их химический состав. Кроме оксидов элементов второй и третьей групп Периодической системы, выступающих в качестве стабилизаторов высокотемпературных модификаций диоксида циркония, в их состав могут быть введены оксиды редкоземельных ионов, наличие которых может модифицировать их свойства в том числе в процессе термообработки. Диапазон рабочих температур изделий на основе кристаллов ЧСЦ составляет от  $-140$  до  $1400^\circ\text{C}$ . Таким образом, представляет интерес изучение свойств кристаллов ЧСЦ, легированных редкоземельными ионами, в том числе подвергнутых термическому отжигу при данных температурах.

При этом результаты исследований фазового состава и спектрально-люминесцентных свойств кристаллов ЧСЦ, активированных редкоземельными ионами, позволяют оценить возможность использования редкоземельного иона в качестве спектроскопического зонда для выявления особенностей структуры, фазового состава, которые, как отмечалось выше, определяют свойства этих кристаллов.

Объектом исследования в настоящей работе являлся кристалл ЧСЦ состава 97.22 мол.% $\text{ZrO}_2$ -2.03мол.% $\text{Y}_2\text{O}_3$ -0.653мол.% $\text{CeO}_2$ -0.111мол.% $\text{Nd}_2\text{O}_3$ . Кристалл был синтезирован в лаборатории «Фианит» (зав. лабораторией Е.Е. Ломонова) Института общей физики имени А.М. Прохорова РАН.

\* Победитель подсекции «Оптика 2».

Методами комбинационного рассеяния света (КРС) и оптической спектроскопии в кристаллах ЧСЦ состава 97.22 мол.%ZrO<sub>2</sub>-2.03мол.%Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-0.653мол.%CeO<sub>2</sub>-0.111мол.%Nd<sub>2</sub>O<sub>3</sub> исследован тетрагонально-моноклинный фазовый переход, инициированный в нем термическим отжигом в воздушной атмосфере.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ офи\_м, № проекта 13-02-051.

E-mail: sendboxvv@mail.ru

### Литература

1. Кузьминов Ю.С., Ломонова Е.Е., Осико В.В. Тугоплавкие материалы из холодного тигля. М.: Наука, 2004. 369 с.
2. Воронько Ю.К., Соболев А.А., Шукшин В.Е. Физика твердого тела, 2007. Т. 49, вып. 10. С. 1871-1875
3. Александров В.И., Осико В.В., Прохоров А.М., Татаринцев В.М. // Известия АН СССР: Неорганические материалы. 1972. Т. 8. 956 с.
4. Борик М.А., Ломонова Е.Е., Осико В.В., Прохоров А.М. Проблемы кристаллографии, под ред. Б.К. Вайнштейна // М.: Наука, 1987. С. 165 – 189.
5. Воронько Ю.К., Игнатъев Б.В., Ломонова Е.Е., Осико В.В., Соболев А.А. // Физика твердого тела. 1980. Т. 22. С. 1034.
6. Borik M. A., Volkova T.V., Kulebyakin A.V., Lomonova E.E., Filipp O. M., Myzina V.A., Osiko V.V., Ryabochkina P.A., Tabachkova N.Yu., Uslamina M.A., Ushakov S.N., Chabushkin A.N. // Journal of Alloys and Compounds. 2015. V. 621. P. 295–300.

## ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНЫ НА ГРАНИЦЕ ДИЭЛЕКТРИКА И НЕОДНОРОДНОГО НАНОКОМПОЗИТА

Евсеев Д.А.

*Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия*

В последнее время внимание исследователей привлекают металло-диэлектрические нанокондитные среды (НКС), состоящие из диэлектрической матрицы с равномерно распределёнными по ее объёму металлическими наночастицами. Свойства таких сред включают в себя как свойства объёмного материала, так и свойства наночастиц. При этом эффективные материальные параметры НКС могут значительно отличаться от соответствующих характеристик матрицы композита и включений. При этом действительная часть эффективной ДП нанокондитов может изменяться в широких пределах – от достаточно больших положительных до отрицательных значений. Необычные оптические характеристики НКС формируются благодаря плазмонному резонансу металлических наночастиц. При этом резонанс НКС лежит в видимой области частот. Потенциально имеются широкие возможности для управления оптическими свойствами резонансной структуры, а значит и новые области практического применения.

В работе была рассмотрена граница раздела, выше которой располагается нанокондит с неоднородным распределением сферических серебряных частиц, а ниже пустая матрица. В качестве матрицы было выбрано стекло. ДП серебра описывалась моделью Друде:

$$\varepsilon_p = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\left(\gamma + \frac{v_F}{a}\right)} \quad (1)$$

Эффективная ДП НКС описывалась моделью Максвелла-Гарнетта:

$$\varepsilon_{ef}(z) = \varepsilon_m \left( 1 + \frac{3\eta_0(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}{2\varepsilon_m + \varepsilon_p} e^{-\frac{z}{z_0}} \right) \quad (2)$$

Решение граничной задачи приводит к следующему дисперсионному соотношению для константы распространения поверхностного ПП:

$$\begin{cases} \psi \frac{J_{2z_0q_n+1}(2z_0\psi)}{J_{2z_0q_n}(2z_0\psi)} = q_n + \frac{\varepsilon_{ef}(0)}{\varepsilon_d} \sqrt{q_n^2 + k_0^2(\mu_n\varepsilon_m - \mu_d\varepsilon_d)} - \frac{\partial_z \varepsilon_{ef}(0)}{2\varepsilon_{ef}(0)} \\ q_n^2 = \beta^2 - k_0^2 \mu_n \varepsilon_m \\ \psi^2 = k_0^2 \mu_n \varepsilon_m \frac{3\eta_0(\varepsilon_p - \varepsilon_m)}{2\varepsilon_m + \varepsilon_p} \end{cases} \quad (3)$$

где  $J_{2z_0q_n}(2z_0\psi)$  – функция Бесселя. Для численного анализа были использованы следующие материальные параметры сред:  $\varepsilon_m = 2.25$ ,  $\mu_n = \mu_d = 1$ ,  $\eta_0 = 0.05$ ,  $a = 2.5$  нм,  $z_0 = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5$  мкм (кривые 1-5).

При больших  $z_0$  величина  $\beta$  ведет себя аналогично случаю равномерно распределения наночастиц, а при малых  $z_0$  характеристика сначала спрямляется, а следом меняет перегиб на противоположный. Это связано с соотношением глубины проникновения поля и глубины, на которой объемная доля частиц спадает в  $e$  раз. Поглощение при уменьшении  $z_0$  спадает вследствие уменьшения доли серебра в структуре.

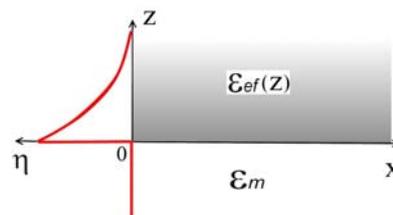


Рис. 1. Распределение объемной доли наночастиц в структуре

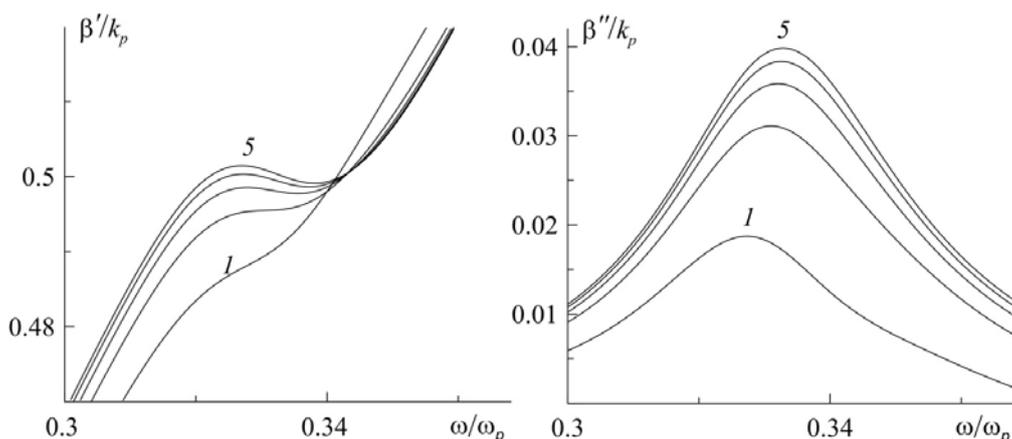


Рис. 2. Частотная зависимость действительной и мнимой части КР

В работе исследуются особенности распространения поверхностных ПП в данной структуре, глубина их залегания, фазовая и групповая скорости, а так же энергетические потоки в каждой из сред.

E-mail: Comrade-dmitriy@mail.ru

### ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ НАНОСТРУКТУР CDSE ПЛАНАРНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Соловей В.Р.<sup>1,\*</sup>, Селюков А.С.<sup>2</sup>, Ващенко А.А.<sup>2</sup>, Соколикова М.С.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Московский физико-технический институт (ГУ), Долгопрудный, Россия,

<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия,

<sup>3</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, факультет наук о материалах, Москва, Россия

В настоящее время актуальной является задача создания эффективных источников света. Одним из подходов к её решению является разработка органических светоизлучающих диодов (OLED). Одной из нерешённых проблем остаётся деградация органических компонент активных слоёв светодиодов. Перспективным путём её преодоления является использование в качестве центров излучательной рекомбинации полупровод-

никовых нанокристаллов, обладающих гораздо большей стабильностью. Светодиоды с полупроводниковыми квантовыми точками [1] уже продемонстрировали свою эффективность. Однако до сих пор не созданы эффективные светодиоды, обладающие синим свечением, а так же узкополосные OLED.

Новыми объектами, которые потенциально могут быть использованы в качестве эмиттеров синего света, являются нанокристаллы халькогенидов кадмия планарной геометрии (nanoplatelets, NPLs) [2, 3]. Эти нанокристаллы обладают исключительно узкой полосой межзонной люминесценции (FWHM~10 нм) и малым временем релаксации электронного возбуждения (~10 нс). Недавно разработанная технология коллоидного синтеза таких наночастиц позволяет контролировать их толщину с точностью до одного атомного слоя. Минимальная полученная на сегодняшний день толщина нанопластин CdSe соответствует длине волны люминесценции 398 нм [2], что крайне перспективно для создания светодиодов с фиолетовым свечением. Кроме того, варьируя время роста наночастиц, можно увеличивать латеральные размеры нанопластин

вплоть до единиц мкм.

Целью настоящей работы являлось исследование оптических свойств нанопластин CdSe как при фотовозбуждении, так и при пропускании электрического тока при помещении этих нанобъектов в активный слой органических светоизлучающих диодов. В качестве объектов использовали планарные наночастицы CdSe с характерной толщиной 1.5 нм (рис. 1); максимум полосы их фотолюминесценции соответствует энергии 2.44 эВ (508 нм) при возбуждении 3.06 эВ (405 нм), а ширина полосы на полувысоте (FWHM) составляет 58 мэВ (12 нм).

Для исследования электролюминесценции с участием планарных нанокристаллов CdSe был изготовлен прототип OLED со следующей структурой: ITO/PEDOT:PSS/TPD/ NPLs/TAZ/Al (NPL-OLED). Спектр электролюминесценции этого устройства, полученный при рабочем напряжении 5.5 В, имеет максимум в области 2.41 эВ (515 нм) и FWHM~0.51 эВ (110 нм). При этом полоса электролюминесценции сдвинута относительно полосы экситонной люминесценции при оптическом возбуждении на 33 мэВ (7 нм). Это может быть объяснено эффектом Штарка, возникающим в наноразмерных структурах при приложении внешнего электрического поля. Уширение предположительно связано с неоднородностью расположения планарных нанокристаллов относительно направления приложенного поля.

Для выявления роли нанопластин CdSe в электролюминесценции изготовленного OLED было изготовлено контрольное устройство без нанопластин. Сравнение спектров электролюминесценции обоих устройств показывает, что полосы их излучения заведомо находятся в разных спектральных областях. Это подтверждает, что центрами излучательной рекомбинации в активном слое NPL-OLED являются именно нанопластины CdSe.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что нанопластины CdSe могут быть успешно применены в качестве активных люминесцентных слоев в составе гибридных органических светоизлучающих диодов.

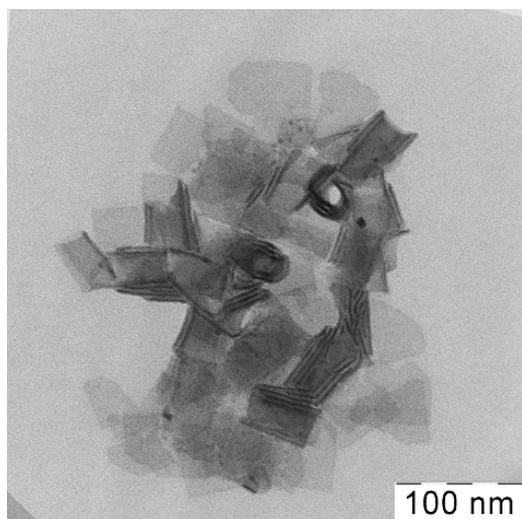


Рис. 1. Микрофотография нанопластин CdSe

этого устройства, полученный при рабочем напряжении 5.5 В, имеет максимум в области 2.41 эВ (515 нм) и FWHM~0.51 эВ (110 нм). При этом полоса электролюминесценции сдвинута относительно полосы экситонной люминесценции при оптическом возбуждении на 33 мэВ (7 нм). Это может быть объяснено эффектом Штарка, возникающим в наноразмерных структурах при приложении внешнего электрического поля. Уширение предположительно связано с неоднородностью расположения планарных нанокристаллов относительно направления приложенного поля.

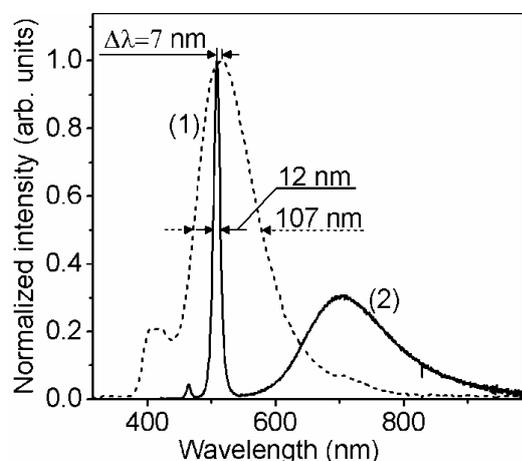


Рис. 2. Спектры фото- и электролюминесценции плоских нанокристаллов CdSe

Работа выполнена при финансовой поддержке Совета по грантам Президента РФ, проект МК-7514.2015.2.

\*E-mail: valentinsr@mail.ru

### Литература

1. А.А. Ващенко, В.С. Лебедев, А.Г. Витухновский, Р.Б. Васильев, И.Г. Саматов, Электролюминесценция квантовых точек CdSe/CdS и перенос энергии экситонного возбуждения в органическом светоизлучающем диоде // Письма в ЖЭТФ 2012, том 96, вып. 2, с. 118–122.
2. J.S. Ithurria, M.D. Tessier, B. Mahler, R.P.S.M. Lobo, B. Dubertret & A.L. Efros, Colloidal nanoplatelets with two-dimensional electronic structure // Nature Materials, 2011, №10, p. 936–941.
3. М.С. Соколикова, Р.Б. Васильев, А.М. Гаськов, Синтез квазидвумерных коллоидных наночастиц селенида кадмия и формирование сульфидного монослоя на их поверхности // Журнал неорганической химии 2014, том 59, № 5, с. 577–582.

## ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СФЕРИЧЕСКИХ СЕРЕБРЯНЫХ НАНОЧАСТИЦ В ОПТИЧЕСКИ АНИЗОТРОПНОМ ОКРУЖЕНИИ

Кройчук М.К.

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

Поиск поляризационных приборов — устройств, с помощью которых из естественного света можно получить поляризованный, — ведется уже более трех веков. Самый старый кристаллический поляризатор, призма Николя, датируется 1828 годом. Основным недостатком устройств данного типа является их большая толщина, порядка сантиметров [1]. Следующим важным этапом в развитии поляризационных приборов можно назвать создание тонкопленочных поляризаторов, толщина рабочего слоя в которых составляет сотни микрометров. Если в качестве основной характеристики поляризатора выбирать его размер, прорывом можно считать обнаружение поляризующих свойств искусственных наноструктур и метаматериалов, толщина которых оценивается сотнями нанометров. До некоторого времени при создании поляризационных приборов не было попыток менять структуру вещества, используемого для изготовления поляризатора. Принципиально новым подходом стало применение технологии анизотропного структурирования изначально не поляризующей среды, например благородных металлов [2]. В данной работе впервые используется стратегия помещения изотропных наноструктур (наносфер серебра) в оптически анизотропное окружение — кристалл ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ).

В работе произведен расчет зависимости поляризуемости сферической частицы в анизотропной диэлектрической среде от длины волны падающего излучения. Для построения спектров поляризуемости использовались известные из литературы данные зависимости коэффициента преломления и коэффициента ослабления от длины волны для Ag [3] и эмпирические формулы для коэффициента преломления для обыкновенного и необыкновенного луча в ниобате лития ( $\text{LiNbO}_3$ ). Построенные зависимости (рис. 1) имеют характерные пики, связанные с возбуждением локальных плазмон-поляритонов. Важнейшей особенностью полученных результатов является сдвиг экстремумов по длине волны для различных поляризаций падающего излучения, что говорит о возможности наблюдения оптически анизотропного возбуждения локальных плазмон-поляритонов.

Образец, используемый в данной работе, был изготовлен путем бомбардировки ионами серебра анизотропного кристалла  $\text{LiNbO}_3$  с последующим отжигом при температуре порядка 400 °C [4]. В результате получена пластина  $\text{LiNbO}_3$ , толщиной 1 мм, у которой на глубине порядка 100 нм расположен массив из сферических частиц серебра с диаметром около 20 нм, что подтверждается снимками в просвечивающем электронном микроскопе.

Были проведены измерения спектров пропускания излучения видимого диапазона изготовленным образцом для двух различных состояний поляризации падающего света. В качестве источника излучения использовалась лампа накаливания, помещенная в не

пропускающий свет «кожух» с круговой выходной диафрагмой переменного радиуса. Пространственно модулированный луч естественно поляризованного света после прохождения диафрагмы попадал на поляризующую призму Глана, настроенную в зависимости от проводимого эксперимента на выделение либо продольной, либо поперечной оптической оси кристалла поляризации излучения. Продольно- (поперечно-) поляризованный свет слабо фокусировался линзой на образец. Прошедший свет заводился с помощью коллиматора в оптоволокно, по которому излучение направлялось в спектрометр Solar LS S100. Последующая обработка и анализ данных проводились на компьютере.

Снимался спектр пропускания подложки и образца для двух поляризаций света. Строились графики зависимости отношения спектра образца к спектру лампы для продольной и поперечной поляризации света, которые представляют зависимость коэффициента пропускания материала от длины волны, падающего излучения (рис. 2). Эксперимент проводился при различных выдержках для малых и больших длин волн для каждого из спектров, что учитывалось при обработке результатов. Графики построены в относительных единицах по оси, отвечающей за коэффициент пропускания.

Проведенный в рамках данной работы эксперимент показал, что для образца в линейном спектре для продольной и поперечной поляризации волны присутствует характерный провал, соответствующий минимуму коэффициента пропускания структуры. Аналогичные результаты были получены также и при теоретических расчетах поляризуемости материала. Полученные спектры демонстрируют сдвиг экстремума по длинам волн для различных поляризаций падающего света. Была найдена длина волны, при которой разница коэффициентов пропускания для обыкновенного и необыкновенного лучей максимальна.

Таким образом, экспериментально выявлено, что спектр коэффициента пропускания образца, состоящего из анизотропного кристалла  $\text{LiNbO}_3$  с имплантированными сферическими наночастицами серебра, содержит минимум, связанный с возбуждением локальных плазмон-поляритонов, продемонстрировано, что положение минимума зависит от поляризации падающего излучения. Эта особенность может быть использована для выделения определенной поляризации волны из естественного света, что впоследствии может привести к созданию нового типа поляризационно-чувствительных сред.

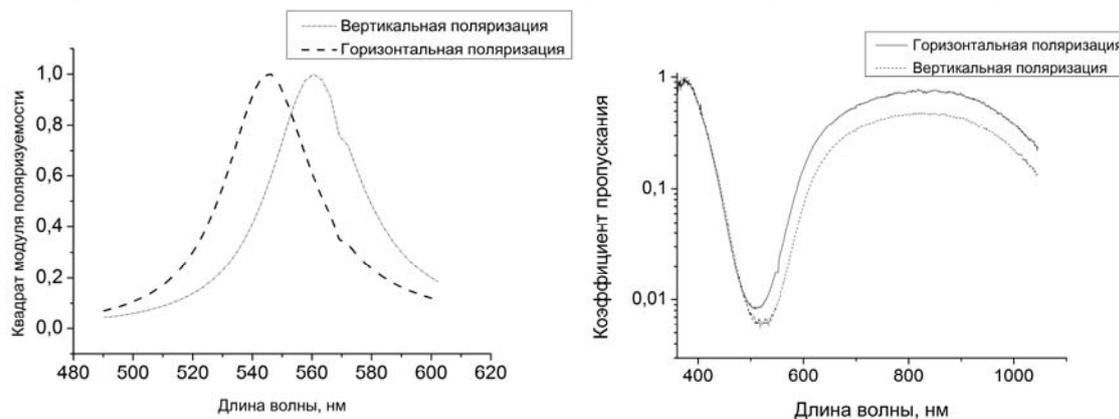


Рис. 1. Отклик сферических наночастиц серебра в анизотропной диэлектрической среде. Слева: расчет с использованием модели поляризуемости маленькой сферической частицы. Справа: экспериментальные спектры пропускания образца сферических серебряных наночастиц в матрице  $\text{LiNbO}_3$

### Литература

1. Ахманов С.А. Никитин С.Ю. "Физическая оптика". Издательство Московского университета. Москва 2004. Издательство "Наука"
2. Full Poincaré sphere coverage with plasmonic nanoslit metamaterials at Fano resonance / M. R. Shcherbakov [et al.] // Physical Review B.— 2010.— № 82.— P. 193402.
3. Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices / A. D. Rakić [et al.] // Applied Optics.— 1998.— № 37.— P. 5271-5293.
4. Third Order Optical Nonlinearity of Colloidal Metal Nanoclusters Formed by MeV Ion Implantation / S. S. Sarkisov [et al.] // REI Conference, Knoxville, TN.— 9/97 (NIMB)

# РАДИОФИЗИКА

**Председатель:**  
**проф. Митрофанов Валерий Павлович**



## ДИНАМИКА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОБНОЙ МАССЫ И ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО АКТЮАТОРА

Копцов Д.В.

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

В последнее время изучению поведения электрических зарядов в диэлектриках и на их поверхности уделяется особое внимание. Это связано с активным развитием микро-электромеханических устройств (MEMS), в частности MEMS-переключателей и микро-зеркал, управляемых электрическим полем, поскольку перераспределение зарядов негативно влияет на надежность и срок службы данных устройств [1,2]. На макроуровне также используются подобные устройства – электростатические актюаторы (ESD), в частности в лазерных гравитационно-волновых детекторах, таких как Advanced LIGO, GEO600 и других [3,4].

Перераспределение зарядов на поверхности пробной массы из плавленого кварца, используемой в гравитационно-волновых детекторах может являться источником дополнительного шума смещения пробной массы, поскольку процесс перераспределения, обусловленный прыжковой проводимостью, имеет флуктуационный характер. Также под действием электрического поля ESD заряды накапливаются напротив электродов, что может нарушить калибровку ESD.

Цель настоящей работы – изучение процессов перераспределения зарядов на поверхности диэлектрика (плавленого кварца) и влияющих на него факторов. Для экспериментального исследования накопления заряда была создана установка, представляющая собой монолитный крутильный осциллятор из плавленого кварца с резонансной частотой 63 Гц и добротностью в вакууме  $10^6$  и  $2 \cdot 10^3$  на воздухе. Размеры пластины осциллятора 25x10x2 мм. На расстоянии порядка 1.5 мм от пластины была установлена гребенка электродов шириной 1 мм каждый и периодом гребенки 2 мм. Колебания маятника регистрировались специально разработанным оптическим датчиком на основе интерферометра Майкельсона [5]. Чувствительность такого датчика при измерении момента сил, действующих на пластину осциллятора в диапазоне частот, близких к резонансной частоте осциллятора составляет  $10^{-28}(\text{Нм})^2/\text{Гц}$  что близко к спектральной плотности мощности теплового шума данного осциллятора при комнатной температуре.

Накопление заряда приводит к изменению момента сил, действующих на пластину осциллятора со стороны электростатического поля электродов. Момент сил измеряется по амплитуде вынужденных колебаний осциллятора при приложении к электродам переменного напряжения заданной частоты в дополнение к постоянному, создающему электростатическое поле. Оценка, полученная при помощи численного расчета, показывает, что чувствительность установки по измерению распределения заряда на поверхности пластины осциллятора составляет порядка  $10^7$  шт/см<sup>2</sup>.

Проведенные эксперименты при различных значениях относительной влажности показали релаксационный характер зависимости момента сил, действующих на пластину осциллятора, от времени, с характерным временем релаксации, меняющимся в диапазоне от  $10^4$ с до  $10^2$ с при изменении относительной влажности от 28% до 56%. Полу-

ченная зависимость характерного времени релаксации от влажности согласуется с предложенной в [6].

Разработанная численная модель процессов, происходящих на поверхности диэлектрика под действием электростатического поля, использующая для расчетов методом конечных элементов систему уравнений Пуассона–Нернста–Планка, дала хорошее согласие с экспериментальными результатами и подтвердила образование на поверхности диэлектрика пиков заряда положительного или отрицательного знака напротив электродов соответствующей полярности.

Таким образом, в данном исследовании разработан и реализован метод измерения динамики взаимодействия диэлектрической пробной массы и электростатического акюатора. Продемонстрирован релаксационный характер взаимодействия и исследована зависимость времени релаксации от относительной влажности окружающего воздуха. На основе уравнений Пуассона–Нернста–Планка создана численная модель, использующая сравнительно простой механизм транспорта носителей заряда, результаты расчета которой в целом согласуются с экспериментальными данными. Для получения более точного совпадения экспериментальных данных с расчетными необходимо усовершенствовать модель транспорта электрических зарядов в слое воды, адсорбированной на поверхности плавленого кварца.

E-mail: kopcov@physics.msu.ru

#### Литература

1. Ruan J., Tremouilles D., et al. Reliability assessment of electrostatically driven MEMS devices: based on a pulse-induced charging technique // J.Micromech. Microeng. 2012, Vol. 22(4), 045016 (10pp)
2. Papaioannou G., Papapolymerou J., Pons P. and Plana R. Dielectric charging in radio frequency microelectromechanical system capacitive switches: A study of material properties and device performance // Appl. Phys. Lett. 2007, Vol. 90(23), 233507
3. Affeldt C., Danzmann K., et al. Advanced techniques in GEO600 // Class. Quantum. Grav. 2014, Vol. 31(22), 224002 (26pp)
4. Aston S. M., Barton, et al. Update on quadruple suspension design for Advanced LIGO // Class. Quantum Grav. 2012, Vol. 29(), 235004
5. Копцов Д.В., Прохоров Л.Г., Митрофанов В.П. Интерферометрический датчик малых колебаний крутильных осцилляторов // Приборы и техника эксперимента 2013, Т.56(№2), с.215
6. Castagne R., Hesto P. and Vapaille A. Surface conductivity of the insulator of an MIS or MIM device // Thin Solid Films 1973, Vol. 17(3), pp.253-264

### НОВЫЙ МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ СВЧ-СИГНАЛА ВОЗБУЖДЕНИЯ В ЦЕЗИЕВЫХ АТОМНЫХ ЧАСАХ

Петров А.А.

*Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет,  
Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций,  
Санкт-Петербург, Россия*

В современном мире в условиях быстрого развития мировой науки, технологий и средств передачи информации невозможно обойтись без измерения времени с высокой точностью. Наибольшей точностью и надежностью работы среди источников опорных колебаний, используемых для измерения времени обладают квантовые стандарты частоты (КСЧ).

Цезиевые атомные часы являются основными устройствами, обеспечивающими формирование и воспроизведение с необходимой точностью физической единицы измерения времени и частоты [4].

С развитием научно – технического прогресса постоянно меняются условия эксплуатации цезиевых атомных часов. Поэтому к ним предъявляются новые требования по точности измерений, надежности работы и массо – габаритным характеристикам.

Это заставляет постоянно модернизировать действующие и разрабатывать новые модели цезиевых атомных часов. Для успешного решения задач, связанных с модернизацией необходимо проводить исследования физических явлений, разрабатывать новые методы, искать нестандартные конструкторские решения на основе результатов исследований и применения новейших электронных компонентов.

В работе представлено одно из таких направлений, а именно модернизация отдельного блока – синтезатора частоты с целью увеличения его функциональных возможностей, а также для улучшения метрологических характеристик самого стандарта.

Синтезатор частоты является одним из важнейших функциональных узлов КСЧ. Он принимает участие в формировании резонансной частоты квантового перехода атомов цезия. Основным показателем работы синтезатора частоты является его способность влиять на характеристику нестабильности частоты выходного сигнала КСЧ. Нестабильность частоты, вносимая синтезатором, определяется боковыми дискретными составляющими спектра сигнала, возникающими при делении, умножении, смещении частот сигналов, точностью формируемой частоты, стабильностью фазы, а также воздействием на сигнал естественных и технических шумов.

Новая конструкция цифрового синтезатора частоты была разработана на основе метода прямого цифрового синтеза [3]. Предложенный метод позволяет синтезировать выходной сигнал синтезатора с точностью по частоте более  $10^{-6}$  Гц.

Реализация предложенного метода позволила осуществить контроль частоты выходного сигнала СЧ в реальном времени. Это обеспечивает высокую скорость перестройки частоты, которая дает возможность более оперативно проводить автоподстройку частоты кварцевого генератора, чем в ранее применяемых конструкциях. Расширен диапазон получаемых частот на выходе синтезатора частоты (0 - 3МГц) и реализована возможность отстройки на частоту соседнего резонанса спектральной линии, что дает возможность подстраивать среднее поле квантового стандарта частоты.

На рис. 1 в качестве примера представлены осциллограммы выходного сигнала разработанной (а) и ранее используемой (б) конструкции синтезатора измеренного в полосе 1 кГц.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что использование нового метода формирования выходного сигнала синтезатора частоты в разработанной конструкции синтезатора частоты (СЧ) позволило улучшить параметры сигнала СВЧ-возбуждения, такие как точность формирования частоты, шаг перестройки частоты, время перестройки частоты и расширить диапазон получаемых частот [1,2].

На рис. 2 представлена дисперсия Аллана, вычисленная на основе экспериментальных исследований работы КСЧ с разработанным и ранее применяемым синтезатором частоты.

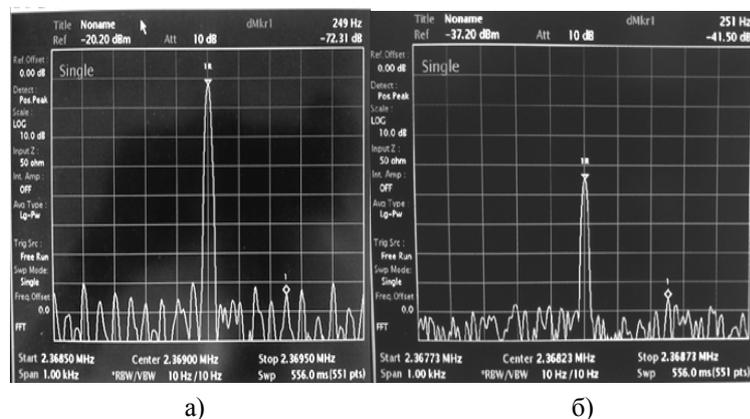


Рис. 1 Подавление боковых амплитудных составляющих в полосе 1 кГц

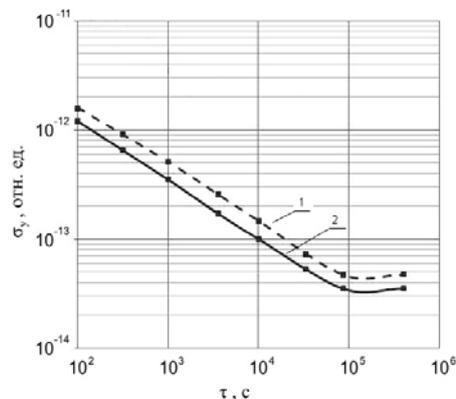


Рис. 2. Графики зависимостей значений дисперсии Аллана от времени: 1 – с ранее используемой конструкцией синтезатора, 2 – с новой разработанной

Полученные результаты показали улучшение значения дисперсии Аллана ( $\sigma_y$ ) на  $1,21 \cdot 10^{-14}$  при использовании в цезиевых атомных часах разработанного синтезатора частоты.

E-mail: [Alexandrpetrov.spb@yandex.ru](mailto:Alexandrpetrov.spb@yandex.ru)

### Литература

1. Петров А.А., Давыдов В.В. «Новый метод формирования сигналов синтезатора частоты для атомных часов на парах  $^{133}\text{Cs}$ », Сборник материалов 52 – й международной научной студенческой конференции «МНСК - 2014», г. Новосибирск, 11 – 18 апреля 2014 года, с. 15.
2. Петров А.А., Давыдов В.В., Шабанов В.Е., Залетов Д.В. "Цифровой синтезатор частоты для квантового стандарта частоты на атомах цезия - $^{133}\text{Cs}$ ".- НТВ СПбГПУ. Информатика. Телекоммуникации. Управление, Проблемы передачи и обработки информации, НТВ-ИТУ/2013 #6(186), стр. 45-52, 2013г.
3. Ридико Л. И. Прямой цифровой синтез частоты. – Компоненты и технологии, 2001, № 7, С. 34 – 38.
4. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и применения. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009, 511 с.

## ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ТЕМ-РУПОРНЫХ АНТЕНН ДЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИЁМА СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ РАЗНОСТЕЙ

Усков Г.К., Лысенко Н.А., Кретов П.А.

*Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия*

В настоящее время активно развиваются технологии, основанные на применении сверхширокополосных (СШП) сигналов, наиболее перспективными приложениями которых являются системы радиосвязи и локации. Как и для любых радиосигналов становится необходимым исследование и разработка наиболее эффективных антенн, пригодных для излучения и приёма СКИ сигналов. Среди сверхширокополосных антенн был выбран именно ТЕМ-рупор с переменным волновым сопротивлением в пределах от 50 Ом у точки запитки (соединения с СШП коаксиальным кабелем) до  $120\pi$  Ом у края раскрыва антенны. Таким образом ТЕМ-рупор позволяет согласовывать источник сигнала со средой (в рассматриваемом случае каналом связи) с наименьшими потерями.

Исследование и анализ таких антенн производился с использованием метода конечных разностей во временной области (Finite Definition Time Domain method (FDTD)), впервые предложенном Кейном Йе (Калифорнийский университет) в 1966 г. Метод основан на дискретизации системы уравнений Максвелла, записанных в дифференциальной форме. Из существующих алгоритмов численного решения уравнений Максвелла FDTD был выбран авторами, поскольку позволяет:

получить форму сигнала в определенной точке пространства, что весьма полезно при анализе задач, связанных с СКИ, т.к. дальность распространения невелика;

рассчитать величину электромагнитного поля вне счетной области, что необходимо для нахождения диаграмм направленности и полей в дальней зоне антенны;

получить зависимости КСВн от частоты за один расчет с помощью быстрого преобразования Фурье от временных значений эквивалентного тока и напряжения. Значения КСВн удобно использовать для оценки качества согласования антенны.

В работе был рассмотрен метод конечных разностей во временной области (рисунок 1), были выведены его основные уравнения и указаны условия стабильности. Кроме того, были указаны способы задания граничных условий и рассмотрены системы идеально согласованных слоев (Perfect Matched Layers), рисунок 2. Хотя область применения метода довольно широка, особо выигрышным представляется его использование при исследовании нестационарных процессов — например, электромагнитного поля антенн при возбуждении их СШП-импульсами.

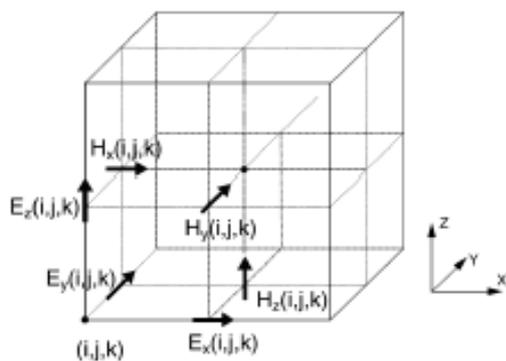


Рис. 1. Поля в ячейке сетки Йе. Из ячеек составляется пространственная трехмерная сетка Йе

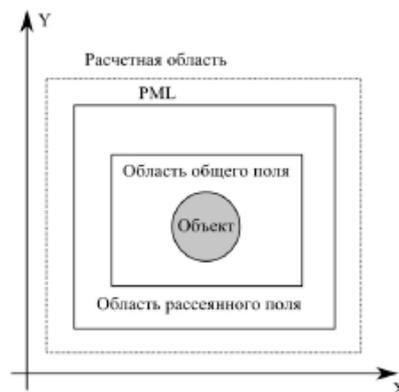


Рис. 2. Пример разбиения расчетной области

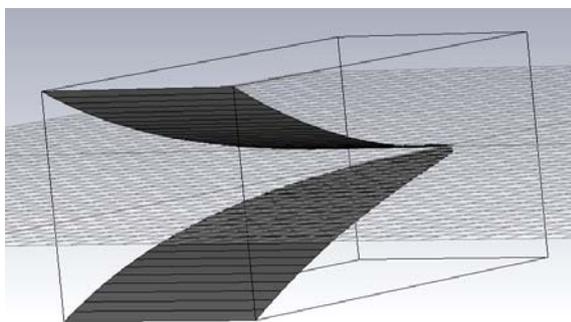


Рис. 3. Вид ТЕМ-рупорной антенны в пакете моделирования

В работе было проведено моделирование трех ТЕМ-рупоров с экспоненциальным профилем изменения волнового сопротивления (рисунок 3) и экспоненциальным профилем раскрыва лепестков, обладающих различной длиной.

$$H(x) = H_0 + (H_R - H_0) \frac{x}{R},$$

$$H(x) = H_0 \exp \left[ \left( \frac{x}{R} \right)^\alpha \ln \frac{H_R}{H_0} \right]$$

В качестве сигнала, подающегося на антенну использовался двуполярный моноцикл Гаусса. В результате расчета были получены зависимости КСВн от частоты в диапазоне 0,1–10 ГГц. При этом нижняя граничная частота по уровню КСВн не уменьшается при увеличении длины антенны. Полученная закономерность хорошо согласовывается с выводами из теории переходов с плавным изменением волнового сопротивления. Следует отметить, что увеличение длины ТЕМ-рупора на 3 см, что соответствует 20% от исходной длины 150 мм, позволило понизить нижнюю граничную частоту приблизительно на 100 МГц, увеличение на 5 см (на 33% от исходной длины) — на 140 МГц, что представляет весьма важный практический результат.

Также были промоделированы и проеден анализ ТЕМ-рупоров с линейным профилем изменения волнового сопротивления и профилем раскрыва. Полученные результаты использовались для нахождения импульсных характеристик антенны и расчёта её отклика на сигнал произвольной формы. В результате расчёта были получены энергетические диаграммы направленности излучения сигналов разной длительности для антенн с различными профилями, выходными сопротивлениями. Было установлено, что диаграммы направленности антенны с экспоненциальным профилем раскрыва уже, чем у антенны с линейным раскрывом, в особенности при излучении сигналов, пространственная длительность которых меньше размеров антенны.

e-mail: [lysenko.hvr@gmail.com](mailto:lysenko.hvr@gmail.com)

### Литература

1. Yee, K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media / K. Yee // *Antennas and Propagation, IEEE Transactions*. — 1966. — may. — Vol. 14, no. 3. — Pp. 302–307.
2. Влияние величины волнового сопротивления у раскрыва ТЕМ-рупора на энергетические диаграммы направленности / А. М. Бобрешов, П. А. Кре-тов, И. И.

- Мещеряков, Г. К. Усков // Радиолокация, навигация, связь: XVII Международная техническая конференция. — г. Воронеж, 2011. — С. 2218–2224.
3. Влияние величины волнового сопротивления у раскрыва ТЕМ-рупора на характер излучения сверхкоротких импульсов заданной формы /А. М. Бобрешов, П. А. Кретов, И. И. Мещеряков, Г. К. Усков // 67-я Российская конференция с международным участием «Научная сессия, посвященная Дню радио», RDC-2012. — г. Москва, 2012. — Научная сессия, посвященная Дню радио. — С. 22–25.

## МНОГОЛУЧЕВОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН В ЛАБИРИНТАХ В ПРИБЛИЖЕНИИ ФИЗИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Сорокин Б.С.

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

В предыдущей работе было рассмотрено распространение радиоволн в лабиринтах в приближении геометрической оптики, которое показало, что многолучевое распространение существенным образом влияет на условия приема сигнала. В результате многолучевого распространения на радиотрассе появляются участки, на которых амплитуда суммарного сигнала оказывается существенно меньше, чем в случае прохождения в эту точку только прямого сигнала. Проведенный анализ также показал, что зависимость коэффициента отражения от границ раздела сред от частоты приводит к тому, что при передаче сигналов будет искажаться спектр передаваемого сообщения.

В данной работе решена задача повышения точности расчетов путем уточнения модели распространения радиоволн. Поставленная задача решена путем применения метода физической оптики, позволяющего получить поле в точке приема путем интегрирования распределения возбуждающего поля по освещенным участкам поверхности рассматриваемого лабиринта. Получены расчетные соотношения для определения полного поля в точке приема, а также выражения для полей стороннего источника на земной поверхности и боковых поверхностях зданий, образующих лабиринт. При выводе расчетных соотношений предполагается, что на этих поверхностях выполняются граничные условия Щукина-Леонтовича. Влияние погодных условий на условия распространения радиоволн моделируется путем изменения диэлектрической проницаемости и проводимости подстилающей поверхности и материалов зданий. Предполагается, что уточнение модели распространения позволит существенно увеличить точность вычислений. В рамках данной работы была выведена следующая формула, позволяющая получить напряженность электромагнитного поля в заданной точке:

$$I_{0z}^{s,g}(q^e)E_{1z}^{s,cm} = I_{0z}^{s,cm}(p)E_{2z}^e(p, q^e) - \iint_{S_1} \{H_{1y}(E_{2x}^e + Z_1H_{2y}^e) - H_{1x}(E_{2y}^e - Z_1H_{2x}^e)\} dS_1 - \\ - \sum_{i=2}^N \iint_{S_i^s} \{H_{1z}(E_{2y}^e + Z_yH_{2z}^e) - H_{1y}(E_{2z}^e - Z_iH_{2y}^e)\} dS_i^s - \sum_{i=2}^N \iint_{S_i^n} \{H_{1y}(E_{2z}^e + Z_iH_{2y}^e) - H_{1z}(E_{2y}^e - Z_iH_{2z}^e)\} dS_i^n$$

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. Bertoni, Henry L.; Noncharenko, W. ; Macel, L.R. ; Xia, H. «UHF propagation prediction for wireless personal communications», Proceedings of the IEEE (Volume:82 , Issue: 9) , 1994

## ЗАКРУЧЕННЫЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫЕ ПУЧКИ

Терзи М.Е. \*, Юлдашев П.В., Сапожников О.А.

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

Ультразвуковая волна переносит энергию, импульс, а некоторые пучки - и момент импульса. При поглощении или рассеивании такой пучок давит на препятствие (возникает так называемая радиационная сила) и передаёт вращающий момент. Это явление, например, находит применение в медицине: с помощью ультразвуковых «пинцетов» (по аналогии с оптическими пинцетами, которые используются уже давно [1], можно захватить и направить частицы лекарства в нужном направлении в организме или дистанционно передвигать камни в почке. Настоящая работа акцентирует внимание на возможности вращения частиц «закрученным» ультразвуковым пучком, несущем момент импульса [2]. Для создания такого пучка используется специальный фазовый экран, который превращает исходный плоский фазовый фронт в спиралевидный.

В проведённом эксперименте ультразвуковой пучок частоты 1 МГц создавался в воде с помощью пьезокерамического преобразователя диаметром 10 см. Этот пучок пропусклся через круглый диск из оргстекла диаметром 12.9 см, состоящий из 12-ти плоскопараллельных секторных участков (рис. 1). Толщины секторов увеличивались пропорционально номеру сектора в процессе оборота вокруг оси диска, причём так, чтобы при полном обороте фаза прошедшей волны увеличивалась на число, кратное  $2\pi$ . Набег фазы возникал из-за разных значений скорости звука в воде и оргстекле (1500 и 2700 м/с, соответственно). Распределение акустического давления после прохождения фазовой пластины измерялось с помощью миниатюрного гидрофона, который перемещался по исследуемой области пространства с помощью системы позиционирования, управляемой компьютером.

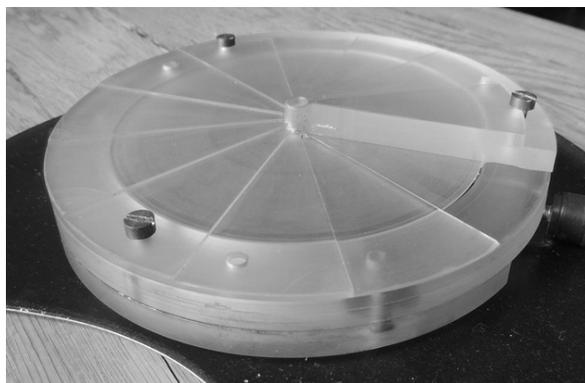


Рис. 1. Фазовый экран

Результаты измерений сравнивались с теоретическим расчётом. Для численного нахождения комплексной амплитуды  $p$  акустического давления гармонической волны вида  $\sim e^{i\omega_0 t}$  использовался интеграл Рэлея [3]:

$$p = \frac{-i\omega_0 \rho_0}{2\pi} \int dS \frac{V e^{ikR}}{R}, \quad (1)$$

где  $\rho_0$  – плотность воды,  $R$  – расстояние от точки интегрирования до точки наблюдения,  $k = \omega_0/c$ ,  $V$  амплитуда нормальной компоненты колебательной скорости на поверхности источника. Влияние фазового экрана учитывается выбором чисто фазового множителя в выражении для скорости  $V(r, \varphi) = V_0 e^{i\Phi(\varphi)}$ , где  $(r, \varphi)$  – полярные координаты. Зависимость  $\Phi(\varphi)$  выбиралась либо линейно нарастающей  $\Phi(\varphi) = L\varphi$  (здесь  $L$  – «топологический заряд» закрученного пучка), либо кусочно-постоянной, в соответствии с описанным выше экспериментом, в котором фазовая пластина разбивалась на сектора постоянной толщины.

При численном моделировании сектора разбивались на кольца, а каждое из колец – на трапециевидные участки примерно одинаковой площади. При этом интеграл (1) заменялся суммой. Расчёт проводился с помощью программы, написанной на языке Фор-

\* Победитель подсекции.

тран. Построение графиков и двумерных распределений параметров акустического поля проводилось в среде MATLAB.

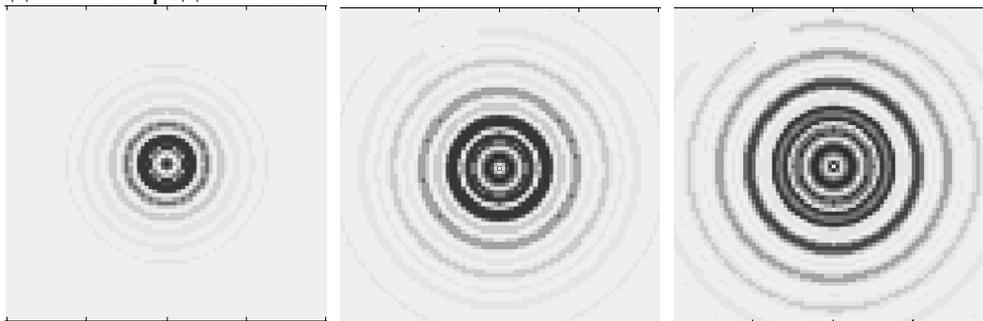


Рис. 2. Сравнение поперечных распределений амплитуды давления при различных значениях топологического заряда  $L$  (указан над рисунками)

На рис. 2 показан пример теоретически рассчитанного распределения амплитуды акустического давления на большом расстоянии от источника. Видно, что распределение имеет кольцеобразный вид, причём диаметр соответствующих колец повышенной интенсивности увеличивается с ростом величины топологического заряда  $L$ .

При ненулевом значении числа  $L$  (когда имеется закрученность) поле на оси пучка всегда равно нулю, т.е. распределение имеет провал в центре пучка. Это указывает на возможность захвата малых частиц в поперечном направлении под действием акустической радиационной силы. В дальнейших исследованиях планируется экспериментально исследовать этот эффект.

Работа поддержана при поддержке гранта РФФИ №14-02-00426.

*E-mail: me.terzi@physics.msu.ru*

#### Литература

1. Watson A. New twist could pack photons with data. – Science, 2002, v. 296, pp. 2316-2317.
2. Choe Y., Kim J.W., Shung K.K., Kim E.S. Microparticle trapping in an ultrasonic Bessel beam. – Applied Physics Letters, 2011, v. 99, 233704.
3. Крылов В.В. Основы теории излучения и рассеяния звука. – Издательство Московского университета, 1988, стр.34.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В МЕДИЦИНСКОМ ПРИЛОЖЕНИИ ОЧИЩЕНИЯ ПОЧКИ ОТ МЕЛКИХ ПОЧЕЧНЫХ КАМНЕЙ

Андрияхина Ю.С., Карзова М.М.

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

В настоящее время быстро развивающимся направлением волновой физики является использование ультразвуковых волн в медицинских приложениях [1]. Широко используемой областью применения ультразвука является литотрипсия – процедура разрушения почечных камней мощными ударными импульсами [2]. При этом происходит дробление камня на миллиметровые фрагменты, которые самостоятельно выводятся из организма. Во многих случаях после проведения процедуры литотрипсии остается актуальной проблема отхождения мелких фрагментов почечных камней, остающихся в нижней части почки и приводящих к развитию рецидива мочекаменной болезни [3]. Несколько лет назад была предложена новая технология, заключающаяся в выталкивании из почки мелких почечных камней или осколков камней после процедуры литотрипсии путем воздействия на камень радиационной силой ультразвукового пучка [3]. Для толкания камней было предложено использовать стандартный диагностический ультразвуковой излучатель, работающий в нелинейном режиме. На данный момент ос-

тается открытым вопрос, каковы должны быть оптимальные параметры и частотные режимы работы излучателя, чтобы эффективность воздействия ультразвуковой волны на камень была максимальной, а травматическое воздействие на почку отсутствовало. Для правильного описания воздействия на камень и предсказания вносимых биологических эффектов необходимо проведение сложных численных расчетов трехмерных нелинейных полей, что требует правильной постановки граничных условий для моделирования. Целью данной работы являлось нахождение параметров диагностического излучателя с применением комплексного подхода [4], основанного на совместном использовании взаимодополняющих экспериментальных и численных методов.

Геометрия исследуемого диагностического датчика модели Philips C5-2 представлена на Рис. 1. Рабочая поверхность датчика состоит из 128 излучающих элементов, варьируя фазу которых можно фокусировать пучок на разную глубину  $F_x$ . Фокусировка в поперечном направлении на глубину  $F_y$  обеспечивается за счет акустической линзы. Для нахождения ультразвукового поля излучателя граничные условия в численном моделировании подбирались таким образом, чтобы в линейном случае распределение давления поля на оси излучателя и в фокальной плоскости наилучшим образом согласовывалось с экспериментальными измерениями в воде. В численном расчете форма излучателя аппроксимировалась геометрией прямоугольника [5], а нахождение поля производилось на основе интеграла Рэлея [6]:

$$p(\vec{r}, t) = -\frac{i\omega\rho_0 e^{-i\omega t}}{2\pi} \int_S \frac{v_n(\vec{r}') e^{ikR'}}{R'} dS',$$

где  $p(\vec{r}, t)$  – давление, создаваемое излучателем в точке  $\vec{r}$  в момент времени  $t$ ,  $\rho_0$  – плотность среды,  $k$  – волновое число,  $\omega$  – циклическая частота излучателя,  $dS'$  – элемент площади поверхности излучателя,  $v_n$  – скорость колебаний поверхности излучателя,  $R'$  – расстояние от элемента излучателя до точки наблюдения поля. В численном моделировании проводилось варьирование следующих параметров: фокусные расстояния  $F_x$  и  $F_y$ , высота излучателя  $l_y$ , ширина элемента излучателя  $d_x$  и амплитуда давления поля  $p_0$  на излучателе. Наилучшее согласие с экспериментальными данными наблюдалось при значениях  $F_x = 55$  мм,  $F_y = 70$  мм,  $l_y = 12,7$  мм,  $d_x = 0,4$  мм,  $p_0 = 2650$  Па.

На Рис.2 представлено сравнение распределений давления акустического поля, измеренных экспериментально в воде и полученных в результате численного моделирования для 32 излучающих элементов датчика. Видно, что результаты моделирования хорошо согласуются с экспериментальными данными. В продольном направлении  $z$  ближнее поле излучателя имеет осциллирующую структуру, затем давление поля в фокусе возрастает примерно в 5 раз. Поперечные распределения по осям  $x$  и  $y$

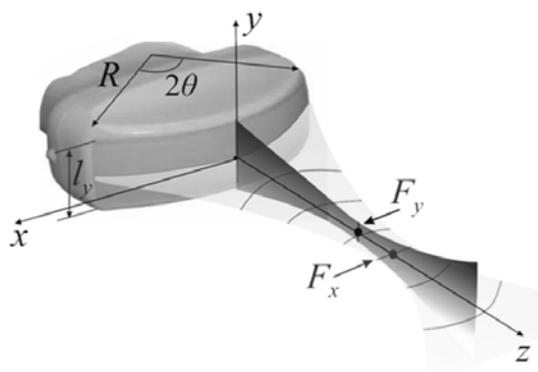


Рис. 1. Геометрия диагностического датчика

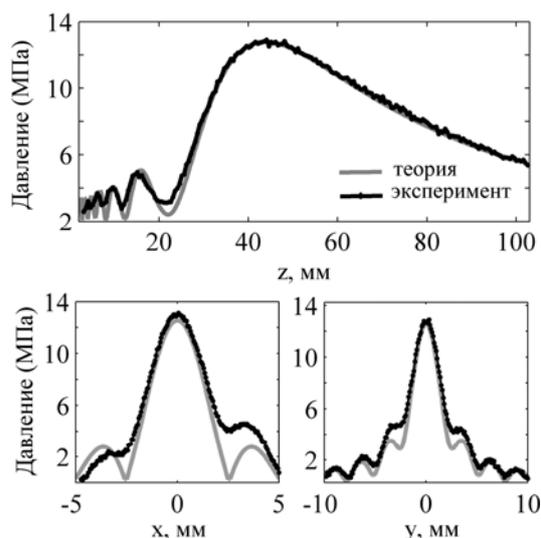


Рис.2. Сравнение распределений давления акустического поля, полученных в моделировании и в эксперименте для 32 рабочих элементов

построены при  $z = 50$  мм и определяют размеры фокальной области излучателя по уровню  $-6$  дБ:  $3 \text{ мм} \times 3 \text{ мм}$ . Таким образом, в работе были найдены параметры диагностического ультразвукового датчика, которые впоследствии можно использовать в качестве граничного условия для моделирования трехмерных нелинейных полей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-12-00974.

E-mail: julia\_andriakhina@mail.ru

### Литература

1. Хилл К., Бэмбер Дж., тер Хаар Г. (ред.). Ультразвук в медицине. Физические основы применения. М.: Физматлит. 2008.
2. 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. журн. 2003. Т. 49. № 4. С. 437–464.
3. Harper J.D. *et al.* Preclinical safety and effectiveness studies of ultrasonic propulsion of kidney stones // J. Urol. 2014, №84(2), p. 484-489.
4. M. S. Canney, M. R. Bailey, L. A. Crum, V. A. Khokhlova, and O. A. Sapozhnikov. Acoustic characterization of high intensity focused ultrasound fields: a combined measurement and modeling approach // J. Acoust. Soc. Am. 2008, 124, p. 2406–2420.
5. Хохлова В.А., Пономарев А.Е., Аверкью М.А., Крам Л.А. Нелинейные импульсные поля прямоугольных фокусированных источников диагностического ультразвука. Акуст. журн. 2006. Т. 52. № 4. С. 560-570.
6. Крылов В.В. Основы теории излучения и рассеяния звука. М.: Издательство Московского университета. 1988.

## МНОГОПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ ЛАЗЕРНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ОПТИЧЕСКОЙ ЖЕСТКОСТИ

Князев Е.В.

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

Прямое детектирование гравитационных волн является одной из важнейших задач современной физики, поскольку оно открывает уникальную возможность проверки применимости Общей Теории Относительности к условиям, когда кривизна пространства-времени не мала. Однако в силу крайней слабости взаимодействия гравитационных волн с веществом, решение этой задачи сопряжено с огромными экспериментальными трудностями, требуя измерения относительных смещений пробных масс детекторов порядка  $10^{-21}$ – $10^{-22}$ .

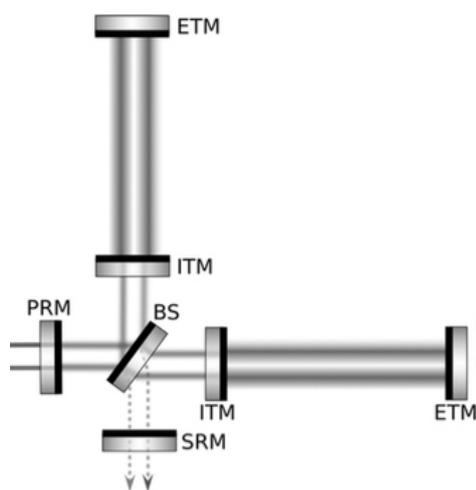


Рис. 1 Схема детектора гравитационных волн второго поколения с двумя накачками [3]

На текущий момент самыми чувствительными приборами для обнаружения гравитационных волн являются лазерные интерферометрические детекторы второго поколения Advanced LIGO [1], которые в настоящее время находятся в стадии отладки. Важным фактором, ограничивающим их чувствительность, является фундаментальный квантовый шум оптического поля в интерферометре [2].

В работе [3] был проанализирован метод подавления этого шума, основанный на использовании нескольких оптических накачек с различными частотами. Было показано, что такая многолучевая конфигурация позволяет снизить квантовый шум в важном низкочастотном диапазоне, а также обеспечивает высокую гибкость настройки формы частотной зависимости спектральной плотности квантового шума. Однако в этой работе не анализировалась возможность использования эффекта оптической жесткости [4], в принципе позволяющей дополнительно повысить

чувствительность детектора на низких частотах.

В настоящей работе выполняется численная многопараметрическая оптимизация многолучевой конфигурации лазерных интерферометрических детекторов гравитационных волн с учетом эффекта оптической жесткости, предполагая основные параметры интерферометра близкими к используемым в детекторах Advanced LIGO.

Программа оптимизации написана с использованием библиотеки GSL [5] на языке С. Алгоритм минимизации (симплекс-метод) применяется к функции, представляющей собой многомерную поверхность (см. формулу (22) в работе [3]). Поэтому в результате единичного выполнения программы может быть получен локальный оптимум, не имеющий ценности для дальнейшей возможной реализации в реальных схемах. Для получения истинного (глобального) оптимума минимизация выполняется для сетки "затравочных" значений параметров.

E-mail: knyazeveugene@gmail.com

### Литература

1. G.M.Harry (for the LIGO Scientific Collaboration)}, Classical and Quantum Gravity, 27, 084006 (2010)
2. S.L.Danilishin, F.Ya.Khalili, Living Reviews in Relativity, 15, No. 5 (2012).
3. M.Korobko, N.Voronchev, Haixing Miao, and F.Ya. Khalili, Physical Review D 91, 042004 (2015).
4. V.B.Braginsky, F.Ya.Khalili, Physics Letters A 257, (1999).
5. <http://www.gnu.org/software/gsl/>

## СТОЯЧИЕ СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ В РЕЗОНАТОРЕ С АНИЗОТРОПНОЙ ГЕЛЕОБРАЗНОЙ СРЕДОЙ

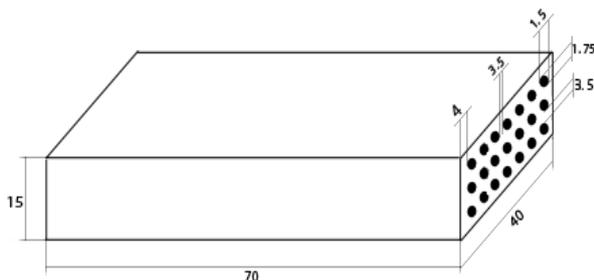
Баширов Р.Р., Крит Т.Б.

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

Исследование анизотропных гелеобразных сред является актуальной задачей, результаты которой имеют огромное практическое значение для медицинской диагностики. В данной работе для исследования анизотропной среды используется резонансный метод, основанный на предложенных ранее моделях акустического резонатора [1, 2]. Резонатор изготовлен из пластисола, который закреплён без проскальзывания между двумя твердотельными пластинами. Анизотропия среды создается путём включения резиновых нитей.

Колебаний нижней пластины резонатора в горизонтальном направлении возбуждаются с помощью вибратора. Стоячие сдвиговые волны получаются в результате сложения волны, возбуждаемой вибратором с волной, отражённой от верхней пластины. Ускорения обеих пластин фиксируются акселерометрами, что позволяет построить резонансные кривые для различных ускорений пластин и определить собственные частоты резонатора, которые характеризуют модуль сдвига образца.

Для проведения измерений изготовлен резонатор в форме прямоугольного параллелепипеда с основанием 70x40 мм и толщиной  $L = 15$  мм из резиноподобного материала с плотностью  $\rho = 0,98$  г/см<sup>3</sup>.



В параллелепипеде параллельно верхним граням, как показано на рисунке, встроены резиновые нити по 7 штук в ширину и по 3 в высоту на одинаковом расстоянии друг от друга.

Модуль сдвига резиновых нитей был получен статическим путем и равен 360.8 кПа, а у пластисола он равен 3.5 кПа.

Планируется измерить резонансные частоты в разных поляризациях и при разных натяжениях резиновых нитей. По данным измерений будет исследовано влия-

ние напряжения резиновых нитей на упругие свойства пластисола и на основании этого будут предложены новые модели анизотропных сред с управляемой упругостью. Полученные в работе результаты будут использованы для разработки новых и совершенствования существующих моделей анизотропных гелеобразных сред.

Работа выполнена при поддержке гранта поддержки ведущих научных школ № НШ-293.2014.2.

E-mail: [rr.bashirov@physics.msu.ru](mailto:rr.bashirov@physics.msu.ru)

### Литература

1. Крит Т.Б., Андреев В.Г., Нелинейные волны в резонаторе из гелеобразной среды с неоднородностями в виде полостей // Ученые записки физического факультета. — 2014. — № 4. — с. 1443161-1443163.
2. Андреев В.Г., Крит Т.Б., Сапожников О.А. Стоячие волны в упругом слое, нагруженном конечной массой // Акустический журнал. — 2010. — Т. 56, № 2.

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК С ТЕПЛОВОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

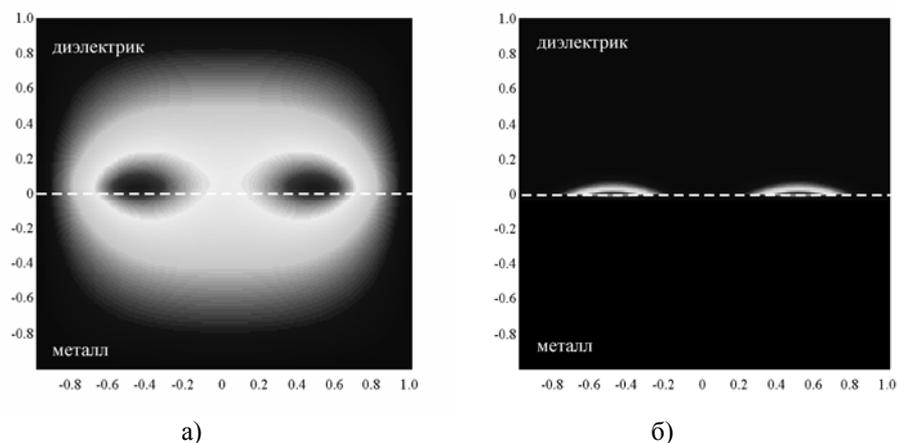
Григорьева Л.Н.

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

Большой интерес представляет применение явления изменения показателя преломления оптических материалов при слабом возмущении температуры среды для создания устройств управления световым излучением. На сегодняшний день существует ряд оптоэлектронных устройств, работа которых основана на тепловой нелинейности показателя преломления [1,2]. Некоторые из них, такие как термически перестраиваемые оптические фильтры, широко применяются в волоконно-оптических линиях связи.

Особенностью сред с тепловой оптической нелинейностью является нелокальность и инерционность, это позволяет создать ряд оригинальных оптоэлектронных устройств. Необходимо отметить, что основным недостатком устройств на основе тепловой нелинейности является их низкое быстродействие. Для повышения скорости их работы необходимо применять материалы с высокой теплопроводностью и уменьшать размеры нелинейной среды. Поэтому перспективным является исследование взаимодействия поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл-диэлектрик с тепловой оптической нелинейностью. Благодаря тому, что энергия поверхностного плазмон-поляритона локализуется в области размером около нескольких микрометров, скорость переключения устройств на основе тепловой нелинейности может достигать 10 нс [4].

Рис. 1. Распределение температуры (а) и профиль плазмон-поляритонных пучков накачки на границе металл-(б)



Целью данной работы было рассмотреть возможность формирования стационарного оптического волновода для поверхностной плазмонной волны при помощи двух параллельных плазмонных пучков накачки на границе металл-диэлектрик с тепловой дефокуси-

рующей нелинейностью. Следует отметить, что формирование стационарного индуцированного волновода в среде с тепловой дефокусирующей нелинейностью в случае объемных пучков невозможно, так как в случае трубчатого пучка накачки локальный максимум показателя преломления на оси пучка исчезает из-за тепловой диффузии [3,4]. Однако в случае поверхностных плазмон-поляритонов достаточно ограничить сигнальную волну лишь по одной координате при помощи двух параллельных пучков накачки [3]. Для описания процессов распределения тепла было численно решено следующее уравнение:

$$\operatorname{div}(\chi(x)\operatorname{grad}(T(x, y))) = \delta I(x, y), \quad (1)$$

где  $\chi(x)$  — коэффициент теплопроводности,  $\delta$  — коэффициент поглощения оптического излучения поверхностной волны,  $I(x, y)$  — интенсивность пучков накачки. Изменение температуры вдоль направления распространения плазмонных пучков не учитывалось, так как предполагалось, что самовоздействие и затухание не велико и интенсивность пучков накачки слабо меняется по координате  $z$ . При этом распределение накачки соответствовало двум параллельным плазмон-поляритонным пучкам:

$$I(x, y) = I_0 \exp\left(-\left(\frac{(x-a/2)^2}{\Delta x^2} + \frac{(x+a/2)^2}{\Delta x^2}\right)\right) \exp(-\gamma(y)|y|), \quad (2)$$

где  $a$  — расстояние между пучками накачки,  $\Delta x$  — ширина плазмонных пучков накачки,  $\gamma(y)$  — глубина локализации поверхностных волн в металле и в диэлектрике.

На рисунке 1 представлено распределение тепла в сечении системы, ортогональном направлению распространения света. Можно видеть, что на границе металл-диэлектрик с тепловой нелинейностью наблюдается локальный минимум температуры между пучками накачки. Благодаря тому, что показатель преломления убывает с ростом температуры, можно утверждать, что на поверхности раздела металл-диэлектрик сформирован волноводный канал для поверхностного плазмон-поляритона.

Если оптическая волна имеет ТМ поляризацию, то она может быть преобразована в поверхностный плазмон-поляритон, который будет распространяться на границе металл-диэлектрик внутри индуцированного волновода. Из-за сильного различия коэффициента теплопроводности металла и диэлектрика максимум температуры немного смещается от границы металл-диэлектрик вглубь диэлектрика. Это явление иллюстрирует распределение температуры вдоль направления ортогонального границе раздела и проходящего на равном расстоянии от пучков накачки на рисунке 2. Таким образом, над поверхностью металла формируется волноводный канал, который позволит и ТЕ волне распространяться вблизи поверхности металла.

Таким образом, при распространении света в среде с тепловой дефокусирующей нелинейностью вблизи нагретой поверхности металла может наблюдаться захват излучения как ТМ, так и ТЕ поляризации в индуцированный волноводный канал.

E-mail: ln.grigorjeva@physics.msu.ru

#### Литература

1. Micro-ring Based Planar Lightwave Circuit Devices for Optical Communications, Z. Wang University of Maryland, Baltimore County, 2009.
2. A.N. Rubinov, I.M. Korda, E.A. Zinkevich, "Dynamics of a laser with a nonlinear TIR Q switch", *Quantum Electron*, vol. 32, no. 4, pp. 319–323, 2002.
3. G.A. Knyazev, A.P. Sukhorukov, "Interaction of optical beams in medium possessing thermal nonlinearity," *IEEE Xplore. Proceedings of 1st International Workshop on Nonlinear Photonics (NLP)*, pp.1,2, 6-8 Sept. Kharkov, Ukraine, 2011

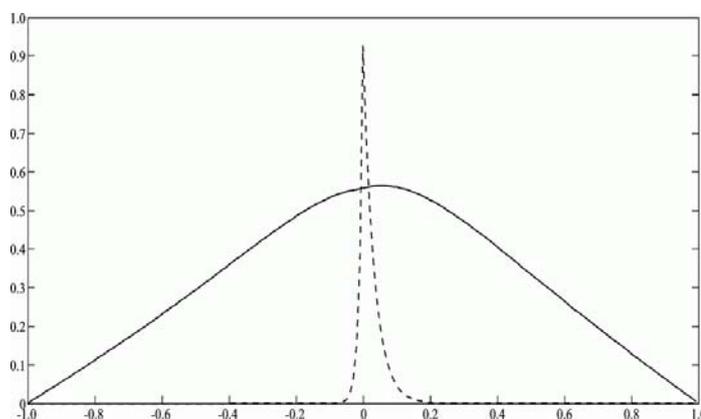


Рис. 2. Смещение максимума температуры в глубь диэлектрика (сплошная линия — распределение температуры, штриховая — сечение профиля пучка накачки)

4. Л.Н. Григорьева, Г.А. Князев, А.Л. Толстик. Исследование автоколебательных эффектов в среде с тепловой нелинейностью. *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та*, 4:144343–1–144343–4, 2014.

## ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ СГОРАНИЯ ТОПЛИВА

Анисимова С.А., Маслов И.Д., Ермолаев Д.С.

*Ковровская государственная технологическая академия им. В.А. Дегтярева,  
Ковров, Россия*

Воздействие электромагнитного поля на процесс горения топлива позволяет осуществлять управление этим процессом [1]. Наиболее эффективным такое воздействие оказывается на характерных для каждого вещества частотах, определение которых может быть осуществлено с помощью фонового электромагнитного поля. Любое вещество состоит из взаимообусловленной системы положительных и отрицательных зарядов [2], которые взаимодействуя с фоновым электромагнитным полем, сами становятся источниками электромагнитных полей с характеристиками, зависящими от структуры и состояния объекта [3]. Анализируя результирующее поле, можно получить информацию о частотном спектре вещества и выделить из спектра ряд характерных частот. В процессе сгорания вещество выводится из состояния термодинамического равновесия, при этом воздействие посредством дистанционного слабого электромагнитного облучения на характерных частотах приводит к значительным эффектам. Экспериментальная установка состоит из двух идентичных каналов, включающих: датчик электромагнитного поля, широкополосный усилитель, аналого-цифровой преобразователь, цифровую память. Выходы блоков памяти через USB-порт связаны с компьютером, который по соответствующей программе осуществляет обработку поступающей информации. Исследуемое тело помещалось вблизи датчика электромагнитного поля первого канала. Датчик электромагнитного поля второго канала находился на таком расстоянии от первого датчика, чтобы не испытывать влияния наблюдаемого тела. Проведенный Фурье анализ фонового электромагнитного поля в обоих каналах позволяет выявить частоты вблизи исследуемого объекта, амплитуда которых стабильно больше, чем амплитуда фонового электромагнитного поля. Такие частоты названы характерными. В качестве объектов исследования были выбраны парафин в форме свечи и этиловый спирт. Парафиновая свеча помещалась между пластинами конденсатора (расстояние между пластинами 20 см), на которые подавалось переменное напряжение 145В характерной частоты. Контрольная свеча сгорала в тех же условиях, но без подачи переменного напряжения. В обоих случаях температура пламени оставалась постоянной. Но если в контрольной свече за 2 часа сгорало 7 см, то в облученной – 4 см, что на 35,7% меньше. Масса несгоревшего парафина в контрольном и облученном образцах различались не более чем на 2%, что свидетельствует о более эффективном сгорании парафина в облученном образце из-за уменьшения теплопроводности твердого парафина. Исследование горения спирта показали следующее. Облучение 96% водного раствора спирта приводило к увеличению объема сгорания на 8% по отношению к контрольному образцу. При сгорании 70% раствора спирта при его облучении на характерной частоте сгорало на 20% меньше, чем в контрольном образце. Наблюдаемые изменения в характере сгорания водных растворов спирта разной концентрации, по мнению авторов, связаны с эффектами гидратации молекул спирта.

E-mail: maslov.vania2010@yandex.ru

### Литература

1. Starikovskiy A., Aleksandrov N. Plasma-assisted ignition and combustion.//Progress in Energy and combustion Science.-Elsevier,2013.-vol.39-#1.-P.61-110.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.:ФИЗМАТЛИТ, 2005. 651 с.

3. 3. Тетерин Е.П., Анисимова С.А., Тетерин П.Е., Лукичева В.К. Свойства фонового электромагнитного поля вблизи проводников и диэлектриков. ЖТФ, 2013, том 83, выпуск 10, с.143-147.

### СПЕЦИАЛЬНОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЯ РЕАЛЬНОГО КОНДЕНСАТОРА В СЛУЧАЕ СТАТИКИ

Сивков М.А., Алешин Ю.К.

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

Применение емкостных датчиков чрезвычайно многообразно. Они используются в системах регулирования и управления производственными процессами почти во всех отраслях промышленности, применяются для контроля заполнения резервуаров веществом. Но классическая формула для определения емкости конденсатора недостаточно точна, и не учитывает краевые эффекты и конечную толщину пластин, что приводит к большой погрешности в сверхточных измерениях с конденсаторами малых размеров, в которых расстояние между пластинами порядка линейного размера самих пластин. Анализ и учет факторов, влияющих на внесение погрешностей в показания датчика и посвящена данная работа.

Вышесказанное приводит к следующей задаче: учет влияния краевых эффектов и способы их устранения. Проблема в том, что задача об определении поля конденсатора решается точно лишь для очень узкого круга примеров. В основном это уединенные проводники, обладающие при этом определенной симметрией. Поэтому для определения емкости конденсаторов различных форм применяются специальные методы расчета. В данной работе подсчет произведен методом средних потенциалов.

Исходя из вариационного принципа Гаусса, для емкости можно написать неравенство

$$C \geq C[\sigma] = \frac{\left\{ \int ds_i \sigma(r_i) \right\}^2}{\sum_{i=1,2} \int ds_i \sigma(r_i) \varphi(r_i)}, \quad (1)$$

где

$$\varphi(r_i) = \sum_{j=1,2} \int \frac{ds_j}{|r_i - r_j|} \sigma(r_j). \quad (2)$$

В формулах (1) и (2)  $ds_i$  – элемент площади проводника,  $\sigma(r_i)$  – поверхностная плотность зарядов,  $\varphi(r_i)$  – потенциал.

Функционал  $C[\sigma]$  достигает своего максимального значения  $C$  на точном решении задачи, соответствующим минимуму энергии электростатического поля (теорема Томсона). Истинное распределение заряда чаще всего неизвестно, и в методе средних потенциалов задается фиктивное распределение зарядов по поверхности или в объеме тел, заменяющих проводники. При этом поверхности каждого из тел приписывается постоянный потенциал, равный среднему арифметическому значений потенциала во всех точках тела. Эту величину называют средним потенциалом проводника. При указанном способе определения значения потенциала наиболее распространенным является допущение о том, что заряд распределен по поверхности равномерно. Таким образом потенциал пластин находится по формуле

$$U_{cp} = \frac{Q}{4\pi\epsilon S^2} \int dS' \int \frac{dS}{R}, \quad (3)$$

Здесь интегралы берутся по поверхности  $S$  рассматриваемого проводника,  $Q$  – полный заряд на поверхности,  $R$  – расстояние между точками поверхности проводника.

Данным методом было получено точное решение для емкости кругового плоскопараллельного конденсатора

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \left( \frac{4h}{a^2} + \frac{32}{3\pi a} \left( 1 - \frac{1-q^2}{q^2} K(q) + \frac{1-2q^2}{q^2} E(q) \right) \right) \quad (4)$$

Здесь  $a$  – радиус пластин,  $h$  – расстояние между пластинами,  $K(q)$  и  $E(q)$  – эллиптические интегралы первого и второго родов соответственно,  $q^2 = \frac{4a^2}{h^2 + 4a^2}$ .

Сравнение значений емкостей, полученных с помощью формулы (4) и классической формулы  $C = \frac{\pi\epsilon a^2}{h}$ , представлено на рисунке 1. Видно, что уже при значениях  $h/a$  больших 0.4 разница в значениях емкостей составляет порядка 30% и возрастает с увеличением параметра  $h/a$ .

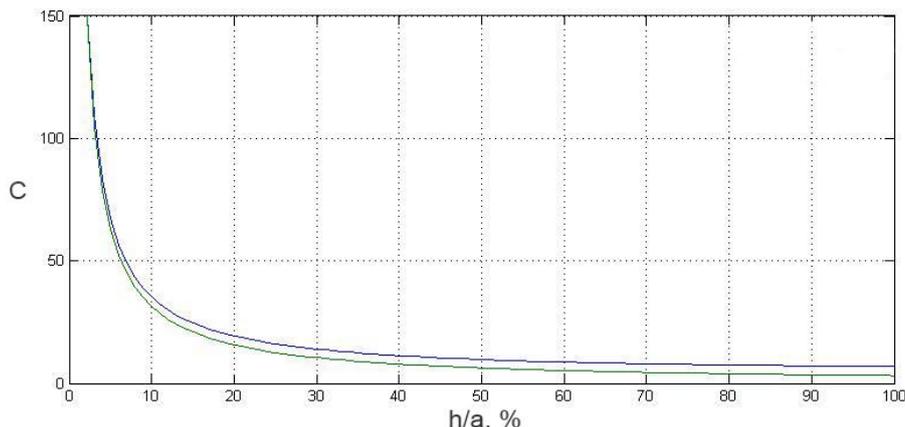


Рис.1. Графики значений ёмкостей, полученных при использовании полученной и классической формул, по оси абсцисс отложено значение отношение  $h/a$  в процентах

Однако пользоваться формулой (4) при значениях параметра  $h/a > 2.5$  нельзя, так как в при  $h/a \cong 2.7$  знаменатель (4) обращается в ноль. Это легко видеть на графике функции (4).

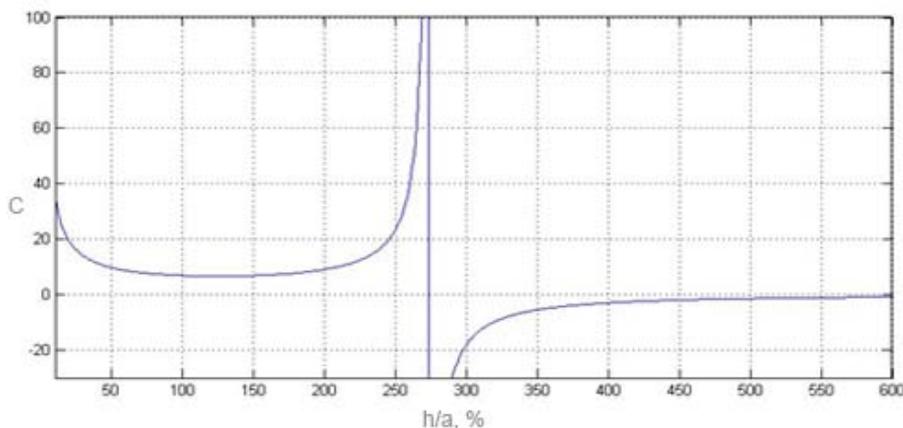


Рис 2. График функции (4) с особенностью в точке  $h/a \cong 2.7$

Обойти это можно, произведя разложение в ряд Тейлора подынтегральных выражений в эллиптических интегралах первого и второго родов по малому параметру  $q \ll 1$ .

$$K(q) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - q^2 \sin^2 \varphi}} \cong \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left( 1 + \frac{q^2 \sin^2 \varphi}{2} \right) d\varphi = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi q^2}{8}$$

$$E(q) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - q^2 \sin^2 \varphi} d\varphi \cong \int_0^{\frac{\pi}{2}} \left( 1 - \frac{q^2 \sin^2 \varphi}{2} \right) d\varphi = \frac{\pi}{2} - \frac{\pi q^2}{8}$$

$$q = \frac{2a}{h\sqrt{1 + \frac{4a^2}{h^2}}} \cong \frac{2a}{h} \left(1 - \frac{2a^2}{h^2} + \frac{a^4}{2h^4}\right)$$

Подставляя в (13) для  $h/a > 2.5$ , получаем формулу

$$C \cong \frac{4\varepsilon a}{1 - \frac{2a}{\pi h} \left(1 - \frac{7}{12} \left(\frac{a}{h}\right)^2 + \frac{33}{40} \left(\frac{a}{h}\right)^4\right)} \quad (5)$$

График функции (5) представлен на рисунке 3. Следует также отметить, что формула (5) при  $h/a > 2.5$  обеспечивает точность с погрешностью  $|\delta| < 2.9\%$ , а при  $h/a > 5$ ,  $|\delta| < 0.4\%$ .

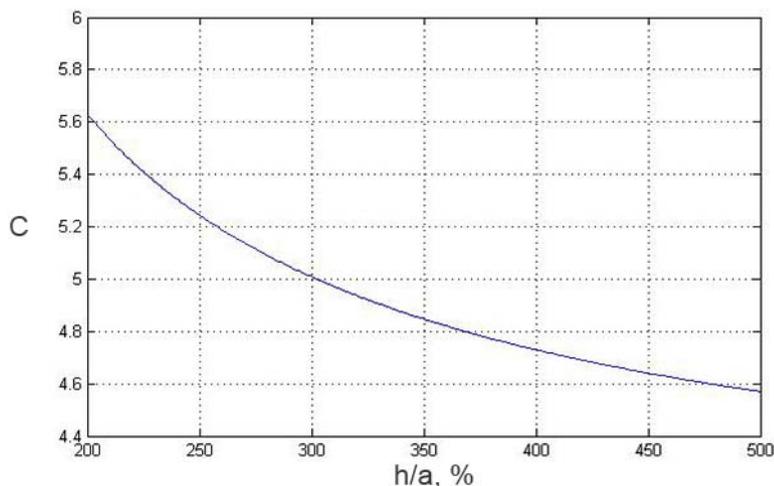


Рис. 3. График функции (5)

Таким образом, методом средних потенциалов получено точное решение для емкости плоскопараллельного кругового конденсатора. Получены асимптотики этого решения.

lavkrafft@gmail.com

### Литература

1. Я.С. Сойбельман. Асимптотика емкости конденсатора с пластинами произвольной формы. Сибирский математический журнал, 1984, т. 26, № 6, стр. 167-181.
2. Ю.Я. Йоссель. Измерение электрической емкости. Москва: Энергоиздат, 1981.
3. А.П. Кононов. Расчет емкости плоского конденсатора с учетом краевого эффекта. Электромеханика, № 3, 1966, стр. 241-243.
4. А. Гурвиц, Р. Курант. Теория функций. М.: Наука, 1968.
5. В.А. Шелюто. Ведущая логарифмическая поправка к емкости цилиндрического конденсатора. Журнал технической физики, т. 61, в. 9, 1991.
6. А.Н. Семахин. К расчету главной части поправки к конденсаторной емкости между двумя проводниками, разделенными малым зазором. Журнал технической физики, т. 60, вып. 10, 1990.
7. Г. Поля, Г. Сеге. Изопериметрические неравенства в математической физике. М.: Гос. изд. физ.-мат. литературы, 1962.
8. В.А. Шелюто. Емкость незамкнутого сферического конденсатора и краевые эффекты в электростатических системах с эквидистантными электродами. ЖТФ, т. 62, вып. 9, 1992.
9. В.А. Шелюто. Геометрический фактор и точные решения в системах с цилиндрической симметрией. ЖТФ, т. 59, вып. 7, 1989.

### ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ СПЛАВА АМг6

Волков А.Д., Кокшайский А.И.

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

В работе проведены экспериментальные результаты исследования упругих свойств поликристаллического сплава АМг6 (The Al–Mg–Mn-system). Экспериментальные образцы для исследования были приготовлены из промышленного поликристаллического сплава алюминия АМг6. Этот сплав широко применяется в машиностроении, автомобилестроении, авиастроении. Однако упругие свойства этого материала исследованы не достаточно полно. Поэтому целью этой работы было экспериментальное определение всех независимых компонент тензора упругих постоянных второго порядка (УПВП) и упругих постоянных третьего порядка (УППП) с использованием ультразвукового метода.

Для проведения ультразвуковых измерений из поликристаллического сплава АМг6 были приготовлены экспериментальные образцы в форме прямоугольных параллелепедов с размерами ребер  $20 \times 20 \times 40$  мм<sup>3</sup>. Противоположные грани полировались и были строго параллельны. Предварительно были измерены скорости продольных  $V(L)$  и сдвиговых  $V(T)$  объемных упругих волн вдоль направлений, совпадающих с ребрами образца. В пределах ошибок измерения скорости этих волн не зависели от направления. Это позволило считать наши образцы изотропными. Для определения УПВП были измерены плотность  $\rho_0$  и скорости продольных  $V(L)$  и сдвиговых  $V(T)$  объемных упругих волн в этом материале. Ошибки в определении скорости упругих волн не превышали 1%. Проведенные измерения величин упругих волн позволили рассчитать УПВП, модуль Юнга, коэффициент Пуассона, коэффициент объемного сжатия. Ошибки в определении коэффициентов не превышала 2%. Ультразвуковые измерения были выполнены на автоматизированном ультразвуковом экспериментальном комплексе RITEC SNAP System (USA) в импульсном режиме [1].

Для характеристики нелинейных упругих свойств твердых тел используются УППП. Они характеризуют ангармонизм кристаллической решетки, определяют тепловое расширение твердых тел, затухание ультразвука и нелинейные взаимодействия упругих волн в твердых телах [2]. УППП были определены с использованием метода Терстона\_Браггера[3]. Для этого были проведены измерения зависимости скорости продольных  $V(L)$  и сдвиговых  $V(T)$  объемных упругих волн в исследуемом материале от величины приложенного к нему одностороннего сжатия. Эти измерения позволили определить численные значения всех трех независимых компонент тензора УППП:  $C_{111}$ ,  $C_{112}$ ,  $C_{123}$  в поликристаллическом сплаве АМг6 в приближении изотропного твердого тела.

Исследования выполнены за счет гранта Российского научного фонда (проект №14-22-00042).

ad.volkov@physics.msu.ru

### Литература

1. R. Truell, Ch. Elbaum, and B. Chik, Ultrasonic Methods in Solid State Physics (Academic, New York, 1969).
2. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. М., Наука. 1966. 309с.
3. R.N. Thurston and K. Brugger, Phys. Rev. [Sect.] A 133, 1604 (1964).

## ВЛИЯНИЕ СДВИГОВЫХ КОМПОНЕНТ АКУСТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ НА СТРУКТУРУ И ПОГЛОЩЕНИЕ ВОЛН

Симонова П.А.

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

Исследования поверхностных и граничных акустических волн имеют давнюю историю. Классические решения были получены Рэлеем для волны на границе упругой среды с вакуумом и Стоунли для границы двух полупространств. Широкий класс задач, связанных с граничными и поверхностными волнами на контакте различных сред, жидких и упругих, в том числе, слоев, рассмотрен и описан И.А.Викторовым. Упомянутые выше результаты получены для идеальных жидкости и упругих сред. Однако, насколько нам известно, последовательного и полного рассмотрения влияния вязкости

на свойства поверхностных волн в такой системе в литературе нет. В связи с тем, что сдвиговая компонента акустического поля в жидкости затухает на расстоянии порядка длины волны, считается, что ею можно пренебречь, а вязкость влияет только на затухание продольной компоненты поля в жидкости.

В то же время, существуют задачи, когда длина волны сдвиговой компоненты сравнима или превышает глубину рассматриваемой среды. Такая ситуация может сложиться в задачах геофизики, гидроакустики и сейсмоакустики, для которых характерны низкие частоты вплоть до единиц и десятых Герца. Например, при скорости поверхностной волны порядка 2–3 км/с длина волны составляет нескольких километров, тогда глубина шельфовой зоны и даже более глубоких районов океана оказывается мала по сравнению с длиной волны. С другой стороны, без учета сдвиговой компоненты невозможно отследить распределение энергии в волне, что важно для задач звукопоглощения.

Данная работа посвящена исследованию влияния вязкости жидкой среды на формирование и свойства поверхностных и граничных волн в различных конфигурациях. Рассмотрены аналоги задач о волнах Рэлея и Стоунли с учетом сдвиговой компоненты волны на границах с вязкой жидкостью. Проведенные исследования показывают, что увеличение вязкости среды способствует перераспределению энергии в волне: в сдвиговой составляющей волне оказывается заключено больше энергии, а в продольной – меньше. Это явление перераспределения энергии может привести к аномальному затуханию, что невозможно обнаружить без учета сдвиговой составляющей.

E-mail: po-sim@gambler.ru

### Литература

1. Викторов И.А. Звуковые поверхностные волны в твердых телах. М.: Наука, 1981.
2. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику.
3. Черемисина Н.И. Поверхностные волны на границе раздела слоя вязкой жидкости и упругого полупространства. Дипломная работа. 2012.
4. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: 1959.
5. Волькенштейн М.М., Левин В.М. Структура волны Стоунли на границе вязкой жидкости и твердого тела. Акуст. журн. 1988. Т.34. Вып. 4. С. 608-615.
6. Волькенштейн М.М., Левин В.М. Аномальное поглощение поверхностных акустических волн на границе раздела жидкость – твердое тело. Письма в ЖТФ. 1986. Т.12. Вып. 24. С. 1498 – 1503.

## АВТОМАТИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИЗМЕРЕНИЮ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ РАДИАЦИОННОЙ СИЛЫ НА ПРОТЯЖЕННЫЙ ПОГЛОТИТЕЛЬ

Крыжановский М.А., Цысарь С.А., Сапожников О.А.,

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

При рассеянии волн любой природы происходит частичная передача количества движения рассеиваемому объекту. Как следствие, волна оказывает силовое воздействие на рассеиватель, т.е. возникает «радиационная» сила. В простейшем случае, считая, что плоская волна падает на идеальный поглотитель, имеем связь [1]:

$$F = W/c$$

где  $c$  – скорость звука в среде,  $W$  – мощность падающей на поглотитель волны,  $F$  – радиационная сила. Отсюда следует, что по измеренной радиационной силе можно определить мощность волны. Этот способ особенно удобен в случае акустических волн, скорость которых относительно невелика, и поэтому возникающие радиационные силы весьма заметны и могут быть легко измерены [2].

Целью работы является автоматизация эксперимента по измерению радиационной силы ультразвукового пучка на протяженный поглотитель. Проведенная работа позволяет пользователю достаточно быстро и точно измерять полную излучаемую мощность

ультразвуковых источников при различных уровнях подводимой электрической мощности и различных частотах.

Измерения силы проводятся на основе измерения веса поглотителя с помощью прецизионных электронных весов (точность измерения 5 мг). Источник ультразвука и поглотитель находятся в кювете с водой (рис. 1) [3]. Управление сигналами, подаваемыми на источник, и приём сигнала с весов осуществляется с помощью персонального компьютера. Программа по автоматизации измерения радиационной силы написана в графической среде разработки LabVIEW 7.0 (рис. 2). При запуске программы пользователь выбирает, какие зависимости он хочет получить, вводит диапазоны величин, необходимые для расчетов, и через несколько минут на экране появляются интересующие его графики. Для более удобного и правильного использования программы на каждом этапе всплывают диалоговые окна, которые информируют пользователя о его дальнейших действиях, возможностях или ошибках при введении некоторых параметров. Справа есть панель, меняя вкладки на которой можно видеть нужные графики. Программа написана так, что пользователь, введя данные и начав измерения, не может случайным образом нарушить алгоритм ее выполнения, то есть существует защита от ошибок, связанных с невнимательностью или неопытностью пользователя.

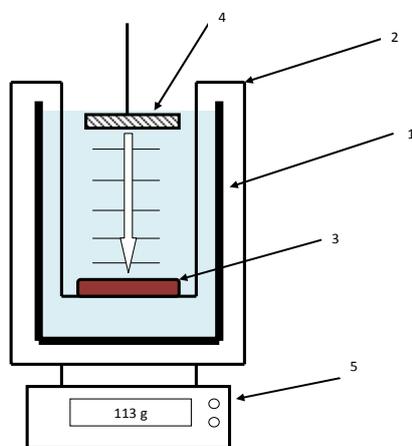


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

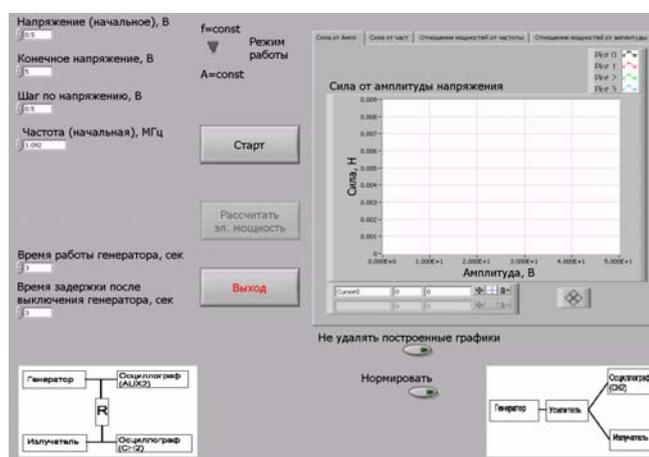


Рис. 2. Лицевая панель программы

По результатам выполнения программы пользователь может получить следующие графики зависимостей: 1) зависимость радиационной силы от амплитуды напряжения на излучателе (рис. 3); 2) зависимость силы от частоты волны (рис. 4); 3) зависимость отношения электрической мощности к акустической от амплитуды напряжения на излучателе; 4) зависимость отношения электрической мощности к акустической от частоты.



Рис.3. График зависимости силы от амплитуды напряжения при частоте 1.092 МГц

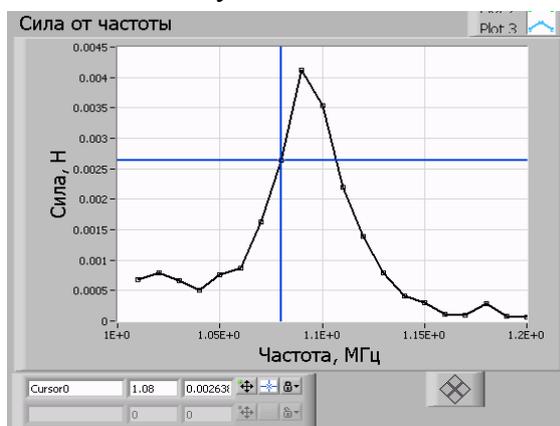


Рис.4. График зависимости силы от частоты при постоянном напряжении 4 В

### Литература

1. Beyer R.T., Radiation pressure in a sound wave. - Am. J. Phys. **18**, 25-29 (1950).
2. Beissner K., Radiation force calculations. - Acustica **62**(4), 255-263 (1987).
3. Субботин В.Г. Определение акустической мощности ультразвуковых излучателей на основе измерения радиационной силы. - Дипломная работа, кафедра акустики, физический факультет МГУ, 2014.

## АНАЛИЗ НАКЛОННОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО ПУЧКА НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ВЕСТЕРВЕЛЬТА

Филин А.А., Хохлова В.А., Сапожников О.А.

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

Для решения многих прикладных задач современной нелинейной акустики, особенно для медицинских приложений, часто необходимо рассчитывать ультразвуковые поля мощных фокусированных излучателей. Как известно, произвольный фокусированный пучок можно представить в виде совокупности большого числа плоских волн, распространяющихся под разными углами. В случае линейной фокусировки поле для каждой из таких волн рассчитывается отдельно, а полное поле находится как суперпозиция этих решений. В случае нелинейных волн принцип суперпозиции нарушается, поэтому необходимо учитывать взаимодействие плоских волн при их распространении под углом друг к другу. Расчёт таких задач может быть проведён на основе нелинейного волнового уравнения Вестервельта

$$\frac{\partial^2 p}{\partial \tau \partial z} = \frac{c_0}{2} \Delta p + \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p^2}{\partial \tau^2}, \quad (1)$$

где  $p$  – акустическое давление,  $z$  – направление вдоль оси пучка,  $\tau = t - z/c_0$ ,  $t$  – время,  $c_0$  – скорость звука,  $\rho_0$  – плотность среды,  $\beta$  – коэффициент нелинейности. Распространённым эффективным методом численного интегрирования уравнения (1) является метод расщепления по физическим факторам, в котором акустическое поле находится последовательно, переходя от плоскости  $(x, y, z)$  к плоскости  $(x, y, z + \Delta z)$  с малым шагом  $\Delta z$  [1]. При таком подходе нелинейные искажения волны рассчитываются так, как если бы волна на каждом шаге  $\Delta z$  распространялась вдоль оси  $z$ . В волновом пучке различные компоненты углового спектра распространяются под некоторым углом к оси  $z$ , и применимость метода расщепления для наклонных пучков не кажется очевидной, особенно в нелинейном случае, когда наклонно распространяющиеся компоненты на каждом шаге  $\Delta z$  проходят тем большее расстояние, чем больше угол наклона. Для наклонных волн естественно ожидать более сильных нелинейных искажений. В то же время, с ростом угла наклона усиливаются и эффекты поперечной диффузии (дифракции), которые способны скомпенсировать усиление нелинейности, обеспечивая тем самым корректность метода расщепления. Настоящая работа посвящена анализу некоторых аспектов этой проблемы на примере численного расчёта одного и того же линейного пучка при его различном наклоне.

Предполагалось, что акустический пучок создаётся круглым поршневым излучателем радиуса  $a = 2.35$  см, работающим на частоте  $f = 1$  МГц. На первом этапе проводился расчёт в системе координат, ось  $z$  которой перпендикулярна плоскости излучателя. Излучатель располагался при  $z = 0$  (плоскость А на рис. 1). Численное решение задачи на каждом шаге  $\Delta z$  строилось методом углового спектра [2, 3]. На основе исходного углового спектра  $\hat{p}_0(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_0(x, y, 0) \exp\{-i(k_x x + k_y y)\} dx dy$ , заданного на плоскости источника ( $x, y, z = 0$ ), последовательно рассчитывался угловой спектр в поперечных плоскостях перед излучателем, путём перехода от плоскости  $z$  к плоскости  $z + \Delta z$ :  $\hat{p}(k_x, k_y, z + \Delta z) =$

$= \hat{p}(k_x, k_y, z) \exp\{i\Delta z \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}\}$  (здесь  $k = 2\pi f/c_0$  – волновое число,  $k_x, k_y$  – пространственные частоты). Распределение амплитуды акустического давления на каждом слое получалось путём синтеза Фурье:  $p(x, y, z) = 1/(2\pi)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{p}(k_x, k_y, z) \exp\{i(k_x x + k_y y)\} dk_x dk_y$ . Для исключения ошибок, связанных с отражением от границ пространственного окна, на каждом шаге осуществлялась низкочастотная фильтрация путём обрезания высоких пространственных частот, таких, что  $k_x^2 + k_y^2 > k_{\max}^2$ , где  $k_{\max} = k/\sqrt{z^2(\Delta k)^2/\pi^2 + 1}$ ,  $\Delta k = 2\sqrt{2}\pi/L$ ,  $L$  – размер пространственного окна. Кроме того, вводилось искусственное поглощение вблизи границ окна. Расчёт комплексной амплитуды давления проводился в узлах прямоугольной сетки в некоторой области пространства перед излучателем, поперечный размер которой составлял 8 диаметров излучателя, а продольный – полторы дифракционной длины  $z_1 = 1.5(ka^2/2)$ .

На втором этапе расчёт поля повторялся в новой системе координат  $(x', y', z')$ , ось  $z'$

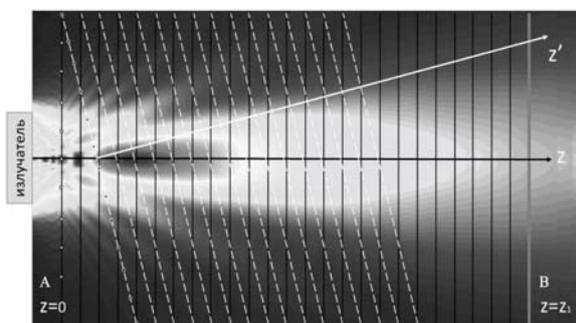


Рис. 1. Схема моделируемой задачи

которой повернута относительно оси  $z$  исходной системы координат (Рис. 1). В качестве граничного условия использовались результаты расчёта первого этапа, т.е. использовались уже найденные значения амплитуды давления на плоскостях, пересекающих плоскость  $z' = 0$ . Исходя из указанного граничного условия, находился угловой спектр и проводился расчёт по той же схеме, что и на первом этапе. В результате получалось новое пространственное распределение.

В частности, были рассчитаны значения амплитуды волны в плоскости  $z = z_1$ , т.е. имелась возможность сравнить численные решения, полученные в двух взаимно наклонённых системах координат. Было показано, что при достаточно малом шаге получаемые пространственные распределения практически не различаются. Разработанный алгоритм далее планируется использовать для решения нелинейной задачи.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 14-12-00974.

E-mail: [aa.filin@physics.msu.ru](mailto:aa.filin@physics.msu.ru)

### Литература

1. Canney M.S., Bailey M.R., Crum L.A., Khokhlova V.A., Sapozhnikov O.A. Acoustic characterization of high intensity focused ultrasound fields: A combined measurement and modeling approach // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124 (4). P. 2406–2420.
2. Виноградова М. Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн // М.: Наука, 1979.
3. Юлдашев П.В., Хохлова В.А. Моделирование трехмерных нелинейных полей ультразвуковых терапевтических решеток // Акуст. журн., 2011, Т. 57, № 3, с.337-347.
4. Катиньоль Д., Сапожников О.А. О применимости интеграла Релея к расчету поля вогнутого фокусирующего излучателя // Акуст. журн., 1999, Т. 45, № 6, с.816-824.

## УЛЬТРАЗВУКОВОЙ НАГРЕВ СУСПЕНЗИЙ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ

Фесенко И.К., Свиридов А.П.

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

Ультразвук, благодаря своей малоинвазивности и мультимодальности, нашел широкий спектр применений в различных биомедицинских приложениях [1]. В силу того, что в последнее время все большее внимание уделяется повышению таргетности и эф-

фективности терапии заболеваний, огромную популярность набирает совместное использование ультразвукового излучения и наночастиц различной природы [2]. С точки зрения экономической эффективности и благодаря клинически доказанным свойствам низкой токсичности и биodeградируемости, перспективными в данной связи представляются наночастицы пористого кремния [3]. Данная работа посвящена изучению гипертермического эффекта, наблюдаемого при облучении водных суспензий кремниевых наночастиц, в целях дальнейшего использования полученных результатов для проведения экспериментов с живыми объектами.

Получение образцов пористого кремния проводилось посредством электрохимического травления пластин монокристаллического кремния в этаноловом растворе плавиковой кислоты с последующим помолем их в планетарной мельнице в присутствии воды. Размеры полученных частиц в суспензии были определены с помощью методов просвечивающей электронной микроскопии и динамического рассеяния света и составили от 100-300 нм.

Изменение температуры суспензии, в которой распространяется ультразвуковая волна интенсивностью  $I$ , может быть рассчитано из уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \Delta T + \frac{2\alpha_u I}{\rho_0 c_p}, \quad (1)$$

где  $\chi = \kappa / \rho_0 c_p$  – коэффициент температуропроводности,  $\Delta$  – оператор Лапласа,  $\alpha_u$  – коэффициент поглощения ультразвука в суспензии,  $\rho_0$  и  $c_p$  – плотность и удельная теплоемкость жидкости. При достаточно быстром нагреве, когда время экспозиции много меньше характерного времени теплопроводности, изменение температуры за время  $t$  можно оценить из соотношения (1) по достаточно простой формуле:

$$\bar{T} = \frac{2\alpha_u I}{\rho_0 c_p} t = \frac{2\alpha_u W}{S \rho_0 c_p} t, \quad (2)$$

где  $I$  – интенсивность УЗИ,  $W$  – мощность УЗИ,  $S$  – площадь поперечного сечения ультразвукового пучка.

Для проведения экспериментов по изучению нагрева водных суспензий кремниевых наночастиц была собрана установка, представленная на Рис. 1. В металлический полый цилиндр, закрытый с двух сторон звукопрозрачными пленками, заливается исследуемый образец суспензии. Кювета помещается в гидробассейн. На пьезоизлучатель, работающий на частоте 2.5 МГц, подается периодический сигнал с генератора напряжения, усиливаемый с помощью усилителя. Сигнал УЗИ, прошедшего через кювету, регистрируется с помощью игольчатого высокочувствительного гидрофона, сигнал с которого в свою очередь усиливается и подается на первый осциллограф. Температура контролируется с помощью термопары E-типа, сигнал с которой усиливается и подается на USB осциллограф. Весь процесс проведения эксперимента автоматизирован с помощью программы, написанной в среде LabVIEW, позволяющей управлять сигналом на генераторе и записывать в файл все измеряемые величины: время, амплитуду сигналов на выходе усилителя напряжения, гидрофона и термопары.

Результаты эксперимента по нагреву тестового образца – глицерина, обладающего большим показателем поглощения УЗИ, – представлены на Рис. 2. Из анализа поведения производной полученной зависимости следует, что линейный режим нагрева от

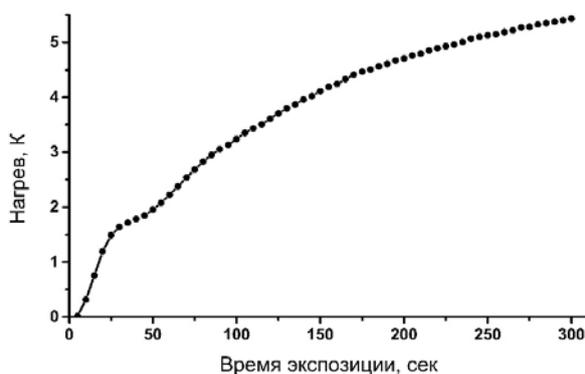


Рис. 2 Зависимость нагрева глицерина от времени экспозиции ультразвукового излучения при интенсивности  $\sim 1$  Вт/см<sup>2</sup> на частоте излучения 2.5 МГц

времени сохраняется примерно в течение первых 30-60 сек экспозиции. Далее начинают проявляться эффекты, связанные с теплообменом с окружающей средой. Согласно формуле (2), оценочное значение коэффициента поглощения лежит в диапазоне  $8-23 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ , что хорошо коррелирует с табличным значением порядка  $16 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  на частоте 2.5 МГц. Стоит отметить, что теоретически рассчитанное значение коэффициента поглощения для водной суспензии наночастиц пористого кремния размером 300 нм (концентрация 1-4 г/л) на данной частоте составляет порядка  $0.5-2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$  [4].

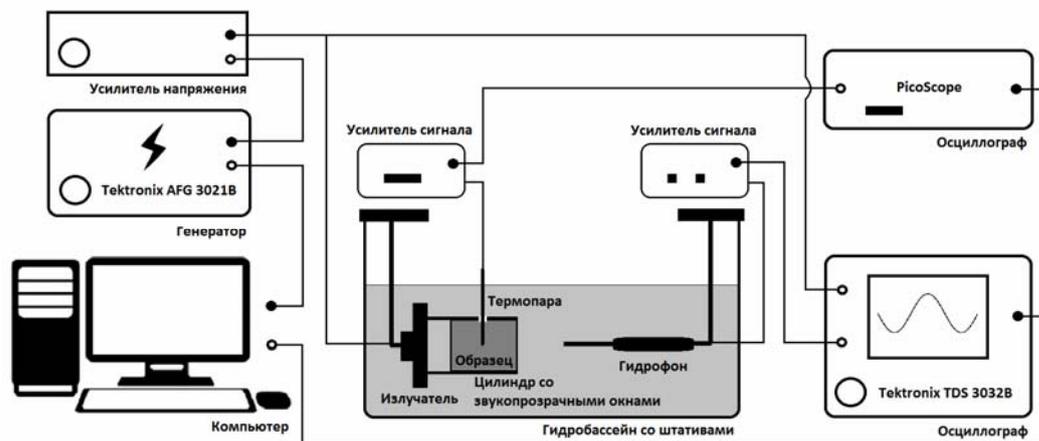


Рис. 1 Схема установки для проведения эксперимента по ультразвуковому нагреву суспензий кремниевых наночастиц

Собранная установка и проведенные предварительные эксперименты с глицерином служат стартовой площадкой для проведения дальнейших экспериментов по изучению гипертермического эффекта в водных суспензиях кремниевых наночастиц с различными физико-химическими характеристиками под действием ультразвука медицинского диапазона частот и мощностей.

*E-mail: ik.fesenko@physics.msu.ru*

### Литература

1. Хилл К., Бэмбер Дж., Хаар Г. Ультразвук в медицине. Физические основы применения. М.: Физматлит. 2008.
2. Serpe, L., Foglietta, F., Canaparo, R. Nanosonotechnology: the next challenge in cancer sonodynamic therapy // Nanotechnology Reviews. 2012, №1. p. 173–182.
3. Canham, L.T. Nanoscale semiconducting silicon as a nutritional food additive // Nanotechnology. 2007, №18. p. 1–6.
4. Sviridov, A.P., Andreev, V.G., Ivanova, E.M., Osminkina, L.A., Tamarov, K.P., Timoshenko, V.Yu. Porous silicon nanoparticles as sensitizers for ultrasonic hyperthermia // Applied Physics Letters. 2013, №103, 193110.

## ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИК ИЗЛУЧЕНИЯ ПУТЕМ ОПТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ТЕРМОНАВЕДЕННОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ В ОПТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Суетин Н.В., Иштимиров Д.Б.

*Российский Университет Дружбы Народов, Москва, Россия*

Исследуемое устройство представляет собой оптический болометр, основанный на термооптическом эффекте – зависимости показателя преломления вещества от его температуры. В роли чувствительного элемента используется плоский пленочный оптический волновод с металлической маской, нанесенной на подложку. Маска представляет собой периодическую решетку, состоящую из чередующихся прозрачных и отражающих полос равной ширины  $\Lambda/2$ .

Схема экспериментальной установки изображена на рис.1 и включает в себя волновод, источник ИК излучения, источник зондирующего излучения, призмы для ввода и вывода зондирующего излучения, диафрагму для выделения первого порядка дифракции и схему фотодетектора. Воздействие ИК излучения на решетку приводит к появлению участков с повышенной температурой. Это, в свою очередь, приводит к возникновению внутри волновода периодического изменения показателя преломления – термонаведенной решетки (ТНР), при этом ее период равен периоду металлической решетки  $\Lambda$ .

Маска ведет себя как амплитудно-фазовая дифракционная решетка с малой глубиной  $h \ll \lambda_{\text{зонд}}$ . Таким образом, если возбудить в волноводе оптическую волну ТЕ моды, волновой вектор которой находится в плоскости, параллельной штрихам маски, на выходе оптической системы мы увидим дифракционную картину. Воздействие ИК излучения на схему приводит к увеличению «глубины» фазовой решетки за счет нагревания отдельных участков и, как следствие, к изменению соотношения мощностей в порядках дифракции. Таким образом, измерение мощности в любом порядке дифракции позволяет детектировать ИК излучение и, при соответствующей калибровке, измерять его мощность.

В отсутствие неоднородностей волновода, чувствительность устройства ограничена лишь шумом схемы фотодетектора. Помимо этого, чувствительность определяется толщиной и материалом волноведущей пленки, мощностью зондирующего излучения, а также длиной волны ИК излучения. Волноведущая пленка должна быть изготовлена из материала, обладающего высоким коэффициентом поглощения детектируемого излучения и большим термооптическим коэффициентом. Для волны 10.6 мкм (CO<sub>2</sub> лазер) подходят пленки из полиметилметакрилата и полистирола.

Измерения следует проводить в первом порядке дифракции, так как он характеризуется низким уровнем дробового шума фотодетектора (основной шум схемы) в отсутствие ИК излучения и, как следствие, пороговой чувствительностью большей, чем при измерениях в нулевом порядке.

Так, для волновода с полистироловой пленкой толщиной 0.28 мкм, пороговая чувствительность к излучению 10.6 мкм составляет 0.2 Вт/см<sup>2</sup> при длительности импульса 1 мсек и отношении сигнал/шум, равным 2. Расчет проводился для следующих условий: волновод без потерь, мощность зондирующего излучения – 5мВт, схема фотодетектора на фотодиоде, маска изготовлена из алюминия, подложка – из стекла, полоса пропускания LC фильтра – 1МГц. При повышении длительности импульса ИК излучения пороговая чувствительность будет уменьшаться, так как тепло будет растекаться внутри пленки и ухудшать характеристики ТНР.

Чувствительность устройства может быть повышена путем использования волноведущей пленки с большим коэффициентом поглощения ИК излучения\ термооптическим коэффициентом, увеличением ее толщины.

К достоинствам устройства помимо высокой чувствительности можно отнести возможность использования и как отдельного устройства, и в качестве элемента интегральной оптической схемы. Кроме того, подобное устройство может применяться для детектирования любого явления, изменяющего показатель преломления вещества.

E-mail:nsuetin@zodchie.ru

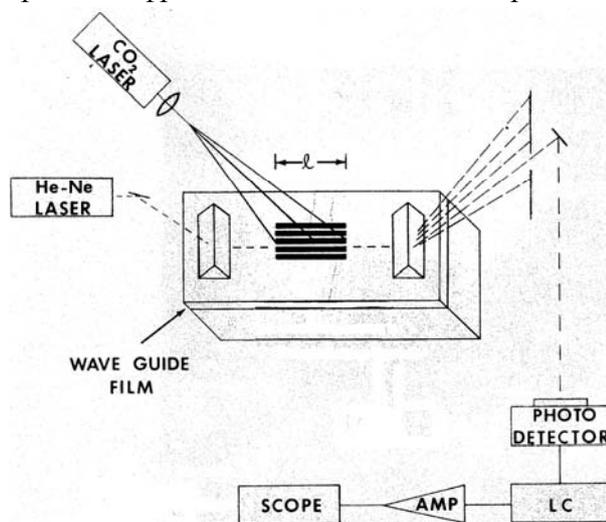


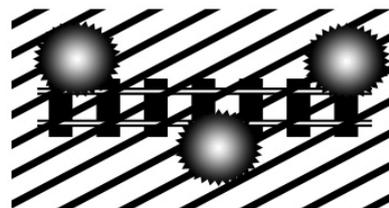
Рис.1. Схема экспериментальной установки для детектирования ИК излучения

**Литература**

1. Комоцкий В.А, Корольков В.И., Соколов Ю.М., Оптоэлектронные дифракционные датчики малых угловых перемещений// М: Фотоника 1/2011
2. Black I.P., Komotskii V.A., Infrared detection using acousto-optic interaction with thermally induced grating in optical waveguides//Appl. Phys. Letts, v.38, #3, 1981
3. Прим.: Коллектив авторов благодарит Комоцкого Владислава Антоновича за идейную и информационную поддержку в ходе научной работы.

# СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА ТВЕРДЫХ ТЕЛ

**Председатель:**  
**проф. Кульбачинский Владимир Анатольевич**



## АНИЗОТРОПИЯ ПАРАМЕТРОВ ПОРЯДКА В СВЕРХПРОВОДНИКАХ LiFeAs И $(K_{0.7}Na_{0.3})Fe_2Se_2$ ПО ДАННЫМ SCS-АНДРЕЕВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Кузьмичева Т.Е.<sup>1,2</sup>, Кузьмичев С.А.<sup>2</sup>, Лиу М.<sup>3,2</sup>, Рослова М.В.<sup>3</sup>

*ФИАН им. П.Н. Лебедева,<sup>2</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,<sup>3</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, Химический факультет, Москва, Россия*

Монокристаллы LiFeAs и  $(K_{0.7}Na_{0.3})Fe_2Se_2$  были получены по методике “self-flux”. Синтез LiFeAs детально изложен в работе [1]. Для предотвращения окисления на воздухе ниобиевый контейнер запаивали в вакуумированную кварцевую ампулу. Полученные монокристаллы (пластинки с характерными размерами  $\sim 12 \times 12 \times 0.1$  мм<sup>3</sup>) были охарактеризованы методами РФА и РСМА.

Для исследования сверхпроводящих свойств монокристаллов использовались методы спектроскопии, основанные на эффекте (внутренних) многократных андреевских отражений [2, 3], реализующемся в симметричных наноконтактах типа «сверхпроводник — слабая связь — сверхпроводник» (ScS). Образцы LiFeAs и  $(K_{0.7}Na_{0.3})Fe_2Se_2$  с объемными критическими температурами  $T_C \approx 17$  К и 33 К, соответственно, имели форму тонких прямоугольных пластинок ( $3 \times 1.5 \times 0.2$ ) мм<sup>3</sup>, которые закреплялись на измерительном столике по четырехконтактному методу. Путем прецизионно контролируемого изгиба столика при температуре 4.2 К в образце создавалась микротрещина (техника “break-junction” [4]), таким образом, мы получали ScS-андреевские контакты с криогенно-чистыми поверхностями. Для записи вольтамперных характеристик (ВАХ) контактов, производных  $dI(V)/dV$  (являющихся, по сути, спектрами дифференциальной проводимости) и  $R(T)$ -характеристик мы использовали автоматизированную установку, основанную на цифровой карте ввода-вывода АТ-М10-16Х (National Instruments). Для получения  $dI(V)/dV$ -характеристик нами использовалась стандартная модуляционная методика [5].

Как известно, в SnS-контакте на производных ВАХ возникает субгармоническая щелевая структура (СГС) — серия минимумов дифференциальной проводимости на смещениях  $V_n = 2\Delta/ne$ , где  $n = 1, 2, \dots$  [6], связанная с эффектом многократных андреевских отражений в SnS-интерфейсе (в случае двухщелевого сверхпроводника будут наблюдаться две такие структуры, соответствующие каждой из щелей). Для определения величины щелей  $\Delta$  при  $T < T_C$  достаточно воспользоваться вышеназванной формулой.

Особенности, наблюдаемые нами на спектрах ScS-контактов, соответствуют СГС и не описываются в рамках однощелевой модели (рис. 1, 2). Для LiFeAs нами напрямую определены величины трех сверхпроводящих щелей  $\Delta_\Gamma = (5.1 \div 6.5)$  мэВ,  $\Delta_L = (3.8 \div 4.8)$  мэВ,  $\Delta_S = (0.9 \div 1.9)$  мэВ (при  $T \ll T_C$ ), их температурные зависимости, а также оценены величины анизотропии параметров порядка в  $k$ -пространстве ( $< 8\%$ ,  $\sim 12\%$ ,  $\sim 20\%$ , соответственно) [7]. Фитинг андреевских спектров в рамках расширенной с учетом анизотропии модели Кюммеля и др. [6] проведен нами впервые.

На спектрах контактов на базе  $(K_{0.7}Na_{0.3})Fe_2Se_2$  нами также наблюдалась значительная анизотропия большой сверхпроводящей щели, что может быть как следствием существования на близкорасположенных поверхностях Ферми двух самостоятельных изотропных параметров порядка  $\Delta_L^a = (10.5 \pm 1.5)$  мэВ и  $\Delta_L^b = (8.1 \pm 1.2)$  мэВ, так и проявлением единой  $s$ -образной щели  $\Delta_L^{aver} \approx 9.3$  мэВ, обладающей примерно 23 % ани-

зотропии амплитуды в  $k$ -пространстве и не имеющей нулевых. Малая щель  $\Delta_S = (1.9 \pm 0.4)$  мэВ также демонстрирует следы анизотропии [8].

В заключение авторы благодарят Морозова И.В., Болталину А.И., Wurmehl S., Büchner V., Васильева А.Н, Шевелькова А.В., Девятова И.А., а также выражают особую благодарность руководителю лаборатории туннельных исследований профессору Пonomареву Я.Г. Исследования были поддержаны грантом РФФИ 13-02-01451-а.

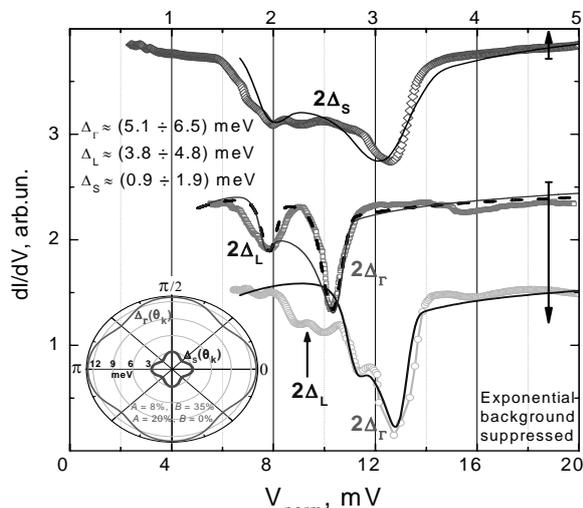


Рис. 1. LiFeAs. Увеличенные фрагменты экспериментальных спектров (точки) с подавленным экспоненциальным ходом, содержащие андреевские особенности от больших щелей  $\Delta_\Gamma$ ,  $\Delta_L$  (нижние темная и светлая кривые, соответственно; относятся к нижней оси смещений) и малой щели  $\Delta_S$  (верхняя кривая; относится к верхней оси смещений). Фитинг экспериментальных спектров теоретическими зависимостями (на основе модели Кюммеля [6]) для случаев анизотропии щели в  $k$ -пространстве показан сплошными линиями, для случая двух независимых щелей – штриховой линией. На вставке схематически показаны распределения щелей  $\Delta_\Gamma$  и  $\Delta_S$  в зависимости от направления в  $k$ -пространстве. Положение угла  $\theta = 0$  взято для  $\Delta_\Gamma$  и  $\Delta_S$  условно и может для этих параметров порядка не совпадать

e-mail: [kute@sci.lebedev.ru](mailto:kute@sci.lebedev.ru)

### Литература

1. I. Morozov et al. // Crystal Growth & Design 2010, № 10, p. 4428.
2. А.Ф. Андреев // ЖЭТФ 1964, № 46, p. 1823; ЖЭТФ 1974, № 19, p. 1228.
3. Ya.G. Ponomarev, et al. // Inst. Phys. Conf. Ser. 2000, № 167, p. 241.
4. J. Moreland, and J.W. Ekin // J. Appl. Phys. 1985, № 58, p. 3888.
5. Ya. G. Ponomarev et al. // Phys. Rev. B 2009, № 79, p. 224517.
6. R. Kümmel et al. // Phys. Rev. B 1990, № 42, p. 3992.
7. С.А. Кузьмичев и др. // Письма в ЖЭТФ 2013, № 98, p. 816.
8. M.V. Roslova, et al. // CrystEngComm 2013 №16, p. 6919.

## ДИСПЕРСИОННЫЙ ПЕРЕНОС В ПОЛИМЕРНЫХ МУЛЬТИСЛОЯХ

Морозова Е.В.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

Для изучения переноса неравновесных носителей заряда в полимерных материалах применяются методы измерения дрейфовой подвижности во время пролетном эксперименте (ВПЭ) и нестационарной электропроводности (НЭ) при объемной генерации

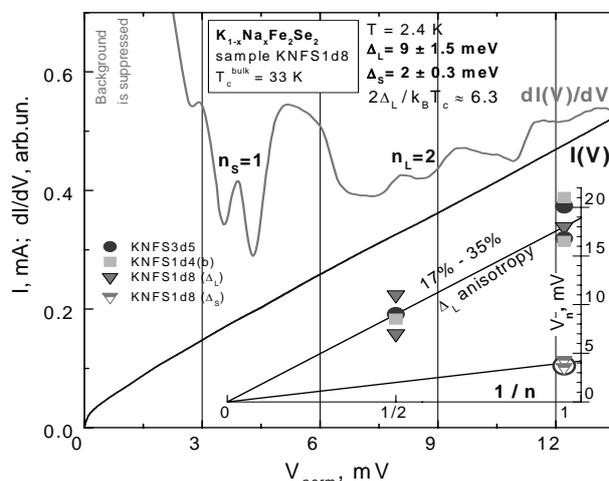


Рис. 2.  $I(V)$  (темно-синяя кривая) и  $dI(V)/dV$ -характеристика SnS-андреевского контакта на базе  $(K_{0.7}Na_{0.3})Fe_2Se_2$  с подавленным экспоненциальным ходом, измеренная при  $T = 2.4$  К. Метки  $n_L=2$  соответствуют положению 2-го андреевского рефлекса от большой щели  $\Delta_L^{aver} = (9 \pm 1.5)$  мэВ;  $n_s=1$  — отмечают положение 1-го андреевского минимума от малой щели  $\Delta_S \approx 2$  мэВ. Значительное уширение минимумов указывает на высокую степень анизотропии щелей. На вставке показана зависимость положения андреевских особенностей спектра  $V_n$  от их обратного номера  $1/n$  для СГС от большой щели (заполненные символы; отмечено положение обоих минимумов дублета) и от малой щели (пустые символы) для спектров различных контактов, полученных нами методом “break-junction” на  $(K_{0.7}Na_{0.3})Fe_2Se_2$

носителей [1, 2]. В данной работе моделируется дисперсионный перенос в условиях ВПЭ в многослойной полимерной структуре с помощью интегро-дифференциальных диффузионных уравнений и метода Монте-Карло. Подробно анализируется переходный ток в двухслойной структуре с поверхностной генерацией для случая неоднородного беспорядка и произвольной плотности локализованных состояний (ПЛС).

Уравнения дисперсионного переноса дырок в двухслойной структуре в условиях ВПЭ:

$$s\tilde{\Phi}_1(s)\tilde{p}_1(x,s) + V_1 \frac{\partial}{\partial x} \tilde{p}_1(x,s) = N\delta(x)\tilde{\Phi}_1(s), \quad (1)$$

$$s\tilde{\Phi}_2(s)\tilde{p}_2(x,s) + V_2 \frac{\partial}{\partial x} \tilde{p}_2(x,s) = \tilde{j}_1(d,s)\delta(x-d)\tilde{\Phi}_2(s), \quad (2)$$

где  $\tilde{p}_1(x,s)$ ,  $\tilde{p}_2(x,s)$  – образы Лапласа концентрации неравновесных носителей заряда в первом и втором слоях,  $\tilde{\Phi}_1(s)$ ,  $\tilde{\Phi}_2(s)$  – образы функции памяти, определяемые механизмом и параметрами процесса перехода между локализованными состояниями [3],  $V_1, V_2$  – коэффициенты адвекции,  $N$  – поверхностная концентрация инжектируемых неравновесных носителей.

Условие на границе слоев: непрерывность плотности тока

$$j_1(d,t) = j_2(d,t). \quad (3)$$

Переходный фототок  $I(t)$  в образце длины  $L$  определяется через плотность тока

$$I(t) = (1/L) \int_0^L j(x,t) dx. \quad (4)$$

Используя решение системы (1-2) с условием (3), мы приходим к

$$\tilde{I}(s) = \frac{N}{L} \left\{ \frac{V_1}{s\tilde{\Phi}_1(s)} \left[ 1 - \exp\left(-s\tilde{\Phi}_1(s) \frac{d}{V_1}\right) \right] + \frac{V_2}{s\tilde{\Phi}_2(s)} \exp\left(-s\tilde{\Phi}_1(s) \frac{d}{V_1}\right) \left[ 1 - \exp\left(-s\tilde{\Phi}_2(s) \frac{L-d}{V_2}\right) \right] \right\}. \quad (5)$$

С помощью формулы (5) анализируется влияние поверхностных слоев полимерного образца на кривые переходного. Первый слой – поверхностный слой, второй – объемный, характеризующийся меньшим уровнем беспорядка, чем поверхностный. Барьерными эффектами и диффузионным слагаемым пренебрегается, что оправдано при больших напряжениях, прикладываемых к структуре в методике ВПЭ. Расчеты выполнены для различных ПЛС, в частности для гауссовой ( $\hat{\sigma} = \sigma/kT$ ). Переходный ток может быть найден как обратное преобразование Лапласа выражения (5). На рис. 1, представлены результаты расчетов, которые согласуются с результатами моделирования методом Монте-Карло, с расчетами [4] и экспериментальными данными, представленными в работе [2].

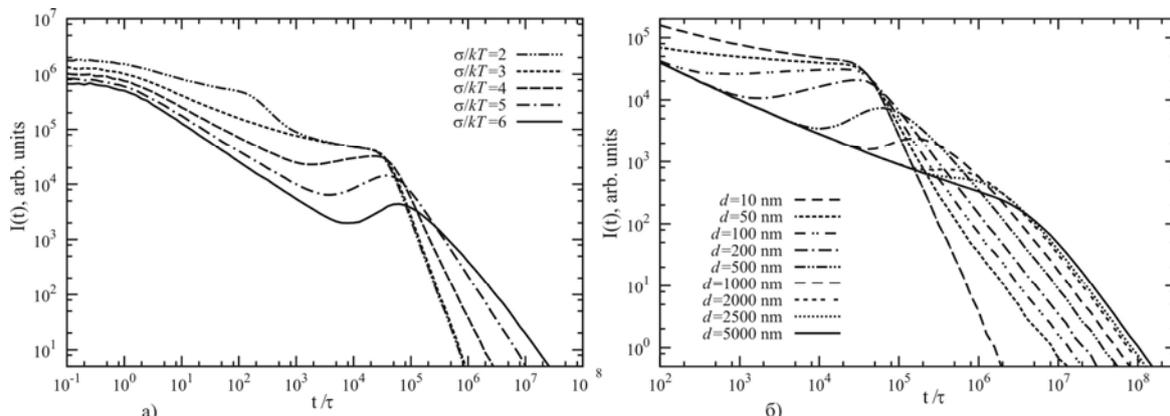


Рис. 1: а) Кривые переходного тока в двухслойной структуре с гауссовым беспорядком ( $L = 5$  мкм,  $d = 0.5$  мкм,  $E = 10^6$  В/см). Параметр распределения в объеме  $\hat{\sigma}_2 = 3$ , значения для первого слоя указаны на рисунке. б)  $I(t)$  в двухслойной структуре с гауссовой ПЛС ( $T = 295$  К,  $L = 5$  мкм,  $E = 10^6$  В/см,  $\hat{\sigma}_1 = 3$  и  $\hat{\sigma}_2 = 5$  – параметры гауссовой ПЛС в первом и втором слоях, соответственно. Значения толщины первого слоя указаны на рисунке

Полученные результаты обобщаются для случая распределенной генерации заряда с целью анализа экспериментальных результатов версии ВПЭ, предложенной в [1, 2], для исследования влияния поверхностных слоев образцов.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания 2014/296 и РФФИ (1501-99674).

Автор выражает благодарность научному руководителю Сибатову Ренату Тимергалиевичу.

E-mail : [kat-valezhanina@yandex.ru](mailto:kat-valezhanina@yandex.ru)

### Литература

1. Tyutnev A. P. et al. Verification of the dispersive charge transport in a hydrazone: polycarbonate molecularly doped polymer //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2009. – Т. 21. – №. 11. – С. 115107.
2. Dunlap D. H. et al. Two-Layer Multiple Trapping Model for Universal Current Transients in Molecularly Doped Polymers //The Journal of Physical Chemistry C. – 2010. – Т. 114. – №. 19. – С. 9076-9088.
3. Sibatov R. T., Uchaikin V. V. Dispersive transport of charge carriers in disordered nanostructured materials //Journal of Computational Physics. – 2015.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОДИНАМИКИ И ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ГЕЛИКОИДАЛЬНОГО СИЛЬНОТОЧНОГО ТОКОНЕСУЩЕГО ЭЛЕМЕНТА ИЗ ВТСП ЛЕНТ 2 ПОКОЛЕНИЯ

Шуваев С.А.\*

*Московский Физико-Технический Институт, Россия, Москва*

Высокотемпературные сверхпроводящие (ВТСП) ленты 2-го поколения имеют большие перспективы применения вследствие лучших механических свойств и полевых характеристик (по сравнению с ВТСП лентами 1 поколения), а также широкого диапазона рабочих температур, по сравнению с НТСП. Токонесущие элементы (ТНЭ) с рабочими токами, многократно превышающими рабочие токи ВТСП лент, будут востребованы в широком диапазоне устройств: в токамаках, ускорителях частиц, плазменных межорбитальных двигателях, индуктивных накопителях энергии, в любых импульсных и крупных магнитных системах, электромашинах, МГД генераторах и двигателях, компактных гибких токопроводах. Один из способов изготовления сильноточных ВТСП-2 ТНЭ – геликоидальный гибкий ТНЭ. Он состоит из многих слоев из нескольких параллельных ВТСП лент каждый, намотанных по спирали на круглый или плоский закругленный формер (диаметр закругления от нескольких миллиметров). Такой ТНЭ сочетает в себе высокие рабочие токи, относительно низкие потери, высокую тепловую и механическую стабильность, гибкость, технологичность изготовления и применения. Использование полого формера подразумевает легкость осуществления проточного охлаждения ТНЭ. Упрочнение ТНЭ может быть осуществлено при помощи кондуита из конструкционной стали, термодинамическая стабилизация – путем добавления высокотеплопроводных и высокотеплоемких лент из нормального металла. Во многих применениях, в частности, в магнитных системах и токопроводах, геликоидальные ТНЭ имеют ряд преимуществ перед другими сильноточными токконесущими элементами из ВТСП (рѐбель, твистированный стек).

Для изготовления геликоидальных ТНЭ в НТК Сверхпроводимости НИЦ Курчатовский Институт было создано экспериментальное автоматизированное устройство. Формер перематывается между бобинами, а ВТСП-лента наматывается на формер под фиксированными углами при помощи двух обкруточных платформ, вращающихся синхронизированно с движением формера. На каждой из платформ находятся по восемь катушек с лентами, натягиваемыми независимо регулируемые двигателями постоянного тока. Для разработки технологии изготовления и экспериментального исследования ряда характеристик геликоидальных ТНЭ были изготовлены соответствующие образцы.

Для разработки конструкций геликоидальных сильноточных ТНЭ различного применения в рамках данной работы проведены следующие экспериментальные и расчетные исследования:

---

\* Победитель подсекции.

-измерение на постоянном токе и в импульсных режимах вольтамперных характеристик (ВАХ) ВТСП лент и ТНЭ в полях собственного тока и во внешних магнитных полях

-расчет собственного поля геликоидального многослойного ТНЭ и его влияния на ВАХ на постоянном токе

-расчет распределение постоянного тока в геликоидальном ТНЭ

-измерения и расчеты ВАХ и диссипации энергии в ТНЭ на переменном токе, расчеты распределения переменного тока в ТНЭ

-расчет ВАХ ТНЭ во внешнем поле

-экспериментальное исследование электродинамических и термодинамических процессов в ТНЭ под действием импульсного тока

-расчет распространения и распределения температуры в ТНЭ в рабочих режимах под действием тепловых возмущений, термодинамической стабильности ТНЭ.

Полученные экспериментальные данные сравнивались с расчётными данными.

Важным параметром для применения ТНЭ в магнитных системах является термодинамическая стабильность, то есть устойчивость сверхпроводящего состояния к возмущениям энергии механической или радиационной природы, потерям в переменных режимах, теплопритокам. Для расчетной оценки стабильности геликоидального ТНЭ в широком диапазоне параметров рабочих режимов (температура, магнитное поле, ток, охлаждение) была применена расчётная модель. В её основу легли уравнение теплового баланса, а также различные виды аппроксимации зависимости реальной вольтамперной характеристики (ВАХ) используемых ВТСП лент от температуры, величины и направления внешнего магнитного поля. Полученная расчётная ВАХ ТНЭ учитывает влияние собственного и внешнего магнитных полей на ВСТП ленты каждого слоя. Учитывается изменение направления суммарного магнитного поля вдоль каждой ВСТП ленты вследствие геликоидальной намотки. Путём применения модифицированных телеграфных уравнений (дополнительный учёт само- и взаимоиндукции, а также определённого экспериментально контактного сопротивления) было показано, что перетекания тока между лентами вне токовых терминалов пренебрежимо малы для постоянного тока. Для переменного тока были определены зависимости максимальной амплитуды тока, при которой перетекания между лентами пренебрежимо малы, от частоты и длины ТНЭ. Это позволило решать уравнения в одномерном приближении. Данная методика позволяет также рассчитывать потери в ТНЭ на переменном токе в зависимости от частоты и формы тока. Расчётная ВАХ совпала с экспериментальной для изготовленного образца, что показывает соответствие расчётной модели и эксперимента. Было показано, что учёт собственного поля необходим при значениях индукции внешнего магнитного поля меньше 1 Тл.

Для тепловых расчётов в уравнение теплового баланса введены зависимости теплоёмкости и теплопроводности составляющих ТНЭ от температуры. Расчёты велись в предположении однородного распределения температуры по сечению ТНЭ (одномерное уравнение теплового баланса). Предположение было численно верифицировано как для рабочего режима, так и для режима теплового срыва, для реальных постоянных времени критических тепловых возмущений. Методика была апробирована при обсчете некоторых экспериментов с импульсным возмущением при помощи ввода сверхтока в образцы ТНЭ, и показала удовлетворительную точность расчета температуры от времени. Расчёты велись с использованием системы компьютерной алгебры Mathematica (Wolfram Research, США). Была произведена оценка теплоотвода в различные охлаждающие среды (жидкий азот при температуре кипения, жидкий азот в тройной точке, жидкий водород) в случаях внешнего и внутреннего охлаждения токнесущего элемента в рабочем режиме. Методика позволяет моделировать энергетические возмущения любой протяженности, локализации и мощности, которые способны привести к тепловому срыву в ТНЭ. Методика также позволяет рассчитывать критические энергетические возмущения, приводящие к тепловому срыву, моделировать распространение

нормальной зоны, определять пороговые величины напряжения срабатывания и временное разрешение для автоматической системы защитного вывода тока.

Работа финансируется по контрактам «Росатом» (программа «Сверхпроводящая индустрия»), по тематике «Разработка гибких ВТСП токоподводов». Работа ведётся под руководством Новикова М.С. и Новикова С. И.

E-mail: sergey.shuvaev@phystech.edu

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МОДУЛЕЙ В КЛИМАТИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ ГОРОДА ЯКУТСКА

Жирнова Е.В.

*Северо-Восточный федеральный университет им. М.К. Аммосова, Физико-технический институт, Якутск, Россия*

Целью данной работы является мониторинг солнечной инсоляции в городе Якутске и исследование зависимости работы тонкопленочного и кристаллического фотоэлектрических модулей (ФЭМ) от погодных условий.

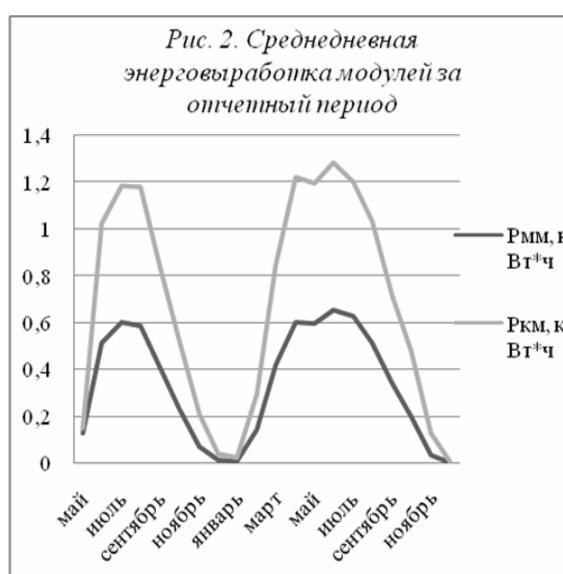
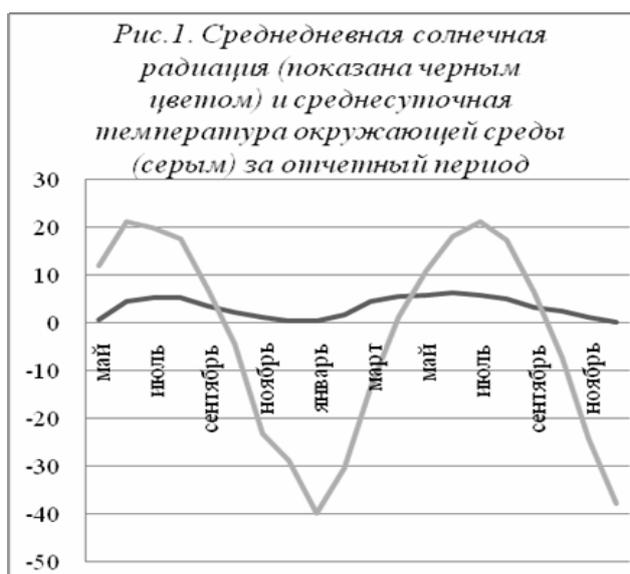
С середины июня 2013г. ФТИ СВФУ проводит совместные работы с «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике при ФТИ им. А.Ф. Иоффе» в области возобновляемой солнечной энергетики. Для целей реализации проекта по созданию совместной системы мониторинга солнечной инсоляции в г. Якутске на здании корпуса факультетов естественных наук (КФЕН) СВФУ установлена тестовая фотоэлектрическая система (ТФЭС) для мониторинга фотоэлектрических модулей.

Исследуемые модули:

панель солнечных батарей из микроморфных тонкопленочных фотоэлектрических элементов (ММ СБ);

панель солнечных батарей из монокристаллических фотоэлектрических элементов (МК СБ).

Для получения общей картины взяты средние месячные значения за отчетный период следующих параметров: среднедневная солнечная радиация; среднесуточная температура окружающей среды; среднедневная энерговыработка ФЭМ.



На рисунках 1 и 2 показана зависимость энерговыработки от солнечной радиации и температуры окружающей среды. Вырабатываемая мощность микроморфного модуля (Рмм) ниже чем у кристаллического (Ркм).

На рисунке 3 показана зависимость вырабатываемой мощности от температуры окружающей среды. Данные были сняты при постоянной солнечной радиации в  $50 \text{ Вт} \cdot \text{м}^2$  и различных температурах за год. Наилучшие показания мощности получены в температурном диапазоне от  $-12^\circ\text{C}$  до  $12^\circ\text{C}$ . Можем предположить, что резкие скачки вырабатываемой мощности связаны с осадками, туманами и облачностью, препятствующими попаданию солнечной радиации на поверхность ФЭМ, что представлено в табл. 1.



Таблица 1. Влияние слоя снега на получаемую ФЭМ солнечную радиацию и вырабатываемую мощность.

Слой снега	Солнечная радиация, $\text{Вт} \cdot \text{м}^2$	Рмм, Вт	Ркм, Вт
15–20 мм	4	0,01	0,01
отсутствует	33	0,1	4,6
Разность значений:	в 8,25 раз увеличилась	в 10 раз увеличилась	в 460 увеличилась

В результате выполненной работы можно сделать следующие выводы:

Выработка ФЭМ зависит от температуры окружающей среды. Наилучшие показания энерговыработки получены в температурном диапазоне от  $-12^\circ\text{C}$  до  $12^\circ\text{C}$ .

Энерговыработка модулей прямопропорциональна получаемой солнечной радиации. В широтах города Якутска активность работы ФЭМ проявляется с первой декады февраля и до последней декады октября.

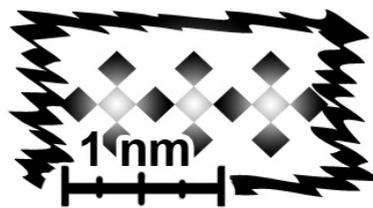
КПД монокристаллического модуля достигает 20%, мироморфного - 9%. Т.е. КПД кристаллического модуля выше в 2,2 раза выше во временном промежутке активной работы ФЭМ.

На выработку энергии сильно влияет осадок в виде слоя снега, резко препятствующий попаданию солнечной радиации на поверхность ФЭМ.

E-mail: [katyazhirnova@mail.ru](mailto:katyazhirnova@mail.ru)

# ТВЕРДОТЕЛЬНАЯ НАНОЭЛЕКТРОНИКА

**Председатель:**  
**проф. Тимошенко Виктор Юрьевич**



## ИССЛЕДОВАНИЕ СЛОЕВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ ОПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

Рахимова О.В.

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

В настоящее время интенсивно исследуются свойства полупроводниковых наноструктур, таких как квантовые нити и точки. Минимальные размеры структурного элемента в них составляют единицы нанометров, что сравнимо с длиной волны де-Бройля для носителей заряда в полупроводниках. Пространственное ограничение носителей заряда приводит к существенному изменению электронных свойств по сравнению с объемными фазами полупроводников. Так, например, с уменьшением размеров наноструктур возрастает ширина запрещенной зоны (квантово-размерный эффект), увеличиваются энергии связи экситонов и энергии ионизации дефектов и примесей.

В данной работе исследуются слои кремниевых нанонитей (КНН), выращенных на подложке кремния. Отметим, что широко используется высокая фоточувствительность кремния (изменение электропроводности при освещении) [1], что позволяет преобразовывать световую энергию в электрическую [3], поэтому эти слои весьма перспективны для использования в качестве антиотражающего покрытия и, как слои для фотоэлектрического преобразования.

КНН диаметром в десятки и сотни нанометров привлекают большое внимание исследователей в последние несколько лет благодаря своему возможному использованию в фотовольтаике, фотонике и сенсорике [2].

Для получения КНН был применен двухступенчатый метод химического травления с участием металла. Образцы были сформированы химическим травлением пластин кристаллического кремния c-Si с двусторонней полировкой, p-типом проводимости, кристаллографической ориентацией (100) и удельным сопротивлением 0,001  $\Omega \cdot \text{см}$  и 10  $\Omega \cdot \text{см}$ .

Исходную пластину c-Si помещали в раствор  $\text{AgNO}_3/\text{HF}$  (0.02 моль  $\text{AgNO}_3$  / 5 моль  $\text{HF}$ ) 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 %  $\text{H}_2\text{O}_2$  / 5 моль  $\text{HF}$  в соотношении 1:10 по объёму) при комнатной температуре. В результате происходили окислительно-восстановительные реакции. Это приводило к химическому протравливанию тех участков пластины, которые были покрыты частицами  $\text{Ag}$ . В зависимости от времени травления, менялась толщина слоя образовавшихся нитевидных структур. Для удаления частиц серебра, образцы промывались в 65 % растворе  $\text{HNO}_3$  в течение 15 минут.

Для полученных слоев были измерены спектры отражения в инфракрасном (ИК) диапазоне, а также спектры комбинационного рассеяния света (КРС). Используя полученные методы, обнаружено наличие свободных носителей заряда, как в исходной подложке, так и в слоях КНН толщины порядка единиц микрометров. Тем же методом определены эффективные показатели преломления и пористость слоев КНН. Выполнено исследование зависимости сигнала КР слоев КНН, полученных на сильнолегированной подложке, от толщины слоя при разных длинах волн возбуждения. Обнаружено усиление сигнала КРС в слоях КНН по сравнению с c-Si, а также наличие свободных носи-

телей заряда в слоях КНН для слоев с толщиной до 10 мкм. В слоях КНН толщиной 10–15 мкм, наряду с сигналом КР от кремния, наблюдается сигнал фотолюминесценции (ФЛ). После обработки поверхности КНН в растворе плавиковой кислоты интенсивность ФЛ обработанного образца от интенсивности накачки носит сильно нелинейный характер.

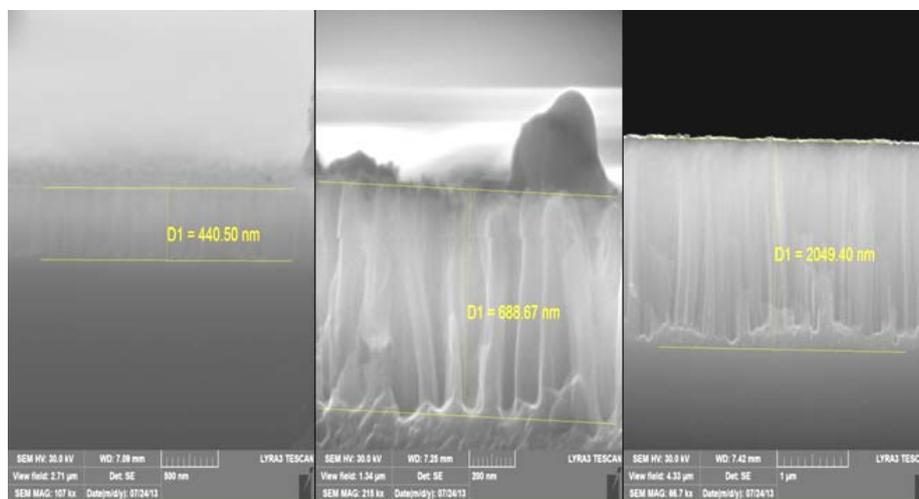


Рис. 1. Микрофотографии, полученные с помощью СЭМ, для трех образцов различной толщины.

Полученные результаты, очевидно, указывают на качественные структурные изменения, происходящие в процессе длительного (более 1 часа) химического травления поверхности кремния.

*E-mail: rakhimova.ov@physics.msu.ru*

### Литература

1. Saga T. Advances in crystalline silicon solar cell technology for industrial mass production// NPG Asia Mater. 2(3) 96–102 (2010).
2. Sivakov V., Andra G., Gawlik A., Berger A., Plentz J., Falk F., Christiansen S.H. Nano Lett., 9, 1549 (2009).
3. Spinelli P, Verschuuren M.A., Polman A. Broadband omnidirectional antireflection coating based on subwavelength surface Mie resonators// Nature communications, 21 Feb 2012.
4. Wagner R.S., Ellis W.C.. Appl. Phys. Lett., 4, 89 (1964).

## ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ, ОПТИЧЕСКИХ И БИОАКТИВНЫХ СВОЙСТВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ, ПОЛУЧЕННЫХ ИЗМЕЛЬЧЕНИЕМ МАССИВОВ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

Наташина У.А., Шевченко С.Н.

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

В настоящее время большое количество работ посвящено биомедицинским применениям различных твердотельных наноматериалов, среди которых особо можно выделить кремниевые наночастицы (SiNPs), ввиду их доказанных свойств не только низкой токсичности, но и биodeградируемости [1]. Часто SiNPs получают измельчением пленок пористого кремния (PSi), который состоит из сети пересекающихся кремниевых нанокристаллов, разделенных порами нанометрового размера [1]. Обычно пленки PSi образуются в результате электрохимического травления пластин кристаллического кремния (с-Si) в плавиковой кислоте (HF). Однако, существует более простой и деше-

вый способ получить похожие на PSi структуры, называемые кремниевыми нанонитями (SiNWs). SiNWs состоят из непересекающихся нанонитей и пор с диаметром от нескольких до сотен нм [2], и изготавливаются методом металл-стимулированного химического травления (MACE) [2]. Этот простой процесс химической обработки с-Si позволяет получать на его поверхности большие площади нитевидных наноструктур без создания электрических контактов.

В работе образцы SiNWs получались с помощью химического травления (MACE) [2] пластин с-Si удельным сопротивлением 10 Ом\*см и 0.001 Ом\*см для получения непористых нанонитей (LD-SiNWs) и пористых (HD-SiNWs) соответственно (см рис.1).

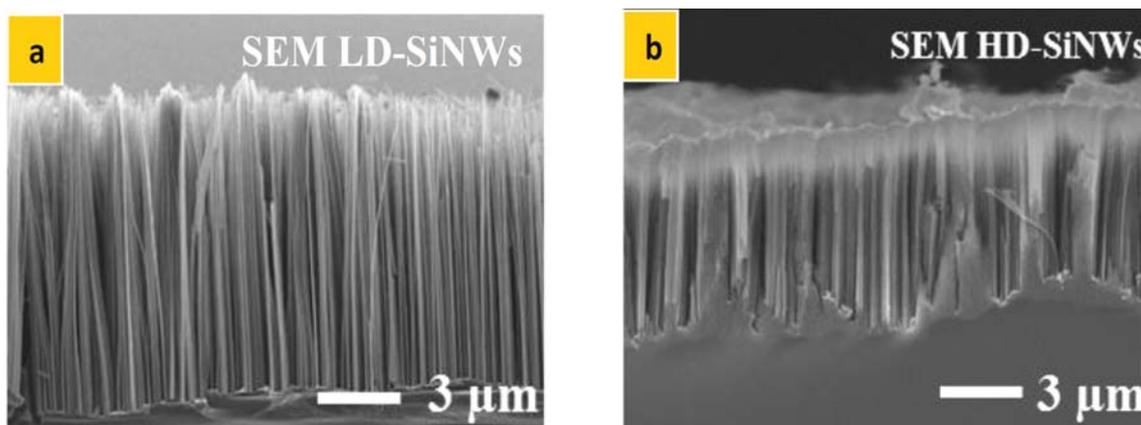


Рис. 1. Типичный вид массивов LD-SiNWs (a) и HD-SiNW (b).

Оба образца SiNWs характеризовались широкими спектрами фотолуминесценции (ФЛ) с максимум энергии 1.7 Эв (800нм) для HD-SiNWS и 1.8Эв (750нм) для LD SiNWs. ФЛ образцов объясняется излучательной рекомбинацией экситонов, образующихся в нанокристаллах кремния со средними размерами 3–6нм при их фотооблучении. Такие нанокристаллы были обнаружены методами электронной микроскопии на поверхности LD-SiNWs и в объеме HD-SiNWs.

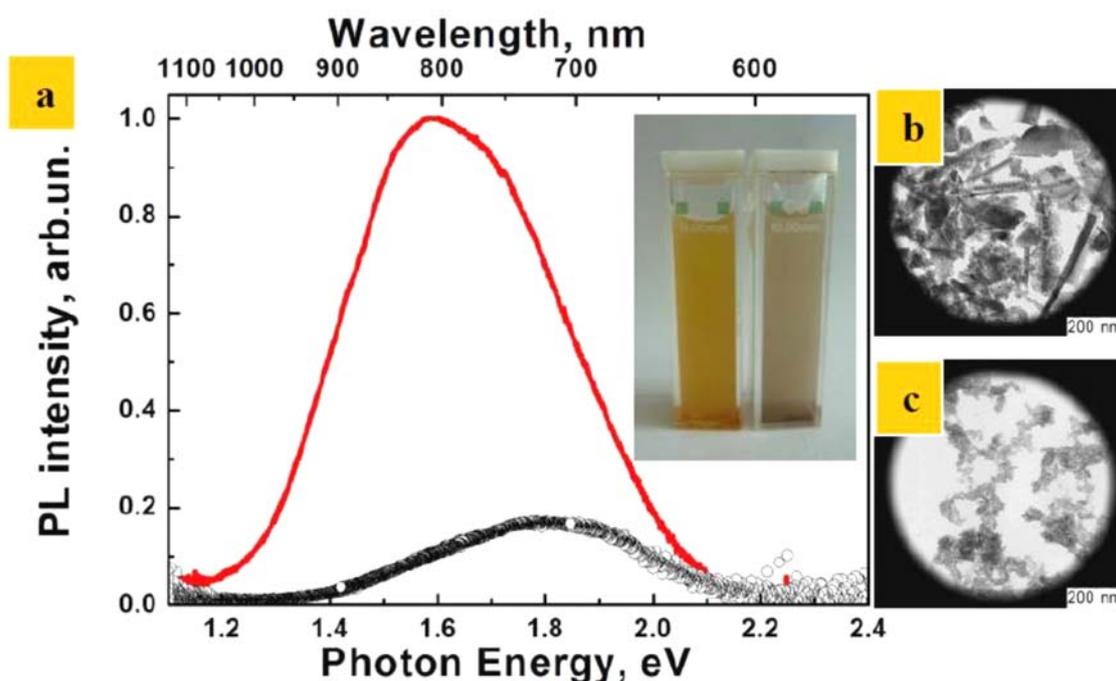


Рис. 2. Спектры ФЛ водных суспензий LD-SiNPs (черные круги) и HD-SiNPs (красная линия) (a), на вставке типичный вид водных суспензий наночастиц. ПЭМ LD-SiNPs (b) и HD-SiNPs (c).

С помощью ультразвукового измельчения LD-SiNWs или HD-SiNWs в воде были приготовлены суспензии SiNPs. По данным измерений ПЭМ и динамического рассеяния света средний диаметр таких SiNPs составил около 100 нм. При этом оба типа SiNPs обладали ФЛ (см. рис. 2). Форма спектра и интенсивности ФЛ SiNPs были схожи с спектрами SiNWs, использовавшихся для их изготовления. Большая интенсивность ФЛ пористых образцов (HD-SiNPs) по сравнению с непористыми (LD-SiNPs) объясняется наличием большего количества мелких нанокристаллов в пористом объеме наночастиц.

Эксперименты *in-vitro* показали, что такие ФЛ SiNPs характеризуются низкими цитотоксическими свойствами (до 200 мкг/мл), могут проникать в живые клетки (CF2Th) и локализоваться в их цитоплазме (рис.3 а). В то же время токсичность наночастиц можно усилить при воздействии на них ультразвуком (УЗ) терапевтических частот и интенсивностей (рис. 3 б).

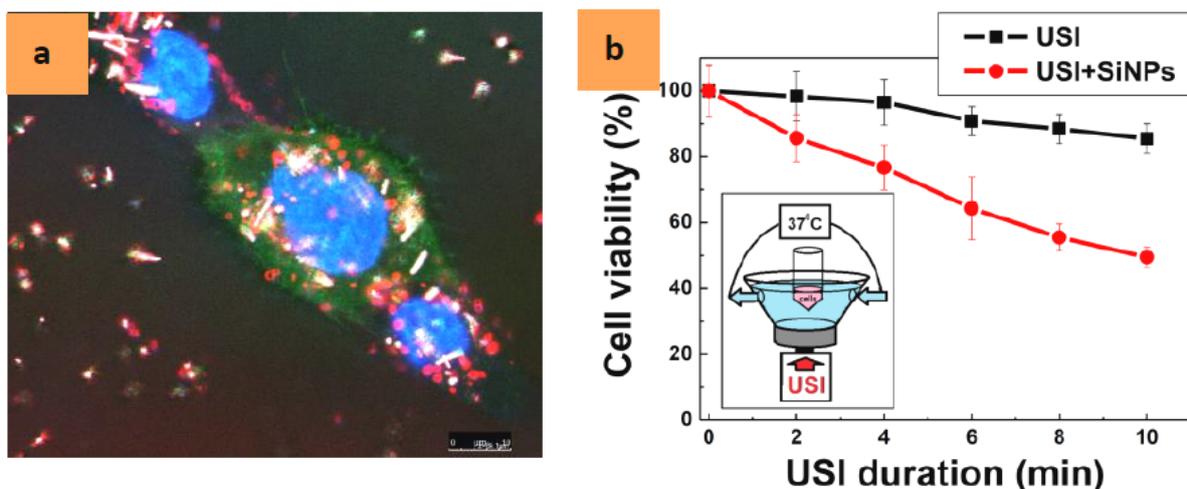


Рис. 3. Клетки CF2Th с HD-SiNPs (а), влияние УЗ на выживаемость клеток без (черная кривая) и в присутствии HD-SiNPs (б).

В представленной работе описан новый способ получения фотолюминесцирующих SiNPs путем измельчения массивов SiNWs. Показано, что такие наночастицы обладают свойствами низкой токсичности, могут проникать в живую клетку, сохраняя при этом свои ФЛ свойства, а следовательно использоваться для биовизуализации клеток. Вместе с тем SiNPs могут выступать в роли соносенсибилизаторов для локального уничтожения клеток.

Авторы выражают благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любове Андреевне.

*E-mail:* [natashina78@yandex.ru](mailto:natashina78@yandex.ru)

*E-mail:* [shevchenko.s.msu@gmail.com](mailto:shevchenko.s.msu@gmail.com)

### Литература

1. L.T. CANHAM, pSiMedica Ltd, UK Porous silicon for medical use: from conception to clinical use
2. Liubov A. Osminkina, Vladimir Sivakov, Grigory A. Mysov, Florian Talkenberg, Ulyana A. Natashina, V. V. Solovyev, Andrey A. Kudryavtsev, and Victor Yu. Timoshenko, "Nanoparticle suspensions prepared from porous silicon nanowires for bioimaging and sonodynamic therapy", Nano Research Letters 9, 463 (2014).

ВЛИЯНИЕ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК СЕЛЕНИДА КАДМИЯ  
НА СПЕКТРАЛЬНУЮ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОПРОВОДИМОСТИ  
НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА ИНДИЯ

Ильин А.С., Фантина Н.П., Мартышов М.Н.

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

Оксид индия ( $\text{In}_2\text{O}_3$ ) в настоящее время широко используется в качестве чувствительного слоя газовых сенсоров для детектирования диоксида азота ( $\text{NO}_2$ ) в атмосфере. Однако существующие сенсоры на основе  $\text{In}_2\text{O}_3$  работают при достаточно высоких температурах (порядка  $400^\circ\text{C}$ ) [1, 2]. Необходимость использования нагревательных элементов значительно увеличивает энергопотребление сенсоров и является проблемой при их миниатюризации и встраивании в мобильные устройства. Для ускорения процессов адсорбции и десорбции детектируемых газов вместо нагрева чувствительного слоя сенсора может быть использовано ультрафиолетовое излучение. Это позволит снизить энергопотребление и рабочую температуру сенсора вплоть до комнатной [3]. Однако с точки зрения энергоэффективности и стоимости существенного снижения энергопотребления сенсора можно было бы достичь при использовании освещения видимого диапазона для ускорения процессов взаимодействия газа с чувствительным слоем. Так как сам по себе нанокристаллический оксид индия практически нечувствителен к свету видимого диапазона, стоит задача фотосенсибилизации оксида индия. Целью данной работы было определение влияния внедрения квантовых точек на фотопроводимость нанокристаллического оксида индия, освещенного светом видимого диапазона.

Синтез нанокристаллических образцов  $\text{In}_2\text{O}_3$  проводили золь-гель методом. Полученный гель высушивали в течение 24 часов при  $50^\circ\text{C}$ , затем отжигали в печи при температурах  $300^\circ\text{C}$ ,  $500^\circ\text{C}$  и  $700^\circ\text{C}$  в течение 24 часов. Размеры определялись с помощью просвечивающей электронной микроскопии на приборе Chemisorb 2750 (Micro-metrics). Изготовленные образцы состояли из нанокристаллов со средним размером 8, 17 и  $40\text{ нм}$  в зависимости от температуры отжига. Для проведения измерений нанокристаллический  $\text{In}_2\text{O}_3$  наносился на кварцевые подложки в виде пленки толщиной  $1\text{ мкм}$ . Для сенсибилизации использовали золь квантовых точек (КТ) CdSe в гексане с концентрацией  $10^{-4}$  моль/л. Пленки из  $\text{In}_2\text{O}_3$  погружали в золь КТ CdSe на 6 часов, после чего высушивали при  $50^\circ\text{C}$  на воздухе, после чего на пленку напылялись золотые контакты. Образцы помещались в установку для измерения спектральной зависимости фотопроводимости. Длина волны падающего света изменялась в диапазоне от  $380\text{ нм}$  до  $650\text{ нм}$ , интенсивность падающего света на всем диапазоне составляла  $700\text{ мВт/см}^2$ .

Фотопроводимость пленок  $\text{In}_2\text{O}_3$  без квантовых точек CdSe при увеличении энергии квантов от  $2\text{ эВ}$  до  $3\text{ эВ}$  изменяется по степенному закону. Добавление квантовых точек кардинально изменяет поведение фотопроводимости в образце с наименьшими размерами нанокристаллов и незначительно меняет вид зависимости для образцов с большими размерами нанокристаллов. Если до сенсибилизации фотопроводимость образца с наименьшими нанокристаллами значительно возрастает при облучении с энергией квантов выше  $2.6\text{ эВ}$ , то после добавления квантовых точек максимальная фотопроводимость на рассмотренном интервале достигается при облучении квантами света с энергией  $2.3\text{ эВ}$ , после чего при увеличении энергии наблюдается спад фотопроводимости с ростом в области энергии  $3.1\text{ эВ}$ . Для других образцов добавление квантовых точек CdSe приводит к увеличению общей проводимости пленок, однако относительное изменение проводимости при освещении (отношение проводимости).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ (НШ-3461.2014.2)

*E-mail:* [as.ilin@physics.msu.ru](mailto:as.ilin@physics.msu.ru)

### Литература

1. Capone S. et al. Solid state gas sensors: state of the art and future activities // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials. 2003, №5(5). p. 1335–1348.
2. Eranna G., Joshi B.C., Runthala D.P., Gupta R.P. Oxide Materials for Development of Integrated Gas Sensors—A Comprehensive Review // Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences. 2004, №29 (3–4). p. 111–188.
3. Wagner T., Kohl C., Malagù C., Donato N., M. Latino, G. Neri, M. Tiemann. UV light-enhanced NO<sub>2</sub> sensing by mesoporous In<sub>2</sub>O<sub>3</sub>: Interpretation of results by a new sensing model // Sensors and Actuators B. 2013, №187. p.488–494.

## ВЫЯВЛЕНИЕ ВОЗМОЖНОЙ ДЕГРАДАЦИИ ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДИОКСИДА ТИТАНА, ИСПОЛЬЗУЕМОГО В СИСТЕМАХ ФОТОКАТАЛИТИЧЕСКОЙ ОЧИСТКИ ВОЗДУХА

Миннеханов А.А.

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

Диоксид титана (TiO<sub>2</sub>) в последнее время привлекает все большее внимание исследователей со всего мира в связи с перспективами создания на его основе новых функциональных материалов [1–2]. К сожалению, широкое применение фотокатализаторов, основанных на TiO<sub>2</sub>, ограничено необходимостью использования искусственного ультрафиолетового (УФ) излучения ввиду большой ширины запрещенной зоны данного полупроводника. Таким образом, перед исследователями ставится задача изменить структуру TiO<sub>2</sub> с целью повышения квантового выхода фотокаталитических реакций, происходящих на поверхности данного вещества при освещении ее светом видимого диапазона. Еще в работе Асахи [3] было показано, что простым способом повысить эффективность фотокатализа на TiO<sub>2</sub> является легирование его кристаллической решетки атомами азота. С тех пор было опубликовано множество работ по изучению как методов синтеза N-TiO<sub>2</sub>, так и различных свойств данного материала. Однако лишь считанное число работ [4–6] было посвящено исследованиям временной и эксплуатационной стабильности образцов в различных условиях, что является важным в контексте практического применения N-TiO<sub>2</sub>.

В данной работе мы провели подробный анализ поведения легирующей азотной примеси в N-TiO<sub>2</sub> при различных сроках и температурах хранения. Исследуемые образцы были получены предложенным недавно методом модифицированного пиролиза аэрозолей [7]. Изучение свойств образцов проводилось методами электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и спектроскопии оптического поглощения в ультрафиолетовой и видимой областях спектра (УФ/вид). ЭПР-спектры были получены на спектрометре BRUKER ELEXSYS-500 (X-диапазон, чувствительность порядка 5\*10<sup>10</sup> спин/Гс, частота модуляции 100 кГц) в Центре Коллективного Пользования МГУ. Спектры поглощения УФ/вид были получены на спектрофотометре Lambda 35 (Perkin-Elmer, США) в спектральном диапазоне 190–1100 нм.

Для исследований нами были синтезированы образцы N-TiO<sub>2</sub>, обладающие наилучшей фотокаталитической активностью при видимом свете. Образец TON1-S был получен 2 года назад при концентрации прекурсора азота в исходном гидролизующем растворе 1 % и температуре отжига 1000°C. Образцы TON05 и TON1 были получены непосредственно перед исследованием при той же температуре отжига и при концентрациях прекурсора азота 0,5 % и 1 %, соответственно. Для ускорения процессов диффузии атомов азота в N-TiO<sub>2</sub> и создания тем самым условий искусственного старения часть образца TON1 была помещена в отдельную ампулу, хранившуюся при повышенной температуре (80°C). Данный образец помечен как TON1-T.

В ходе работы нами было установлено, что ЭПР-спектр образца TON1-S показывает стойкое снижение интенсивности сигнала, соответствующего азотным радикалам, со временем (см. рис. 1). Экспоненциальная аппроксимация данной временной зависимости дает значение коэффициента экстинкции  $R_0(20^\circ\text{C}) = -0.008$  дней $^{-1}$ . Восьмикратное снижение интенсивности данного сигнала, на первый взгляд, можно приписать снижению общего количества азота в образцах, что означало бы плохую функциональность образцов в качестве фотокатализатора. Однако измерения методом спектроскопии УФ/вид не показали существенного снижения концентрации азота в исследуемых структурах, что означает отсутствие «утечки» азотных атомов. Следовательно, снижение концентрации парамагнитного азота в образцах, выявленное методом ЭПР-спектроскопии, происходит вследствие внутренних процессов превращения парамагнитных азотных радикалов в непарамагнитные.

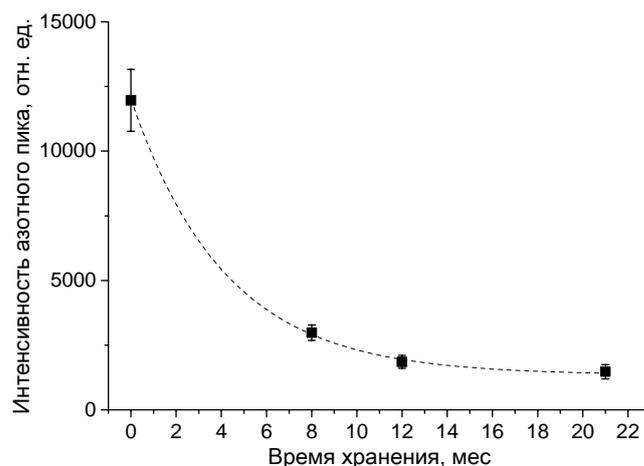
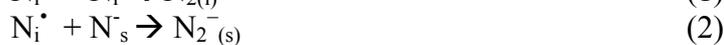


Рис. 1. Зависимость интенсивности N-пика в спектрах ЭПР образца TON1-S от времени хранения.

Аналогичная ситуация наблюдалась в случае образца TON1-T, хранившегося в условиях повышенной температуры. Интенсивность азотного пика в спектрах ЭПР данного образца имела явную тенденцию к уменьшению в течение 35 дней эксперимента. Концентрация парамагнитного азота в образце TON1-T демонстрирует за этот промежуток времени практически пятикратное снижение (коэффициент экстинкции при экспоненциальной аппроксимации равен  $R_0(80^\circ\text{C}) = -0.1$  дней $^{-1}$ ).

Для объяснения эффекта снижения концентрации парамагнитного азота в образцах мы предположили три возможных реакции: 1) формирование  $\text{N}_2$  за счет рекомбинации  $\text{N}^*$  радикалов, 2) формирование  $\text{N}_2$  за счет рекомбинации  $\text{N}^*_i$  и  $\text{N}^-_s$  радикалов, 3) окисление  $\text{N}^*_i$  с образованием  $\text{N}^-_s$ .



В данном случае основной вклад в процессы перехода азотной примеси в непарамагнитное состояние несет реакция (3), поскольку концентрация кислородных вакансий  $\text{V}_\text{O}$  в образцах более чем на два порядка превышает концентрацию атомов азота внедрения  $\text{N}^*_i$ , а концентрация атомов азота замещения  $\text{N}^-_s$  пренебрежимо мала.

Полученные результаты находятся в соответствии с теоретическими расчетами, выполненными методом DFT. Необходимо отметить, что наблюдаемые процессы старения образцов N-TiO<sub>2</sub>, полученных методом модифицированного пиролиза аэрозолей [7], не привели к какому-либо значимому снижению их фотокаталитической активности при видимом свете, что является несомненным плюсом, поскольку даже длительное хранение данных структур в условиях повышенной температуры никак не сказывается на их функциональных свойствах.

*E-mail: minnekhanov@physics.msu.ru*

## Литература

1. В. O'Regan, M. Grätzel // Nature, **353** (1991) 737–740.
2. E. Selli и др. // Chem. Commun., **2007**, 5022–5024.
3. R. Asahi, T. Morikawa, T. Ohwaki, K. Aoki, Y. Taga // Science, **293** (2001) 269–271.
4. F. Spadavecchia и др. // J. Nanopart. Res., **14** (2012) 1301.
5. M. Mihara и др. // Physica B, **2006**, 955–958.
6. M. D'Arienzo и др. // Appl. Catal. B, **93** (2009) 149–155.
7. A. Tarasov, G. Trusov, A. Minnekhanov, D. Gil, E. Konstantinova, E. Goodilin, Yu. Dobrovolsky // J. Mater. Chem. A, **2** (2014) 3102–3109.

## ДИНАМИКА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЁНКАХ ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Кудряшова Л.Г.

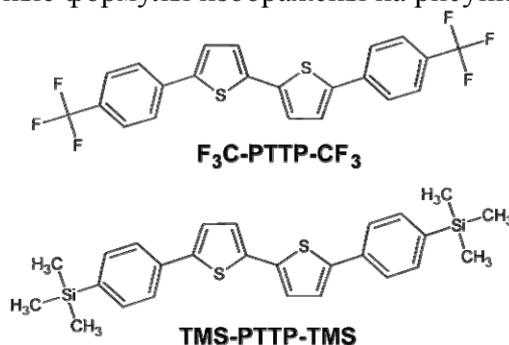
*МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

Прогресс в области органической электроники уже привёл к созданию таких эффективных и коммерчески-востребованных устройств, как органические светодиоды (OLED, organic light emitted diode) и органические полевые транзисторы (OFET, organic field effect transistor) [4]. К настоящему моменту созданы также тестовые образцы органических светоизлучающих транзисторов (OLET, organic light emitting transistor), которые превосходят по характеристикам диоды [2] и могут стать основой светоизлучающих органических устройств, в том числе, для разработки первого органического инжекционного лазера [1].

Материалы для активного слоя светоизлучающих полевых транзисторов должны сочетать в себе хорошие полупроводниковые свойства и высокую эффективность люминесценции. Однако межмолекулярное взаимодействие в органическом кристалле, обеспечивающее высокую подвижность носителей заряда, зачастую приводит к подавлению люминесцентных свойств.

Поэтому одним из наиболее перспективных и широко изучаемых материалов для органической оптоэлектроники в последнее десятилетие стали монокристаллических плёнки пи-сопряжённых олиготиофен-фениленов (ОТФ), проявляющие как прекрасные люминесцентные свойства, так и высокую подвижность носителей заряда [3]. Фотофизические процессы, приводящие к высоким люминесцентным характеристикам кристаллов ОТФ, до сих пор не выяснены.

В данной работе изучались кинетики фотолюминесценции плёнок ОТФ с одинаковым пи-сопряжённым ядром фенилен-тиофен-тиофен-фенилен (PTTP) и различными концевыми заместителями: трифторметил ( $\text{CF}_3$ -PTTP- $\text{CF}_3$ ) и триметил-силил (TMS-PTTP-TMS). Их структурные формулы изображены на рисунке.



Уникальность изучаемых ОТФ заключается в том, что их внешний квантовый выход фотолюминесценции (ВКВ ФЛ) в кристаллической фазе в 2-3 раза превышает ВКВ ФЛ в разбавленном растворе. Так ВКВ ФЛ для молекул  $\text{CF}_3$ -PTTP- $\text{CF}_3$  в растворе со-

ставляет 17%, а в кристаллической плёнке достигает 40%, для TMS-PTTP-TMS он равен 18% в растворе и 43% в кристалле. Таким образом, взаимодействие между молекулами ведёт к значительному улучшению люминесцентных свойств.

Кинетики фотолюминесценции данных кристаллов измерялись стрик камерой, совмещённой с полихроматором, что позволяло производить двумерное разложение импульса ФЛ по спектру с шагом 1 нм и по времени с разрешением 1–4 пс.

Наблюдался моноэкспоненциальный распад ФЛ с характерным временем 1 нс. В соответствующих разбавленных растворах ФЛ распадается за 0.3 нс, что хорошо согласуется со значениями ВКВ ФЛ. Моноэкспоненциальный характер распада ФЛ указывает на высокое качество кристаллов, малое количество дефектов и центров тушения.

Анализ различных спектральных компонент ФЛ показал, что более высокоэнергетичные пики в обоих ОТФ распадаются в два-три раза быстрее «красной» части спектра (0.2-0.4 нс и 1.0-1.5 нс соответственно). При этом у низкоэнергетичных пиков присутствует характерное время нарастания, равное времени распада «синих» пиков. Это говорит о возможном переносе энергии между различными спектральными компонентами в процессе распада ФЛ.

Были измерены кинетики ФЛ при низкой температуре (77 К). Измерения при низкой температуре позволили разрешить тонкую структуру колебательных пиков. Выяснилось, что каждый колебательный пик  $\text{CF}_3\text{-PTTP-CF}_3$  в действительности состоит из двух близко расположенных максимумов, при этом время распада двух соседних пиков отличается: более высокоэнергетичный распадается быстрее. Можно сделать вывод, что в кристаллах  $\text{CF}_3\text{-PTTP-CF}_3$  существуют две различные конфигурации молекул с немного различающимися фотофизическими характеристиками. Данная особенность, по всей видимости, связана с подвижностью  $\text{CF}_3$ -групп относительно оси ядра PTTP, выявленной рентгеноструктурным анализом. В TMS-PTTP-TMS подобного поведения при низкой температуре не наблюдается.

Проведено исследование распада ФЛ в высоколюминесцентных монокристаллах ОТФ. Показано, что происходит перенос энергии между различными спектральными компонентами в процессе излучения ФЛ.

Автор выражает огромную благодарность Пономаренко С.А. за синтезированные ОТФ; Постникову В.А., Соборнову В.В. и Константинову В.Г. за приготовление образцов монокристаллических плёнок олиготиофен-фениленов и обучение методам роста кристаллических плёнок; Пшеничникову М.С. за ценные советы и совместный эксперимент, а также своему научному руководителю Парашуку Д.Ю. за оказанную помощь во время выполнения исследований.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №13–02–01313 и №15–02–09–375.

*E-mail: kudrjaschova.ljudmila@physics.msu.ru*

### Литература

1. Bisri, S.Z., et al., Organic Single-Crystal Light-Emitting Transistor Coupling with Optical Feedback Resonators. *Scientific Reports*, 2012. **2**: p. 985.
2. Capelli, R., et al., Organic light-emitting transistors with an efficiency that outperforms the equivalent light-emitting diodes. *Nat Mater*, 2010. **9**(6): p. 496–503.
3. Hotta, S. and T. Yamao, The thiophene/phenylene co-oligomers: exotic molecular semiconductors integrating high-performance electronic and optical functionalities. *J. of Materials Chemistry*, 2011. **21**(5): p. 1295–1304.
4. Muccini, M., A Bright Future for Organic Field-Effect Transistors. *Nature Materials*, 2006. **5**(8): p. 605–613.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПИИ  
КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ  
ЛАЗЕРНО-ИНДУЦИРОВАННОГО РАЗОГРЕВА КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ

Родичкина С.П.\*

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

Кремниевые нанонити (КНН), формируемые методом металл- стимулированного химического травления, могут найти применение в диагностике и терапии рака [1], а также в термоэлектрических преобразователях энергии [2]. В данной работе методом спектроскопии комбинационного (рамановского) рассеяния света был изучен нагрев КНН под действием лазерного излучения и оценен их коэффициент теплопроводности.

КНН были изготовлены методом металл-стимулированного химического травления подложек слабо легированного бором кристаллического кремния (с-Si) p-типа проводимости с удельным сопротивлением 1-20 Ом·см и кристаллографической ориентацией поверхности пластин (100). Структура КНН была изучена с помощью сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Спектры КРС были измерены с использованием HeNe лазера (длина волны 632.8 нм) и Ar лазера (длина волны 488 нм).

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.

На рис. 1 приведен спектр КРС для КНН при различной интенсивности падающего излучения. При малых интенсивностях падающего излучения стоксова и антистоксова компонента однофононных спектров КРС для КНН состоят из одного основного пика, который смещается в направлении возбуждающей частоты при увеличении интенсивности лазера. При больших интенсивностях (свыше 100 Вт/см<sup>2</sup>) наблюдается также дополнительный пик, который сдвинут в направлении возбуждающей частоты значительно сильнее, чем основной пик. Из анализа соотношения интенсивностей стоксовой и антистоксовой компонент для обоих пиков было установлено, что сдвиг основного пика связан со средним нагревом КНН под действием лазерного излучения. Появление дополнительного пика в области малых значений волновых чисел связано с локальным максимальным нагревом КНН, который наблюдается на фоне среднего нагрева КНН.

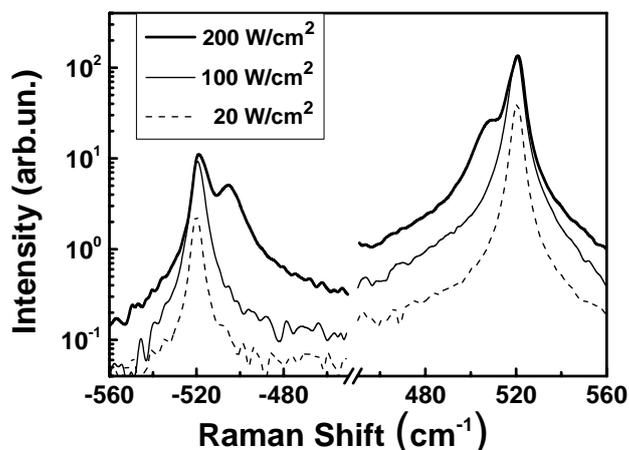


Рис. 1. Спектры КРС для КНН длиной 15 мкм при различной интенсивности лазерного возбуждения (длина волны 488 нм).

\* Победитель подсекции.

Величины среднего и максимального нагрева КНН были определены из спектральных позиций основного и дополнительного пика КРС соответственно, для их определения использовался калибровочный график из работы [3], позволяющий соотнести положение пика КРС и температуру c-Si в широком диапазоне температур. Было показано, что средний нагрев КНН возрастает с увеличением интенсивности падающего излучения, коэффициента поглощения света c-Si и длины нанонитей. Значения среднего и максимального нагрева для КНН длиной 63 мкм при лазерном возбуждении с длиной волны 632.8 нм и интенсивностью 1 кВт/см<sup>2</sup> составляют 150-200 К и 500-800 К. Исходя из зависимости среднего нагрева КНН от их длины было получено, что коэффициент теплопроводности КНН приближенно равен 3 Вт/м К, что в 40 раз меньше коэффициента теплопроводности c-Si.

Сильный нагрев КНН под действием лазерного излучения был объяснен следующими причинами. Во-первых, в КНН наблюдается усиление взаимодействия света с веществом по сравнению с c-Si за счет локализации падающего света в массиве нанонитей, которая происходит в результате сильного рассеяния света на их границах. Во-вторых, падающий свет хорошо поглощается КНН благодаря высоким значениями коэффициента поглощения света c-Si для используемых длин волн лазера, энергия поглощенного света переходит в тепло. В-третьих, КНН обладают низким значением коэффициента теплопроводности, что препятствует охлаждению КНН.

Автор благодарит Л.А.Осминкину, 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.

*rodichkina-s@yandex.ru*

### Литература

1. K.A. 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).
2. I. Hochbaum, R. Chen, R.D. Delgado, W. Liang, E.C. Garnett, M. Najarian, A. Majumdar, P. Yang, *Nature*, 451, 163 (2008).
3. S. Perichon, V. Lysenko, B. Remaki, D. Barbier, B. Champagnon, *J. Appl. Phys.* 86, 4700 (1999).

## АНТИОТРАЖАЮЩЕЕ ПОКРЫТИЕ НА ОСНОВЕ МАССИВОВ ПОРИСТЫХ КРЕМНИЕВЫХ НАНОНИТЕЙ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЙ В СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГЕТИКЕ

Георгобиани В.А.\*

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

В настоящее время огромное внимание во всем мире уделяется созданию и улучшению свойств альтернативных источников энергии, которые могли бы заменить традиционные. Преимуществами по сравнению с другими методами обладает солнечная энергетика – это прямой способ получения практически неиссякаемой энергии.

В фотовольтаике монокристаллический кремний имеет большую популярность. Это связано с его высокой фоточувствительностью, которая позволяет преобразовывать световую энергию в электрическую. Однако в погоне за повышением эффективности солнечных элементов, монокристаллический кремний исчерпал себя. В связи с этим в последние годы особый интерес представляет модификация солнечных элементов на-

---

\* Победитель подсекции.

ноструктурами, что позволит не только увеличить эффективность, но и снизить их себестоимость.

В данной работе изучаются оптические свойства кремниевых нанонитей (КНН), полученных с помощью химического травления пластин монокристаллического кремния c-Si в растворе 5M HF с использованием частиц Ag (Metal Assisted Chemical Etching).

Структуры массива КНН и единичной нанонити представлены на рис.1 а,б. Массив КНН представляет собой вытянутые вдоль одного направления нитевидные кремниевые структуры с диаметром 50-200 нм и длиной около 5 мкм (см. рис. 1 а). Видно, что отдельная КНН имеет пористую структуру и, следовательно, состоит из множества пересекающихся мелких нанокристаллов и пор (см. рис. 1 б).

Полученные образцы КНН обладают эффективной фотолюминесценцией (ФЛ) в видимом диапазоне спектра (см рис. 2 а), которая объясняется излучательной рекомбинацией экситонов в нанокристаллах размерами 2-5 нм [1]. Такие нанокристаллы, согласно данным микроскопии, действительно присутствуют в пористом объеме КНН. Причем, чем больше в структуре нанокристаллов, тем сильнее ФЛ. Отметим, что ФЛ наблюдалась при возбуждении образцов УФ линией Ar лазера. Максимум спектра ФЛ КНН длине волны 750 нм (красный свет). Таким образом, пористые КНН могут служить конвертерами УФ излучения в видимое, что может найти применение в солнечных элементах[2].

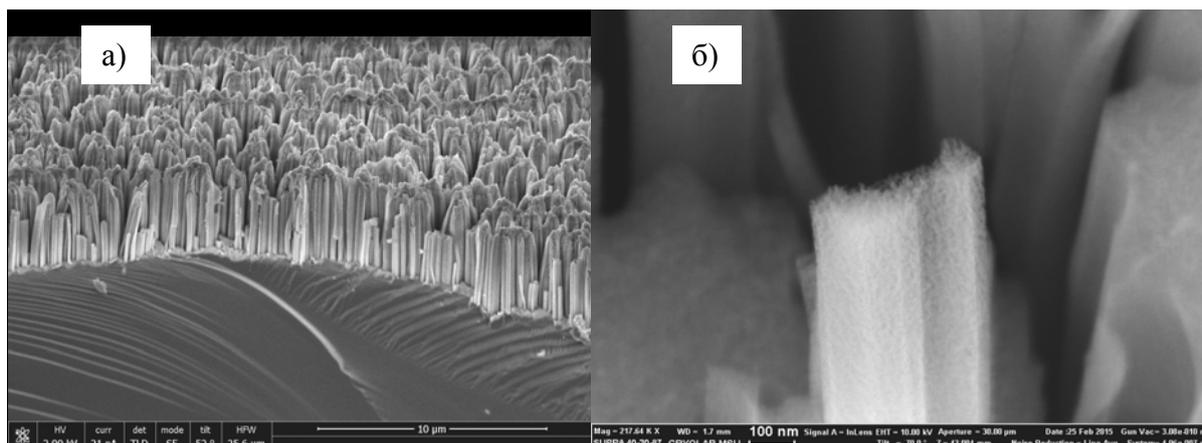


Рис. 1. Сканирующая электронная микроскопия массива КНН (а) и единичной КНН (б).

На рис. 2б представлены спектры полного отражения образца монокристаллического кремния (c-Si), и выращенного на нем образца массива пористых КНН. Видно, что c-Si отражает 30-40% падающего излучения, в то время как отражение КНН не превышает 10% на всем интервале исследуемых длин волн.

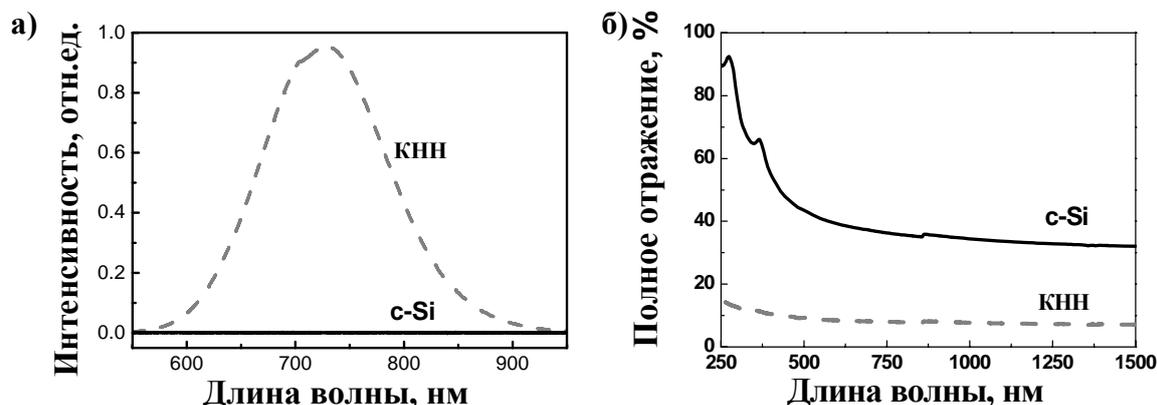


Рис. 2. Спектры ФЛ (а) и полного отражения (б) c-Si и КНН. Сплошными черными линиями обозначены спектры c-Si, серыми пунктирными — КНН.

Такое падение полного отражения от образцов КНН объясняется возникающими в них эффектами локализации света [3].

Полученные в работе данные свидетельствуют о перспективности использования КНН для повышения эффективности солнечных батарей. Показано, что КНН, полученные на сильнолегированной подложке, имеют пористую структуру, а следовательно, эффективную ФЛ, и могут служить конвертерами УФ излучения в видимое, вместе с тем такие КНН имеют коэффициент отражения  $\leq 10\%$ , что позволит повысить долю излучения, участвующего в преобразовании энергии света в электрическую.

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](mailto:v.georgobiani@gmail.com)

### Литература

1. L.A. Osminkina et al. Nanoparticles prepared from porous silicon nanowires for bioimaging and sonodynamic therapy// *Nanoscale Research Letters*, 2014, 9:463.
2. И.В. Миргородский. Кремниевые нанокристаллы как эффективные конвертеры ультрафиолетового излучения для фотовольтаики// *Материалы Международного молодежного научного форума «ЛОМОНОСОВ–2011»*. М.: МАКС Пресс, 2011, сс. 1–2.
3. L.A. Osminkina et al. Optical properties of silicon nanowire arrays formed by metal-assisted chemical etching: evidences for light localization effect// *Nanoscale Research Letters*, 2012, 7:524.

## ИССЛЕДОВАНИЕ БИОДЕГРАДАЦИИ КРЕМНИЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ МЕТОДОМ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЙЯНИЯ СВЕТА

Цуриков К.Э., Наташина У.А.

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

Кремниевые наночастицы (SiNPs) в настоящее время находят широкое применение в биомедицине, что обусловлено их свойствами низкой токсичности и биodeградируемости [1]. В настоящее время биodeградация SiNPs в основном доказана биологическими методами, когда содержание наноматериала в тканях организма оценивается с помощью гистологических методов (микроскопии срезов тканей), либо анализом состава сожженных органов и тканей [2]. Отметим, что данные методы не только являются трудоемкими, но и зачастую могут приводить к ошибочным результатам.

В настоящей работе впервые представлен метод контроля процессов биodeградации SiNPs с помощью КРС. Данный метод позволяет *in situ* наблюдать не только проникновение наночастиц в живые клетки, но и напрямую визуализировать биodeградацию наночастиц в клетках.

SiNPs получались измельчением пленок пористого кремния в планетарной мельнице. В настоящем эксперименте использовались наночастицы мезопористого кремния, со средними размерами около 100 нм, имеющие пористую структуру и состоящие из нанокристаллов кремния (nc-Si) и пор размерами ~10 нм.

На первом этапе работ проводились модельные эксперименты. Здесь водная суспензия SiNPs в диализном мешке помещалась в сыворотку крови (культуральную среду DMEM). Размер наночастиц оценивался через разные промежутки времени из сдвигов максимума спектров КРС образцов. Измерения проводились на приборе Horiba Jobin-

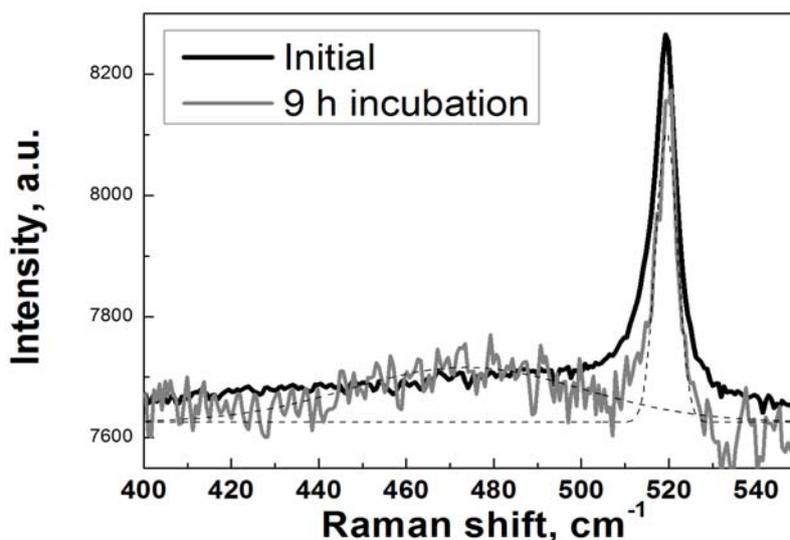


Рис. 1. Спектр КРС свежеприготовленного образца SiNPs и после 9 часов инкубации в DMEM.

Yvon HR800 (длина волны возбуждения 632.8 нм, максимальная мощность 1.1 mW, диаметр лазерного пучка 20 мкм).

На рисунке 1 представлен типичный спектр КРС свежеприготовленного образца SiNPs и после 48 часов инкубации в DMEM. Спектр свежеприготовленного образца представляет собой узкую линию с максимумом в области  $520 \text{ cm}^{-1}$ . После 9 часов инкубации в DMEM в спектрах образца наблюдался сдвиг положения максимума на  $519 \text{ cm}^{-1}$ , а также возникновение пика от аморфного кремния на  $480 \text{ cm}^{-1}$ .

Размер SiNPs оценивался из положения максимума спектра КРС согласно выражению [3]:

$$\Delta\omega_{\text{RWLM}} = -A\left(\frac{6}{D}\right)^2 = -52,3\left(\frac{0,343}{D}\right)^{1,386} \quad (1)$$

На рисунке 2 представлены зависимости сдвига пика КРС и вычисленных согласно (1) размеров SiNPs от времени нахождения в биологической среде DMEM.

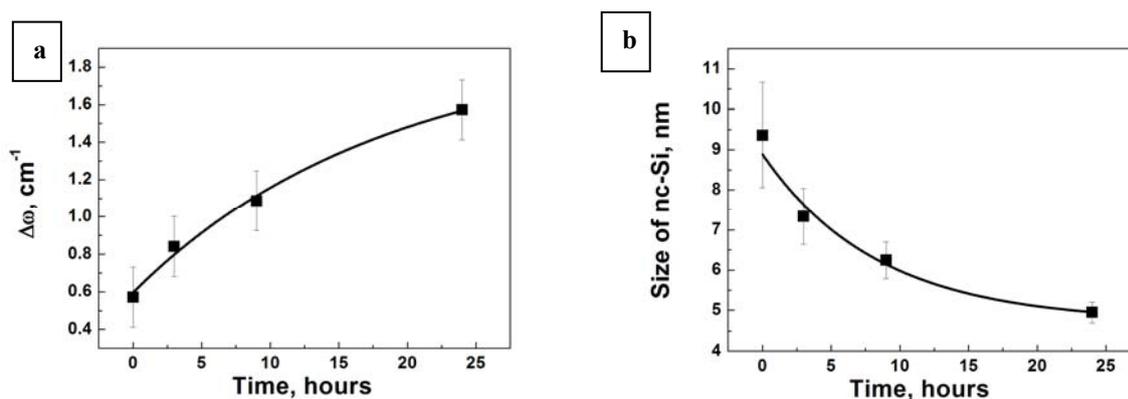


Рис. 2. Зависимость сдвига пика КРС (от пика c-Si,  $520,5 \text{ cm}^{-1}$ ) (a) и размеров SiNPs (b) от времени нахождения в биологической среде DMEM.

Таким образом, было обнаружено, что при нахождении образца в биологической среде происходит уменьшение размеров его нанокристаллов (рис. 2b) и образование аморфного кремния (рис. 1). После 48 часов инкубации пик кристаллической и аморфной части кремния в спектрах КРС образцов перестал наблюдаться, что можно связать с их полной биodeградацией.

Впервые было показано, что SiNPs можно визуализировать в клетках с помощью спектроскопии КРС. В данных экспериментах SiNPs инкубировались с клетками MCF-7 различные периоды времени. Спектр КРС клеток и SiNPs снимался с помощью прибора WITec, Ulm, Germany (длина волны возбуждения 785 нм, мощность лазера 50 мВт). На рисунке 3 представлено изображение клетки MCF-7 с SiNPs (красные точки), полученное реконструкцией их сигналов КРС (а), а также сигнал КРС SiNPs, находящийся внутри клетки (красный) и компонентов клетки (синий) (b).

Биодеградация SiNPs в клетках MCF-7 оценивалась по сдвигу и изменению формы пика КРС, и практически была аналогичной представленным выше модельным экспериментам.

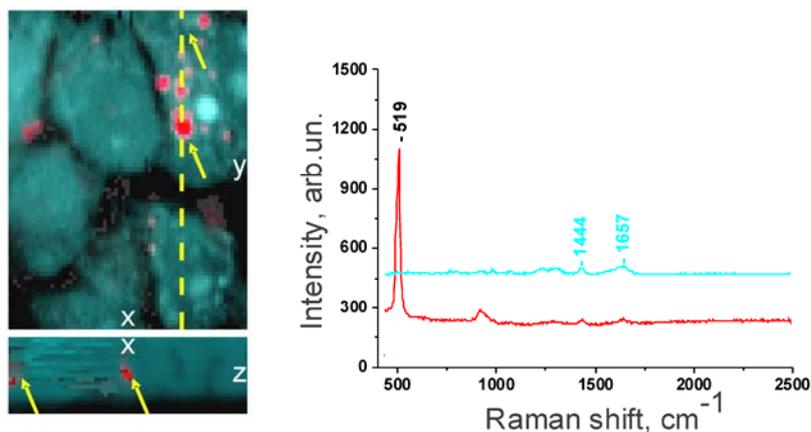


Рис. 3. Изображение клетки MCF-7 с SiNPs (красные точки, указаны стрелками), полученное реконструкцией их сигналов КРС (а), а также сигнал КРС SiNPs, находящийся внутри клетки (красная кривая) и компонентов клетки (синяя кривая) (b).

Таким образом, в работе впервые показано, что с помощью метода КРС можно не только визуализировать SiNPs внутри клеток, но также и изучить их кинетики биодеградации.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю – к.ф.-м.н. Осминкиной Любове Андреевне.

E-mail: [tsurikovk@mail.ru](mailto:tsurikovk@mail.ru)

### Литература

1. Shabir, Qurrat. "Biodegradability of Porous Silicon." *Handbook of Porous Silicon*. Springer International Publishing, 2014. 395–401.
2. Park, Ji-Ho, et al. "Biodegradable luminescent porous silicon nanoparticles for in vivo applications." *Nature materials* 8.4 (2009): 331–336.
3. Islam, Md N., and Satyendra Kumar. "Influence of crystallite size distribution on the micro-Raman analysis of porous Si." *Applied Physics Letters* 78.6 (2001): 715–717.

### СОЗДАНИЕ ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ПЛАНАРНОГО ТРАНЗИСТОРА С ВЫСОКОЙ РАБОЧЕЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ

Жарик Г.А.<sup>1</sup>, Галстян А.Г.<sup>1</sup>, Дагесян С. А.<sup>1</sup>, Степанов А. С.<sup>2</sup>

(1) – МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

(2) – НИИЯФ им. Д. В. Скобельцына МГУ им. М. В. Ломоносова

За последний год в производство были запущены электронные чипы, созданные по норме 14 нм, а в 2018 планируется добиться 10 нм [1]. Однако, дальнейшая миниатюризация может оказаться невозможной в силу явлений, с которыми все сложнее бороться на таких масштабах [2].

Одним из решений данной проблемы является изготовление одноэлектронных транзисторов с рабочей температурой, близкой к комнатной. Такие транзисторы представляют собой два электрода (сток, исток), находящиеся на расстоянии 2–4 нм друг от

друга, с проводящим островом (наночастицей или молекулой) между ними, к которому подведен третий (управляющий) электрод – затвор.

Создание электродов с таким малым зазором невозможно современными стандартными методами, но может осуществляться путем образования зазора в сплошном проводе с использованием электромиграции [3]. В силу лавинообразной природы электромиграции ее протекание должно сопровождаться постоянным контролем, чтобы быть остановленным в нужный момент.

В данной работе решалась задача изготовления одноэлектронного транзистора и исследование его характеристик. Для этого в качестве заготовок с помощью электроми-

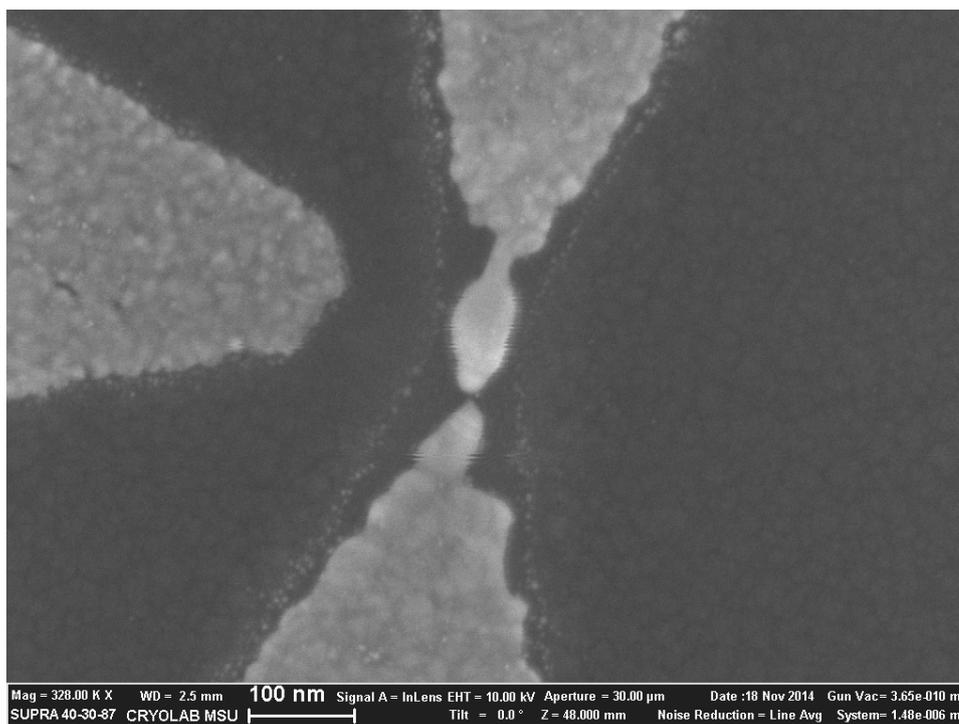


Рис. 1. Снимок полученного зазора шириной в 3–4 нанометра, слева подведен затвор.

грации в тонких (15 нм) и узких (50 нм) золотых нанопроводах получены зазоры шириной 1–5 нм (рис.1). Затем необходимым этапом являлось создание изолированного проводящего острова в полученном зазоре. Это осуществлялось путем осаждения наночастиц золота диаметром 2–3 нм, покрытых монослоем молекул додекантиола, из раствора на изготовленный образец. Завершающим этапом являлось исследование транспортных характеристик полученных образцов: как пустых зазоров, так и зазоров с частицами.

Для своевременной остановки процесса электромиграции был разработан специальный алгоритм, осуществляемый с помощью установки, собранной на основе системы сбора данных ADwin Gold. В результате удалось у 90 % образцов получить ширину зазоров меньше 4 нм, что является необходимым условием для получения высокой (выше 77 К) рабочей температуры одноэлектронного транзистора на основе наночастицы или молекулярного соединения.

Осаждение наночастиц золота осуществлялось гравитационным методом из раствора: образец помещался в раствор наночастиц золота в толуоле на 20 минут и затем высушивался. Для достижения наибольшей вероятности попадания частиц в зазор перебирались различные концентрации раствора.

У всех образцов были измерены электрические характеристики. На рисунке 2 показана снятая при температуре 77 К диаграмма состояний системы, представляющая собой зависимость логарифма силы тока от напряжения на затворе и туннельного напря-

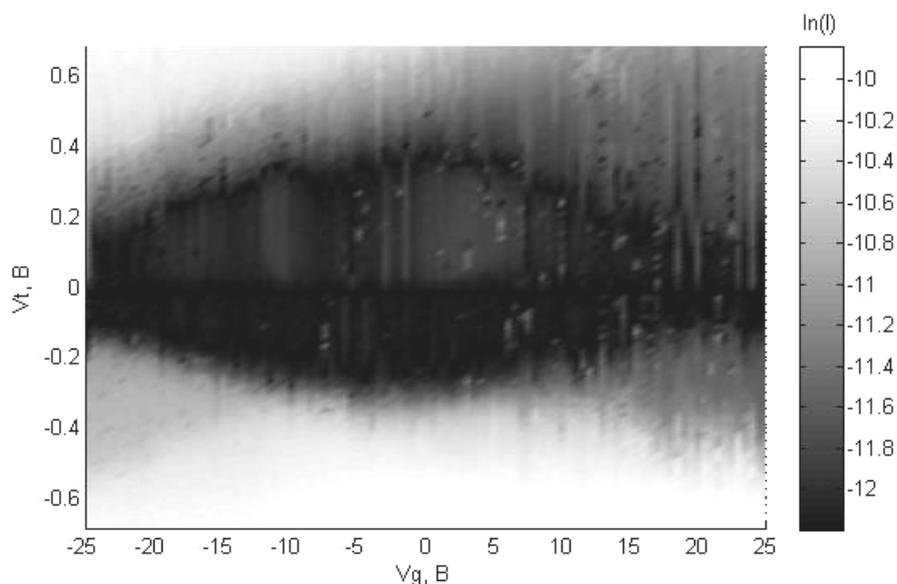


Рис. 2. Зависимость силы тока одноэлектронного транзистора от туннельного напряжения и напряжения на затворе.

жения  $Lg(I)$  [ $Vg, Vt$ ]. Темная область на этой диаграмме соответствует кулоновской блокаде туннелирования в системе, а ромбовидный характер этой области указывает на реализацию одноэлектронного режима туннелирования. Отсутствие четких границ ромба на диаграмме (их «размытость») обусловлено влиянием тепловых флуктуаций на процесс туннелирования. При повышении температуры это влияние усиливается, однако на отдельных образцах даже при комнатной температуре оставалась область кулоновской блокады туннелирования электронов.

Таким образом, в результате был получен одноэлектронный транзистор в планарной системе. Измерения его характеристик показали возможность реализации коррелированного режима туннелирования электронов в нем при температуре жидкого азота и даже комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 14–07–31328).

*E-mail: georgezharik@gmail.com*

### Литература

1. Dick James “ Intel’s 14-nm Parts are Finally Here! ”, <http://www.chipworks.com/en/technical-competitive-analysis/resources/blog/intels-14-nm-parts-are-finally-here/>, October 27, 2014
2. Raphael Tsu 2001 “Challenges in nanoelectronics” *Nanotechnology* 12, 625;
3. Park H., Lim A.K.L., Alivisatos A.P., Park J., et al. " Fabrication of metallic electrodes with nanometer separation by electromigration" *Appl. Phys. (Lett.)*, 1999, vol. 75, p.301.

## ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ МОД ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ДИОДОВ НА ОСНОВЕ N-AlGaAs/GaAsP/P-AlGaAs ПРИ ВНЕШНИХ НАПРЯЖЕНИЯХ

Кубашевский Е.П.

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

В настоящей работе представлены результаты численных расчетов эффекта влияния на излучение лазерных диодов анизотропных деформаций, которые могут возникнуть в результате внешних механических или температурных воздействий, а также данные экспериментальных исследований поляризации излучения структур с кванто-

вой ямой из GaAs<sub>0.84</sub>P<sub>0.16</sub> шириной 14 нм при одноосном сжатии до 5 кбар вдоль направления [110].

Уравнение Шредингера с гамильтонианом в представлении Латтинжера-Кона с учетом деформационных членов решалось самосогласованно с уравнением Пуассона для электростатического потенциала конечно-разностным методом (Kolokolov, 1999). В результате численных расчетов спектры размерного квантования, волновые функции и коэффициенты оптического усиления ТМ и ТЕ поляризационных мод  $g_{TM}$  и  $g_{TE}$  определены для гетероструктур p-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>/n-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с содержанием фосфора от  $y = 0$  до  $y = 0.20$  и шириной квантовой ямы от 4 до 20 нм при одноосном сжатии вдоль кристаллографических направлений [110], [100] и [001] в интервале давлений до 10 кбар.

При сжатии в плоскости структуры вдоль направлений [110] и [100] отмечается сильная деформационная зависимость соотношения коэффициентов оптического усиления ТМ и ТЕ мод, в результате чего под давлением возможно переключение излучения с доминирующей ТМ поляризацией к излучению с доминирующей ТЕ поляризацией. Это является следствием сильного изменения энергетического спектра и симметрии уровней в квантовой яме и существенно для поляризационной спектроскопии (Schardt, 2006).

В случае сжатия вдоль [001] как исследованные структуры, так и волновые функции симметрию не меняют, соответственно, перемешивания состояний легких и тяжелых дырок в Г-точке не происходит, а изменение соотношения  $g_{TM}$  и  $g_{TE}$  обусловлено в этом случае относительным смещением уровней размерного квантования легких и тяжелых дырок. При этом в случае пересечения основных состояний легких и тяжелых дырок также может наблюдаться переключение излучения, но с доминирующей ТЕ поляризации к излучению с доминирующей ТМ поляризацией.

Результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальной работой (Berman, 2009), в которой при сжатии структур с квантовой ямой из GaAs<sub>0.84</sub>P<sub>0.16</sub> шириной 14 нм вдоль направления [110] до 5 кбар наблюдается смещение пиков электролюминесценции в голубую область спектра и 2-х-3-х кратный рост их интенсивности, а также подтверждаются полученными экспериментальными данными об изменении поляризации излучения этих структур при одноосном сжатии.

*E-mail:* [bev@mig.phys.msu.ru](mailto:bev@mig.phys.msu.ru)

### Литература

1. Berman I.V., Bogdanov E.V., Kissel H., Minina N.Ya., Shirokov S.S., Yunovich A.E. Electroluminescence in quantum well heterostructures p-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub>/n-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As under uniaxial stress // Phys. Stat. Sol. (b). 2009, Vol.246, No.3, p. 522–526.
2. Kolokolov K.I., Savin A.M., Beneslavski S.D., Minina N.Ya., Hansen O.P. Far-infrared intersubband absorption in p-type GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As single heterojunctions under uniaxial compression // Phys. Rev. B. 1999, Vol.59, No.11, p. 7537–7545.
3. Schardt M., Winkler A., Rurimo G., Hanson M., Driscoll D., Quabis S., Malzer S., Leuchs G., Dohler G., Gossard A. [TE- and TM-polarization-resolved spectroscopy on quantum wells under normal incidence](#) // Physica E. 2006, Vol.32, No.1–2, p. 241–244.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ И ОЦЕНКА ЕГО ПАРАМЕТРОВ В ВОССТАНОВЛЕННОМ ОКСИДЕ ГРАФЕНА

Соловьева Ю.С., Бурцева Е.К., Неустроев Е.П.

*Северо-Восточный ФУ им. М.К. Аммосова, Якутск, Россия*

Оксид графена (ОГ) представляет интерес для многих приложений электроники, таких как прозрачные электроды, суперконденсаторы, сенсоры и т.д. Для повышения

электропроводности оксида графена используют восстановительные процессы. Одним из таких процессов является термообработка. В настоящее время воздействие низкотемпературного восстановления на свойства оксида графена недостаточно изучено.

Для исследований был использован оксид графена, полученный модифицированным методом Хаммера [Александров, 2014, 18]. Исходная толщина пленок ОГ на поверхности подложки SiO<sub>2</sub> составляла от 4 до 35 нм. Восстановление проводилось в диапазоне температур от 500 до 650 К длительностью до нескольких часов в атмосфере аргона. Для исследований привлечены методы спектроскопии комбинационного рассеяния, Ван дер Пау и эффекта Холла. Измерения сопротивлений образцов проведены в диапазоне температур от 100 до 300 К.

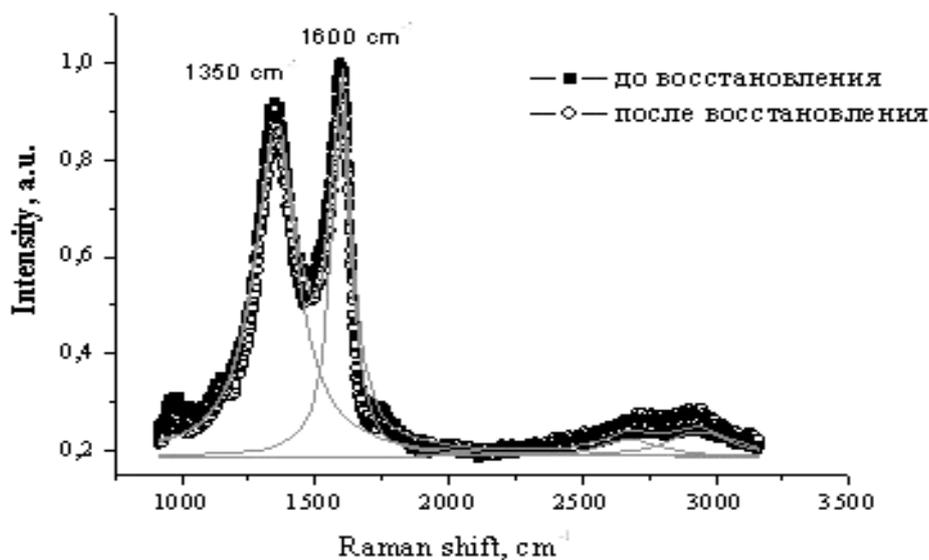


Рис. 1. Спектры комбинационного рассеяния ОГ для образца ОГ-1 до и после восстановления в атмосфере аргона при температуре 250<sup>0</sup> С длительностью 30 минут.

В спектрах комбинационного рассеяния исследованных образцов проявляются характерные для оксида графена пики (рис.1). Как видно из рисунка наиболее отчетливо проявляются D- и G-линии при частотах 1350 и 1600 см<sup>-1</sup>, соответственно. G-линия обусловлена колебаниями системы sp<sup>2</sup> углеродных связей [D'iez-Betriu, 2013, 6905]. D-линия связана с дефектностью кристаллической решетки [D'iez-Betriu, 2013, 6905]. Отношение интегральных интенсивностей линий D и G характеризует размеры отдельных кристаллов графена в пленке [D'iez-Betriu, 2013, 6905]. Произведенная оценка размеров кластеров L<sub>D</sub> показала, что они составляют примерно 6–7 нм.

Измерения температурной зависимости сопротивления восстановленного оксида графена в диапазоне температур от 500 до 650 К показали наличие двух областей с различными механизмами проводимости. В области T > 200 К и выше преобладает активационный механизм. Энергия активации зависит от степени окисления оксида графена и при выбранных режимах находилась в пределах от 0,12 до 0,35 эВ. При T < 200 К зависимости сопротивления от температуры описываются выражением [Lucchese, 2010, 1592]:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{T_0}{T}\right)^m, \quad (1)$$

где T<sub>0</sub> — характеристическая температура, m равен 1/3 или 1/4 для планарных и объемных структур, соответственно, и m = 1/2 соответствует прыжковому механизму Эфроса-Шкловского. Построение температурной зависимости сопротивления при различных m показало, что наиболее точно экспериментальные точки ложатся на прямую при

$m = 1/3$  (рис.2). При этом коэффициент линейности прямой  $R$  принимает наибольшее значение (рис.2). Зависимости, описываемые формулой (1), соответствуют прыжковому механизму электропроводности с переменной длиной прыжка носителей заряда. Учитывая, что при различных толщинах образцов были получены одинаковые значения  $m$ , можно предположить, что в электропроводности участвуют только тонкие приповерхностные слои оксида графена.

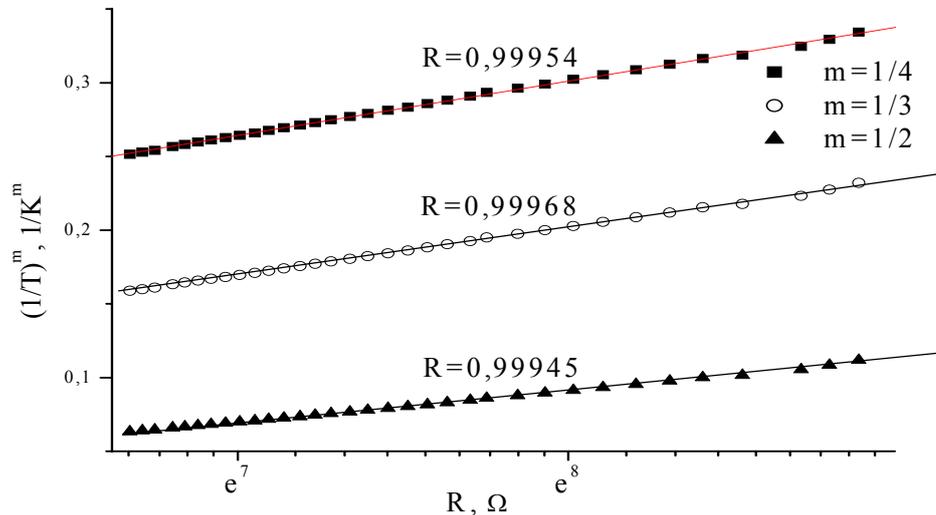


Рис.2. Зависимости сопротивления образца OG-4 от  $(1/T)^m$  для трех значений  $m$  ( $R$ - коэффициент линейности).

Оценку длины прыжка между локализованными состояниями можно произвести с помощью формулы [Шкловский, 1979, 416]:

$$R(T) = \frac{L_D}{3} \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/3} \quad (2)$$

Характеристическая температура определяется с помощью выражения [4]:

$$T_0 = \frac{13,8}{k_B N(E_F) L_D^2}, \quad (3)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $N(E_F)$  - плотность состояний в окрестности уровня Ферми. Плотность состояний в работе определена по методике, приведенной в работе [Jang, 2004, 1177]. С учетом толщины образцов значение  $N(E_F)$  составило  $(1-4) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ . Путем подстановки (3) в формулу (2) определена длина прыжка, которая составила 15–16 нм при  $T=100 \text{ К}$  и 20–22 нм при  $T=200 \text{ К}$ . Радиус локализованных состояний составляет примерно 3–4 нм.

*sjulias@mail.ru*

### Литература

1. Г.Н. Александров, С.А. Смагулова, А.Н. Капитонов, Ф.Д. Васильева, И.И. Куркина, П.В. Винокуров. Российские нанотехнологии, 9, №5–6, 18 (2014).
2. Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 416(1979).
3. X. D'iez-Betriu, S. Alvarez-Garc'ia, C. Botas, P. Alvarez, J. S'anchez-Marcos, C. Prieto, R. Men'endezb, and A. de Andr'es. J. Mater. Chem. C, 1, 6905 (2013).
4. M. M. Lucchese, F. Staval, E.H. Ferreira, C. Vilani, M.V.O. Moutinho, R.B. Capaz, C.A. Achete, A. Jorio. Carbon, 48, 1592 (2010).
5. W.Y. Jang, N. N. Kulkarni, C. K. Shih, and Z. Yao. Appl. Phys. Lett. 84, 1177 (2004).

## ПОЛУЧЕНИЕ НАНОСТРУКТУР КАРБИДА КРЕМНИЯ МЕТОДОМ ЭНДОТАКСИИ И ИХ ИССЛЕДОВАНИЕ

Вишне夫斯基 С.И.

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

Наноструктурирование карбида кремния (SiC) позволяет изменить его многие физические свойства, такие как механическую упругость по сравнению с объемным материалом [1]. К другим интересным свойствам наноструктур карбида кремния можно отнести наличие автоэлектронной эмиссии, порог и свойства которой сопоставимы с тем, что демонстрируют углеродные нанотрубки [2]. Эти и многие другие свойства делают наноструктуры карбида кремния крайне привлекательными для исследования.

Промышленное получение SiC в широких масштабах до настоящего времени производится по методу Ачесона без каких-либо существенных изменений. SiC синтезируют путем плавления в электрической печи смеси углерода и кремнезема с добавкой нескольких процентов опилок и поваренной соли. Температура центрального стержня вначале поднимается до 1900°C, после чего ее более плавно повышают вплоть до максимального значения, равного приблизительно 2700° С. Затем температура снижается, и печь выдерживается при температуре немного выше 2000° С в течение 30 час. После этого печи дают остыть, затем извлекают из нее карбид кремния, промывают его, сушат и разделяют на фракции по размеру частиц. При этом размер частиц превышает нанометровый, а сам процесс является энергоемким и дорогостоящим.

В данной работе исследовались частицы SiC, полученные методом эндотаксии кремниевых нанонитей. Эта методика позволяет удешевить процесс получения наночастиц SiC. Задачей исследования являлось детектирование оптическими методами наличия карбидной фазы в образцах квантовых нанонитей, подвергнутых эндотаксии.

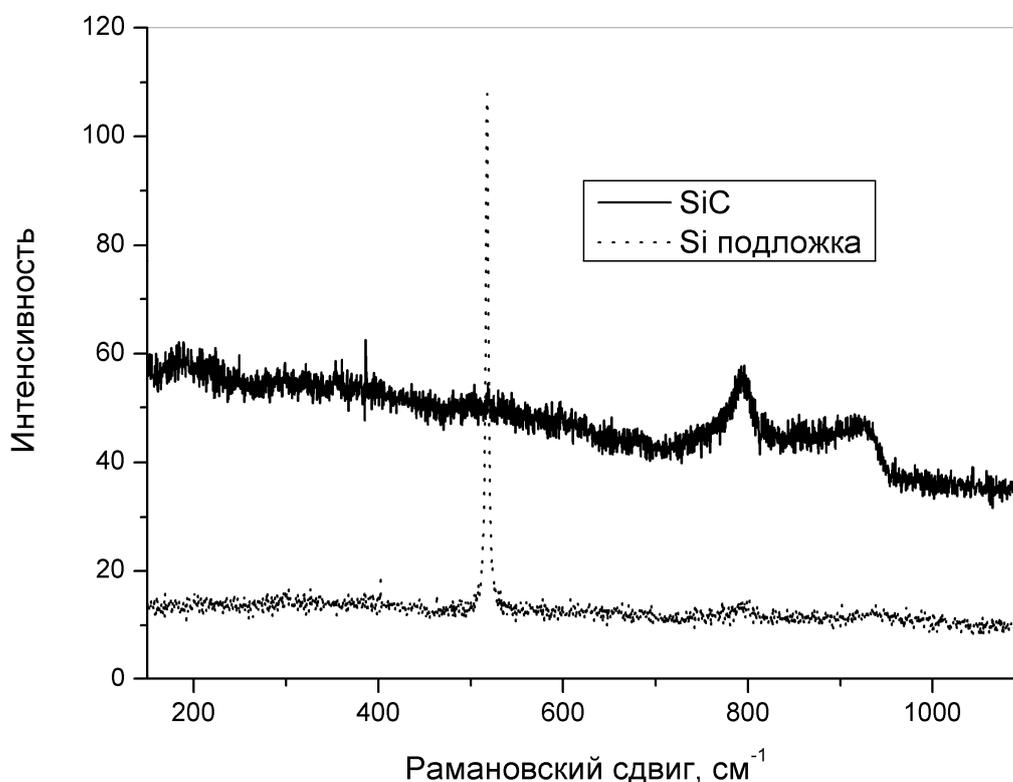


Рис. 1. Рамановский спектр образца, подвергнутого эндотаксии и кремниевой подложки.

Эндотаксия 0151 процесс ориентированного выделения новой фазы в кристаллической решетке имеющейся фазы, происходящий в результате пересыщения последней

диффундирующими от поверхности вглубь атомами соответствующего вещества или вследствие распада пересыщенного твердого раствора на основе кристаллической решетки подложки.

В работе использовались оптические методы комбинационного рассеяния света (КРС), отражения в инфракрасном (ИК) диапазоне, а также дифракция рентгеновских лучей, просвечивающей микроскопии и дифракции электронов.

В результате исследований образцов полученных методом эндотаксии, оптически методами была обнаружена наличие кристаллической фазы карбида кремния кубической модификации. Данные, полученные методом дифракции рентгеновских лучей, согласуются с данными КРС. Как показали исследования, метод дифракции рентгеновских лучей и дифракции электронов не обладают достаточной чувствительностью, чтобы детектировать наличие фазы кристаллического карбида кремния, образующего тонкий слой на поверхности кремниевых наноструктур. Тем самым было продемонстрировано преимущество оптических методов регистрации образовавшейся фазы карбида кремния.

### Литература

1. Wong E.W., Sheehan P.E., and Lieber C.M. Nanobeam Mechanics: Elasticity, Strength, and Toughness of Nanorods and Nanotubes// *Science* **277**(5334) 1971–1975 (1997).
2. Wu Z.S., Deng S.Z., Xu N.S., Chen J., Zhou J., Needle-shaped silicon carbide nanowires: Synthesis and field electron emission properties// *Appl. Phys.Lett.* **80**, 3829 (2002).

## АНАЛИЗ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ НАНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ В МАТРИЦАХ НИТРИДА И ОКСИНИТРИДА КРЕМНИЯ

Игнатъев А.Ю. Жигунов Д.М.

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

Создание эффективного светоизлучающего прибора на основе кремния было и остается актуальной задачей современной полупроводниковой оптоэлектроники. В отличие от объемного кристаллического кремния, излучательная эффективность которого чрезвычайно мала вследствие непрямозонности данного материала, наноструктурированный кремний в виде квантовых точек (нанокластеров или нанокристаллов) характеризуется существенным повышением вероятности излучательных переходов в силу увеличения неопределенности квазиимпульса носителей заряда и, следовательно, уменьшения степени участия фононов в непрямых оптических переходах. Исследование фундаментальных оптических свойств нанокристаллов кремния, таким образом, является перспективным с точки зрения возможных применений данного материала в оптоэлектронике и солнечной энергетике.

По имеющимся на настоящий момент литературным данным нанокристаллы кремния, обладающие эффективной люминесценцией, можно получить путем отжига многослойных структур (сверхрешеток)  $\text{SiO}_x/\text{SiO}_2$ , однако, такие структуры практически не пропускают электрический ток. С другой стороны, как было показано в последних работах, при создании сверхрешеток  $\text{SiN}_x/\text{Si}_3\text{N}_4$ , обладающих высокой проводимостью (за счет меньшей ширины запрещенной зоны  $\text{Si}_3\text{N}_4$ ), люминесценция нанокристаллов кремния в таких структурах полностью отсутствовала, что объясняется наличием большого числа безызлучательных дефектов в матрице  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [1]. Настоящая работа направлена на создание и исследование светоизлучающих гетероструктур на основе нанокристаллов или нанокластеров кремния с возможностью их активации электрическим током. Для этих целей в работе были изготовлены многослойные структуры  $\text{SiN}_x/\text{Si}_3\text{N}_4$  и  $\text{SiO}_x/\text{Si}_3\text{N}_4$  с различными толщинами активных ( $\text{SiN}_x$  и  $\text{SiO}_x$ ) и барьерных ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) слоев.

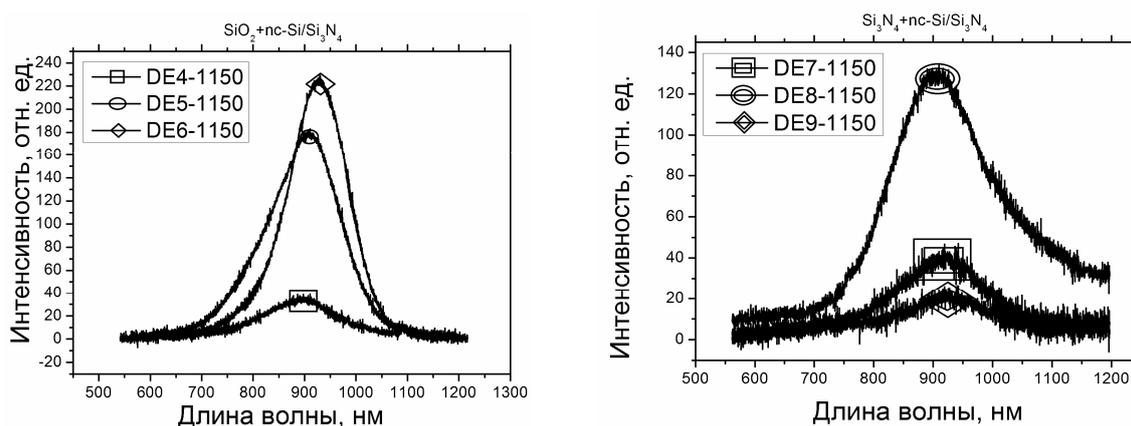


Рис 1. Спектры фотолюминесценции образцов с нанокристаллами кремния (nc-Si) в оксинитридной (слева) и нитридной матрице (справа) в зависимости от толщины активного слоя  $\text{SiO}_x$  или  $\text{SiN}_x$ : 1,5 нм (DE4 и DE7), 3 нм (DE5 и DE8) и 5 нм (DE6 и DE9). Толщина барьерного слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  для всех образцов составляла 1,5 нм.

В работе исследовались 2 серии образцов, представляющих собой многослойные структуры  $\text{SiN}_x/\text{Si}_3\text{N}_4$  или  $\text{SiO}_x/\text{Si}_3\text{N}_4$ , полученные методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (PECVD) с целью формирования кремниевых нанокластеров в матрицах нитрида и оксинитрида кремния, соответственно. После осаждения образцы подвергались термическому отжигу при температурах 700 °C, 900 °C и 1150 °C для получения аморфных нанокластеров или нанокристаллов кремния. Люминесцентные свойства изготовленных образцов изучались путем измерения спектров (как стационарных, так и с временным разрешением) и кинетики фотолюминесценции.

В результате проведенных экспериментов по измерению спектров и кинетики фотолюминесценции было показано, что при высокой температуре отжига (1150 °C) *светоизлучающие* кремниевые нанокристаллы образуются как в матрице нитрида, так и оксинитрида кремния, в то время как при более низких температурах в результате отжига формируются, по-видимому, аморфные нанокластеры кремния. Существенным результатом здесь является качественное отличие от предыдущей работы по исследованию сверхрешеток  $\text{SiN}_x/\text{Si}_3\text{N}_4$ , в которой был зафиксирован только факт образования кремниевых нанокристаллов, однако, их люминесценция была полностью подавлена за счет большой концентрации безызлучательных дефектов в матрице  $\text{Si}_3\text{N}_4$  [1]. Такое отличие можно объяснить, по-видимому, существенно различной толщиной барьерных слоев  $\text{Si}_3\text{N}_4$ : в данной работе она составляла 1,5 нм, в то время как в литературе исследовались образцы с толщиной барьеров  $\text{Si}_3\text{N}_4$  — 6 нм. Таким образом, нами было показано, что, в отличие от предыдущих работ, наблюдение эффективной фотолюминесценции кремниевых нанокристаллов в матрице нитрида кремния возможно за счет снижения вероятности передачи энергии безызлучательным дефектам матрицы. Кроме того, для исследуемых структур были измерены спектры фотолюминесценции с временным разрешением при импульсном возбуждении, которые позволили выявить характерные особенности, связанные с размером кремниевых нанокластеров и толщиной барьерных слоев  $\text{Si}_3\text{N}_4$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 14–22–01086.

*E-mail: dron-ignatyev@yandex.ru, dmzhigunov@physics.msu.ru*

## Литература

1. Zelenina A., Dyakov S. A., Hiller D. Structural and optical properties of size controlled Si nanocrystals in  $\text{Si}_3\text{N}_4$  matrix: The nature of photoluminescence peak shift // Journal of Applied Physics 2013, 114, 184311.

# 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 последние годы наблюдается рост интереса к квантовой гидродинамике (Koidé 2013; Naas 2010) в приложении к различным физическим системам, в том числе к гидродинамике систем взаимодействующих частиц с учетом обменного взаимодействия (Akbari-Moghanjoughi 2014; Khan 2014).

В данной работе исследована дисперсия собственных электростатических плазменных волн для частиц, расположенных на поверхности нанотрубки. Основным является расчет вклада обменного кулоновского взаимодействия в дисперсию. Существенным является также то, что плазма находится на двумерной искривленной поверхности.

Плотность силы обменного взаимодействия выглядит как

$$\mathbf{F} = e^2 \int d\mathbf{r}' \nabla \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} |\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t)|^2,$$

где

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = \sum_{f, f'} n_f n_{f'} \psi_f^*(\mathbf{r}, t) \psi_{f'}(\mathbf{r}', t)$$

есть двухчастичная корреляционная функция,  $e$  – заряд электрона,  $n_f$  – число частиц в состоянии  $f$ ,  $\psi_f(\mathbf{r}, t)$  – волновая функция этого состояния. В качестве волновых функций, описывающих состояние частиц, используется решение уравнение Шредингера для свободной частицы в цилиндрических координатах. Можно показать, что для достаточно узкой трубки все частицы будут находиться в состояниях с квантовым числом  $l = 0$ . Используя метод и уравнения квантовой гидродинамики, представленные в (Кузьменков 1999), для частоты колебаний электронных возмущений в кулоновской плазме получается выражение

$$\omega^2(k) = \frac{e^2 n_0 k^2}{m} G(k) + (1 + 3\eta^2) \frac{2\pi^4}{m^2} \hbar^2 R^2 n_0^2 k^2 + \frac{\hbar^2 k^4}{4m^2} + 8\pi n_0 k^2 \frac{e^2 R^3}{mL^2} [-1 + \gamma + \ln(2\pi^2 n_0 R^2)],$$

где  $G(k) = 4\pi I_0(kR) K_0(kR)$  – функция Грина ( $I_0(kR)$ ,  $K_0(kR)$  – функции Инфельда и Макдональда),  $n_0$  – равновесное значение двумерной электронной концентрации,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\eta$  – коэффициент поляризации,  $R$  – радиус нанотрубки,  $m$  – масса электрона,  $L$  – длина нанотрубки,  $\gamma$  – постоянная Эйлера–Маскерони. Первый член в данном выражении соответствует плазменной частоте, второй – фермиевскому давлению, третий – квантовому потенциалу Бома, а четвертый описывает вклад обменного взаимодействия в дисперсию.

*E-mail: alexmax1989@mail.ru*

### Литература

1. Л. С. Кузьменков, С. Г. Максимов. Теор. Мат. Физ. **112**, №20, 287 (1999).
2. М. Akbari-Moghanjoughi. Phys. Plasm. **21**, 032110 (2014).
3. F. Haas, J. Zamanian, M. Marklund, G. Brodin. New J. Phys. **12**, 073027 (2010).
4. S. A. Khan, S. Hassan. J. Appl. Phys. **115**, 204304 (2014).
5. T. Koide. Phys. Rev. C. **87**, 034902 (2013).

## СУПЕРГРАВИТАЦИЯ С НАРУШЕННОЙ ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТЬЮ В ПРЕДЕЛЕ СЛАБОГО ПОЛЯ

Маракулин А.О.

*Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия*

Важнейшей проблемой современной теоретической физики является несовместимость принципов квантовой теории поля и общей теории относительности: вопросы построения непротиворечивой квантовой теории гравитации остаются открытыми. Выходом из сложившегося положения может стать ограничение области применимости ряда постулатов, на которых построена современная теория гравитации, и отказ от них на высоких энергетических масштабах. Одним из вариантов такой модификации теории является отказ от лоренц-инвариантности как фундаментальной симметрии.

Ряд лоренц-нарушающих модификаций эйнштейновской общей теории относительности хорошо зарекомендовал себя с точки зрения лучшей совместимости с квантовой теорией поля: так, весьма перспективным представляется нерелятивистский подход к квантованию гравитации, предложенный П. Хоравой [1], получивший в последнее время развитие в ряде работ [2, 3, 4], основанный на замене лоренц-инвариантности требованием анизотропной масштабной инвариантности в области высоких энергий. Низкоэнергетический предел теории Хоравы - хронометрическая теория гравитации - является частным случаем так называемой теории Эйнштейн-эфир гравитации [5], в которой нарушение лоренц-инвариантности обеспечивается времениподобным векторным полем с единичной нормой, называемым эфиром, минимально связанным с эйнштейновской гравитацией.

Лоренц-инвариантность проверена многочисленными экспериментальными тестами, и в секторе Стандартной модели существуют сильные ограничения на параметры лоренц-нарушения. В то же время нарушение лоренц-инвариантности при высоких энергиях, как правило, приводит также к существенному нарушению в области низких энергий. Поэтому для того, чтобы теория гравитации с нарушением лоренц-инвариантности в ультрафиолетовой области была феноменологически приемлемой, она должна содержать механизм, обеспечивающий восстановление лоренц-инвариантности при низких энергиях. Один из таких механизмов, основанный на суперсимметрии, был применен для суперсимметричного обобщения Эйнштейн-эфир теории [6]. Суперсимметрия резко ограничивает возможность взаимодействия эфира с сектором Стандартной модели, оставляя его лоренц-инвариантным. Кроме того, суперсимметричное обобщение Эйнштейн-эфир теории имеет ряд важных феноменологических следствий.

Настоящая работа посвящена построению суперсимметричной версии линеаризованной гравитации, взаимодействующей с эфиром. Построение суперсимметричной версии этой модели предполагает введение минимального взаимодействия суперсимметричного эфира, с супергравитацией, инвариантного относительно суперкалибровочных преобразований. Действие для линеаризованной супергравитации в суперпространстве реализуется с помощью конструкции гравитационного суперполя - вещественного суперполя с одним векторным индексом.

Поскольку супер-эфир является киральным векторным суперполем, для построения Эйнштейн-эфир супергравитации с сохранением этого свойства необходимо рассматривать неминимальную версию супергравитации с параметром Зигеля  $n=-1$ , в которой можно ввести понятие кирального суперполя с векторными индексами в искривленном суперпространстве. В суперполево́й формулировке неминимальная супергравитация строится из двух суперполей - гравитационного суперполя и неминимального компенсатора, представляющего собой скалярное суперполе с наложенным на него условием линейности [7].

В работе построены суперсимметричные калибровочные преобразования, совместимые с понятием киральности супер-эфира в искривленном суперпространстве, построен лагранжиан линеаризованной Эйнштейн-эфир супергравитации, инвариантный относительно суперкалибровочных преобразований, в терминах суперполей, и доказана его единственность. Проведенное интегрирование по суперпространству позволило выписать бозонную часть суперсимметричного лагранжиана в компонентном виде, включающем вспомогательные поля, обеспечивающие замыкание алгебры суперсимметрии вне массовой оболочки. Отинтегрирование вспомогательных полей позволило привести бозонную часть лагранжиана к виду стандартной Эйнштейн-эфир супергравитации с фиксированными суперсимметрией значениями параметров нарушения лоренц-инвариантности.

Из наблюдений в Солнечной системе известны сильные ограничения на параметры пост-ньютоновского формализма, выражающихся через параметры нарушения лоренц-инвариантности. Это приводит к более сильным ограничениям на суперсимметричную версию Эйнштейн-эфир гравитации.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю С. М. Сибирякову.

*E-mail: marakulin@physics.msu.ru*

### Литература

1. Horava, P. Quantum gravity at a Lifshitz point. // *Physical Review D*, 2009, 79(8), 084008.
2. Blas, D., Pujolas, O., and Sibiryakov, S. On the extra mode and inconsistency of Horava gravity. // *Journal of High Energy Physics*, 2009, 10, 029.
3. Blas, D., Pujolas, O., and Sibiryakov, S. Consistent extension of Horava gravity. // *Physical Review Letters*, 2010, 104(18), 181302.
4. Blas, D., Pujolas, O., and Sibiryakov, S. Models of non-relativistic quantum gravity: the good, the bad and the healthy. // *Journal of High Energy Physics*, 2011, 4, 1-53.
5. Jacobson, T. (2008). Einstein-aether gravity: a status report. arXiv preprint arXiv:0801.1547.
6. Pujolas, O., and Sibiryakov, S. Supersymmetric aether. // *Journal of High Energy Physics*, 2012, 1, 1-19.
7. Buchbinder, I. L., and Kuzenko, S. M. Ideas and methods of supersymmetry and supergravity, or a walk through superspace. Institute of Physics Pub, 1998.

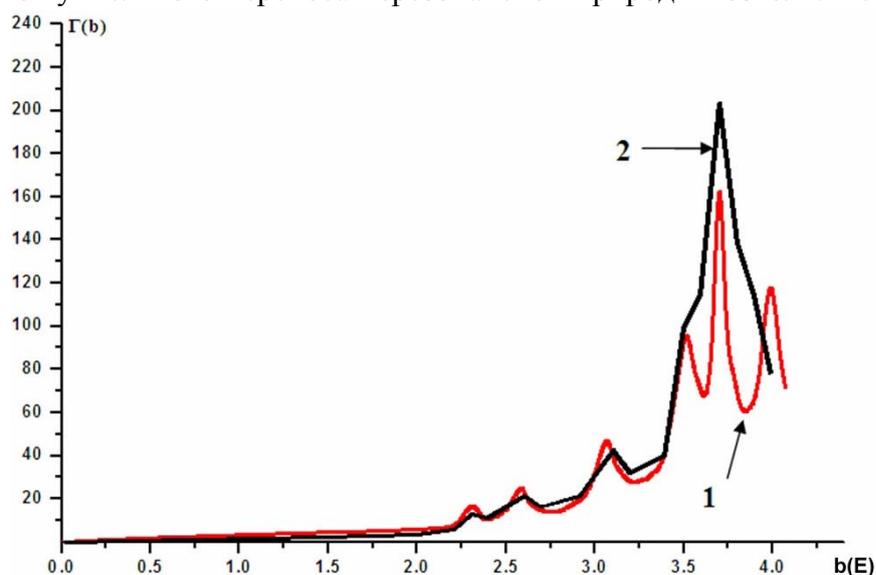
### СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЖИМОВ 1D-ДИССИПАТИВНОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Кревчик П.В., Егоров И.А., Скоросова И.К., Волкова Е. , П.С. Будянский

*Пензенский государственный университет, Пенза, Россия*

Предложена модель 1D – диссипативного туннелирования для интерпретации особенностей туннельных ВАХ, полученных в эксперименте по визуализации локальной плотности состояний в квантовых точках InAs/GaAs(001) методом туннельной атомно-силовой микроскопии (АСМ) в сверхвысоком вакууме (СВВ). Найдено, что влияние двух локальных мод широкозонной матрицы на вероятность 1D – диссипатив-

ного туннелирования приводит к появлению нескольких неэквидистантных пиков в соответствующей полевой зависимости. Показано, что теоретическая зависимость (кривая 1 на рис.) качественно согласуется с экспериментальной ВАХ (кривая 2 на рис.) контакта АСМ зонда к поверхности квантовой точки InAs/GaAs(001). Настоящая работа была инициирована экспериментом, проведенным в Казанском физико-техническом институте им. Е.К.Завойского Казанского научного центра РАН, по измерению туннельных ВАХ полупроводниковых квантовых точек (КТ) InAs/GaAs(001), где были обнаружены несколько неэквидистантных пиков, интерпретированных нами ранее в рамках модели 1D – диссипативного туннелирования с учетом одной локальной фононной моды [1]. При этом предложенная теоретическая модель позволила выявить только два единичных пика, один из которых оказался неустойчивым, что не вполне соответствовало имеющимся экспериментальным данным. Именно осциллирующий режим диссипативного туннельного переноса нерезонансной природы позволил теоретически



выявить хорошее качественное согласие с имеющимися экспериментальными данными. Таким образом, наряду с режимом резонансного туннелирования [1], как предполагалось ранее, необходимо также учитывать вклад диссипативного осциллирующего режима (в пределе «слабого» затухания), который может проявляться в туннельных ВАХ для полупроводниковых КТ, помещенных в широкозонную матрицу.

*E-mail: physics@pnzgu.ru*

### Литература

1. Управляемое диссипативное туннелирование (коллективная монография, посвященная памяти академика РАН А.И. Ларкина, под редакцией Нобелевского лауреата Э. Леггетта, при редакционном участии В.Д. Кревчика, М.Б. Семенова, К. Ямамото и др.), Издательство Физматлит, М. 2011.

## СВЯЗЬ СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ ТЕОРИИ ЯНГА-МИЛЛСА С ИНТЕГРИРУЕМОЙ СИСТЕМОЙ КАЛОДЖЕРО-МОЗЕРА

Гречишников Л.В.

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

Интенсивное развитие теории интегрируемых систем в последние годы было связано с их неожиданно тесной связью с суперсимметричными теориями Янга–Миллса. В частности, Н. Зайберг и Э. Виттен показали [1], что низкоэнергетический вильсоновский препотенциал может быть построен в рамках теории классических интегрируемых

систем. Их процедура предполагала рассмотрение интегралов от мероморфной формы вдоль нестягиваемых циклов на спектральной кривой интегрируемой системы. При этом нестягиваемые контура разбиваются на пары  $\{A, B\}$ . При этом препотенциал выражается через интегралы вдоль контуров  $A$ , а производные препотенциала – через интегралы вдоль контуров  $B$ .

Н. Некрасов в статье [2] рассмотрел  $\Omega$ -деформацию вильсоновского препотенциала. По предположению, высказанному в статье [3],  $\Omega$ -деформации препотенциала соответствует квантизация соответствующей интегрируемой системы. Цель данной работы состояла в обобщении процедуры Зайберга–Виттена для построения деформированного препотенциала суперсимметричной теории поля. Интегралы вдоль спектральной кривой в таком подходе становятся интегралами Бора–Зоммерфельда квантовой системы. Известно, что суперсимметричной теории без материи соответствует квантовая система Тода [4], а теории с материей в фундаментальном представлении калибровочной группы соответствует квантовая спиновая цепочка [5]. Но для теорий с материей в присоединённом представлении аналогичный результат отсутствовал.

В работе показывается, что соответствующей дуальной интегрируемой системой является квантовая система Калоджеро–Мозера. При этом демонстрируется получение инстантонных вкладов в препотенциал двумя способами – вычислением статистических сумм Некрасова и с помощью интегралов Бора–Зоммерфельда. При вычислении интегралов выводится и используется уравнение вида Пикара–Фукса [6]. Разложение препотенциала в ряд по количеству инстантонов оказывается связанным с длиннопериодическим разложением квантового потенциала, а масса мультиплета материи в присоединённом представлении калибровочной группы пропорциональна константе взаимодействия квантовой системы. Низкоэнергетический препотенциал в работе вычислен вплоть до пятиинстантонных вкладов в квазиклассическом приближении.

Также проводится расчёт точной пертурбативной части препотенциала. Пертурбативная часть выражается через отношение предэкспоненциальных множителей волновой функции, и может быть вычислена во всех порядках разложения по параметру деформации и массе присоединённого мультиплета. Параметр деформации препотенциала, введённый Некрасовым, играет роль постоянной Планка в соответствующей квантовой теории.

Кроме того, как предельный случай рассматривается переход к теории в чистой калибровке. Масса присоединённого мультиплета при этом переходе стремится к бесконечности, и он отщепляется. Показывается, что система Калоджеро–Мозера в таком пределе переходит в систему Тода, и соответствующий препотенциал совпадает с изученным в работах других авторов.

Данные результаты позволяют значительно упростить вычисление препотенциала калибровочных теорий поля с помощью методов теории интегрируемых систем. Нетривиальная аналогия между терминами теории квантовых интегрируемых систем и суперсимметричных теорий поля позволяет надеяться на дальнейший прогресс в области обеих этих теорий.

*E-mail: grech.leonid@google.com*

### Литература

1. N.Seiberg, E.Witten, Monopoles, duality, and chiral symmetry breaking in  $N = 2$  supersymmetric QCD. Nucl. Phys. B431 (1994) 494, arXiv:hep-th/9408099
2. N.Nekrasov, Seiberg-Witten Prepotential from Instanton Counting, Proceedings of the ICM, Beijing 2002, vol. 3, 477—496, arXiv:hep-th/0306211
3. A.Mironov, A.Morozov, Nekrasov Functions and Exact Bohr-Sommerfeld Integrals. JHEP 04 (2010) 040, arXiv:hep-th/0910.5670.
4. A.Mironov, A.Morozov, Nekrasov Functions from Exact BS Periods: the Case of  $SU(N)$ , J.Phys.A43:195401, 2010, arXiv:hep-th/0911.2396.

5. Yegor Zenkevich, Nekrasov prepotential with fundamental matter from the quantum spin chain, *Phys.Lett.* B701:630-639, 2011, arXiv:math-ph/1103.4843
6. A.Klemm, W.Lerche and S.Theisen, Nonperturbative Effective Actions of N=2 Supersymmetric Gauge Theories, *Int.J.Mod.Phys. A11* (1996) 1929-1974, arXiv:hep-th/9505150

## ВЫЧИСЛЕНИЕ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ИНТЕГРАЛА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

Иванов А.С.

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

Функциональный интеграл имеет фундаментальное значение в квантовой теории. С его помощью описывается эволюция квантовых систем во времени. Проблемой является вычисление функционального интеграла в общем случае. Для нетривиальных систем не удастся провести вычисление явным образом, поэтому становится актуальной задача численного вычисления.

Функциональный интеграл применяется для многих задач, как общих фундаментальных вопросов теории, так и прикладных. Одно из основных уравнений квантовой теории - уравнение Шредингера совпадает по виду с уравнением теплопроводности, но при переходе к мнимому времени. Уравнение теплопроводности с источником, а также уравнение Бюргера имеют явный вид решения, выраженный через функциональный интеграл. В Преимущество функционального интеграла заключается в том, что можно получить ответ в аналитическом виде. Проблемой является формальность этого вида решения без возможности явно вычислять ответ для разных потенциалов.

Существуют методы численного расчета функциональных интегралов, которые позволяют решать ряд актуальных задач релятивистской квантовой механики и квантовой статистики. Методом численного интегрирования функциональных интегралов могут быть получены релятивистские поправки к одночастичным квантовым системам в сильных полях. Т.к. основные уравнения в физике твердого тела не отличаются от уравнений в квантовой теории поля, то представляется возможным применение всех изученных методов, например, для графена, что является на данный момент актуальной задачей. Важной задачей является расчет релятивистских поправок к атомным уровням тяжелых элементов, например, урана.

С помощью функционального интеграла можно вычислять статистическую сумму термодинамических систем, обладающих достаточно сложным взаимодействием. Вычислив статистическую сумму, можно извлекать из нее всю статистическую информацию о термодинамической системе. Представляется интересным изучать квантовые статистические системы.

Расчет функционального интеграла по определению через кратные интегралы сопряжен с рядом трудностей, например, сложность алгоритмов (время, требуемое на вычисление) экспоненциально зависит от размерности задачи. Из-за больших объемов вычислений накапливается ошибка, что является минусом детерминированных методов. Основное преимущество стохастических методов в том, что они имеют полиномиальную сложность алгоритмов, ошибка округления из-за сравнительно меньших объемов вычислений становится приемлемой.

\*\*\*

В данной работе произведено обобщение задачи гармонического осциллятора на релятивистский случай. Несмотря на то, что теперь функциональный интеграл не является стандартно квадратичным или гауссовым, интеграл по импульсу выражается аналитически через функцию Макдональда. Этот факт делает возможным применение ме-

тодов Монте-Карло. В двумерном случае выражение имеет явный вид через простые функции, поэтому скорость его вычисления заметно выше по сравнению с одномерным и трехмерным случаем. Двумерный случай имеет важное применение в теории графена. Трехмерный случай имеет применение в задаче тяжелых ядер, где определение релятивистских поправок к уровням состояния представляет собой трудную задачу.

E-mail: ivanov.as@physics.msu.ru

### Литература

- [1] D. M. Ceperley Path integrals in the theory of condensed helium. Rev.Mod.Phys. 67 (1995) 279-355
- [2] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, and A.A. Firsov, Electric Field Effect in Atomically Thin Carbon Films, Science 306 (2004) 666.
- [3] P. P. Fiziev, Relativistic Hamiltonians with square-roots in the Path Integral formalism, Theor. Math. Phys. 62 (1985) 186.
- [4] I. H. Redmount and W.-M. Suen, Path integration in relativistic quantum mechanics, Int. J. Mod. Phys. A 08 (1993) 1629.
- [5] V. S. Filinov, Yu. B. Ivanov, V. E. Fortov, M. Bonitz, and P.R. Levashov, Color path-integral Monte-Carlo simulations of quark-gluon plasma: Thermodynamic and transport properties, Phys.Rev. C 87 (2013) 035207.
- [6] V. S. Filinov, M. Bonitz, Y. B. Ivanov, M. Ilgenfritz, and V. E. Fortov, Thermodynamics of the quark-gluon plasma at finite chemical potential: color path integral Monte Carlo results, arXiv:1408.5714
- [7] K. Kowalski and J. Rembielinski, Relativistic massless harmonic oscillator, Physical Review A 81, 012118 (2010)
- [8] K. Kowalski and J. Rembielinski, Salpeter equation and probability current in the relativistic Hamiltonian quantum mechanics, Physical Review A 84, 012108 (2011)
- [9] M. Creutz and B. A. Freedman, "A statistical approach to quantum mechanics," Ann. Phys. 132, 427-462 (1981).
- [10] Heinz J Rothe Lattice Gauge Theories: An Introduction (3rd Edition) (World Scientific Lecture Notes in Physics). Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. 2005
- [11] V.I.V. Voevodin, S.A. Zhumatiy, S.I. Sobolev, A.S. Antonov, P.A. Bryzgalov, D.A. Nikitenko, K.S. Stefanov, Vad.V. Voevodin Practice of "Lomonosov" Supercomputer, Open Systems J. - Moscow: Open Systems Publ., 2012, no.7.

## О СПЕКТРЕ СТАЦИОНАРНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В ОКРЕСТНОСТИ ПЛАЗМЕННОГО РЕЗОНАНСА

Метельский И.И.\*

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

Одним из наиболее интересных направлений при изучении взаимодействия лазерного излучения с веществом является исследование процессов генерации высших гармоник в лазерной плазме - электромагнитных полей с частотами высокой кратности, имеющих применение в областях как фундаментальной, так и прикладной науки.

С достигнутыми на сегодняшний день плотностями потока лазерного излучения, становится актуальной задача учета релятивистских эффектов при генерации гармоник в неоднородной лазерной плазме. Проявление релятивистских эффектов естественно ожидать, в первую очередь, в области критической плотности плазмы, где реализуется один из механизмов генерации гармоник, основанный на явлении плазменного резонанса - раскачки электронных плазменных колебаний.

---

\* Победитель подсекции.

История изучения релятивистских плазменных колебаний, рассмотренных впервые в виде «бегущей волны» [Ахиезер 1956 915], насчитывает более шестидесяти лет. В настоящее время подходы к описанию таких колебаний, в том числе применительно к задаче генерации гармоник, как правило, основаны на использовании численных или полуаналитических методов [Буланов 2013 449]. В иных случаях методы расчетов базируются на приближенных моделях, носящих качественный характер. Поэтому, в нынешних условиях, наблюдается нехватка в построении последовательной аналитической теории релятивистского плазменного резонанса.

В данной работе, с привлечением аппарата ренормгрупповых преобразований [Ковалев 1989 69], изложены результаты аналитического рассмотрения релятивистских плазменных колебаний в области плазменного резонанса. Найдена допустимая группа симметрий для приближенной системы уравнений, полученной из системы уравнений Максвелла и холодной гидродинамики. В условиях линейного профиля плотности плазмы построено ренормгрупповое преобразование, позволяющее точно учесть релятивизм плазменных волн и определяющее два типа решений для возбуждаемых плазменных колебаний. В первом случае учет релятивизма в исходных уравнениях влечет за собой сдвиг частоты колебаний отдельных частиц, который, в совокупности с неоднородностью амплитуды плазменной волны, порождает нестационарные плазменные колебания. Такое решение, приводящее к опрокидыванию профиля плазменной волны за конечный период времени, отвечает хорошо известным результатам, полученным ранее [Буланов 2013 449]. Второй тип решения описывает стационарный режим плазменных колебаний с модулированной частотой. Для данного режима найдены пространственно-временное распределение и спектральные характеристики резонансно усиленного электрического поля. Показано, что спектры релятивистских электронных колебаний плазмы имеют степенной характер убывания в зависимости от номера гармоник.

Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 14-02-31407-мол\_а, № 14-02-31407-а).

Автор весьма признателен Ковалеву В.Ф. за разъяснение различных аспектов метода ренормгруппы и Быченкову В.Ю. за обсуждение физической стороны задачи.

*E-mail:* [metelski@lebedev.ru](mailto:metelski@lebedev.ru)

### Литература

1. Ахиезер А.И., Половин Р.В. // ЖЭТФ 30 915 (1956)
2. Буланов С.В., Есиркепов Т.Ж., Кандо М., Пирожков А.С., Розанов Н.Н // УФН Т. 183 № 5 (2013)
3. Ковалев В.Ф., Пустовалов В.В. // ТМФ 81:1 (1989), 69-85

## МОДЕЛЬ ВАКУУМА САВВИДИ С ЦЕНТРАЛЬНЫМИ ВИХРЯМИ

Фанасков В.С.

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

В 1950 годах физиками было найдено множество частиц, названных адронами. Систематизация этих частиц, вместе с открытием Чж. Янгом и Р. Миллсом неабелевых калибровочных теорий, позволила написать лагранжиан квантовой хромодинамики (КХД). По счастливой случайности к 1950 году квантовая электродинамика (КЭД) была уже полностью построена: Ф. Дайсон доказал перенормируемость и эквивалентность диаграмм Р. Фейнмана операторным формализмам, Г. Бете получил значение Лэмбовского сдвига, а Дж. Швингер — аномального магнитного момента электрона. Однако прямая попытка применить к КХД формализм, разработанный для КЭД, не увенчалась успехом — лагранжиан сам по себе не объяснял экспериментальные данные. Очень быстро стало ясно, что КХД, будучи нелинейной теорией, имеет нетривиальный вакуум.

Не пытаясь далее описать полную картину исследований вакуума КХД, мы остановимся только на тех фактах, которые существенны для изложения наших результатов и предположений.

В (Matinyan, 1978, 539) было показано, что простейшей моделью вакуума является постоянное абелево хромоманнитное поле. Очевидным недостатком этой модели является неоднородность как в конфигурационном, так и в цветовом пространстве. Более того в (Nielsen, 1978, 376) было доказано, что такая полевая конфигурация нестабильна благодаря большому магнитному моменту глюонов. Проблема была решена в (Amhjørn, 1980, 265) при помощи разбиения пространства на трубки (вихри), содержащие в себе хромоманнитное поле. В ('t Hooft, 1981, 455) было установлено, что вихри, возникающие в вакууме, связаны с центром группы  $SU(N)$ ; такие вихри называют центральными. Это привело к модели “спагетти” вакуума (Engelhardt, 2000, 249), простейшая версия которой предполагает наличие случайного распределения невзаимодействующих центральных вихрей. Легко показать (например, (Debbio, 1997, 2298)), что “спагетти” вакуум в такой формулировке объясняет конфайнмент кварков. Такое объяснение конфайнмента непосредственно подтверждается решеточными вычислениями (Debbio, 1997, 2298), (Debbio, 1998, 094501).

\*\*\*

Исследовалась модель, представляющая смесь вакуума Саввиди и “спагетти” вакуума: бесконечно тонкий вихрь и постоянное абелево хромоманнитное поле, направленные вдоль него. Для упрощения вычислений рассматривалась группа  $SU(2)$ . Явный вид фонового поля в цилиндрических координатах:

$$A_{\square}^a(r) = \delta^{a3} \left( \frac{rH}{2} + \frac{N+v}{r} \right) N_{\square}, v_{\square} \in (0,1)$$

В рамках исследования был получен эффективный потенциал в одной петле:

$$\square(V_{eff}) = \frac{H^2}{2} + \frac{11}{48\pi^2} (gH)^2 \ln \left( \frac{gH}{\mu^2} \right) + v^2 \frac{(gH)^2}{8\pi^2} \ln \left( \frac{gH}{\mu^2} \right),$$

$$\square(V_{eff}) = - \frac{(gH)^2}{8\pi} (1-v), v_{\square} \in \frac{1}{2},$$

$$\square(V_{eff}) = - \frac{(gH)^2}{16\pi}, v_{\square} \in \frac{1}{2},$$

где —  $H$  перенормированное хромоманнитное поле,  $g$  — перенормированная константа связи,  $\mu$  — точка перенормировки. Сравнивая это выражение с эффективным потенциалом вакуума Саввиди:

$$\square(V_{eff}) = \frac{H^2}{2} + \frac{11}{48\pi^2} (gH)^2 \ln \left( \frac{gH}{\mu^2} \right),$$

$$\square(V_{eff}) = - \frac{(gH)^2}{8\pi},$$

видим, что появление вихря уменьшает энергию вакуума и вероятность распада.

В работе (Ebert, 1998, 1723) доказано, что вакуум Саввиди стабилизируется при некоторой температуре, а в статье (Diakonov, 1999, 1725), что среди всевозможных вихрей только центральный минимизирует энергию.

Автор настоящей работы предлагает интерпретировать указанные выше результаты (Diakonov, 1999, 1725), (Ebert, 1998, 1723) и свой собственный следующим образом: при высокой температуре модель вакуума соответствует стабильному вакууму Саввиди (фаза деконфайнмента), при понижении температуры в вакууме образуются центральные вихри (фаза конфайнмента). Вакуум Саввиди при нулевой температуре предлагается интерпретировать как метастабильное состояние, которое никогда не достигается.

Автор выражает глубокую признательность В.Ч. Жуковскому за руководство работой.

*E-mail: fanaskov.vladimir@physics.msu.ru*

### Литература

1. J. Amhjern and P. Olesen, Nucl. Phys. B170 (1980) 265.
2. L. Del Debbio, M. Faber, J. Greensite and S. Olejnik, Phys. Rev. D55 (1997) 2298.
3. L. Del Debbio, M. Faber, J. Giedt, J. Greensite and S. Olejnik, Phys. Rev. D58 (1998) 094501.
4. D. Diakonov, Mod. Phys. Lett. A14, (1999) 1725.
5. D. Ebert, V. C. Zhukovsky, and A. S. Vshivtsev, Int. J. Mod. Phys. A 13 (1998) 1723.
6. M. Engelhardt, H. Reinhardt, Nucl. Phys. B567 (2000) 249.
7. G. 't Hooft, Nucl. Phys. B190 (1981) 455.
8. S. G. Matinyan and G. K. Savvidi, Nucl. Phys. B134 (1978) 539.
9. N. K. Nielsen and P. Olesen, Nucl. Phys. B144 (1978) 376.

## РАССЕЯНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ФЛУКТУАЦИЯХ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ: ЭФФЕКТ НЕГАУСОВСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФЛУКТУАЦИЙ

П.И. Шустов, А.В. Артемьев, Е.В. Юшков,

*МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия  
ИКИ РАН, г. Москва, Россия*

В этой работе мы исследуем пространственный транспорт и ускорение заряженных частиц в двумерной системе с однородным электрическим полем и стационарными флуктуациями магнитного поля. Основная идея этого исследования состоит в рассмотрении зависимостей темпов транспорта и ускорения от свойств распределения флуктуаций магнитного поля. Мы используем упрощенную модель магнитных флуктуаций с регулируемым отклонением распределения от гауссовского. Параметры системные выбираются таким образом, чтобы имитировать условия, характерные для динамики ионов в дальнем хвосте магнитосферы Земли.

Показано, что для фиксированной плотности мощности флуктуаций магнитного поля ускорение частиц постоянным электрическим полем является более эффективным в системе, где частицы взаимодействуют с флуктуациями малой амплитуды, но такое взаимодействие происходит часто. В системах с большой амплитудой флуктуаций магнитного поля, редкое рассеяние частиц менее эффективно, а ускорение частиц слабее.

[p.shustov@gmail.com](mailto:p.shustov@gmail.com)

## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ВОДОРОДОПОДОБНОМ АТОМЕ В МОДЕЛЯХ С НАРУШЕННОЙ ЛОРЕНЦ-ИНВАРИАНТНОСТЬЮ И СРТ-ЧЕТНОСТЬЮ

Дёгтев И.С.

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

### Постановка задачи

Стандартная модель, несмотря на свою невероятную точность в широком диапазоне масштабов энергий, предполагается является лишь эффективной моделью, описывающей низкоэнергетический режим некоторой более фундаментальной теории, связанной с так называемой *Новой физикой*. Среди ожидаемых эффектов *Новой физики* особое место занимают планковские эффекты, связанные с квантовой гравитацией. Несмотря на то, что соответствующий им энергетический масштаб в  $10^{19}$  ГэВ является недостижимым при нынешних экспериментальных возможностях, в ряде работ было

показано, что модели, претендующие на роль фундаментальных, могут вызывать и эффекты, измеримые в сегодняшних экспериментах. Одним из таких эффектов является нарушение лоренц-инвариантности и СРТ-чётности [4]. Исследование подобных явлений удобно проводить в рамках так называемой Расширенной Стандартной Модели [2], в которой каждому возможному типу нарушения лоренц-инвариантности сопоставляется дополнительное слагаемое в лагранжиане, обобщающем лагранжиан стандартной модели. Степень нарушения лоренцевой симметрии характеризуют константы связи — конденсаты — входящие в поправки к лагранжиану.

В работе [3] в рамках данного подхода к описанию нарушения лоренц-инвариантности и СРТ-чётности были изучены свойства водородоподобного атома в новых теориях. Результаты этой работы показывают, что многие новые свойства атома происходят из лоренц-неинвариантного канала нарушения Р-чётности. Это натолкнуло нас на мысль о возможности существования в рамках Расширенной Стандартной Модели еще одного эффекта, запрещённого в рамках квантовой электродинамики из-за четности, а именно, эффекта наведения магнитного момента водородоподобного атома внешним электрическим полем (магнитоэлектрического эффекта). Исследованию этого эффекта посвящена данная работа.

### Методы

В основу наших вычислений были положены результаты работы [3] для волновой функции электрона в кулоновском поле атомного ядра при наличии в лагранжиане слагаемого  $-b_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^5 \psi$ , явно нарушающего лоренц-симметрию ( $b^\mu$  — постоянное векторное поле, конденсат). Волновая функция при нарушенной лоренц-инвариантности была получена в [3] методом сведения обобщённого уравнения Шредингера к уравнению при  $b_\mu = 0$ , решение которого известно.

Данный метод был использован и в настоящей работе для вычисления магнитного момента электрона в атоме во внешнем поле с применением теории возмущений. Расчёты для случая  $b_\mu = (b_0, \mathbf{0})$  выявили возникновение искомого явления и позволили в ведущем порядке найти явное выражение для него:

$$\boldsymbol{\mu} = - \left( \mathbf{S} + \frac{2^{19}}{3^{11}} \frac{e r_B^2 b_0}{Z^4 R_y} [\mathbf{E} \times \mathbf{S}] \right) \mu_B$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $e$  — заряд электрона,  $r_B$  — первый боровский радиус,  $Z$  — заряд ядра,  $R_y \approx 13.6 \text{ эВ}$ ,  $\mathbf{E}$  — вектор напряженности внешнего электрического поля,  $\mathbf{S}$  — единичный вектор, сонаправленный со спином электрона. Сравнение данного предсказания с экспериментальными ограничениями на наведенный момент позволило бы наложить более строгие ограничения на параметры Расширенной Стандартной Модели, описывающие нарушение лоренц-инвариантности, в данном случае — на псевдоскаляр  $b_0$ .

В данном контексте, однако, необходимо отметить, что предсказанный выше магнитоэлектрический эффект является прямым проявлением нарушения Р-чётности, которое в нашем случае вызывается тем же дополнительным слагаемым, которое нарушает и лоренц-инвариантность. В то же время, хорошо известно [1], что Р-чётность в атомах может нарушаться и в рамках стандартной модели, из-за слабых взаимодействий — более того, нарушение четности по этому каналу порождает наблюдаемые эффекты [5]. Поэтому мы задались вопросом, не будет ли слабое взаимодействие электрона с ядром атома водорода давать вклад в магнитоэлектрический эффект, уменьшая ценность последнего как индикатора физики за пределами стандартной модели. Мы провели дополнительное вычисление, использующее и дополняющее работу [1] по анализу слабого взаимодействия в атомах. Результаты показали, что слабое взаимодействие электрона с ядром с очень высокой точностью не вызывает магнитоэлектрического эффекта, что связано с малыми размерами атомного ядра.

**Выводы.**

Нами был предсказан новый эффект в рамках атомной физики, который дает возможность измерять параметры Расширенной Стандартной Модели — теории, опосредованно описывающей физику планковских масштабов. Мы вычислили величину нового эффекта, а также показали, что соперничающий вклад в него, возникающий в рамках стандартной модели, сильно подавлен.

**Примечания**

Автор выражает благодарность своему научному руководителю к. ф.-м. н., ассистенту Харланову О.Г. за постановку задачи, а также помощь и консультации при её выполнении.

*E-mail: [dyogtev.ivan@physics.msu.ru](mailto:dyogtev.ivan@physics.msu.ru)*

**Литература**

1. Bouchiat M. A., Bouchiat C. C. // Phys. Lett. B. 1974. V. 48. P. 111.
2. Colladay D. and Kostelecky V. A. // Phys. Rev. D 58, 116002 (1998).
3. Kharlanov O.G. and Zhukovsky V. Ch. // J. Math. Phys. 48, 092302 (2007).
4. Kostelecky V.A. and Samuel S. // Phys. Rev. D 39, 683 (1989).
5. Хриплович И.Б. // УФН. 1988. Т. 155. №2. С. 323.

## СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ДВУХТОЧЕЧНЫМИ ФУНКЦИЯМИ ГРИНА В N=1 СУПЕРСИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Казанцев А.Е.

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

В работе рассматривается N=1 суперсимметричная квантовая электродинамика (СКЭД) с  $N_f$  ароматами суперполей материи. Для N=1 суперсимметричной теории Янга-Миллса известно точное соотношение, связывающее  $\beta$ -функцию и аномальную размерность полей материи — НШВЗ  $\beta$ -функция [7], которая для абелевого случая имеет вид [8]:

$$\beta(\alpha) = \frac{\alpha^3 N_f}{\pi} (1 - \gamma(\alpha)) \quad (1)$$

При вычислениях по теории возмущений это соотношение можно получить для ренормгрупповых функций, определенных в терминах голой константы связи, если воспользоваться регуляризацией с помощью высших ковариантных производных [5]. Чтобы НШВЗ соотношение было справедливо для ренормгрупповых функций, определенных в терминах перенормированной константы связи, достаточно наложить на константы перенормировки простые граничные условия, приводящие к совпадению ренормгрупповых функций, определенных в терминах голой константы связи, и ренормгрупповых функций, определенных в терминах перенормированной константы связи [3]. Ключевым свойством регуляризации с помощью высших ковариантных производных, позволяющим получить НШВЗ  $\beta$ -функцию, является тот факт, что при вычислениях с этой регуляризацией вклады в  $\beta$ -функцию даются интегралами от полных производных [1] и даже двойных полных производных [4], что позволяет снять интегрирование по одному из петлевых импульсов и получить связь между n-петлевым вкладом в  $\beta$ -функцию и (n-1)-петлевым вкладом в аномальную размерность. В абелевом случае это утверждение было впервые доказано во всех петлях в работе [5]. Также это утверждение может быть доказано и другим методом, основанным на уравнениях Швингера-Дайсона [6]. Для этого в работе [6] для абелевого случая было получено точное соотношение, связывающее двухточечные функции Грина для калибровочного поля и полей материи:

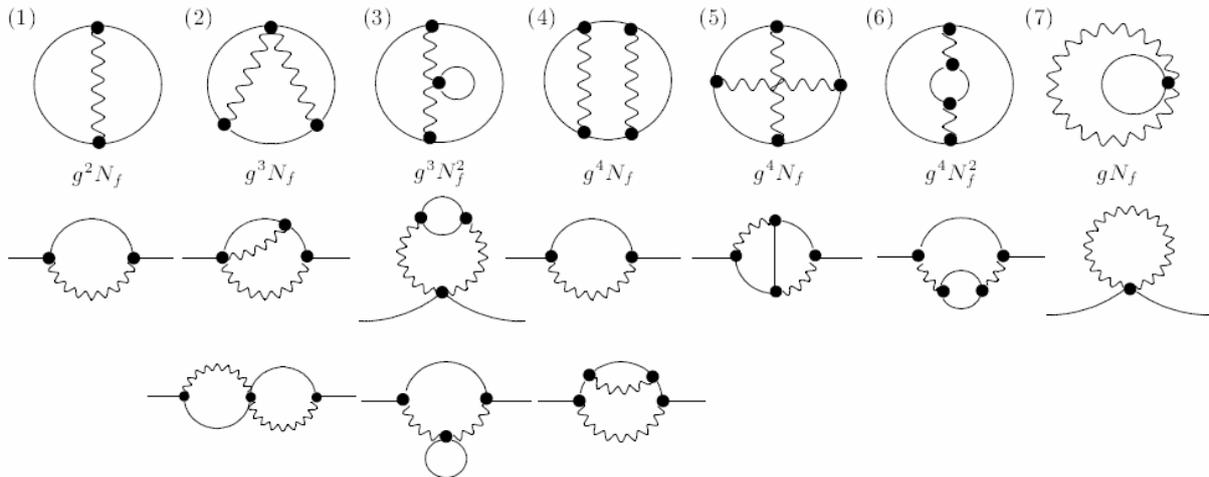
$$\frac{d}{d \ln \Lambda} \frac{\partial}{\partial \ln g} \left( \frac{1}{2} \int d^3 x d^3 y (\theta^4)_x (\theta^4)_y \frac{\delta^2 \Delta \Gamma}{\delta V_x \delta V_y} \right) =$$

$$= \frac{i}{4} C(R)_i^j \frac{d}{d \ln \Lambda} Tr(\theta^4)_x \left[ y_\mu^i, \left[ y_\mu^i, \left( \frac{\delta^2 \Gamma}{\delta(\phi^j)_x \delta(\phi^i)_y} \right)^{-1} + M^{jk} \left( \frac{\delta^2}{\delta \phi^2} \right)_x \left( \frac{\delta^2 \Gamma}{\delta(\phi^k)_x \delta(\phi^j)_y} \right)^{-1} + \right. \right.$$

$$\left. + M_{jk}^i \left( \frac{\delta^2}{\delta \phi^2} \right)_x \left( \frac{\delta^2 \Gamma}{\delta(\phi^{*k})_x \delta(\phi^{*j})_y} \right)^{-1} \right]_{y=x} \quad (2)$$

Здесь  $g$  – множитель, приписываемый каждой вершине диаграммы, в которую входят линии квантового калибровочного поля [6]. Из формулы (2) следует, что  $\beta$ -функция рассматриваемой теории даётся интегралом от двойных полных производных, поскольку в импульсном представлении двойной коммутатор с оператором координаты превращается в двойную полную производную по импульсу. Более того, формула (2) позволяет вывести НШВЗ соотношение для ренормгрупповых функций, определенных в терминах голой константы связи, при использовании регуляризации высшими производными точно во всех порядках теории возмущений [6].

В силу довольно высокой сложности используемой в [6] техники, имеет смысл непосредственная проверка тождества (2) методом диаграмм Фейнмана. В данной работе тождество (2) проверяется в трёхпетлевом приближении для  $N=1$  СКЭД, регуляризованной высшими ковариантными производными. Остаточные однопетлевые расходимости регуляризуются введением в производящий функционал детерминантов Паули-Вилларса.



На рисунке в верхней строке изображены рассматриваемые фейнмановские графы. Диаграммы, дающие вклад в  $\beta$ -функцию, получаются присоединением к ним внешних линий калибровочного поля. Соответствующие диаграммы, дающие вклад в аномальную размерность, получаются разрезанием линий полей материи (они также изображены на рисунке).

Диаграммы, дающие вклад в  $\beta$ -функцию, вычислены в работе [2]. Было получено, что вклады каждого из рассматриваемых графов в левую часть уравнения (2) даются интегралами от двойных полных производных по петлевому импульсу. Далее, вычисление соответствующего вклада в двухточечную функцию Грина для суперполей материи (даваемого диаграммами во второй и третьей строках рисунка) и подстановка результатов в правую часть уравнения (2) позволяют убедиться в его справедливости. Заметим, что, несмотря на наличие интеграла от полной производной, правая часть уравнения (2) не равна нулю из-за сингулярностей в подынтегральном выражении.

Вычисляя интеграл от полной производной, можно получить выражение для трёхпетлевой  $\beta$ -функции и, сравнив его с выражением для двухпетлевой аномальной размерности, убедиться в справедливости (1).

Таким образом, в работе методом диаграмм Фейнмана в трёхпетлевом приближении доказываем справедливость соотношения между двухточечными функциями Грина калибровочного поля и полей материи, позволяющего в этом приближении получить НШВЗ  $\beta$ -функцию для  $N=1$  СКЭД.

*kazancev@physics.msu.ru*

### Литература

1. А.А. Солошенко, К.В. Степаньянц, ТМФ 140, (2004), 437
2. А.Е. Kazantsev, K.V. Stepanyantz, Relation between two-point Green functions of  $N=1$  SQED with  $N_f$  flavors, regularized by higher derivatives, in the three-loop approximation, arXiv: 1410.1133 [hep-th], ЖЭТФ, принято к публикации
3. A.L. Kataev, K.V. Stepanyantz, Nucl. Phys. B 875, 459 (2013)
4. A.V. Smilga, A. I. Vainshtein, Nucl. Phys. B 704, (2005), 445
5. K.V. Stepanyantz, Nucl.Phys. B 852, (2011), 71
6. K.V. Stepanyantz, JHEP 1408, 096 (2014)
7. V. Novikov, M.A. Shifman, A. Vainshtein, V.I. Zakharov, Nucl.Phys. B 229, (1983), 381
8. V. Novikov, M.A. Shifman, A. Vainshtein, V.I. Zakharov, Phys.Lett. B 166, (1986), 329

## КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ В ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С НЕМИНИМАЛЬНОЙ КИНЕТИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ

Абзалов Р.А., Сушков С.В.

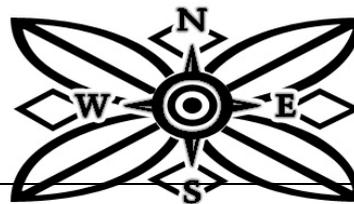
Мы рассматриваем космологические возмущения в скалярно-тензорной теории гравитации с неминимальной кинетической связью скалярного поля с кривизной. Лагранжиан теории содержит слагаемое вида  $\zeta G^{\mu\nu} \phi_{,\mu} \phi_{,\nu}$  и представляет собой частный случай общего лагранжиана Хорндески, приводящего к уравнениям движения второго порядка. Известно, что неминимальная связь такого рода приводит к существенно новому инфляционному механизму [1-4]. А именно, на ранней стадии слагаемые, содержащие параметр связи  $\zeta$ , доминируют в уравнениях поля, обеспечивая квази-де-ситтеровский характер космологической эволюции с масштабным фактором  $a(t) \propto \exp(H_\zeta t)$ , где  $H_\zeta = 1/\sqrt{9\zeta}$  (кинетическая инфляция). При этом стоит особо подчеркнуть, что данный механизм инфляции не нуждается в специальном подборе потенциала скалярного поля, как это требуется в большинстве скалярно-тензорных моделей. В нашей работе мы строим в линейном приближении уравнения для скалярных векторных и тензорных возмущений, которые развиваются на фоне однородной и изотропной Вселенной, описываемой плоской моделью Фрийдмана. Детальный анализ возмущений проводится на стадии кинетической инфляции.

### Литература

- [1] S.V. Sushkov, Phys. Rev. D 80, 103505 (2009).
- [2] E.N. Saridakis, S.V. Sushkov, Phys. Rev. D 81, 083510 (2010).
- [3] S.V. Sushkov, Phys. Rev. D 85, 123520 (2012).
- [4] M.A. Skugoreva, S.V. Sushkov, A.V. Toporensky, Phys. Rev. D 88, 083539 (2013).

# ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Председатели:  
проф. **Зубов Виктор Евгеньевич**  
проф. **Шалыгина Елена Евгеньевна**



## МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ ТОНКИХ ПЛЁНОК СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА $\text{Ni}_{52}\text{Mn}_{34}\text{In}_{12}\text{Si}_2$ ПРИ МАРТЕНСИТНОМ ПЕРЕХОДЕ

Новиков А.И.

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

Сплавы Гейслера  $\text{Ni}_{52}\text{Mn}_{34}\text{In}_{12}\text{Si}_2$  могут претерпевать мартенситный переход, в результате которого вместо парамагнитной аустенитной фазы образуется ферромагнитная мартенситная фаза.

В ходе работы проводились магнитооптические исследования тонких плёнок сплава Гейслера с номинальным составом  $\text{Ni}_{52}\text{Mn}_{34}\text{In}_{12}\text{Si}_2$ , полученных методом магнетронного распыления. Была изготовлена серия из нескольких образцов:

Образец, находящийся в мартенситной фазе при любой температуре.

Образец, находящийся в аустенитной фазе при любой температуре.

Образец, претерпевающий мартенситный переход при изменении температуры.

Магнитооптические свойства изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Производились измерения спектральных, полевых и температурных зависимостей ЭЭК в диапазоне энергий падающего света от 0,5 до 4 эВ, в полях напряжённости до 3 кЭ и в области температур от 35 до 300 К.

На рис. 1а приведены температурные зависимости ЭЭК, измеренные в магнитных полях напряжённостью 2,7 кЭ для образцов «1» и «2». Рис. 1б показывает температурные зависимости для образца «3» в полях 500 Э и 2,5 кЭ. В области температур 50–150 К в малом поле наблюдается уменьшение величины ЭЭК и гистерезис, что свидетельствует о мартенситном переходе в образце «3». В большом поле величина ЭЭК монотонно возрастает с уменьшением температуры, гистерезис подавляется. Аналогичные результаты наблюдались ранее при исследованиях других сплавов (например,  $\text{Ni}_2\text{MnGa}$  [1]).

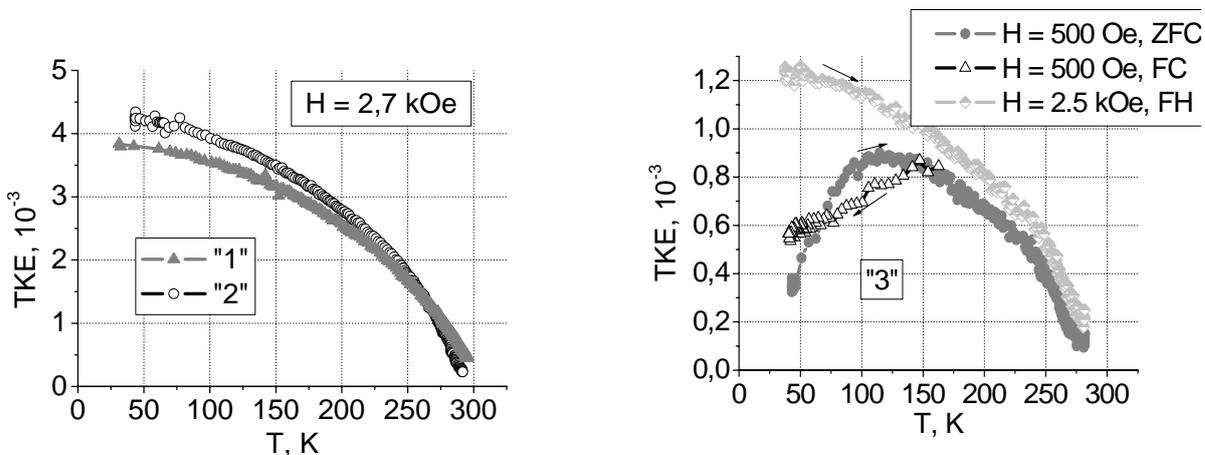


Рис. 1. Температурные зависимости ЭЭК (transversal Kerr effect, TKE) для образцов «1» и «2» в поле 2,7 кЭ (а) и для образца «3» в полях 500 Э (в режимах ZFC и FC) и 2,5 кЭ (б).

Спектры для образцов «1» и «2» (в мартенситной и аустенитной фазах соответственно, рис. 2а) не имеют принципиальных различий по форме, однако спектр «2» незначительно смещён в область большей энергии. Вероятно, это связано с небольшими

различиями в составе образцов. Такой вывод следует из того, что при сравнении спектров образца «3» в аустенитной и мартенситной фазах (рис. 2б) подобных расхождений не наблюдается. Отсутствие принципиальных различий в спектрах ЭЭК для мартенситной и аустенитной фаз наблюдалось и для других образцов сплавов Гейслера [1–5]. Таким образом, мы можем сделать вывод о неизменности электронной структуры при мартенситном переходе. Возможно, изменения в электронной структуре обнаружатся при расширении диапазона энергий падающего света.

Согласно теоретическим расчётам электронной структуры (например, [6]), наличие наиболее интенсивных пиков в оптических и магнитооптических спектрах главным образом связано с переходами между d-уровнями различных переходных металлов (гибридизированных с s- и p-уровнями), поэтому вид спектров в значительной степени меняется при изменении состава исследуемых сплавов. Изменение соотношения концентраций Ni и Mn в составе образца приводит к изменению характера спектра. При сравнении спектров ЭЭК для тонких плёнок  $\text{Ni}_{52}\text{Mn}_{34}\text{In}_{12}\text{Si}_2$  с исследованными ранее спектрами для монокристаллов  $\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{36.7}\text{In}_{13.3}\text{Co}_5$  [2], лент  $\text{Ni}_{43.7}\text{Mn}_{43.6}\text{In}_{12.7}$  [3] и тонких плёнок  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15}$  [4] наблюдается наличие во всех спектрах близких по расположению максимумов в области 1,5 и 2,5 эВ.

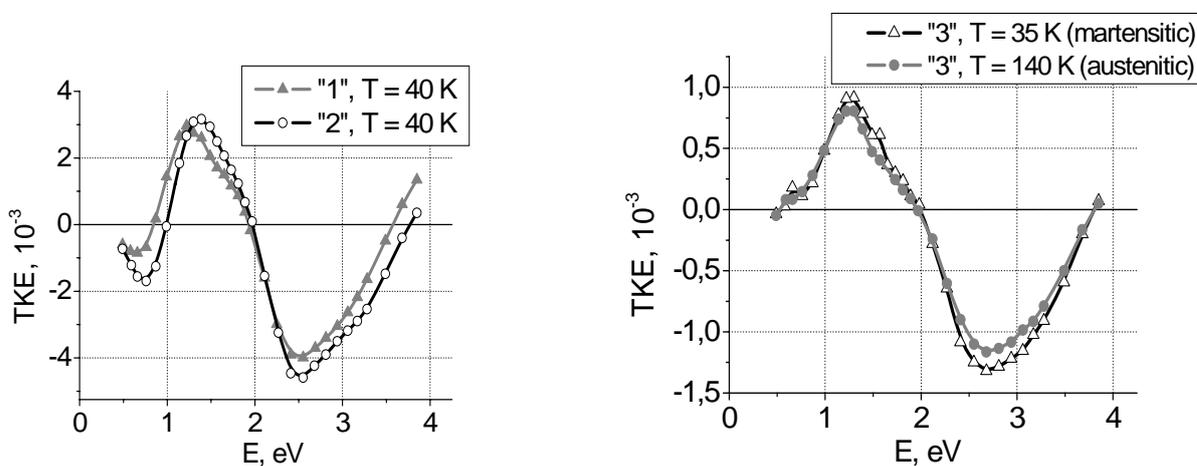


Рис. 2. Спектральные зависимости ЭЭК для образцов «1» и «2» (а) и для образца «3» в аустенитной и мартенситной фазах (б).

Образцы тонких плёнок  $\text{Ni}_2\text{MnGa}$  и  $\text{Ni}_2\text{MnIn}$  (как тонкие плёнки, так и объёмные образцы) [1, 5] имеют принципиально другое соотношение концентраций Ni и Mn. Их спектры подобны друг другу, но отличаются от спектров образцов, перечисленных выше. Отрицательный пик в области 2,5 эВ разделяется на два отрицательных пика. А при замене марганца на железо и кобальт (в образцах  $\text{Ni}_2(\text{Fe}_{0.8}\text{Co}_{0.2})\text{Ga}$ ) отрицательный пик исчезает вовсе. То же происходит и при замене никеля на железо (в образцах  $\text{Fe}_{48}\text{Mn}_{24}\text{Ga}_{28}$  [7]).

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Елене Александровне Ганьшиной, а также Игорю Сергеевичу Дубенко за предоставление интересных образцов для исследования.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 14–02–31714–мол\_а и 12–02–00095а.

*E-mail: autobus677@gmail.com*

### Литература

1. A. Novikov, E. Gan'shina, A. Granovsky, A. Zhukov and V. Chernenko. Solid State Phenomena, 190 (2012), 335–338.

2. E. Gan'shina, A. Novikov, V. Chernenko, J. Barandiaran, E. Cesari, I. Rodionov, I. Titov, V. Prudnikov and A. Granovsky. Magneto-Optical Study of Martensitic Transition in Ni<sub>45</sub>Mn<sub>36.7</sub>In<sub>13.3</sub>Co<sub>5</sub> (at. %) Single Crystals. *Solid State Phenomena*, 2015 (to be published).
3. A.I. Novikov, E.A. Gan'shina, L. Gonzalez-Legarreta, V.M. Prida, B. Hernando, A.B. Granovsky. Magnetic and Magneto-Optical Research of Ni<sub>43.7</sub>Mn<sub>43.6</sub>In<sub>12.7</sub> Alloy Ribbons. *Solid State Phenomena*, 2015 (to be published).
4. А.И. Новиков, И.С. Дубенко, А.И. Грунин, А.Ю. Гойхман, П.А. Ершов, В.В. Родионова, Е.А. Ганьшина, А. Жуков, В. Жукова, А. Б. Грановский. *Материаловедение* № 7 (2013) 11–15.
5. Y.V. Kudryavtsev, Y.P. Lee, J. Y. Rhee, *Phys. Rev. B* 69 (2004), 195104.
6. S. Picozzi, A. Continenza and A. J. Freeman, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39 (2006), 851.
7. E.A. Gan'shina, A.I. Novikov, G.S. Zykov, D.E. Mettus, A.P. Kazakov, R. Kainuma, V.V. Khovaylo, V. N. Prudnikov. *Physics of the Solid State* 55 (2013), 1866.

### ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТНЫХ НАНОКОЛЛОИДОВ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ РАЗМЕРАМИ ДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ

Испирян А.Г., Куникин С.А., Гладких В. П.

*Северо-Кавказский федеральный университет, Ставрополь, Россия*

Магнитные свойства магнитных коллоидов ранее неоднократно обсуждались на различных этапах развития физики магнитных коллоидных наносистем, при этом первоначально считалось, что описание процессов их намагничивания возможно на основе

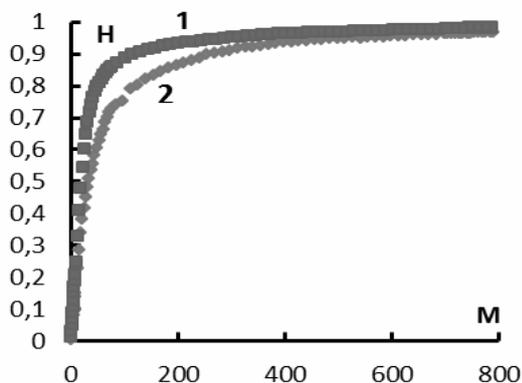


Рис. 1. Кривые намагничивания двух образцов магнитной жидкости.

теории Ланжевена [1], однако в последующем исследователи сосредоточились на учете взаимодействия дисперсных частиц [2]. В настоящей работе проведены исследования кривых намагничивания и магнитной восприимчивости двух образцов магнитной жидкости на основе керосина, отличающихся распределением частиц по размерам с целью выяснения его влияния на особенности намагничивания таких систем.

На рисунке 1 представлены кривые намагничивания двух образцов магнитной жидкости на основе керосина, имеющих одинаковую объемную концентрацию дисперсной фазы, частицы которой, однако, имеют разный средний диаметр (9 нм и 13 нм соответственно). При этом, кривая намагниченности коллоида, имеющего более крупные частицы (кривая 1), лежит выше кривой намагниченности коллоида с меньшими частицами (кривая 2) в области невысоких значений напряженности поля. При достаточно больших полях, кривые, вследствие одинаковой намагниченности насыщения образцов, совмещаются. Очевидно, что отличие хода кривых обусловлено различием магнитной восприимчивости образцов, определяемой тангенсом угла наклона кривых на начальных их участках, что подтверждено непосредственными исследованиями этого параметра. На рис. 2 проведено сопоставление концентрационных зависимостей динамической магнитной восприимчивости образцов, измеренной при частоте поля 320 Гц.

Как можно видеть из рисунка обе зависимости имеют нелинейный характер, что указывает на ограниченность применения теории Ланжевена для описания намагниченности исследованных коллоидов. При этом, если зависимость  $\chi(c)$  для коллоида с

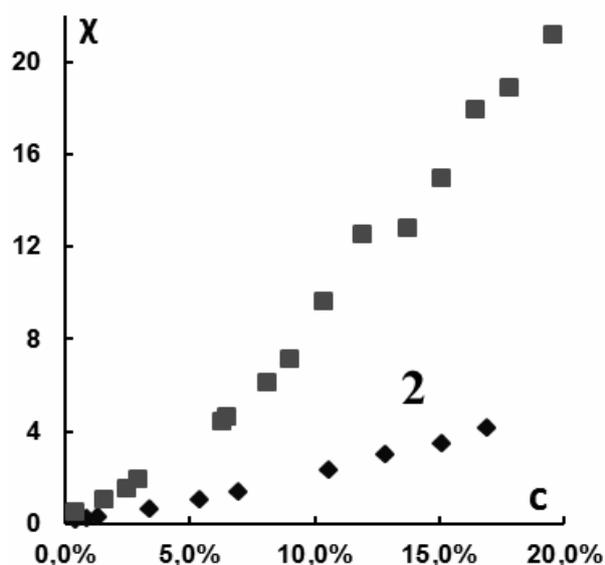


Рис. 2. График зависимости динамической магнитной восприимчивости от концентрации

более мелкими частицами является гладкой (кривая 2), то, аналогичная зависимость для образца с более крупными частицами (кривая 1) претерпевает излом в области концентраций  $c = 11,9\%$ . Было установлено, что аномалии в ходе концентрационной зависимости магнитной восприимчивости коллоида с крупными частицами связаны с возникновением при его разбавлении керосином агрегатов, которые обладают отличным от нуля магнитным моментом. Дополнительно проведенные частотные исследования комплексной магнитной восприимчивости этого образца выявили зависимость времени релаксации его намагниченности от концентрации дисперсной фазы, анализ которой проведен с учетом взаимодействия частиц и процессов агрегирования.

E-mail: [anna.hay@bk.ru](mailto:anna.hay@bk.ru)

### Литература

1. Шлиомис М И "Магнитные жидкости" УФН 112 427–458. 1974.
2. Пшеничников А.Ф., Лебедев А.В. // Коллоидный журнал №2 – с. 123–132. 2005.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ $\text{La}(\text{Fe}, \text{Si})_{13}$

Балбихина О.В., Карпенков Д.Ю., Карпенков А.Ю., Айриян Э.Л.

*Тверской государственный университет, Тверь, Россия*

В данной работе нами были произведены оптимизация и адаптация магнитокалорических материалов для их использования в прототипах магнитного холодильника. В настоящее время используются два типа теплообменников: (1) шаровая упаковка сфер или порошка и (2) многоканальная структура из плоских пластин. Недостатками шаровой упаковки являются: (а) высокий перепад давления, когда теплоноситель прокачивается через неоднородную структуру и (б) механическая нестабильности (агломерация, сегментация) свободных сфер или порошка. Структура из пластин является более предпочтительной для применения на высоких частотах [1], плюс к этому она демонстрирует идеальную механическую целостность. Поэтому мы сосредоточили наши усилия на адаптации наиболее перспективных на сегодняшний день материалов  $\text{La}(\text{Fe}, \text{Mn}, \text{Si})_{13}\text{H}_x$  к производству пластин для сборки их в теплообменник (рабочее тело магнитного холодильника).

Сплавы  $\text{La}(\text{Fe}, \text{Mn}, \text{Si})_{13}$  образуют особый класс материалов, которые используются в прототипах магнитных холодильников. Будучи гораздо дешевле, чем Gd-металл, этот класс материалов проявляют схожие магнитокалорические свойства:  $\Delta S_m = 7,4$  Дж/кг К/Т и  $\Delta T_{ад} = 2,5$  К/Т, однако, после синтеза эти сплавы существуют только в виде порошка из-за неизбежным растрескивание исходных сыпучих сплавов в процессе гидрирования. Получившийся порошок можно собрать в теплообменник посредством склеивания мелких фрагментов  $\text{La}(\text{Fe}, \text{Mn}, \text{Si})_{13}\text{H}_x$  с помощью эпоксидного клея, образуя полимерсвязанный композит с мелкими каналами.

Производство композиционного материала методом компактирования в полимерном связующем порошка является очень перспективным. Тем не менее, некоторые параметры, такие как давление прессования, вид и количество эпоксидного клея и размер частиц порошка  $\text{La}(\text{Fe},\text{Mn},\text{Si})_{13}\text{H}_x$  может существенно повлиять на величину МКЭ композита. Нами были исследованы влияния этих параметров на эксплуатационные свойства полимерно-связанных композитов. Изменяя давление, тип и количество эпоксидного клея и размер частицы,  $\Delta S_m$ ,  $\Delta T_{ад}$ , пористость и  $\lambda$  были максимизированы. Важно отметить, что полученные здесь оптимальные значения (1) размера частиц, (2) давления прессования и (3) типа и количества эпоксидной смолы отличаются от тех, которые описаны в литературе:

1. Большинство авторы, занимающихся изучением полимерно-связанных порошков  $\text{La}(\text{Fe},\text{Mn},\text{Si})_{13}\text{H}_x$  используют порошок с размером частиц менее 100 мкм [2,3]. Из приведенных в данном исследовании экспериментальных результатов ясно видно, что для того, чтобы сохранить магнитотепловые свойства, частицы в порошке должно быть как можно больше. Более мелкие частицы требуют более высокого давления при компактировании и демонстрируют более низкие значения  $\Delta T_{ад}$ .

2. Очевидно, что полимерно-связанные композиты имеют механическую прочность лучше, если бы они были спрессованы под более высоким давлением. Тем не менее, в случае  $\text{La}(\text{Fe},\text{Mn},\text{Si})_{13}\text{H}_x$ , большое давление прессования вызывает дробление и дальнейшее уменьшение размера частиц, что в результате, приводит к деградации свойств, а плотность образца практически не меняется (до 75% от плотности массивного образца  $\text{La}(\text{Fe},\text{Mn},\text{Si})_{13}\text{H}_x$ ). Таким образом, давление при прессовании должно быть как можно более низким.

3. Первоначально предполагалось, что использование теплопроводной эпоксидной смолы позволит улучшить магнитотепловые свойства, и особенно улучшить теплопроводность композиционного материала. Однако было показано, что образцы компактированные с обычной эпоксидной смолой демонстрируют не только немного лучшую теплопроводность, но также большие значения  $\Delta T_{ад}$  и  $\Delta S_m$  вместе с лучшими механическими свойствами. Это означает, что нет необходимости использовать дорогую теплопроводящую эпоксидную смолу. Таким образом, мы рекомендуем использовать размер частиц больше, чем 200 мкм, давление 0,1 ГПа и 5 мас. % эпоксидной смолы с низкой вязкостью и плотностью 1 г/см<sup>3</sup> или менее, для того, чтобы получить полимерно-связанный композит на основе порошков сплавов  $\text{La}(\text{Fe},\text{Mn},\text{Si})_{13}\text{H}_x$  с оптимальными магнитокалорическими свойствами.

Для успешного внедрения магнитокалорических материалов в качестве рабочего тела магнитного рефрижератора, они должны быть адаптированы к производству на их основе теплообменников с определенными механическими свойствами. Большинство магнитокалорических материалов доступных на данный момент не отвечают этим требованиям: они хрупки и нуждаются в антикоррозионном покрытии. Методы производства полимерно-связанных материалов могут обеспечить механическую прочность, защиту от коррозии при одноступенчатом процессе компактирования порошков, однако магнитокалорические свойства композиционных материалов могут быть значительно снижены в ходе этого процесса, например, из-за неправильного подобранного связующего, давления при прессовании и т.д. В данной работе нами были исследованы влияния различных параметров на свойства полимерно-связанных порошков сплавов  $\text{La}(\text{Fe},\text{Mn},\text{Si})_{13}\text{H}_x$  и предложен набор оптимизированных параметров для производства образцов с сохранением магнитотепловых свойств. Таким образом, мы рекомендуем использовать частицы размером больше, чем 200 мкм, давлении при прессовании 0,1 ГПа и содержание эпоксидной смолы 5 мас. %.

*E-mail:* [balbihina\\_oksana@mail.ru](mailto:balbihina_oksana@mail.ru)

**Литература**

1. Kuzmin M.D. Factors limiting the operation frequency of magnetic refrigerators // Appl. Phys. Lett. 2007. V.90. P.251916
2. H. Zhang, Y. J. Sun, E. Niu, F. X. Hu, J. R. Sun, and B.G. Shen Mechanical properties and magnetocaloric effects in La(Fe, Si)<sub>13</sub> hydrides bonded with different epoxy resins // J. Appl. Phys. 2014. V.117 P.062407
3. Pulko, J. Tuček, J. D.Moore, B. Weise, K. Skokov, O. Mityashkin, A. Kitanovski, C. Favero, P. Fajfar, O. Gutfleisch, A. Waske, A. Poredoš, Epoxy-bonded La–Fe–Co–Si magnetocaloric plates // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2015. V.375. P.65

ГИГАНТСКАЯ МАГНЕТОТЕРМОЭДС И ТЕРМОЭДС  
В МАНГАНИТЕ Sm<sub>0.55</sub>Sr<sub>0.45</sub>MnO<sub>3</sub> И ИХ СВЯЗЬ  
С МАГНЕТОСТРУКТУРНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Морозов А.С.

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

В данной работе обнаружены новые материалы – магнитные полупроводники, термоэдс в которых растёт с уровнем легирования. Поэтому образец достаточно малых размеров может заменить собой громоздкую батарею термоэлектрического генератора. Использование термоэлектричества в различных устройствах заманчиво в первую очередь из-за их примитивного устройства – нужна лишь замкнутая электрическая цепь и градиент температуры на работающем образце. Кроме того, это экологически чистый источник энергии. КПД у современных термоэлектрических устройств мал и поэтому они не могут конкурировать с другими источниками электроэнергии.

На трех образцах Sm<sub>0.55</sub>Sr<sub>0.45</sub>MnO<sub>3</sub>, состоящих из кластеров трех типов [1]: ферромагнитных (ФМ) с температурой Кюри  $T_C = 126$  К, антиферромагнитных (АФМ) А-типа с температурой Нееля  $T_{NA} \geq T_C$  и СЕ-типа с  $T_{NCE} = 240$  К, изучены термоэдс  $S$  и магнетотермоэдс  $\Delta S/S$ . В ФМ кластерах сосредоточены носители заряда, а в АФМ-кластерах СЕ-типа имеется зарядово-орбитальное упорядочение.

Один монокристаллический образец при получении охлажден на воздухе, а другой - в атмосфере кислорода, что приводит к закрытию вакансий кислорода и увеличению числа АФМ СЕ-типа кластеров с зарядово-орбитальным (СО) упорядочением. Был также исследован керамический образец. На кривых температурной зависимости  $S(T)$  монокристаллического образца, охлажденного на воздухе, и керамического наблюдалось резкое возрастание начиная с  $T_C$  и затем медленный спад вплоть до 325 К. В то же время на кривых  $\{\Delta S/S\}(T)$  наблюдался резкий минимум в районе  $T_C$ , при этом максимальная величина  $|\Delta S/S|$  достигала гигантской величины 87% в магнитном поле  $H=14.17$  кЭ (см. Рис.1). Это означает, что термоэдс почти исчезает при термальном разрушении ФМ кластеров ферронного типа, то есть, вызвана этими кластерами, в которых кристаллическая решетка сжата [2]. В монокристалле, охлажденном в кислороде, наблюдался широкий максимум на кривых  $S(T)$  в районе 270 К, который захватывает  $T_{NCE}$ . На кривой  $\{\Delta S/S\}(T)$  наблюдался резкий минимум при  $T_{NCE}$ , при этом  $|\Delta S/S|$  достигала гигантской величины 50% при  $H=13.2$  кЭ. Здесь резкое падение  $S$  связано с разрушением СО упорядочения, смещающего кислородные ионы. Значительно ниже этого максимума при понижении температуры к району  $T_C$  наблюдается возрастание  $S$ , но ее максимальная величина, где это возрастание было зафиксировано, составляет ~ 70% от величины  $S$  при 270 К. Таким образом, во всех трех образцах измененная кристаллическая решетка в нанокластерах ферронного типа или АФМ СЕ-типа вносит основной вклад в термоэдс всего образца [3].

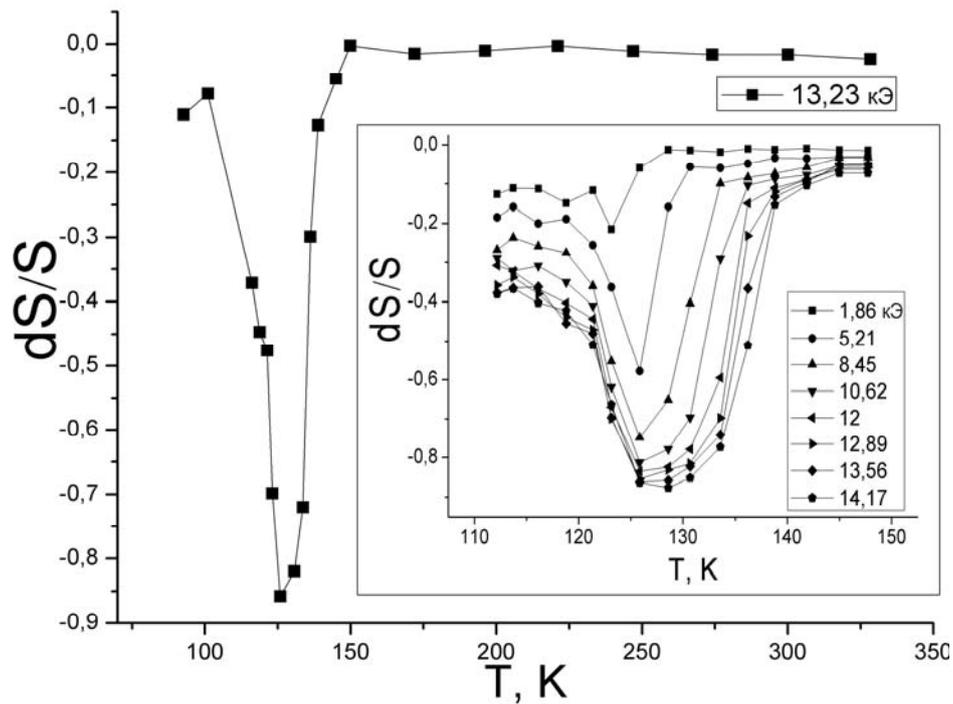


Рис. 1. Магнетотермоэдс  $\Delta S/S$   $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  в поле 13,23 кЭ. На вставке: подробно центральный участок графика для разных значений напряжённости внешнего магнитного поля.

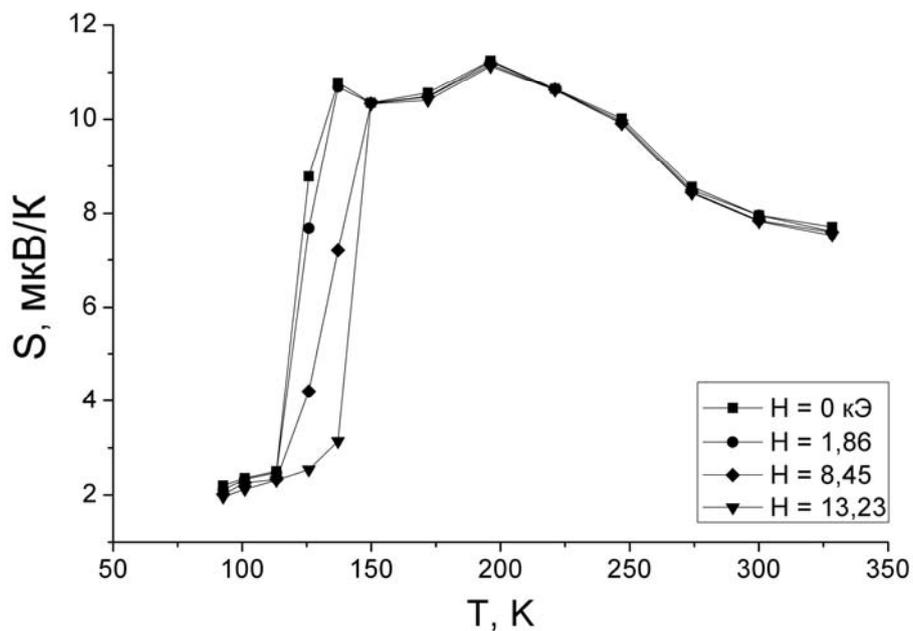


Рис. 2. Термоэдс  $S$   $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  при различных значениях напряжённости внешнего магнитного поля.

*E-mail: acp@mail.ru*

### Литература

1. В.В. Рунов, Д.Ю. Чернышев, А.И. Курбаков, М.К. Рунова, В.А. Трунов, А.И. Огороков. ЖЭТФ. 2000, №118, стр. 1174.
2. А. Yanase, Т. Kasuya. J. Phys. Jap. 1968, №25, p. 1025.
3. Л.И. Королева, А.С. Морозов, Э.С. Жакина. ФТТ. 2014, №56, стр. 1069.

## СИНХРОНИЗАЦИЯ НАПРАВЛЕНИЙ ВРАЩЕНИЙ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ В ЖИДКОЙ КАПЛЕ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Коробов М.И.

*Северо-Кавказский Федеральный университет, Ставрополь, Россия*

Магнитные жидкости (МЖ) [1], синтезированные более полувека назад, до сих пор представляют интерес для исследователей как в научном, так и в прикладном аспекте. Одной из фундаментальных проблем физики таких сред является возможность магнитного упорядочения в системе образующих их магнитодипольных частиц. В работах [2–4] в результате экспериментального исследования процессов агрегирования в магнитных жидкостях было обнаружено возникновение при определенных условиях хорошо развитой системы намагниченных агрегатов и исследованы особенности намагничивания магнитных жидкостей с такими агрегатами. В представленной работе рассмотрены особенности взаимодействия ограниченных объемов (плоских капель) магнитной жидкости с переменным магнитным полем, обусловленные внутренними вращениями содержащихся в ней намагниченных агрегатов.

Объектом исследования являлась плавающая на поверхности воды плоская капля магнитной жидкости, содержащей хорошо развитую систему намагниченных агрегатов микронных размеров. Обнаружено, что при воздействии на такую каплю горизонтального переменного магнитного поля, наблюдаются ее колебания вокруг оси, перпендикулярной к плоскости капли. В определенном диапазоне частот внешнего поля (1 – 2.5 Гц) наблюдалось устойчивое вращение капли. При увеличении частоты поля вращение переходило в слабо выраженное колебательное движение, а в последующем и полное затухание вращений капли, с сохранением круглой формы. На рис. 1 представлена зависимость частоты движения капли от частоты внешнего поля.

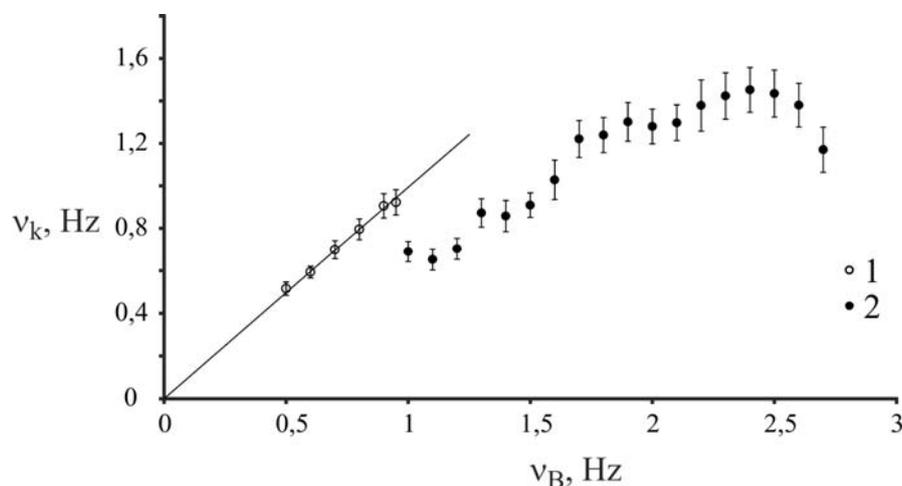


Рис.1. Зависимость частоты движения капли МЖ со спонтанно намагниченными агрегатами от частоты переменного поля: 1 – частота колебаний капли в колебательном режиме, 2 – частота вращения капли во вращательном режиме.

Можно предположить, что вращение капли обусловлено внутренним вращением содержащихся в МЖ агрегатов, обладающих магнитным моментом. Действительно, ориентация агрегата в переменном поле определяется выражением:

$$\ddot{\varphi} = -\gamma\dot{\varphi} + \xi \sin \varphi \sin(\omega_B t - \varphi_0), \quad (1)$$

где  $\varphi$  — угол между диполем и направлением внешнего поля,  $\gamma = \alpha / J$  — коэффициент диссипации, связанный с вязким трением о несущую среду,  $\xi = mB / J$  — коэффициент взаимодействия с внешним полем,  $\omega_B$  — частота внешнего поля,  $\varphi_0$  — начальная фаза поля,  $\alpha$  — коэффициент вязкого трения вращения агрегата,  $m$  — магнитный момент агрегата,  $B$  — амплитуда внешнего поля,  $J$  — момент инерции агрегата.

При наличии у диполя инертных свойств может наблюдаться его вращение в переменном магнитном поле, при этом направление вращения диполя носит случайный характер. Вращение капли как целого, по всей видимости, связано с синхронизацией направлений вращений содержащихся в ней агрегатов.

Как аналитически показано в работе [5] скорость вращения капли  $\omega_d$  связана с частотой внешнего поля  $\omega$  соотношением:

$$\omega_d = \frac{N\alpha}{N\alpha + \alpha_d} \omega \quad (2)$$

где  $\alpha$  — коэффициент вязкого трения вращения агрегата о несущую жидкость,  $N$  — количество агрегатов в капле,  $\alpha_d$  — коэффициент вязкого трения вращения капли о внешнюю среду.

Анализ экспериментально полученных результатов, представленных на рис. 1, показал, что в диапазоне частот внешнего поля 1.0–2.5 Hz наблюдается линейная зависимость частоты вращения капли от частоты поля, при этом частота капли ниже частоты внешнего поля, что показывает качественное соответствие с зависимостью (2).

*E-mail:* [SmallGreenSinus@yandex.ru](mailto:SmallGreenSinus@yandex.ru)

### Литература

1. Блум Э.Я., Майоров М.М., Цеберс А.О. Магнитные жидкости. Рига: Зинатне, 1986. 386 с.
2. Диканский Ю.И., Балабанов К.А., Борисенко О.В., Киселев В.В. // Магнитная гидродинамика. 1997. Т. 33. № 2. С. 243–245.
3. Диканский Ю.И., Вегера Ж.Г., Закинян Р.Г., Нечаева О.А., Гладких Д.В. // Коллоидный журнал. 2005. Т. 67. № 2. С. 161–166.
4. Dikansky Yu.I., Gladkikh D.V., Kunikin S.A., Zolotukhin A.A. // Magnetohydrodynamics. 2012. V. 48. N 3. P. 493–502.
5. Ю.И. Диканский, О.В. Борисенко, М.А. Беджаниян, М.И. Коробов. // Письма в ЖТФ, 2015, том 41, вып. 9. С. 24–30.

### ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ, ЧИСЛЕННОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ ЭЛЕМЕНТАМИ МЕТАМАТЕРИАЛА В МГц И ГГц ДИАПАЗОНАХ

Петров П.С.

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

Метаматериалы — искусственные материалы, состоящие из большого числа периодически расположенных металлических резонаторов (мета-атомов), с размерами много меньше длины электромагнитной (ЭМ) волны. Они могут обладать необычными электромагнитными свойствами, которые трудно или невозможно наблюдать в природных материалах. Например, теоретически было предсказано и экспериментально подтверждено существование сред с отрицательным показателем преломления  $n$  [1, 2].

Магнитные метаматериалы состоят из большого числа периодически расположенных кольцевых резонаторов, реагирующих на магнитную компоненту ЭМ волны. Отклик метаматериала на ЭМ поле определяется не только физическими свойствами резонансных элементов, но и взаимодействием между ними [3]. Это взаимодействие приводит к возникновению медленных волн, чьи дисперсионные характеристики и определяют отклик метаматериала на ЭМ поле.

До настоящего времени считалось, что в МГц диапазоне, из-за однородного распределения токов в элементах, между ними существует только магнитное взаимодей-

вие ( $\kappa_H$ ), которое можно определить по расщеплению резонансной кривой при взаимодействии двух элементов:

$$\kappa_H = 2 \left( \frac{\omega_1^2 - \omega_2^2}{\omega_1^2 + \omega_2^2} \right), \quad (1)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — частоты верхнего и нижнего резонансов, соответственно (Рис. 1).

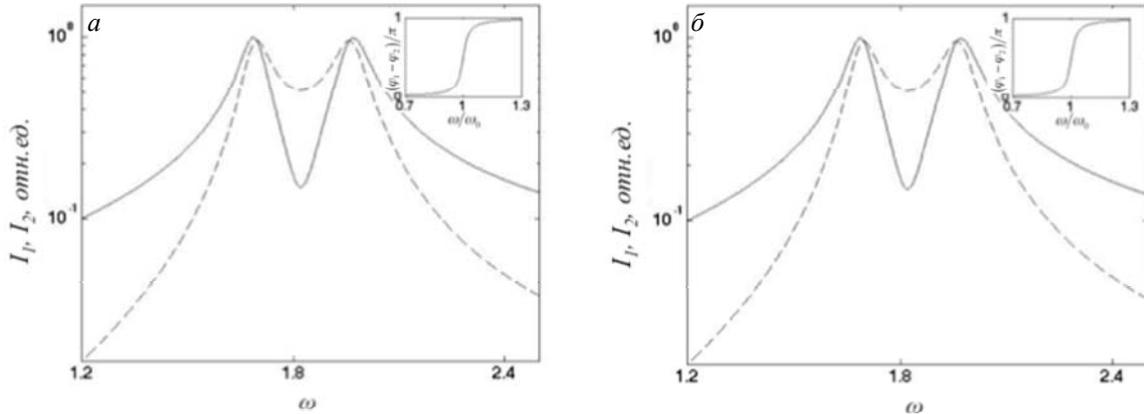


Рис. 1. Теоретические значения токов в двух взаимодействующих элементах, в первом  $I_1$  (сплошная линия) и во втором  $I_2$  (пунктир) в зависимости от частоты возбуждающей ЭМ волны при преобладании. (а) электрического взаимодействия  $\kappa_H=0.1$ ,  $\kappa_E=-0.2$ ,  $\omega_1=1.689$  ГГц,  $\omega_2=1.96$  ГГц; (б) магнитного взаимодействия:  $\kappa_H=0.2$ ,  $\kappa_E=-0.1$ ,  $\omega_1=1.689$  ГГц,  $\omega_2=1.96$  ГГц. На вставке показана теоретическая зависимость приведенной разности фаз  $(\phi_1 - \phi_2)/\pi$  от приведенной частоты  $\omega/\omega_0$ .

В ГГц диапазоне, из-за неоднородного распределения зарядов и токов, между элементами возникает и электрическое взаимодействие ( $\kappa_E$ ). В этом случае электрическое взаимодействие не может быть отделено от магнитного с использованием лишь расщепления резонансной кривой. При преобладающем электрическом (рис. 1а) или преобладающем магнитном (рис. 1б) взаимодействиях резонансные кривые имеют аналогичный вид, особенно если на резонансной частоте суммарное взаимодействие одинаково. Зависимость разности фаз от частоты, показанная на вставках на Рис.1, так же не изменяется при изменении характера взаимодействия, если коэффициент полного взаимодействия не меняет знак.

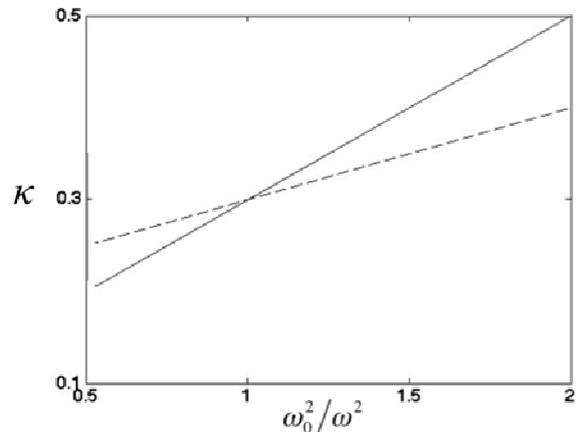


Рис. 2. Зависимость  $\kappa$  коэффициента полного взаимодействия двух резонансных элементов от квадрата обратной приведенной частоты  $\omega_0^2/\omega^2$  в случаях, показанных на рис.1 а (прямая линия) и рис.1 б (пунктир).

В 2012 году в работе [4], было показано, что в общем случае коэффициент полного взаимодействия ( $\kappa$ ) зависит от частоты и может быть определен из соответствующего соотношения токов  $I_1$  и  $I_2$  в каждом из элементов:

$$\kappa = \kappa_H + \kappa_E \frac{\omega_0^2}{\omega^2} = -2 \frac{I_1}{I_2} \left( 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2} - \frac{i}{Q} \frac{\omega_0}{\omega} \right), \quad (2)$$

где  $\omega_0$  — резонансная частота элементов,  $Q$  — добротность. Очевидно, что при  $\omega = \omega_0$  выполняется равенство  $\kappa = \kappa_H + \kappa_E$ .

В данной работе мы использовали этот способ расчета для анализа результатов эксперимента и численного моделирования при различных конфигурациях мета-атомов.

Было разработано программное обеспечение, позволяющее по сигналам, измеренным от каждого из двух взаимодействующих мета-атомов, получать частотную зависимость полного коэффициента взаимодействия для данной конфигурации (рис. 2) и уже из нее определять по отдельности точные значения  $kH$  и  $kE$ .

Данный метод носит универсальный характер и может быть использован для определения по отдельности коэффициентов электрического и магнитного взаимодействия в широком диапазоне частот при различных конфигурациях элементов. Это поможет эффективно проектировать и создавать метаматериалы с заранее заданными свойствами в МГц и ГГц диапазонах.

E-mail: [petrovps01@gmail.com](mailto:petrovps01@gmail.com)

### Литература

1. Веселаго В.Г. Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями  $\epsilon$  и  $\mu$  // УФН. 1968. Т. 92. С. 517–522.
2. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., Nemat-Nasser S.C. 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. Tatartschuk E., Gneiding N., Hesmer F., Radkovskaya A., Shamonina E. Mapping inter-element coupling in metamaterials: Scaling down to infrared // J. Appl. Phys. 2012. No. 111. P. 094904–1–094904–9.

## ВЛИЯНИЕ СОСТАВА НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ ЛЕНТ ТИПА АМАГ

Кадышев Д.И.

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

В последние годы все более широкое применение в различных областях промышленности и техники находят аморфные металлические материалы, полученные методом закалки из жидкого состояния и по сравнению со свойствами кристаллическими, имеющие ряд преимуществ: прочность, коррозионная устойчивость, улучшенные электромагнитные характеристики [1]. В отличие от сплавов с кристаллической структурой, в аморфных сплавах за счет быстрого остывания хорошо соединяются все необходимые компоненты. В связи с этим поиск оптимальных легирующих добавок и их концентраций для улучшения магнитных характеристик аморфных сплавов является актуальной задачей.

Активным соперником аморфных сплавов являются нанокристаллические сплавы. Их особенность — малые размеры кристаллитов, не превышающие в этих сплавах размеров от 1 до 10 нм. Несмотря на структурное сходство и сходную технологию получения, есть основания полагать, что данные сплавы могут обогнать аморфные сплавы по своим магнитным характеристикам.

В данной работе исследовались аморфные сплавы типа АМАГ (аморфные АМАГ-170, -172, -180, -183, -186, -200 и нанокристаллический АМАГ-200). Ленты этого класса изготавливаются на основе Со либо Fe, с различными концентрациями легирующих добавок Ni, Si, B, Mn, Cr, Nb, La. Целью данной работы являлось исследование зависимости магнитных характеристик лент в от их состава и структуры.

Измерения магнитных свойств проводились на вибрационном магнитометре (VSM марки "LakeShore" модель 7407) в полях до 16 кЭ, а также на вибрационном анизометре в полях до 200 Э при комнатной температуре.

Основные результаты представлены в следующих таблицах:

Сплавы на основе железа:

Марка сплава	$H_{\text{коэрц}}$ , Э	$(M/m)_{\text{насыщ}}$ , эрг/(Гс*г)
АМАГ-200 (nano)	0,611	168,7
АМАГ-200 (amorph)	0,649	145,8

Сплавы на основе кобальта:

Марка сплава	$H_{\text{коэрц}}$ , Э	$(M/m)_{\text{насыщ}}$ , эрг/(Гс*г)
АМАГ-186	0,471	115,2
АМАГ-183	0,462	108,2
АМАГ-180	0,464	81,6
АМАГ-170	0,421	69,8
АМАГ-172	0,483	69,1
АМАГ-179	0,624	55,8

Обнаружено, что в нанокристаллических образцах на основе железа намагниченность увеличивается на 10% по сравнению с аморфными образцами того же состава при одновременном уменьшении коэрцитивной силы на 5%.

Установлено, что изменение содержания никеля от 0 до 10% приводит к немонотонному изменению основных магнитных параметров.

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что минимальные потери достигаются в сплаве АМАГ-180 с содержанием никеля около 4%.

*E-mail:* [kaddm@yandex.ru](mailto: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.

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И СТРУКТУРЫ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК Fe–TiV<sub>2</sub>

Титова А.О.<sup>1</sup>, Харин Е.В.<sup>2</sup>, Геджетов В.А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва, Россия*

Перспективы создания новых миниатюрных электронных устройств во многом определяются достижениями в разработке новых пленочных магнитномягких материалов с уникальным комплексом свойств, в частности, сочетающих низкую коэрцитивную силу  $H_C$  и высокую намагниченность насыщения  $M_S$ . Пленки магнитномягких сплавов, принадлежащих по химическому составу к квазибинарным системам Fe–MeX (где Me – Ti, Zr, Hf, Nb, Ta; X – C, N, B или O), способны обеспечить такой комплекс свойств за счет формирования в них нанокристаллической структуры. В данной работе представлены результаты исследований плёнок Fe–TiV<sub>2</sub>, магнитные свойства которых рассмотрены в рамках модели случайной магнитной анизотропии [1, 2]. Модель работает для нанокристаллических материалов, в которых размер ферромагнитного зерна  $2R_C$  оказывается меньше длины обменного взаимодействия  $2R_L$  в материале. Энергия магнитной анизотропии при этом уменьшается по отношению к локальной эффективной энергии магнитной анизотропии  $K_{eff}$ . На основании модели случайной магнитной анизотропии объясняется экспериментально установленная зависимость коэрцитивной силы нанокристаллических сплавов от размеров зерна ферромагнитной фазы  $H_C \sim D^6$ . В итоге наи-

меньшая коэрцитивная сила  $H_C$  достигается при уменьшении размера ферромагнитного зерна  $2R_c(D)$ .

Фазово-структурное состояние плёнок оценивали методом РДА. Химический состав определён методом ОЭСТР. Толщины плёнок измерены по снимкам поперечных срезов на СЭМ. Магнитные свойства образцов исследованы на вибрационном магнитометре в магнитных полях до 16 кЭ при комнатной температуре.

Цель работы заключалась в изучении влияния термической обработки, которую проходили пленки Fe-TiB<sub>2</sub>, на основные магнитные параметры, определяющие магнитную энергию пленок (на намагниченность насыщения  $M_S$  и на коэрцитивную силу  $H_C$ ). Вакуумные отжиги исследуемых образцов осуществлялись при температурах 200, 300, 400, 500°C. Показано, что под влиянием отжига при 200°C формируются наилучшие магнитномягкие свойства (наименьшая коэрцитивная сила  $H_C$  и наибольшая намагниченность насыщения  $M_S$ ).

Работа выполнена при поддержке грантов РФ НШ-6207.2014.3 и РФФИ (15-08-02831, 15-32-21118).

*E-mail:* [alextitova93@gmail.com](mailto:alextitova93@gmail.com)

### Литература

1. G. Herzer. Acta Materialia, 2013, v. 61, p. 718-734.
2. R.S. Iskhakov, S.V. Komogortsev. Physics of Metals and Metallography, 2011, v.112, p.666-681.

### ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ЦИНК-ЗАМЕЩЕННОГО ГЕКСАФЕРРИТА БАРИЯ $BaFe_{12-x}Zn_xO_{19}$

Якушечкина А.К.

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

Бариевые и стронциевые гексаферриты, с 1952 года известные в промышленности под названием феррооксиды, представляют немалый интерес с точки зрения изучения их структурных и магнитных свойств. Названные соединения являются магнитно твердыми ферритами с гексагональной структурой, подобной структуре магнитоплюмбита. Благодаря своим свойствам бариевые гексаферриты нашли широкое применение в промышленности. Например, в автомобилестроении, из них изготавливают отдельные секции постоянного магнита в составе стартера [1]. Высокие значения намагниченности насыщения и коэрцитивной силы позволяют рассматривать вероятность использования бариевых гексаферритов также в качестве поглотителей микроволнового излучения, в высокочастотных устройствах, а также в элементах памяти с высокой плотностью записи.

Особый интерес у исследователей вызывает возможность варьировать магнитные свойства гексаферритов, экспериментируя со способами изготовления образцов или при частичном замещении бария или железа.

В настоящей работе исследовалась зависимость от концентрации цинка значений намагниченности насыщения и коэрцитивной силы серии, образцов состава  $BaFe_{12-x}Zn_xO_{19}$ , где концентрация цинка изменялась в пределах от  $x = 0,015$  до  $x = 0,065$ . Образцы были получены из раствора оксида железа (III)  $Fe_2O_3$ , оксида цинка  $ZnO$ , карбоната бария  $BaCO_3$  и карбоната натрия  $Na_2CO_3$ , взятых в необходимых пропорциях. Измерения проводились на вибрационном магнитометре LakeShore 7407 при комнатной температуре в диапазоне полей  $[-16 \text{ кЭ}; +16 \text{ кЭ}]$ .

Анализ полученных результатов дал возможность сделать вывод о том, что присутствие цинка приводит к плавному спаду значений намагниченности насыщения и коэрцитивной силы от 64,8 ед.СГСМ/г и 325 Э, соответственно, (для  $BaFe_{11,985}Co_{0,015}O_{19}$ ) до

54,4 ед.СГСМ/Г и 259 Э, соответственно, для образца с максимальным значением концентрации цинка, равным  $x = 0,065$ .

E-mail: [yako.msu@ya.ru](mailto:yako.msu@ya.ru)

### Литература

1. Electronics Vol.60 No.20 1987 A McGraw-Hill Publication p.70.

## ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ И МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ Co/Vi/Co СИСТЕМ

Доронин Д.С., Харламова А.М., Зыков Г.С.

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

С конца XX века тонкопленочные структуры, представляющие собой чередование магнитных и немагнитных слоев субмикронной толщины, являются объектом активного исследования физиков теоретиков и экспериментаторов. Это обусловлено открытием в таких системах в 1988 году гигантского магнитного сопротивления (ГМС), а также их широким применением в такой быстро развивающейся области микроэлектроники как спинтроника и при создании магниторезистивной оперативной памяти (MRAM), которая, по мнению некоторых экспертов, в конечном счете, заменит существующие типы компьютерной памяти. Наиболее важной проблемой при исследовании выше указанных тонкопленочных систем является изучение обменных взаимодействий между магнитными слоями (Fe, Co) через немагнитную прослойку. Ранее на кафедре магнетизма было выполнено детальное изучение трехслойных ФМ/НФМ/ФМ систем, в которых ФМ - Fe, Co, а в качестве НФМ используются диамагнитные Zr, Ag, Au, парамагнитные Ta, Mo, Pt, Pd и диамагнитный полупроводниковый Si. Вместе с тем, анализ существующих данных показал, что магнитные свойства трехслойных магнитных структур, в которых НФМ - диамагнитный полуметаллический Vi далеки от полного понимания. Целью данной работы является исследование магнитных и магнитооптических свойств тонкопленочных Co/Vi/Co систем.

Изучаемые образцы были получены методом ионного магнетронного распыления соответствующих мишеней. Плёнки осаждались на стеклянные подложки при комнатной температуре. Перед напылением подложки подвергались ионной очистке. Базовое давление в вакуумной камере было порядка  $4 \cdot 10^{-7}$  мбар. Давление аргона в процессе напыления пленок было равно  $3.8 \cdot 10^{-3}$  мбар. Толщина слоев Co,  $t_{Co}$ , была равна 5 нм, а Vi,  $t_{Vi}$ , изменялась от 0.2 до 50 нм. Толщина слоев задавалась временем напыления. Скорость напыления составляла 0.04 нм/с и 0.03 нм/с для Co и Vi, соответственно. Формирование пленок проводилось при наличии в плоскости подложек однородного магнитного поля,  $H_{SUB}$ , напряженностью 250 Э. Магнитные и магнитооптические свойства описанных выше образцов были выполнены на магнитооптическом магнитометре и спектральной магнитооптической установке с помощью экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Кривые намагничивания и петли гистерезиса для изучаемых образцов были измерены при двух ориентациях внешнего магнитного поля  $H$ . В частности,  $H$  было параллельно или перпендикулярно направлению магнитного поля  $H_{SUB}$  (обозначены как D1 и D2, соответственно). Измерения проводились на открытом воздухе при комнатной температуре.

Следующие результаты были получены.

Данными рентгеноструктурных исследований свидетельствовали о том, что слои кобальта в изучаемых образцах имеют нанокристаллическую структуру с размером гранул (рассчитанным по методу Шеррера) порядка их толщины.

Кривые намагничивания и петли гистерезиса, измеренные в магнитном поле, приложенном вдоль направлений D1 и D2, сильно различаются, что свидетельствует о на-

личии наведенной магнитной анизотропии, которая, согласно существующим представлениям, обусловлена полем  $H_{SUB}$ , приложенном в процессе напыления тонкопленочных систем (см. приведенный для иллюстрации рис. 1). В настоящее время основным механизмом наведенной магнитной анизотропии предполагается парное упорядочение атомов. В случае направления D2, петли гистерезиса имеют наклонную форму с достаточно малыми значениями коэрцитивной силы и остаточной намагниченности. Такое поведение магнитных образцов наблюдается при перемагничивании их вдоль оси трудного намагничивания, которое осуществляется в основном за счет вращения вектора намагниченности.

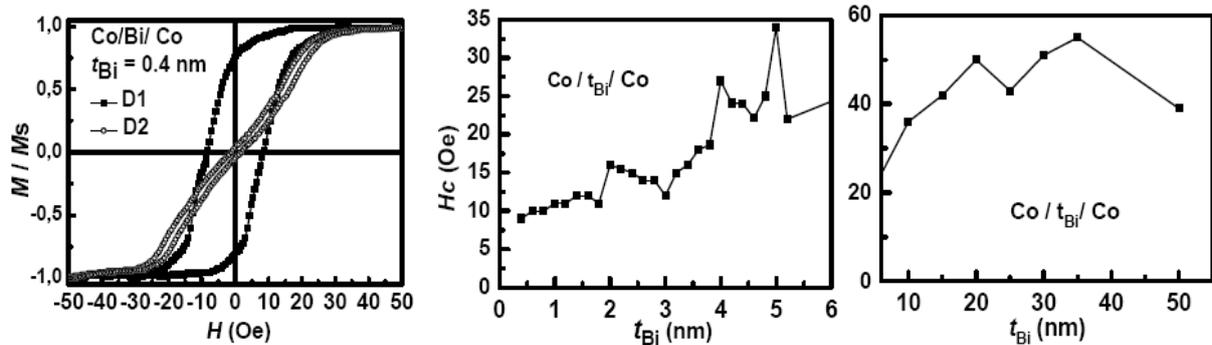


Рис. 1. Типичные петли гистерезиса, наблюдаемые для Co/Bi/Co образцов.

Рис. 2. Зависимость коэрцитивной силы Co/Bi/Co образцов от толщины слоя Bi.

Значения поля насыщения,  $H_S$ , и коэрцитивной силы,  $H_c$ , изучаемых Co/Bi/Co образцов осциллирует по величине с изменением толщины Bi слоя. Согласно существующим данным этот экспериментальный факт свидетельствует об осциллирующем (ферромагнитном/антиферромагнитном) обменном взаимодействии между ферромагнитными слоями через Bi разделительный слой. В отличие от ранее изучаемых трехслойных систем эти осцилляции наблюдаются в достаточно широкой области изменений  $t_{Bi}$ , а именно от 0.2 до 50 нм (см. рис. 2).

Результаты измерений магнитооптических спектров, полученные для трехслойных Co/Bi/Co образцов в области энергии квантов падающего света от 0.5 до 4.5 эВ приведены на рис. 3.

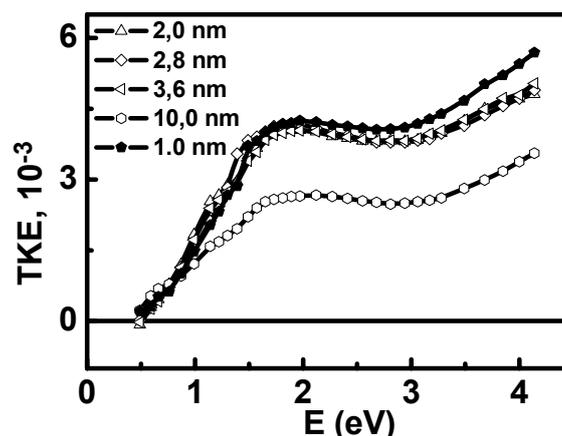


Рис. 3. Спектральные зависимости ЭЖ, наблюдаемые для Co/Bi/Co образцов с различной толщиной висмутового слоя.

Анализ полученных данных показал, что значения ЭЖ зависят от толщины висмутового слоя. Было установлено, что при  $t_{Bi} < 4$  нм наблюдаются незначительные изменения ЭЖ, а при  $t_{Bi} > 4$  нм ЭЖ уменьшается. Этот факт можно объяснить уменьшением влияния нижнего относительно поверхности образца слоя кобальта на значение ЭЖ.

В целом полученные данные свидетельствуют о сильном влиянии висмутового слоя на значения магнитных характеристик и экваториального эффекта Керра.

Автор выражает благодарность проф. Шалыгиной Е.Е. и проф. Ганьшиной Е.А. за помощь в проведении измерений и в подготовке тезисов.

*E-mail:* [D.Doronin.S@gmail.com](mailto:D.Doronin.S@gmail.com)

## ЗАВИСИМОСТЬ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В СТРУКТУРАХ NiFe/IrMn/NiFe ОТ ТОЛЩИНЫ СЛОЯ IrMn

Бабайцев Г.В.

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

Обычно наблюдаемая в эксперименте петля гистерезиса ферромагнетика симметрична, однако в системе, где ферромагнетик (Ф) находится в контакте с антиферромагнетиком (АФ), может наблюдаться сдвиг петли гистерезиса вдоль оси магнитного поля, возникающий вследствие обменного взаимодействия на границе раздела Ф и АФ слоев. Данный сдвиг получил название обменное смещение. В данной работе рассматривается явление обменного смещения в структурах вида Ф/АФ/Ф, содержащих в себе одновременно две границы раздела Ф и АФ слоев.

Методом магнетронного распыления в аргоне при давлении  $3 \cdot 10^{-3}$  Тор были получены образцы вида Si/Ta(30нм)/Ni<sub>40</sub>Fe<sub>60</sub>(10нм)/Ir<sub>55</sub>Mn<sub>45</sub>( $t_{AF}$ )/Ni<sub>40</sub>Fe<sub>60</sub>(10нм)/Ta(30нм), где  $t_{AF} = 2 - 50$  нм. В процессе осаждения структур в плоскости подложки было приложено магнитное поле величиной 420Э. Магнитные свойства образцов исследовались методом угловой зависимости ферромагнитного резонанса (ФМР). В хорошем приближении, справедливом при достаточно больших значениях намагниченности насыщения  $4\pi M_s \gg H_r$ , величина резонансного поля  $H_r$  определяется собственным резонансным полем Ф слоя  $H_{r0}$ , полем одноосной магнитной анизотропии  $H_K$  и полем однонаправленной анизотропии  $H_{EB}$ , вызванной взаимодействием Ф и АФ слоёв:

$$H_r = H_{r0} - H_{EB} \cos(\varphi - \alpha) - H_K \cos 2\varphi, \quad (1)$$

где  $H_{r0} = \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 \frac{1}{4\pi M_{eff}}$ ,  $\varphi$  — угол между направлением внешнего поля ФМР и поля, приложенного при осаждении образца, а  $\alpha$  — угол отклонения направления  $H_{EB}$  от направления поля, приложенного при осаждении.

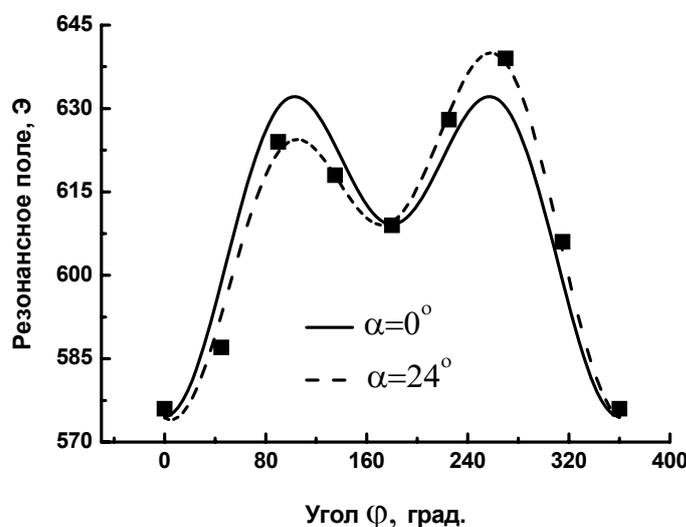
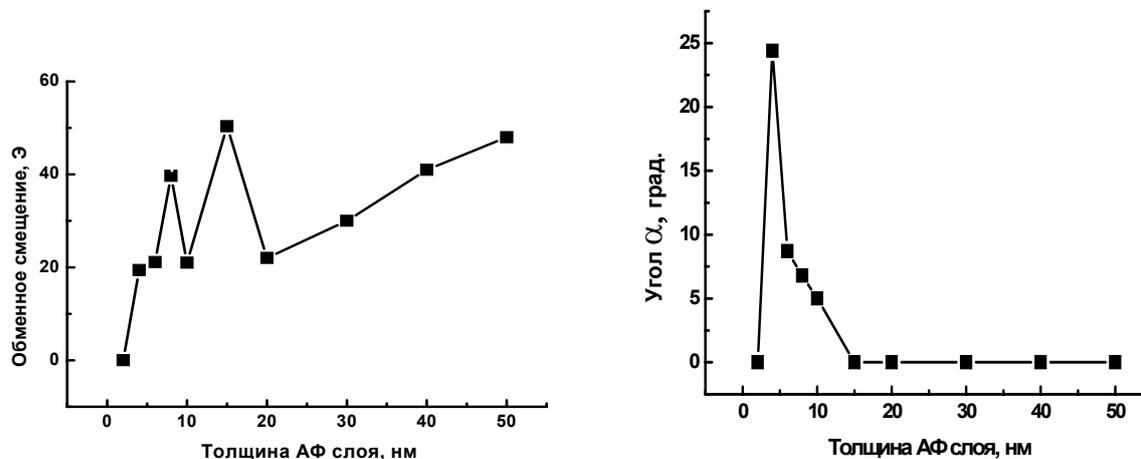


Рис. 1. Угловая зависимость резонансного поля для образца с  $t_{AF} = 4$  нм.

При аппроксимации угловых распределений полей ФМР уравнением (1) в ряде случаев было выявлено отклонение направления обменного смещения от направления поля, приложенного при осаждении образцов (рис.1).

Зависимости величины обменного смещения  $H_{EB}$  и угла его отклонения  $\alpha$  от толщины АФ слоя представлены на рис.2 а), б).



а)

б)

Рис.2. Зависимость обменного смещения(а) и угла  $\alpha$  (б) от толщины АФ слоя.

Угол  $\alpha$  имеет максимальное значение при  $t_{AF} = 4$  нм, что соответствует толщине АФ слоя, при которой появляется обменное смещение. При дальнейшем увеличении толщины АФ слоя величина угла  $\alpha$  уменьшается и становится равной нулю при  $t_{AF} = 15$  нм.

Зависимость обменного смещения от толщины АФ слоя является немонотонной. Так, при  $t_{AF} = 2-8$  нм обменное смещение возрастает, далее при толщинах АФ 8-20 нм наблюдаются осцилляции обменного смещения, после чего с 20 до 50 нм обменное смещение линейно возрастает с 22 Э при  $t_{AF} = 20$  нм до 48 Э при  $t_{AF} = 50$  нм.

Таким образом, в данной работе показано, что в структурах Ф/АФ/Ф наблюдается неколлинеарность одноосной и однонаправленной магнитной анизотропии при толщинах АФ слоя 4–10 нм. Угол отклонения обменного смещения максимален при толщине АФ слоя 4 нм, что соответствует толщине, при которой появляется обменное смещение. С увеличением толщины АФ слоя данный угол уменьшается и становится равным нулю при толщине АФ слоя 15 нм. Возможными причинами возникновения неколлинеарности одноосной и однонаправленной анизотропии при малых толщинах АФ слоя являются как слабая магнитная упорядоченность АФ, так и влияние дефектов, приводящее к переориентации магнитных моментов АФ.

E-mail: [kyvyg-george93@mail.ru](mailto:kyvyg-george93@mail.ru)

#### ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДИКИ 2D РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВРЕМЕН ЯДЕРНОЙ МАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ $T_1$ И $T_2$ НА ПРИМЕРЕ СЛОЖНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ

Мельникова Д.Л., Скирда В.Д., Дорогоницкий М.М., Гизатуллин Б.И.

*Казанский (Приволжский) федеральный университет,  
Институт физики, Казань, Россия*

Одним из современных и информативных методов изучения сложных молекулярных систем является метод ядерного магнитного резонанса (ЯМР). На основе анализа

получаемых методом ЯМР информации могут быть определены физико-химические свойства исследуемых систем.

В представленной работе применялся метод исследования свойств различных систем на основе явления ЯМР релаксации. Для проведения измерений магнитной релаксации используются импульсные последовательности радиочастотных импульсов: последовательность «инверсия-восстановления» (ИВ) для измерения времён спин-решеточной релаксации  $T_1$ , последовательность Карра-Парселла-Мейбума-Гилла (КПМГ) для измерения времён спин-спиновой релаксации  $T_2$ , а также другие последовательности. В результате таких экспериментов получают и анализируют одномерные (1D) распределения времён  $T_2$  или  $T_1$ . В последнее время исследователи начали применять методику получения совместного распределения времён магнитной релаксации времён  $T_2$  и  $T_1$ , которая даёт более информативное представление об исследуемых системах [1].

На кафедре физики молекулярных систем Казанского федерального университета в недавнем была разработана оригинальная методика получения совместного распределения времён магнитной релаксации  $T_2$  и  $T_1$ , заключающееся в автоматизированном получении экспериментальных данных, применения регуляризационных алгоритмов [3] с использованием параллельных вычислений на многопроцессорных системах, и представлении и анализе результатов в виде двухмерных (2D) карт [1]. Цель настоящего исследования заключается в применении этой методики для изучения многокомпонентных молекулярных систем, таких как нефть и микроэмульсии на основе смазочно-охлаждающих жидкостей (СОЖ).

Для получения исходного 2D массива данных по совместной ядерной спин-спиновой и спин-решеточной релаксации использовалась комбинация импульсных последовательностей ИВ и КПМГ [1, 2]  $180^\circ_x - \tau_1 - 90^\circ_x - [\tau_2 - 180^\circ_x - \tau_2 - S]_n - T_r$ . ЯМР сигнал в этой последовательности описывается следующим образом:

$$S(\tau_1, 2n\tau_2) = M_0 \int_0^\infty \int_0^\infty p(T_1^{-1}, T_2^{-1}) \exp\left(-\frac{2n\tau_2}{T_2}\right) \left[1 - 2 \exp\left(-\frac{\tau_1}{T_1}\right)\right] dT_2^{-1} dT_1^{-1}, \quad (1)$$

где  $p(T_1^{-1}, T_2^{-1})$  — совместное распределение времён спин-решеточной  $T_1$  и спин-спиновой магнитной релаксации  $T_2$ .

2D-измерения времён ядерной магнитной релаксации производились на ЯМР-анализаторе «Протон 20М» фирмы Хроматек на кафедре физики молекулярных систем Института физики КФУ. Объектами исследования являлись: нефть из различных месторождений Республики Татарстана, микроэмульсии на основе концентрата СОЖ Л-62 [4] имеющий сложный состав, включающий в себя минеральные масла, ПАВ и воду. Результаты измерений были представлены в виде 2D-карт совместных распределений времён магнитной релаксации  $T_2$  и  $T_1$ .

Анализ полученных данных позволил сделать вывод о том, что для сложных молекулярных систем двумерные измерения времен ядерной магнитной релаксации существенным образом повышают достоверность соотнесения определяемых характеристик к отдельным компонентам системы, что, в свою очередь, обеспечивает получение более корректной информации о состав, структура и динамике исследуемого объекта.

*E-mail: melndaria@gmail.com*

### Литература

1. Yu-Q. Song, L. Venkataramanan, M.D. Hurlimann, M. Flaum, P. Frulla, C. Straley “ $T_1$ - $T_2$  correlation spectra obtained using a fast two-dimensional Laplace inversion” / Yu-Q. Song, [Текст] // J. Magn. Reson., 2002, n. 154, pp. 261–268.
2. H. Peemoeller, R. K. Shenoy, and M. M. Pintar, “Two-dimensional time evolution correlation spectroscopy in wet lysozyme” // J. Magn. Reson., 1981, n. 45, p. 193.

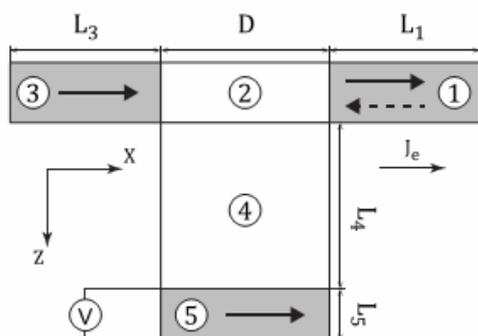
3. Зотьев Д.В., Усманов С.М., Шакирьянов Э.Д., Ягола А.Г. “Решение обратной задачи самодиффузии в сложных полимерных системах при наличии априорной информации”/ Зотьев Д.В. [Текст] // Вычислительные методы и программирование, 2005, №6, с. 249–252
4. Информация о концентрате смазочно-охлаждающей жидкости: сайт фирмы производителя [Электронный ресурс] URL: <http://www.chemtechno.ru.html> (дата обращения 20.10.2014)

## ИЗУЧЕНИЕ СПИНОВОЙ АККУМУЛЯЦИИ И ПРОФИЛЯ НАПРЯЖЕНИЯ В ДВУМЕРНОМ ЛАТЕРАЛЬНОМ СПИНОВОМ ВЕНТИЛЕ(LSV) .

Пиле Я.Э.

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

Одним из наиболее эффективных устройств для генерации чистого спинового тока является так называемый латеральный спиновый вентиль(LSV). Простейшей геометрией латерального спинового вентиля является трехслойная структура, состоящая из двух ферромагнитных электродов, разделенных прослойкой парамагнитного металла и поперечного “немагнитного” спинового канала, инжектирующего спиновый ток в ферромагнитный металлический детектор.



На рисунке изображена структура описанного вентиля. Слои 2 и 4 парамагнитны, а 1, 3 и 5 — ферромагнитны. Намагниченность слоя 1 может быть направлена вдоль оси X или против нее. Ток бежит вдоль оси X. Напряжение измеряется вдоль слоя 5.

Наиболее важными параметрами для устройств спинтроники являются спиновая поляризация и длины спиновой диффузии для нормальных и ферромагнитных металлов.

Латеральные спиновые вентили дают возможность измерять эти величины экспериментально. Результаты экспериментальных исследований для различных геометрий LSV можно найти в работах [1, 2]. Обычно подобные результаты описываются в рамках одномерной модели спиновой диффузии [3–5], однако на практике ширина спиновых каналов имеет размеры порядка нескольких сотен нанометров и более точные результаты для спиновой диффузии дает двумерная модель.

В данной работе в рамках двумерной модели спиновой диффузии аналитически исследуется распределение спиновой аккумуляции и профиля напряжения в двумерном спиновом вентиле, изображенном на рисунке выше. Токи в структуре вычисляются как:

$$j_i^e = -\sigma_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial \xi_i} - \beta_i \frac{\sigma_i}{v_i} \frac{\partial m_i}{\partial \xi_i};$$

$$j_i^m = -\sigma_i \beta_i \frac{\partial \varphi_i}{\partial \xi_i} - \frac{\sigma_i}{v_i} \frac{\partial m_i}{\partial \xi_i}.$$

Здесь  $\xi_i$  — соответствующая координата,  $\sigma_i$  — проводимость слоя,  $v_i$  — плотность электронных состояний,  $\beta_i$  — параметр спиновой асимметрии в проводимости,  $\varphi_i$  - потенциал и  $m_i$  — спиновая аккумуляция .

Потенциалы и спиновая аккумуляция в слоях 4 и 5 вычисляется как:

Здесь  $m_i = \sum_{\kappa} (a_i \sin \kappa x + b_i \cos \kappa x) e^{-\kappa_i z} + (\tilde{a}_i \sin \kappa x + \tilde{b}_i \cos \kappa x) e^{\kappa_i z}; \quad \kappa = \lambda = \frac{\pi n}{D},$   
 а  $\varphi_i = \sum_{\lambda} (c_i \sin \kappa x + d_i \cos \kappa x) e^{-\lambda_i z} + (\tilde{c}_i \sin \kappa x + \tilde{d}_i \cos \kappa x) e^{\lambda_i z}; \quad k_i^2 = \kappa^2 + \frac{1}{l_{isf}^2}$

$l_{isf}$  — длина спин-флипа

Коэффициенты находятся из условий непрерывности токов, потенциалов и спиновой аккумуляции на границах областей. Для случая  $\lambda_0 = 0$  итоговые формулы для потенциалов и спиновой аккумуляции имеют вид:

$$\lambda_0 = 0 : den \approx cth\lambda_0 (L_5 - L_4) \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} chk_4 L_4 + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_4 shk_4 L_4 thk_5 (L_5 - L_4) \right] \equiv cth\lambda_0 (L_5 - L_4) deñ;$$

$$m_4(z) = \frac{\tilde{m}_2}{deñ} \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} chk_4 (L_4 - z) + \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} \sigma_4 k_5 shk_4 (L_4 - z) thk_5 (L_5 - L_4) \right];$$

$$m_5(z) = \frac{chk_5 (L_5 - z)}{chk_5 (L_5 - L_4)} \frac{\tilde{m}_2 \sigma_4^2 k_4}{deñ \sigma_5 v_4};$$

$$\varphi_4(z) = \frac{\tilde{\varphi}_2}{deñ} \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} chk_4 L_4 + shk_4 L_4 \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \sigma_4 thk_5 (L_5 - L_4) \right];$$

$$\varphi_5(z) = \frac{1}{deñ} \left\{ \tilde{\varphi}_2 \left[ \frac{\sigma_4^2 k_4}{\sigma_5 v_4} chk_4 L_4 + shk_4 L_4 \frac{1 - \beta_5^2}{v_5} k_5 \sigma_4 thk_5 (L_5 - L_4) \right] + \tilde{m}_2 \frac{\sigma_4^2 k_4 \beta_5}{\sigma_5 v_4 v_5} \left( 1 - \frac{chk_5 (L_5 - z)}{chk_5 (L_5 - L_4)} \right) \right\}.$$

$$\tilde{m}_2, \tilde{\varphi}_2 = \int dx m_2, \varphi_2 \cos \kappa_0 x$$

Дополнительно стоит отметить, что при  $n = 0$  формулы воспроизводят результат для одномерной модели, а учет гармоник  $n = 1$  при достаточно широких ферромагнитных электродах заметно искажает значение измеряемого потенциала  $\varphi_5$

E-mail: [pileyan@gmail.com](mailto:pileyan@gmail.com)

### Литература

1. T. Kimura and Y. Otani, Phys.Rev.Lett **99**, 196604 (2007).
2. T. Kimura and Y. Otani, Journal of Physics: Condensed Matter **19**, 165216 (2007).
3. Y. Fukuma, L. Wang, H. Idzuchi, S. Takahashi, S. Maekawa, and Y. Otani, Nat Mater **10**, 527 (2011).
4. S. Nonoguchi, T. Nomura and T. Kimura, Applied Physics Letters **100**, 132401 (2012).
5. Ikhtiar, S. Kasai, A. Itoh, Y. K. Takahashi, T. Okhubo, S. Mitani, and K. Hono, Journal of Applied Physics **115**, 173912 (2014).

### ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ НА КРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ И МАГНИТНУЮ СТРУКТУРЫ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ЛАНТАН-СТРОНЦИЕВЫХ МАНГАНИТОВ

Белозерова Н.М.<sup>1,2</sup>, Кичанов С.Е.<sup>2</sup>, Лукин Е.В.<sup>2</sup>, Козленко Д.П.<sup>2</sup>, Jirak Z.<sup>3</sup>, Савенко Б.Н.<sup>2</sup>

<sup>1</sup> МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>3</sup> Институт физики, 16253, Прага, Чешская республика

Перовскитоподобные манганиты  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  проявляют большое разнообразие свойств в зависимости степени легирования  $x$ . Сильная корреляция между различными

физическими свойствами манганитов приводит к высокой чувствительности таких соединений к изменению внешних условий: температуры, внешних магнитных и электрических полей, давления [1].

В данной работе исследования манганитов проводились при воздействии высокого давления в широком диапазоне температур. По сравнению с другими экспериментальными методами, воздействие высокого давления является прямым методом контролируемого изменения магнитных взаимодействий за счет вариации межатомных расстояний и углов. Проведение исследований при высоких давлениях дают уникальную возможность изучения взаимосвязи изменений структурных параметров кристалла с изменениями магнитной структуры, что необходимо для понимания природы и механизмов физических явлений, наблюдаемых в манганитах [2, 3].

Исследование кристаллической и магнитной структуры манганитов было проведено методом нейтронной дифракции на дифрактометре ДН-6 импульсного высокопоточного реактора ИБР-2 (ЛНФ им. И.М. Франка, ОИЯИ, г. Дубна), с использованием камеры высокого давления с сапфировыми наковальнями, в диапазоне давлений до 5.7 ГПа и температурном диапазоне 4–300К.

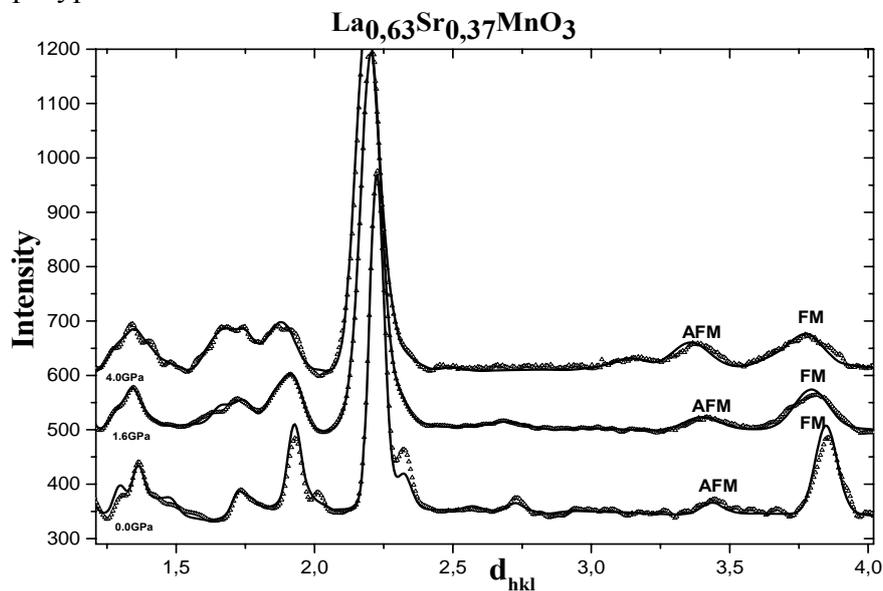


Рис. 1. Дифракционные спектры  $\text{La}_{0.63}\text{Sr}_{0.37}\text{MnO}_3$  полученные при температуре 4К в диапазоне давлений до 4 ГПа.

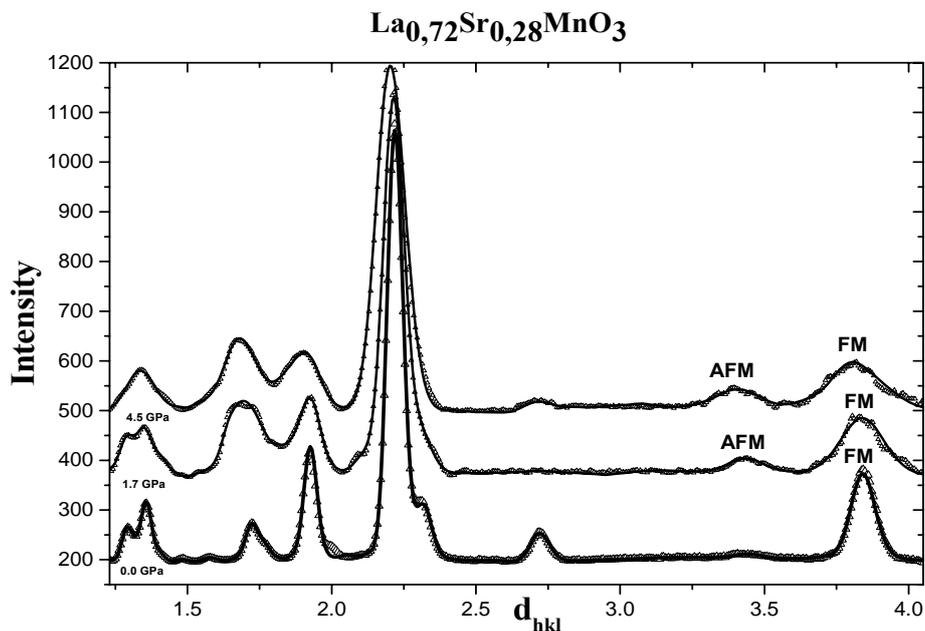


Рис. 2. Дифракционные спектры  $\text{La}_{0.72}\text{Sr}_{0.28}\text{MnO}_3$  полученные при температуре 4К в диапазоне давлений до 4,5 ГПа.

В результате, в соединениях  $\text{La}_{0.63}\text{Sr}_{0.37}\text{MnO}_3$  и  $\text{La}_{0.72}\text{Sr}_{0.28}\text{MnO}_3$  был обнаружен переход из ферромагнитного (ФМ) в антиферромагнитное (АФМ) состояние при высоком давлении (рис. 1, рис. 2).

Наблюдаемые магнитные фазовые переходы сопровождаются структурными переходами из первоначального состояния с пр. гр. R-3c в состояние с пр. гр. Pnma.

Так же в манганитах  $\text{La}_{0.63}\text{Sr}_{0.37}\text{MnO}_3$  при нормальном давлении и температуре 4К наблюдалось наличие АФМ фазы (рис.1).

Получены барические зависимости параметров элементарной ячейки и объема, магнитного момента ФМ и АФМ фазы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 15-32-20358-мол\_a\_вед.

E-mail: [NMBelozerova@mail.ru](mailto:NMBelozerova@mail.ru)

### Литература

1. Козленко Д. П., Савенко Б. Н. Влияние высокого давления на кристаллическую и магнитную структуру манганитов, Дубна, ОИЯИ, 2005.
2. Козленко Д.П., Кичанов С.Е. Индуцированный давлением антиферромагнетизм в манганите  $\text{La}_{0.75}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_3$ // Письма в ЖЭТФ, 2005, том 82, выпуск 7, с. 501–505.
3. Kozlenko D.P., Goncharenko I.N. High pressure effects on the crystal and magnetic structure of  $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$  // J. of Physics Condensed Matter. 2004, Vol. 16. №37.

### ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА, ДОПИРОВАННЫХ БОРОМ

Блинов М.И.\*

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

Современные холодильные установки, использующие газопаровой цикл (то есть большинство бытовых холодильников), обладают низкой эффективностью: их КПД обычно составляет 5–10% от КПД цикла Карно. К тому же в них используются экологически вредные вещества. С целью исключения данных недостатков ведется поиск новых технологий. Использование магнитокалорического эффекта может стать альтернативой газопаровому циклу. КПД подобных холодильных установок может достигать 30–60% от КПД цикла Карно [4]. Магнитокалорический эффект (МКЭ) — это явление, заключающееся в изменении температуры вещества при его адиабатическом намагничивании или размагничивании.

Эксперименты по охлаждению при помощи МКЭ вблизи комнатной температуры начались в 1976 году с использованием гадолиния [1], доказав возможность реализации метода. Дальнейшие исследования в области МКЭ привели к работающему прототипу холодильной установки [4], однако выбор оптимального рабочего тела все еще не совершен. Необходимо выявить материалы, обладающие наибольшей величиной МКЭ (разница температур при адиабатическом размагничивании) в нужном диапазоне температур. Одним из кандидатов на роль будущего рабочего тела для холодильной установки являются сплавы Гейслера.

Сплавы Гейслера — это интерметаллические соединения, стехиометрии типа  $\text{X}_2\text{YZ}$ , имеющие кубическую решетку. В них наблюдается переход между фазами, отличающиеся типами симметрии решетки. Эти фазы, именуемые мартенситом и аустенитом, проявляют разные магнитные свойства[3]. При так называемом, мартенситном переходе из мартенситной фазы в аустенитную, а также при переходе в парамагнитное состояние наблюдаются максимумы абсолютного значения магнитокалорического эф-

---

\* Победитель подсекции.

фекта. Варьируя состав сплавов, например, допируя четвертым элементом, можно влиять на температуру перехода и величину МКЭ[2].

В рамках данной работы были изучены особенности МКЭ в сплавах Гейслера на основе никеля, марганца и индия, которые были допированы бором. В виду малости радиуса атома бора по сравнению с атомами других элементов сплава, бор будет влиять на смещение температуры мартенситного перехода, сам по себе не проявляя сильные магнитные свойства.

В ходе работы были получены температурные зависимости намагниченности и величины МКЭ в сплавах  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15-x}\text{B}_x$  с различными концентрациями (x) бора.

Результаты работы представлены на приведенных ниже рисунке и таблице.

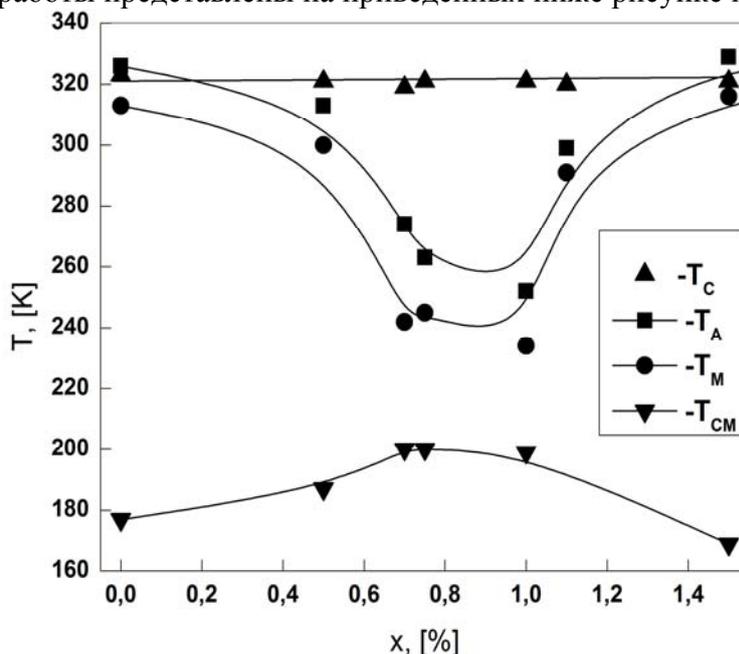


Рис. 1 Зависимость температуры Кюри аустенитной фазы ( $T_C$ ), температуры конца мартенситного перехода в аустенитную фазу ( $T_A$ ), температуры начала перехода из мартенситной фазы ( $T_M$ ), температуры Кюри мартенситной фазы ( $T_{CM}$ ) от концентрации бора (X) в сплавах  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15-x}\text{B}_x$ .

Таблица. Зависимость максимальной ( $\Delta T_{\max}$ ) и минимальной ( $\Delta T_{\min}$ ) величины магнитокалорического эффекта от концентрации бора (X) в сплавах  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15-x}\text{B}_x$ .

Исходя из полученных данных, сделан вывод, что сплавы стехиометрии  $\text{Ni}_{50}\text{Mn}_{35}\text{In}_{15-x}\text{B}_x$  могут претендовать на роль рабочего тела в новых холодильных установках.

Концентрация B, [x]	$\Delta T_{\max}$ , [K]	$\Delta T_{\min}$ , [K]
0.5	1,68	-2,49
0.75	1,51	-1,42
1	1,44	-1,89
1.5	1,37	-1,05
2	0,78	-0,43

*E-mail: mi.blinov@physics.msu.ru*

### Литература

1. Brown G.V. Magnetic heat pumping near room temperature // J Appl Phys 1976, № 47(8). p. 3673–3680.
2. Kazakov A.P. et al. Phase transitions, magnetotransport and magnetocaloric effects in a new family of quaternary Ni-Mn-In-Z heusler alloys // Journal of Nanoscience and Nanotechnology 2012 № 12(9) p. 7426-7431
3. Wayman C.M. Shape memory alloys // MRS Bulletin 1993, № 18(4): p. 49–56
4. Zimm C. et al. Description and performance of a near-room temperature magnetic refrigerator // Adv Cryog Eng 1998, № 43. p. 1759–1766.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ  
МАГНИТОРЕОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛАСТОМЕРОВ

Исаев Д.А.

*МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

В работе изучалось влияние внешнего магнитного поля на диэлектрическую проницаемость магнитоэологического эластомера (МРЭ). Величина проницаемости определялась исходя из значения емкости плоского конденсатора, между обкладками которого находится эластомер. Была разработана модель, качественно описывающая экспериментально наблюдаемый эффект изменения диэлектрической проницаемости МРЭ, заполненного проводящими частицами, под действием внешнего магнитного поля – магнитодиэлектрический эффект (МДЭ). В модели учитывались диполь-дипольное взаимодействие частиц друг с другом, упругое взаимодействие частиц с эластичной матрицей и взаимодействие магнитных моментов частиц с внешним магнитным полем. Компьютерная модель была реализована на языке C++.

Было изучено влияние концентрации частиц, формы образца, направления и напряженности внешнего магнитного поля на величину эффекта. В ходе моделирования было установлено, что частицы стремятся образовать «цепочки» при включении поля. Показано, что зависимость эффекта от напряженности внешнего магнитного поля имеет гистерезисный характер. Также обнаружено, что величина эффекта сильно зависит от размерного соотношения сторон образца.

Полученные результаты качественно согласуются с результатами ранее проведенных экспериментальных исследований.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (15-08-99554).

*E-mail: isaev.danil@gmail.com*

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ  
В ПЛЕНКАХ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ С ОРТОРОМБИЧЕСКОЙ СИММЕТРИЕЙ  
СПИНОВОЙ ПОДСИСТЕМЫ

Жармухаметов А.Р., Нигматуллина Э.Р.

*Башкирский государственный университет, Уфа, Россия*

Фазовые переходы и критические явления в пленках и массивных образцах мультиферроиков представляет большой интерес и интенсивно обсуждается в научной литературе [1–3, 5]. Фазовые переходы в мультиферроиках из пространственно модулированного магнитного состояния в однородное состояние сопровождаются скачком электрической поляризации. В мультиферроиках обнаружена связь между дальним магнитным порядком и электрической поляризацией, одним из проявлений этой связи является формирование электрической поляризации при появлении дальнего магнитного порядка [4, 5]. Данная работа посвящена моделированию фазовых переходов в пленках мультиферроиков с орторомбической симметрией магнитной подсистемы, а также исследованию поведения различных физических величин в области фазовых переходов. Для этого используется метод Монте-Карло с использованием высокоэффективных техник, таких как гистограммная техника и метод однородной плотности состояний Ванга–Ландау. Магнитную подсистему будем моделировать с помощью двумерной модели Изинга в приближении ближайших взаимодействующих соседей. Считаем, что пленка имеет толщину в 4 атомных слоя. Гамильтониан магнитной модели (двумерной модели Изинга) имеет вид:

$$H = - \sum_{(i,j)} J_{ij} s_i s_j - \sum_i \mu H s_i$$

где  $J_{ij}$  — тензор энергии обменного взаимодействия,  $s_i$  — компонента спина,  $\mu$  — магнетон Бора,  $H$  — внешнее магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности пленки. Для электрического параметра порядка гамильтониан выбираем в следующем виде:

$$H_f = \int dV \left\{ \frac{1}{2} K_{ijmn}^{\alpha\beta} \frac{\partial P_i^\alpha}{\partial x_j} \frac{\partial P_m^\beta}{\partial x_n} + \frac{1}{2} x_{ij}^{\alpha\beta} P_i^\alpha P_j^\beta + a_{ijm} P_i S_j S_m - 2E(P^1 + P^2) \right\}$$

Здесь принято, что  $\alpha, \beta = 1, 2$ , латинские индексы принимают значения  $x, y, z$ ,  $V$  — объем,  $K_{ijmn}^{\alpha\beta}$  — тензор корреляционных свойств,  $P$  — вектор электрической поляризации,  $a_{ijm}$  — тензор магнитоэлектрического взаимодействия, и  $E$  — напряженность постоянного внешнего электрического поля.

В результате нами определены: основное состояние пленки мультиферроика с орторомбической симметрией спиновой подсистемы, а также полевые и температурные зависимости энергетического спектра, намагниченности, спиновой теплоемкости и однородной восприимчивости.

*E-mail:* [aiderfarro@gmail.com](mailto:aiderfarro@gmail.com)

### Литература

1. C.W. Nan, et al., J. Appl. Phys., 103 (3), p. 031101, 2008.
2. M.E.J. Newman, G. T. Barkema. Monte Carlo Methods in Statistical Physics // Clarendon Press, Oxford, 2002.
3. H.T. Diep, Frustrated Spin Systems, 2nd edition, World Scientific, 2013.
4. H.T. Diep, J. C. S. Levy and O. Nagai, Effect of surface spin waves and surface anisotropy in magnetic thin films at finite temperatures. Phys. Stat. Solidi (b) 93, 351, 1979.
5. H. T. Diep, Theory of Magnetism, p.112, World Scientific, Singapore, 2014.

## МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ Ni-Mn-In, ДОПИРОВАННЫХ Cu

Пристинская Н.Ф.

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

Ферромагнитные сплавы Гейслера различных стехиометрий представляют значительный интерес для экспериментальной и теоретической физики в связи с большим разнообразием проявляемых свойств, таких как высокая спиновая поляризация и полуметаллические свойства у полусплавов Гейслера, а также магнитная память формы и значительный магнитокалорический эффект у полных сплавов Гейслера на основе Ni и Mn [3, 4].

Сплавы Гейслера – это тройные интерметаллические соединения со стехиометрическим соотношением XYZ (полусплавы Гейслера) с объемно-центрированной кубической решеткой C1b и X2YZ (полные сплавы Гейслера) с объемно-центрированной кубической решеткой L21. Нестехиометрические сплавы с той же кристаллической симметрией так же называются сплавами Гейслера. Стехиометрический сплав Ni<sub>2</sub>MnGa и часть нестехиометрических сплавов на основе NiMn с Ga, In, Sn и Sb испытывают мартенситное превращение: структурный бездиффузный термодинамический переход 1-го рода между высокотемпературной кубической аустенитной фазой и низкотемпературной мартенситной фазой с более низкой симметрией. При таком переходе изменяются физические свойства сплава, связанные с кристаллической решеткой: электросопротивление, относительное удлинение, полная энтропия, также сильные изменения преферует и магнитная система. Из-за сильной связи между магнитной подсистемой и кристаллической решеткой у сплавов Гейслера мартенситный переход можно вызвать и

прилагая внешнее магнитное поле, что открывает возможность для различного технического применения этих сплавов.

Как было показано в [3] магнитная подсистема играет существенную роль как в мартенситном превращении, так и в поведении физических свойств материала. Широко известно, что даже небольшие изменения состава трёхкомпонентных сплавов Гейслера ведут к значительному смещению температур магнитоструктурного перехода и температур Кюри мартенситной и аустенитной фаз. Дополнительное допирование трёхкомпонентного сплава четвёртым элементом (например, Cu, Co, Cr и т.д.) позволяет определённым образом изменять физические параметры сплава: например, изменяя полную энтропию перехода или намагниченность одной из фаз, не влияя на температуры перехода [1, 2, 4].

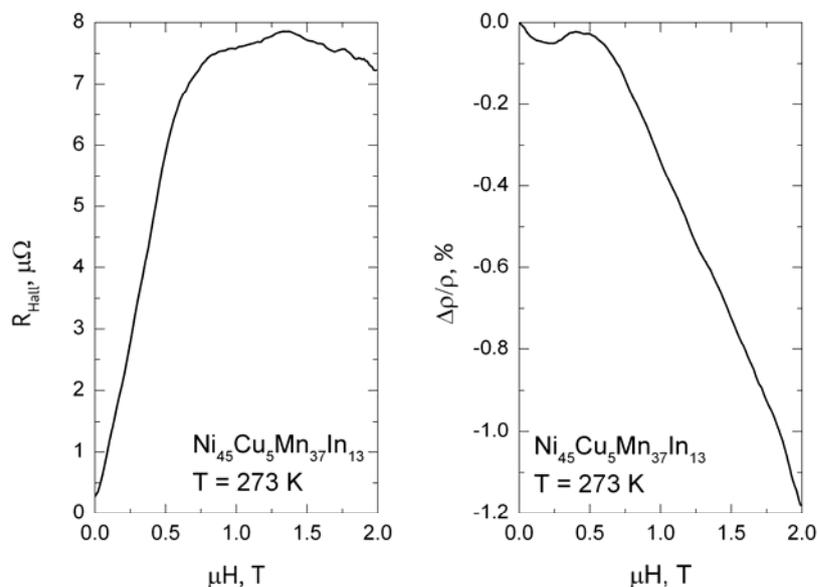


Рис. 1. Типичные зависимости холловского сопротивления  $R_H$  и удельного магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho$  для сплава Гейслера в аустенитной фазе.

Одним из методов анализа поведения магнитной подсистемы материалов являются магнитотранспортные (или т.н., гальваномагнитные) явления, которые представляют собой группу явлений, возникающих при протекании электрического тока через образец, находящийся во внешнем магнитном поле. В данной работе изучаются такие магнитотранспортные явления, как: нормальный и аномальный эффект Холла и магнитосопротивление. Например, на рис. 1 представлены типичные зависимости холловского сопротивления  $R_H$  и удельного магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho$  для сплава Гейслера в аустенитной фазе. Аномальный эффект Холла в сплавах Гейслера представляет большой интерес для изучения, так как позволяет выяснить механизмы обменного взаимодействия в этих сплавах [5].

В данной работе представлены исследования эффекта Холла и магнитосопротивления для образцов сплава Гейслера на основе Ni-Mn-In, допированных четвертым элементом. Проведено сравнение поведения констант Холла и магнитосопротивления в зависимости от состава образца и его свойств (намагниченности, наличия мартенситного перехода и т.д.). Выявлено влияние 4-го элемента на свойства образца и тип магнитного взаимодействия.

*E-mail:* [nf.pristinskaja@physics.msu.ru](mailto:nf.pristinskaja@physics.msu.ru)

### Литература

1. Прудников В.Н. и др. Эффект Холла при мартенситном переходе в сплавах Гейслера Ni-Co-Mn-In. Письма в "Журнал экспериментальной и теоретической физики", том 92, № 10, с. 735–470, 2010.

2. Родионов И.Д. и др. Корреляция между магнитосопротивлением и магнитной энтропией при фазовых переходах первого и второго рода в сплавах Гейслера Ni–Mn–In–Si. ФТТ, том 55, № 9, с. 1749–1753, 2013.
3. Acet M., et al. Magnetic-Field-Induced Effects in Martensitic Heusler-Based Magnetic Shape Memory Alloys. Handbook of Magnetic Materials. Vol. 19. P. 231–289. 2011.
4. Dubenko I., et al. Magnetocaloric effect and multifunctional properties of Mn-based Heusler alloys. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Elsevier BV (Netherlands), 324, pp.3530–3534. 2012.
5. Nagaosa N., et al. Anomalous Hall effect. Reviews of Modern Physics. Vol. 82. P. 1539–1592. 2010.

## МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ $Gd_{5-x}Ti_xSi_2Ge_2$

Смирнов А.В.

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

Исследование магнитокалорического эффекта (МКЭ) является актуальной задачей, так как оно дает информацию о свойствах твердого тела вблизи температур фазовых переходов и основных взаимодействиях, оказывающих влияние на магнитоупорядоченное состояние. Кроме того, на использовании МКЭ основана перспективная технология магнитного охлаждения [1, 2].

Соединение  $Gd_5Si_2Ge_2$  привлекает большое внимание исследователей, поскольку в нем был обнаружен гигантский МКЭ [3, 4], что позволяет считать это соединение перспективным кандидатом для магнитного охлаждения. Однако в данном соединении наблюдается также сильный магнитный и температурный гистерезис, связанный с магнитоструктурным фазовым переходом. Это является существенным недостатком с точки зрения возможного использования  $Gd_5Si_2Ge_2$  в качестве рабочего тела для магнитных холодильников [2]. Поэтому большой интерес представляет поиск оптимального замещения в *r*- или 4*f*-подрешетке для уменьшения гистерезиса с сохранением большой величины МКЭ. В большинстве работ приводятся расчетные данные МКЭ [3–5], полученные из измерений намагниченности и теплоемкости, что в ряде случаев может несколько расходиться с прямыми измерениями МКЭ. Целью данной работы являлось изучение влияния малых замещений Gd титаном на магнитные свойства и МКЭ, измеренного прямым методом, соединения  $Gd_5Si_2Ge_2$ .

Составы  $Gd_{5-x}Ti_xSi_2Ge_2$  ( $x = 0, 0.05, 0.1$ ) были синтезированы методом электродуговой плавки. Образцы были переплавлены три раза с последующим отжигом при 970 К в течение 300 часов. По данным рентгеноструктурного анализа все составы практически однофазны. Замещенные составы кристаллизуются с образованием орторомбической структуры (пространственная группа *Pnma*), тогда как  $Gd_5Si_2Ge_2$  имеет моноклинную структуру (пространственная группа *P112<sub>1</sub>/b*). Таким образом, введение Ti приводит к изменению кристаллической структуры. Такой же эффект оказывает введение Zr [5].

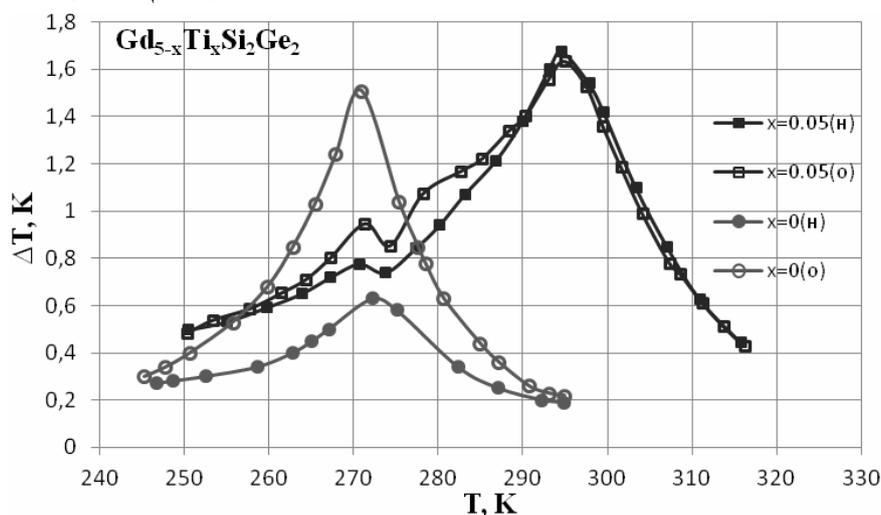
Измерения намагниченности показали, что составы  $Gd_{5-x}Ti_xSi_2Ge_2$  демонстрируют типичное ферромагнитное поведение. Замещенные составы имеют более высокую температуру Кюри ( $T_C$ ), чем базовый, и обладают значительно меньшим температурным гистерезисом (см. таблицу 1). Причем состав  $Gd_{4.95}Ti_{0.05}Si_2Ge_2$  имеет более высокую  $T_C$ , чем состав с большей концентрацией Ti.

Кривые Белова-Аррота для замещенных Ti составов представляют собой прямые, что свидетельствует о наличии фазового перехода второго рода. Напротив, в  $Gd_5Si_2Ge_2$  наблюдается фазовый переход первого рода, что подтверждается нелинейной зависимостью  $H/\sigma(\sigma^2)$  в окрестности точки фазового перехода.

Таблица 1. Температуры фазовых переходов и величины МКЭ исследованных составов

Состав	охлаждение		нагрев	
	$T_C$ , К	$\Delta T$ , К	$T_C$ , К	$\Delta T$ , К
$Gd_5Si_2Ge_2$	271	1,5 (при 271 К)	288	0,6 (при 272 К)
$Gd_{4.95}Ti_{0.05}Si_2Ge_2$	296	1,63 (при 295 К)	301	1,68 (при 295 К)
$Gd_{4.9}Ti_{0.1}Si_2Ge_2$	292	1,64 (при 292 К)	299	1,68 (при 291 К)

Прямые измерения МКЭ в полях до 13,5 кЭ показали, что для составов с Ti практически отсутствует разница между температурными зависимостями, снятыми при охлаждении и нагреве образца, тогда как в  $Gd_5Si_2Ge_2$  наблюдался сильный гистерезис (рис. 1). При этом максимальная величина МКЭ в замещенных составах даже чуть больше, чем в незамещенном.

Рис. 1. Температурная зависимость МКЭ соединений  $Gd_{5-x}Ti_xSi_2Ge_2$  ( $x=0, 0.05$ ) при  $\Delta H=13,5$  кЭ

Заметное уменьшение гистерезиса при введении Ti связано с тем, что, по всей видимости, в замещенных составах, в отличие от базового, магнитный фазовый переход не сопровождается изменением кристаллической структуры, т.е. в данных составах фазовый переход имеет второй род. Изменение рода перехода, тем не менее, не привело к уменьшению величины МКЭ в полях до 13,5 кЭ. Полученные результаты указывают на большую эффективность замещенных составов при работе в циклических магнитных рефрижераторах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-00916А.

*E-mail: andrey07\_91@mail.ru*

### Литература

1. Андреев А.С., Белов К.П., Никитин С.А., Тишин А.М. Магнитокалорические эффекты в редкоземельных магнетиках // Успехи физических наук. 1989. т.158, №4. с.553-579.
2. Gschneidner, K.A., Pecharsky, V.K., Tsokol, A.O. Recent developments in magnetocaloric materials // Reports on Progress in Physics. 2005. v.68, p.1479–1539.
3. Pecharsky, A.O., Gschneidner, K.A., Pecharsky, V.K. The giant magnetocaloric effect of optimally prepared  $Gd_5Si_2Ge_2$  // Journal of Applied Physics. 2003. v.93. p.4722–4728.
4. Pecharsky, V.K., Gschneidner Jr., K.A. Giant magnetocaloric effect in  $Gd_5(Si_2Ge_2)$  // Physical Review Letters. 1997. v.78. p.4494–4497.

5. Prabahar, K., Raj Kumar, D.M., Manivel Raja, M., Chandrasekaran, V. Phase analysis and magnetocaloric properties of Zr substituted Gd–Si–Ge alloys // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2011. v.323. p.1755–1759.

## ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НИЗКОРАЗМЕРНОГО АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА Cu(OH)F

Данилович И.Л.<sup>1</sup>, Меркулова А.В.<sup>2</sup>

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

В настоящей работе исследованы температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi$  и теплоемкости  $C_p$ , а также полевые зависимости намагниченности  $M$  в квазидвумерном гидроксигалогениде меди Cu(OH)F. Ионы двухвалентной меди Cu<sup>2+</sup> координированы по октаэдру, искаженному вследствие эффекта Яна-Теллера. В вершинах октаэдра расположены ионы фтора F<sup>1-</sup> и ионы кислорода O<sup>2-</sup>, принадлежащего гидроксильным группам (OH)<sup>1-</sup>. Кристаллическая структура Cu(OH)F может быть представлена в виде лежащих в плоскости *ab* слоев соединенных между собой по ребру полиэдров Cu(OH)<sub>3</sub>F<sub>3</sub> с водородными связями между слоями вдоль оси *c* [1]. В пределах слоя ионы Cu<sup>2+</sup> связаны между собой обменным взаимодействием по связям Cu – O – Cu и Cu – F – Cu.

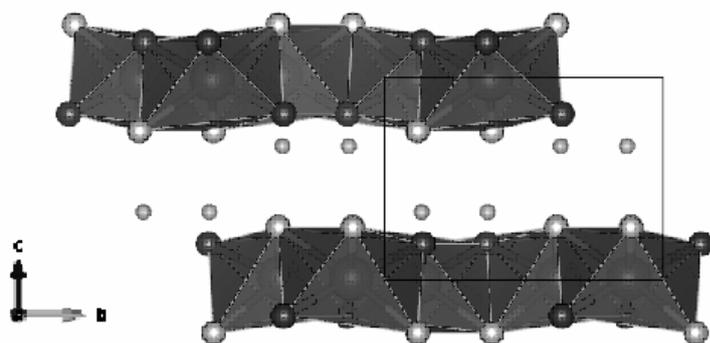


Рис. 1. Кристаллическая структура Cu(OH)F в полиэдрическом представлении в плоскости *bc*. Ионы меди в центрах октаэдров координированы ионами фтора и кислорода. Несвязанные в полиэдрах ионы водорода показаны изолированными сферами.

Синтез Cu(OH)F был проведен согласно реакции:  $\text{CuF}_2 + \text{H}_2\text{O} = \text{Cu(OH)F} + \text{HF}$ . Для приготовления прекурсора CuF<sub>2</sub>·2H<sub>2</sub>O малахит растворяли в избытке концентрированной плавиковой кислоты с последующим упариванием. Далее был проведен гидролиз CuF<sub>2</sub>·2H<sub>2</sub>O кипячением водного раствора в течение нескольких дней. Продукт реакции, представлявший собой осадок светло-оливкового цвета, был отделен от раствора на центрифуге и высушен на воздухе. Измерения термодинамических свойств Cu(OH)F были проведены с помощью системы “Quantum Design” PPMS-9T, измерения  $g$  — фактора проводились с помощью спектрометра “Adani”.

В широком интервале температур магнитная восприимчивость Cu(OH)F подчиняется модифицированному закону Кюри-Вейсса  $\chi = \chi_0 + C/(T - \Theta)$ , в котором учтен вклад слагаемого  $\chi_0$ , не зависящего от температуры. Из обработки зависимости  $\chi(T)$  в интервале температур  $T = 200 \div 300$  К следует, что  $\chi_0 = 2.15 \times 10^{-5}$  emu/mol, константа Кюри  $C = 0.44$  emu/mol·K и температура Вейсса  $\Theta = 15$  К. Постоянная по температуре составляющая магнитной восприимчивости обязана сумме диамагнитных вкладов Паскаля от ионов всех химических элементов в структуре Cu(OH)F  $\chi_0^{\text{dia}} = -3.2 \times 10^{-5}$  emu/mol, а также парамагнитному вкладу ионов меди  $\chi^{\text{vV}}$ . Парамагнитный вклад ван Флека для ионов меди Cu<sup>2+</sup> в координационных соединениях составляет  $\chi^{\text{vV}} \sim 5.5 \times 10^{-5}$  emu/mol [2].

Определенная экспериментально константа Кюри  $C$  определяет эффективный магнитный момент в Cu(OH)F как  $\mu_{\text{eff}} = 1.87 \mu_B$ , что может быть сопоставлено со значением эффективного магнитного момента свободного иона меди  $\mu_{\text{Cu}} = 1.73 \mu_B$ . Это, в

свою очередь, определяет величину  $g$  — фактора  $g \sim 2.17$ , что полностью согласуется с результатами измерений электронного парамагнитного резонанса при комнатной температуре. Положительное значение температуры Вейсса  $\Theta$  указывает на преобладающую роль ферромагнитного взаимодействия в магнитной подсистеме  $\text{Cu}(\text{OH})\text{F}$ . Ее величина  $\Theta = 2Z_1S(S+1)|J_1|/3$  определяет масштаб доминирующего взаимодействия  $J_1 = -5 \text{ K}$  в предположении числа ближайших соседей в слое  $Z_1 = 6$ .

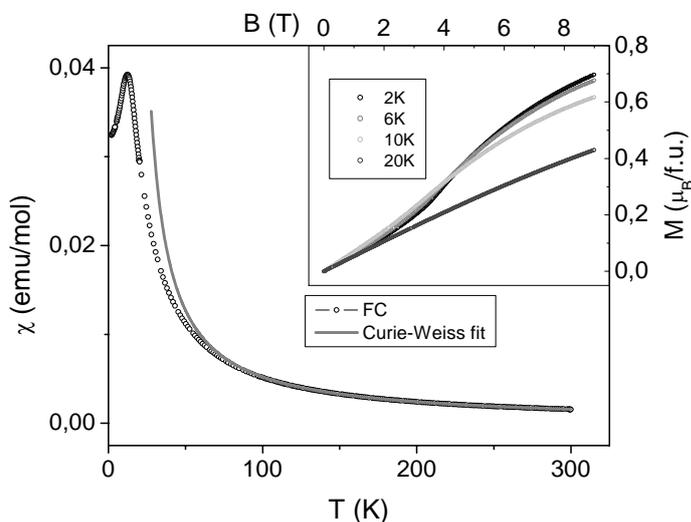


Рис. 2. Температурная зависимость магнитной восприимчивости в  $\text{Cu}(\text{OH})\text{F}$  в магнитном поле  $B = 0.1 \text{ T}$ . Сплошной линией показана обработка экспериментальных данных модифицированным законом Кюри-Вейсса. На вставке показаны полевые зависимости намагниченности при некоторых температурах в интервале 2 - 20 K.

На температурной зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  наблюдается максимум при  $T_N = 12.5 \text{ K}$ , который может быть связан с формированием дальнего антиферромагнитного порядка при низких температурах. Если предположить что ферромагнитное взаимодействие между ионами меди  $\text{Cu}^{2+}$  формируется в пределах слоя  $\text{Cu}(\text{OH})_3\text{F}_3$ , то взаимодействие между слоями должно быть антиферромагнитным. В предположении, что температура Вейсса  $T_N$  связана с параметрами обменного взаимодействия качественным соотношением  $T_N \sim (Z_1|J_1| \times Z_2|J_2|)^{1/2}$ , где  $Z_2 = 2$  и  $J_2$  — число ближайших соседей и параметр обмена для межслоевого взаимодействия, можно оценить масштаб  $J_2 \sim 3 \text{ K}$ . Характер полевых зависимостей намагниченности в  $\text{Cu}(\text{OH})\text{F}$  указывает на то, что под действием магнитного поля в антиферромагнитной фазе реализуется спин-флоп переход.

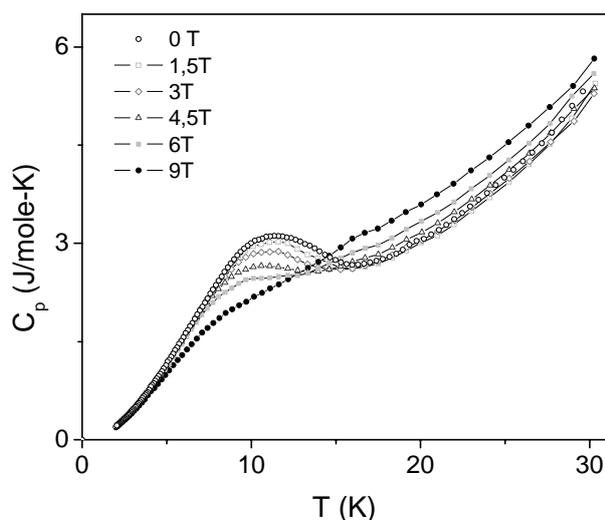


Рис. 3. Температурные зависимости теплоемкости  $\text{Cu}(\text{OH})\text{F}$  в различных магнитных полях в интервале  $B = 0 - 9 \text{ T}$ .

Переход гидроксигалогенида меди  $\text{Cu}(\text{OH})\text{F}$  в магнитоупорядоченное состояние подтверждается измерениями теплоемкости. На зависимости  $C_p(T)$  при  $B = 0 \text{ T}$  виден широкий максимум, который смещается в область более низких температур с увеличением магнитного поля. Этот факт согласуется с предположением о подавлении дальнего антиферромагнитного порядка во внешнем магнитном поле.

email: [danilovichigor@gmail.com](mailto:danilovichigor@gmail.com),  
[ann.merkulova@gmail.com](mailto:ann.merkulova@gmail.com)

### Литература

1. G. Giester\*, Libowitzky, Z. Kristallogr. **218**, 351 (2003).
2. G.A. Bain and J.F. Berry, J. Chem. Educ., **85**, 532 (2008).

## МОДИФИКАЦИЯ БИОПОЛИМЕРНЫХ МИКРОКАПСУЛ НАНОРАЗМЕРНЫМИ МАГНИТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Козлова А.С.

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

В настоящее время большой интерес представляют разработки микроконтейнеров, оснащенных магнитными наночастицами. Существенно важную роль эти системы играют применительно к медицинским аспектам. Их использование реализуется для целевой доставки лекарственных веществ, гипертермии, в качестве контрастирующего агента в магнитно-резонансной томографии, разделении биохимических объектов, иммуноанализе.

В основном для биомедицинских целей используют суперпарамагнитные наночастицы оксидов железа (магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , маггемита  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) в связи с их магнитными характеристиками и отсутствием токсичной составляющей и способностью к биodeградации. За счет взаимодействия магнитных частиц с заданным внешним магнитным полем реализуется целевая доставка микро- и наноконтейнеров, в которые можно поместить необходимые лекарственные препараты. Защитить функциональные соединения от воздействия окружающей среды организма и снизить побочные действия самих лекарственных соединений, обеспечивая их пролонгированный выход, позволяют полимерные оболочки, покрывающие систему. Создание оболочки из биополимеров позволяет получить стабильные, нетоксичные, быстрорастворимые контейнеры.

В представленной работе проводится исследование биополимерных контейнеров с флуоресцентной меткой, модифицированных магнитными наночастицами. Использование современных методов таких как, динамическое рассеяние света, конфокальная микроскопия, крио-сканирующая электронная микроскопия, мессбауэровская спектроскопия, позволяет исследовать полученные системы и выявлять в таких объектах их качественные характеристики с высоким коэффициентом точности измерений.

Научно-исследовательская и экспериментальная работа проводится в лабораториях ИК РАН имени А.В.Шубникова.

*[Alreszensia.future@yandex.ru](mailto:Alreszensia.future@yandex.ru)*

## ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ ОБМЕННО- СВЯЗАННОЙ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

Мажитова Ф.А.

*Башкирский государственный университет, г.Уфа, Россия.*

В настоящее время наблюдается активный интерес к исследованию материалов, в которых проявляются магнитоэлектрические явления [2-3]. Известно, что наряду с мультиферроидными материалами, кристаллическая структура которых допускает сосуществование электрического и магнитного упорядочения, существует альтернативная возможность реализации магнитоэлектрических эффектов в окрестности магнитной неоднородности. Неоднородный магнитоэлектрический эффект теоретически предсказанный Барьяхтаром [1], реализуется в различных структурах (на границах раздела магнитных сред, в окрестности магнитных доменных границ и т.). В данной работе исследованы условия реализации электрической поляризации, формирующейся в области границы раздела обменно – связанной ферромагнитной структуры, возможности управления электрической поляризацией под действием магнитного поля, приложенного вдоль нормали к поверхности пленки, изучено влияние комбинированной магнитной анизотропии, с акцентом на ее кубической составляющей на процессы намагничивания и связанные с ними особенности электрической поляризации.

Плотность энергии, включает энергию неоднородного обмена, кубической, наведенной одноосной анизотропии, энергию взаимодействия с внешним магнитным полем, энергию неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия, электростатическую энергию и энергию взаимодействия с электрическим полем имеет вид:

$$E = \sum_{i=1}^2 \left[ A \left( \left( \frac{\partial M_{ix}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial M_{iy}}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial M_{iz}}{\partial z} \right)^2 \right) + K_c (M_{ix}^2 M_{iy}^2 + M_{ix}^2 M_{iz}^2 + M_{iy}^2 M_{iz}^2) + (\mathbf{M}_i \mathbf{n})^2 - \mathbf{M}_i \mathbf{H} \right. \\ \left. - \mathbf{J} \mathbf{M}_1 \mathbf{M}_2 + \gamma \tilde{\mathbf{P}}_i [(\mathbf{M}_i \nabla) \mathbf{M}_i - \mathbf{M}_i (\nabla \mathbf{M}_i)] + \frac{\tilde{\mathbf{P}}_{ix}^2 + \tilde{\mathbf{P}}_{iy}^2 + \tilde{\mathbf{P}}_{iz}^2}{2\chi_e} - \tilde{\mathbf{P}}_i \mathbf{E} \right], \quad (1)$$

где  $A$  — константа неоднородного обменного взаимодействия,  $K_1$  — константа наведенной анизотропии типа «легкая ось»,  $K_2$  — константа наведенной анизотропии типа «легкая плоскость»,  $K_c$  — константа кубической анизотропии ( $K_c < 0$ ),  $J$  — константа межслойного обменного взаимодействия,  $\tilde{P}_i$  ( $i=x,y,z$ ) — компоненты вектора электрической поляризации,  $\chi_e$  — электрическая поляризуемость,  $\gamma$  — коэффициент неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия,  $E$  — электрическое поле.

Электрическую поляризацию  $\tilde{P}$  и полярные и азимутальные углы  $\theta, \varphi$ , определяющие распределения намагниченности в системе координат (XYZ), где OX=[100], OY=[010], OZ=[001] найдем из условия минимума свободной энергии:

$$\tilde{P}_y = \chi_e \gamma (\sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial x}) \quad (2)$$

$$\tilde{P}_z = \chi_e \gamma (-\frac{\partial \theta}{\partial x} \cos \theta + \sin \theta \cos \theta \sin \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial x}) \quad (3)$$

$$\theta, \varphi = \theta, \varphi(K_i, K_c, H, A, J) \quad (4)$$

В качестве объектов модельного исследования рассмотрены пленки с параметрами ферритов – гранатов (материалов, допускающих магнитоэлектрический эффект), с отрицательными значениями константы кубической магнитной анизотропии.

В данной работе показано, что наличие кубической магнитной анизотропии в слоях выделяет плоскость разворота намагниченности в магнитной неоднородности и соответственно направление электрической поляризации. На рис.1 показано изменение компонент электрической поляризации  $P_y, P_z$  ( $\mathbf{P} = \frac{\tilde{P}}{\chi_e \gamma}$ ) в зависимости от координаты  $x$ , при разной величине магнитного поля  $H$ .

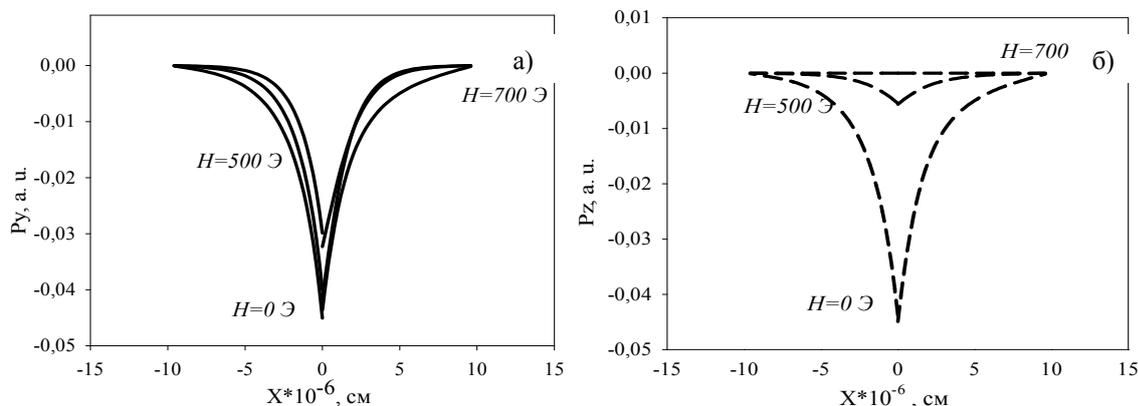


Рис.1. Дифференциальная зависимость распределения компонент поляризации от  $x$  ( $H \parallel [010]$ ): а)  $P_y(x)$ , б)  $P_z(x)$

Поле, приложенное вдоль нормали к поверхности, а также вдоль симметричных направлений типа [110] влияет только на величину электрической поляризации. Пороговые поля, подавляющие поляризацию, могут быть увеличены за счет учета кубической магнитной анизотропии. Характер изменения поляризации зависит от соотношений между константами кубической анизотропии и константами одноосной магнитной анизотропии.

*E-mail: ya.filuza2012@yandex.ru*

### Литература

1. Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А. Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1983, т. 37, № 12, с. 565–567.
2. Gareeva Z.V., Doroshenko R.A., Shulga N.V., Harbusch K. Peculiarities of electric polarization in bi-layered longitudinally magnetized ferromagnetic film // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2009, v. 321, iss. 9, p. 1163–1166.
3. Pyatakov A.P., Sechin D. A, Sergeev A. S., Nikolaev A. V., Nikolaeva E. P., Logginov A. S., Zvezdin A. K. Magnetically switched electric polarity of domain walls in iron garnet films // Europhysics Letters. 2011, v. 93, № 1, p. 17001.

**СОЗДАНИЕ МОДЕЛЬНОГО ОБРАЗЦА НЕФТИ НА ОСНОВЕ ИССЛЕДОВАНИЯ  
КОРРЕЛЯЦИОННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ЯМР РЕЛАКСАЦИОННЫХ  
ХАРАКТЕРИСТИК И РЕОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕФТИ РАЗЛИЧНОГО  
ПРОИСХОЖДЕНИЯ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ**

Иванов Д.С., Зарипов Т.А., Мельникова Д.Л.

*Казанский федеральный университет, Институт физики Казань, Россия*

На данный момент основной вклад в энергетику вносит нефтяная отрасль. По мнению экспертов, уже через 20–30 лет произойдёт существенный спад добычи легкой нефти, в то время как ресурсы тяжелой нефти ещё не исчерпаны. Из этого следует логичный вывод: необходимо разрабатывать эффективные способы добычи тяжелой нефти. При этом стоит отметить, что до сих пор не существует однозначной методики, которая могла бы связать качественно фракционный состав нефти, ее реологические и физические свойства.

В данном исследовании было поставлено две цели: 1. Получить корреляционную зависимость между ЯМР характеристиками и вязкостью. 2. Проанализировать возможность создания «модельной нефти», как объекта для изучения.

Изучался ряд образцов нефти, которые по плотности  $\rho$  были разделены на две группы: лёгкие нефти ( $\rho \leq 0,84$  г/см<sup>3</sup>) и тяжёлые нефти ( $\rho > 0,84$  г/см<sup>3</sup>), взятых с различных месторождений Республики Татарстан [1].

Для получения значений времён ядерной спин-спиновой релаксации  $T_2$  был использован ЯМР спектрометр Testmag Apollo с частотой резонанса на протонах <sup>1</sup>H 300 МН с применением импульсной последовательности КМПГ [2, 3]. Коэффициент вязкости  $\eta$  был измерен на ротационном вискозиметре Fungilab V.1.0 EXPERT SERIES (диапазон вязкостей: 0,001–1500 сП). Температура исследования: 40°C

**Результаты.** Релаксационные затухания для всех образцов нефти имели мультиэкспоненциальный характер.

Так как ядерная спин-спиновая релаксация в изучаемых образцах характеризовалась спектром времён  $T_2$ , то проведение корреляционных зависимостей между коэффициентом вязкостью  $\eta$  и данными по спин-спиновой релаксации требовало выбора некоторой усредненной числовой характеристики спектра времён  $T_2$ . В работе были вычислены коэффициенты корреляции вязкости  $\eta$  со средними скоростями релаксации  $\langle 1/T_2 \rangle$ , средними временами релаксации  $\langle T_2 \rangle$ , а так же средним от логарифма времён релаксации  $\langle \ln T_2 \rangle$ . Результаты представлены в таблице ниже.

**Таблица 1.** Значение коэффициента корреляции в зависимости от типа усреднения

Коэффициент корреляции	Тип усреднения		
	$\langle 1/T_2 \rangle$	$\langle T_2 \rangle$	$\langle \ln T_2 \rangle$
Легкая нефть	0,58	0,88	0,91
Тяжёлая нефть	0,95	0,84	0,98

Как видно из таблицы 1 наблюдается корреляция для  $\langle T_2 \rangle$  и  $\langle \ln T_2 \rangle$ , при этом корреляция отсутствует для средней скорости релаксации  $\langle 1/T_2 \rangle$ , в образцах легкой нефти. Отсутствие корреляции физически трудно объяснить исходя из известных теорий, так как и вязкость  $\eta$  пропорциональна времени вращательной корреляции  $\tau_c$ , в то же время, как и скорость релаксации  $\langle 1/T_2 \rangle$ , пропорциональна  $\tau_c$  (из теории Бломберга, Парселла, Паунда).

Физическим основанием существования корреляции  $\langle T_2 \rangle$  и  $\langle \ln T_2 \rangle$  с вязкостью  $\eta$ , является то, что сдвиговая вязкость, как коэффициент переноса импульса чувствительна к характерным временам  $\tau_c$  вращения молекул. Предполагая, что возникает приблизительно одинаковая «релаксивность» (англ. relaxivity) для всех типов молекул, можно предположить, что вязкость пропорциональна времени вращательной корреляции.

Для объяснения корреляции вязкости  $\eta$  со средним временем спин-спиновой релаксации  $\langle T_2 \rangle$  рассмотрим следующую модель. Для отдельной фракции “а” нефти коэффициент сдвиговой вязкости  $\eta_a$  пропорционален времени корреляции вращательного движения молекулы этой фракции. В модели предполагается аддитивность вязкости.

Однако, говорить о механизме аддитивности, то есть о простом сложении не приходится, в силу отсутствия корреляции между скоростью релаксации и вязкостью.

Полученные результаты ставят вопрос, ответом на который будет понимание не только определение методики усреднения времени спин-спиновой релаксации, но и механизма аддитивности.

В работах [4], [5], [6] было показано, что при прямолинейном подходе к данному вопросу возникают трудности, связанные в первую очередь с содержанием в вязких нефтях большого количества высокомолекулярных структур - асфальтенов. Результаты, обозначенные в таблице 1, с одной стороны подтверждают влияние высокомолекулярных соединений на вязкость в образцах тяжелой нефти, с другой – говорят о необходимости детального изучения каждой фракции в отдельности. Для ответа на данные вопросы необходимо произвести дополнительные исследования, результатом которых будет создание образцов модельной нефти.

### Литература

1. ГОСТ Р 51858–2002 «Нефть Общие технические условия» // М., Госстандарт России, 2002, 7 с.
2. CARR H. Y., PURCELL E. M. “Effects of diffusion on free precession in nuclear magnetic resonance experiments” // Phys. Rev. – 1954. – Vol. 94. – P. 630.
3. MEIBOOM S., GILL D. “Modified spin-echo method for measuring nuclear relaxation times / // Rev. Sci. Instrum. – 1958. – Vol. 29. – P. 688
4. L. Pereira de Oliveira, A. Trujillo Vazquez, J.J. Verstraete, and M.Kolb “Molecular Reconstruction of Petroleum Fractions: Application to Vacuum Residues from Different Origins”/ L. Pereira de Oliveira [Текст] // Energy&fuels, 2013, pp.3622-3641.
5. Lucia L. Barbosa, Cristina M. S. Sad, Vinicius G. Morgan, Maria F.P. Santos, and Eustaquio V.R. Castro “Time-Domain Proton Nuclear Magnetic Resonance and Chemometrics for identification and classification of Brazilian Petroleum” // [Текст] // Lucia L. Barbosa, Energy&fuels, 2013, pp.6560-6566.
6. Шкаликов Н.В. «Исследование тяжелых нефтей и их компонент методом ЯМР» , кандидатская диссертация, Казанский Государственный Университет, 2010.

## ВЛИЯНИЕ БЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ ИЗ РАСПЛАВА НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $Tb_8Y_2$

Звонов А.И.<sup>1</sup>, Цвик Я.<sup>2</sup>, Смаржевская А.И.<sup>1</sup>, Карпенков Д.Ю.<sup>3</sup>, Карпенков А.Ю.<sup>3</sup>

<sup>1</sup> МГУ имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

<sup>2</sup>Международная лаборатория высоких магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша ,

<sup>3</sup>Тверской государственный университет, Тверь, Россия

Для развития современной техники требуются материалы, обладающие высокими техническими характеристиками, уникальными, по сравнению с традиционными, сочетаниями механических, тепловых, а также магнитных свойств. Современные направления исследований включают в себя получение новых материалов с использованием различных техник, таких как изменение микроструктуры исходных материалов с помощью размалывания и спекания, с помощью отжига или закалки и многослойного напыления.

Редкоземельные металлы (РЗМ) и их сплавы вызывают большой интерес для поиска новых и уникальных материалов в связи с открытием в них в прошлом веке гигантских значений магнитной анизотропии, магнитострикции и магнитокалорического эффекта (МКЭ) в области магнитных фазовых переходов [1-5].

До настоящего времени исследования влияния перечисленных техник получения новых материалов на магнитные свойства РЗМ и их сплавов не проводились. В предыдущих работах нами были приведены результаты исследования влияния быстрой закалки из расплава на магнитные свойства чистых РЗМ гадолиния, тербия и диспрозия [6, 7]. Особенный интерес представляют металлы и сплавы, имеющие два магнитных фазовых перехода, такие как тербий и диспрозий.

В диспрозии и тербии с увеличением температуры наблюдается магнитный фазовый переход из ферромагнитного в геликоидальное антиферромагнитное (ГАФМ) состояние при температуре  $\Theta_1$ . Второй магнитный фазовый переход их ГАФМ фазы в парамагнитное состояние наблюдается при температуре  $\Theta_2$ . Для диспрозия в отсутствие внешнего

магнитного поля  $\Theta_1 = 85$  К,  $\Theta_2 = 178$  К, а для тербия 221 К и 228 К соответственно. Кроме того при помещении в поле температурная область существования ГАФМ фазы в тербии и диспрозии уменьшается за счёт увеличения  $\Theta_2$  и уменьшения  $\Theta_1$ . Полностью ГАФМ фаза подавляется в тербии полем 180 Э, а в диспрозии полем 11 кЭ [1-5].

Таким образом, у тербия температуры фазовых переходов очень близки, а так же переходы сливаются в один даже в незначительном магнитном поле [1-3]. Одним из способов увеличения температурного диапазона и критического поля существования ГАФМ фазы в тербии, является сплавление его с парамагнитными металлами редкоземельной группы, образующими с ним непрерывный ряд твердых растворов, например иттрием [8, 9]. Сплавы системы  $Tb_xY_{1-x}$  при  $x = 0,7-0,9$  обладают температурами магнитных фазовых переходов, близкими к диспрозию.

Целью данной работы являлось изучение влияния быстрой закалки из жидкой фазы на магнитные характеристики сплава  $Tb_8Y_2$ , в том числе, температуры магнитных фазовых переходов  $\Theta_1$  и  $\Theta_2$ .

Исходный сплав  $Tb_8Y_2$  был получен методом индукционной плавки из тербия и иттрия чистотой не менее 99,9 %, плавка производилась в алундовом тигле, в атмосфере чистого аргона. Быстрозакаленный сплав  $Tb_8Y_2$ , исследованный в данной работе, получен методом спиннингования на установке, разработанной на кафедре магнетизма ТвГУ [10]. Нагретый выше температуры плавления сплав  $Tb_8Y_2$  разливался на быстро вращающийся медный диск, линейная скорость вращения которого составляла 12 м/с. Измерения температурных зависимостей намагниченности проводились на вибрационном магнитометре, устройство которого подробно приведено в статье [11].

Были произведены измерения температурных зависимостей намагниченности в слабых магнитных полях 100 и 200 Э, как для исходного, так и для быстрозакаленного сплава с последующей экстраполяцией температур фазовых переходов к нулевому значению поля. Определены температуры магнитных фазовых переходов в нулевом магнитном поле, как для литого материала, так и для быстрозакаленного сплава  $Tb_8Y_2$ . Показано существенное изменение температур магнитных фазовых переходов в результате быстрой закалки в сплаве  $Tb_8Y_2$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 13-02-00916.

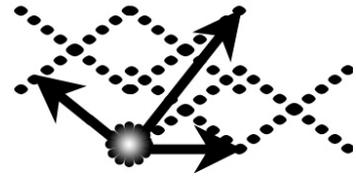
E-mail: zvonov@physics.msu.ru

## Литература

1. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. М.: Издательство Московского университета. 1989.
2. Белов К.П. Магнитотепловые явления в редкоземельных магнетиках. М.: Наука. 1990.
3. Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М: Мир. 1974.
4. Савицкий Е.М., Терехова В.Ф., Наумкин О.П. Физико-химические свойства редкоземельных металлов скандия и иттрия, УФН. 1963. т. 79. вып. 2. С. 263.
5. Белов К.П., Левитин Р.З., Никитин С.А. Ферро- и антиферромагнетизм редкоземельных металлов, УФН. 1964. т. 82. вып. 3. С. 449.
6. Панкратов Н.Ю., Звонов А.И. и др. Магнитокалорический эффект и магнитные фазовые переходы в нанокристаллических редкоземельных металлах: Tb, Dy и Gd, Известия РАН. Серия физическая. (2013). Т. 77. № 10. С. 1472.
7. Zvonov A.I., Pankratov N.Yu, et.al. The change of crystallite sizes and magnetocaloric effect in rapidly quenched dysprosium. Phys. Stat. Sol. (C). (2014). Vol. 11, no. 5-6. p. 1149.
8. Child H.R., Koehler W.C., et.al. Magnetic Properties of Heavy Rare Earths Diluted by Yttrium and Lutetium. Phys. Rev. Vol. 138. № 6A. (1963).
9. Koehler W.C., Child H.R., et.al. Some Magnetic Structure Properties of Terbium and of TerbiumYttrium Alloys. J. Appl. Phys. 34 (1963), p. 1335.
10. Karpenkov D. Yu., Karpenkov A. Yu., et.al. Solid State Phenomena, 190 (2012), p. 323.
11. Nizhankovscii V.I., Lugansky L.B. Vibrating sample magnetometer with a step motor. Meas. Sci. Technol. 18 (2007), p. 1533.

# ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

Председатели:  
проф. Бушуев Владимир Алексеевич  
проф. Казанский Андрей Георгиевич



## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КИСЛОРОДА НА ЭЛЕКТРОННЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА МОНОАТОМНЫХ НАНОПРОВОДОВ 3D МЕТАЛЛОВ НА ВИЦИНАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ Rh(553)

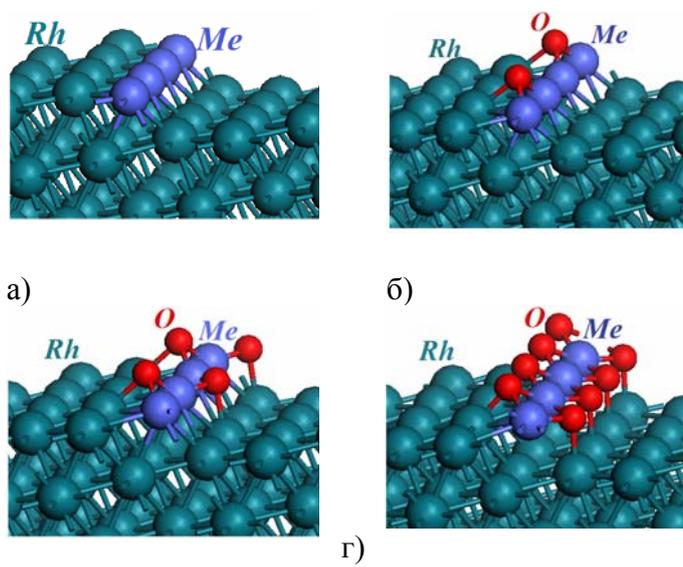
Камынина И.А.\* , Бажанов Д.И.

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

В последние десятилетия изучения магнитных свойств наноразмерных объектов открыли перед исследователями новые фундаментальные физические явления [1], которые способствовали развитию смежных областей. Так открытие гигантского магнитосопротивления Фертом и Грюнбергом [2, 3] дало толчок новым исследованиям в спинтронике. Спинтроника (от словосочетания “spin electronics”) — область квантовой электроники, в которой для физического представления информации наряду с зарядом используется спин частиц, что позволяет во много раз увеличить плотность записи и передачи информации. С точки зрения применения в различных электронных устройствах наиболее перспективными выглядят линейные наноструктуры (одномерные нанопровода). Поэтому актуальным является исследование электронных и магнитных свойств различных нанопроводов на вицинальных поверхностях, которые являются шаблонами при формировании одномерных атомных структур.

Методом первопринципной молекулярной динамики нами было проведено исследование магнитных и электронных свойств моноатомных проводов 3d металлов (Mn, Fe, Co, Ni) и изучение влияние кислорода на магнитную структуру данных нанопроводов на ступенчатой поверхности Rh(553) (Рисунок 1). Интерес к данным атомарным объектам мотивирован недавней экспериментальной работой, впервые показавшей возможность образования одномерных гибридных металл-оксидных структур в процессе окисления биметаллических нанопроводов Ni-Rh на ступенях поверхности Rh(553) [4]. В результате окисления формируются одномерные Ni-O провода с различным содержанием кислорода в структуре никелевого провода.

Проведенные спин-поляризованные расчеты показали, что рассматриваемые моноатомные провода 3d металлов находятся в магнитном состоянии. Согласно серии рас-



**Рисунок 1.** а) Нанопровод 3d металла (Mn, Fe, Co, Ni) на Rh(553); б), в), г) Металл-оксидные нанопровода 3d металлов (Mn-O, Fe-O, Co-O, Ni-O) на Rh(553) с концентрацией кислорода 0.1 ML, 0.2 ML и 0.4 ML.

\* Победитель подсекции.

четов величины локального магнитного момента имеют значения  $3.67\mu_B$ ,  $3.03\mu_B$ ,  $1.96\mu_B$  and  $0.58\mu_B$  соответственно на атомы Mn, Fe, Co и Ni в проводе. Исследование магнитного сцепления атомов внутри провода показало, что спины атомов Mn и Fe в проводе демонстрируют устойчивое антиферромагнитное сцепление. При этом важно отметить, что из двух рассмотренных антиферромагнитных упорядочений спинов атомов энергетически выгодным оказалось дублетное сцепление (AFM  $\uparrow\uparrow\downarrow\downarrow$ ). При рассмотрении одномерных проводов Co и Ni было получено, что данные нанопровода находятся в устойчивом ферромагнитном состоянии.

Для исследования влияния кислорода на магнитные и электронные свойства моноатомных проводов 3d металлов были рассмотрены одномерные металл-оксидные нанопровода 3d металлов (Mn-O, Fe-O, Co-O, Ni-O) с концентрацией кислорода 0.1 ML, 0.2 ML и 0.4 ML (см. Рисунок 1 б, в, г). Наши результаты показывают, что кислород оказывает сильное влияние на магнитные и электронные свойства одноатомных проводов 3d металлов. Согласно проведенным спин-поляризованным расчетам, нанопровода Ni-O находятся в устойчивом парамагнитном состоянии, в то время как одномерные провода Mn-O и Fe-O остаются в антиферромагнитном состоянии. Моноатомные провода Co-O при концентрациях кислорода 0.1 ML и 0.4 ML сохраняют ферромагнитное упорядочение спинов атомов Co, при концентрации 0.2 ML более энергетически выгодной оказывается конфигурация с антиферромагнитным дублетным сцеплением спинов атомов. Для нанопроводов Fe и Co наблюдается постепенное снижение значения локального магнитного момента атома металла в проводе при увеличении концентрации кислорода в системе. В случае одномерных проводов Mn при концентрации кислорода 0.2 ML наблюдается падение значения магнитного момента. Полученные результаты предполагаются в дальнейшем использоваться для исследования магнитной анизотропии моноатомных нанопроводов Mn, Fe, Co и Ni, а также металл-оксидов на их основе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 13-02-01322-а.

*katyninaia@gmail.com*

### Литература

1. F.J. Himpsel, J.E. Ortega, G.J. Mankey, and R.F. Willis, Adv. Phys. 47, 511 (1998).
2. M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. V. Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, Phys. Rev. Lett. 61, 2472 (1988).
3. G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, Phys. Rev. B 39, 4828 (1989).
4. J. Schoiswohl et al., Phys.Rev. Lett. 97, 126102 (2006).

## ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ СВОЙСТВ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГЛАССФОРМЕРОВ С РАЗЛИЧНЫМ ТИПОМ МЕЖЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Данилов И.В.

*Московский физико-технический институт*

*(государственный университет), факультет проблем физики и энергетики,  
г. Долгопрудный, Россия*

*Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, г. Троицк*

Пропиленкарбонат (PC) ( $C_4H_6O_3$ ) и глицерин ( $C_3H_8O_3$ ) – хорошо известные молекулярные стеклообразующие жидкости, которые переходят в стеклообразное состояние при охлаждении до 157 и 187 K, соответственно. В то время как в большинстве молекулярных жидкостей межмолекулярное взаимодействие обусловлено силами Ван-дер-Ваальса, водородные связи могут также вносить значительный вклад во взаимодействие. PC и глицерин имеют схожие размеры и массы молекул, близкие температуры стеклования, а также довольно схожие термодинамические свойства при нормальном давлении [1-3]. Однако в глицерине важную роль во взаимодействии играют водородные связи, которых нет в пропиленкарбонате. В данной работе представлено ульт-

развукое исследование стеклообразных и жидких глиуерина и пропиленкарбоната под давлением с целью выяснить роль водородных связей в межмолекулярном взаимодействии.

Исследования проводились на ультразвуковом пьезометре типа цилиндр-поршень. Импульсным методом измерялись продольная и поперечная скорости ультразвука на частотах 10 МГц и 5 МГц, соответственно, при этом проводились прямые измерения объема под давлением. По этим данным рассчитывались модули объемной упругости  $B$ , сдвига  $G$  и коэффициент Пуассона. Упругие свойства глицирина исследовались до давления 0,6 ГПа в жидкой фазе и до 1,7 ГПа в стеклообразной фазе, а также при переходе стекло-жидкость при изобарических отогревах в интервале температур от 77 до 295 К.

Упругие модули как жидкого, так и стеклообразного глицирина при нормальном давлении заметно выше, чем модули соответствующих фаз пропиленкарбоната, что указывает на существенный вклад водородных связей в межмолекулярное взаимодействие в глицирине. На рис. 1 представлены барические зависимости модуля объемной упругости  $B$  и относительного изменения объема жидкого глицирина и пропиленкарбоната. Если начальные значения модуля  $B$  для данных веществ отличаются более чем в 2 раза, то производные по давлению близки ( $B'(P) \approx 7,6$  для глицирина и  $B'(P) \approx 8,6$  для пропиленкарбоната). Примерно такое же отношение (в 2–2,5 раза) как для значений модуля  $B$ , так и  $G$  наблюдается в случае стеклообразных глицирина и пропиленкарбоната при 77 К при нормальном давлении, что также указывает на значительный вклад водородных связей в межмолекулярное взаимодействие в стеклообразном глицирине. Коэффициент Пуассона под давлением в стеклообразном глицирине оказывается меньше, чем в пропиленкарбонате (0,34 и 0,36, соответственно), что можно связать с влиянием водородных связей, определяемых главным образом ион-ионным взаимодействием в цепочке О-Н---О.

На рис. 2 представлены температурные зависимости упругих модулей при отогреве глицирина в области перехода стекло-жидкость при разных давлениях. Модуль сдвига в начале перехода в жидкость резко убывает, падая до нуля, в связи с переходом в жидкое состояние. Модуль  $B$  слабо зависит от температуры в стекле, падая примерно в 2,5 раза при переходе в жидкость. При этом из-за сильного затухания ультразвуковой волны в области перехода в нашем случае не удавалось провести измерения.

Таким образом, показано, что наличие водородных связей в глицирине приводит к увеличению начальных значений упругих характеристик в жидком и стеклообразном состоянии (в сравнении с пропиленкарбонатом), однако изменения упругих характеристик под давлением примерно одинаковы.

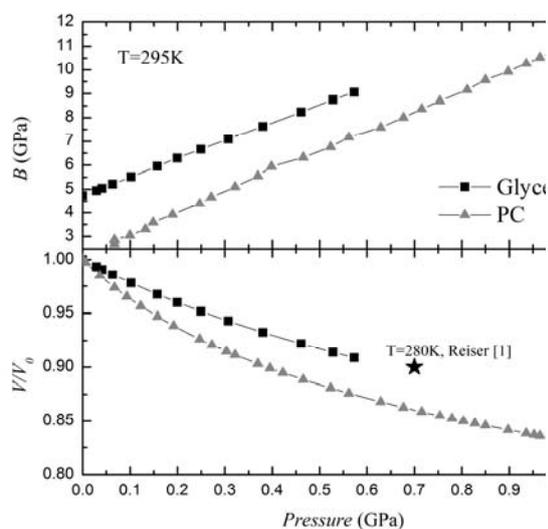


Рис.1

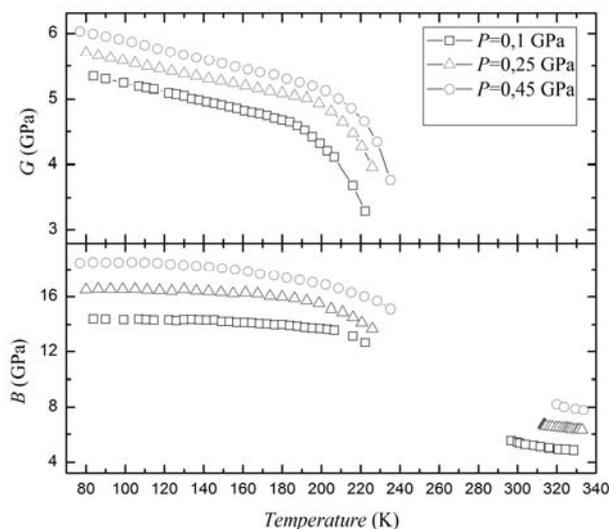


Рис.2

*E-mail: idanilov@hppi.troitsk.ru*

### Литература

1. A.A. Pronin, M.V. Kondrin, A.G. Lyapin, V.V. Brazhkin, A.A. Volkov, P. Lunkenheimer, A. Loidl, *Phys. Rev. E*, 81, 041503 (2010).
2. Kondrin M.V., Gromnitskaya E.L., Pronin A.A., Lyapin A.G., Brazhkin V.V., Volkov A.A. Dielectric Spectroscopy and Ultrasonic Study of Propylene Carbonate under Ultra-high Pressures - *J. Chem. Phys.* – 2012 - №137 – p.084502.
3. Reiser A., Kasper G. On the pressure dependence of fragility - *Europhys. Lett.* – 2006 - №76 - pp 1137-1143.

## ЛАБОРАТОРНАЯ АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ ЭЛЕМЕНТОВ РЕНТГЕНОВСКОЙ ОПТИКИ НА БАЗЕ СИНТЕТИЧЕСКИХ АЛМАЗОВ В РЕЖИМЕ РЕАЛЬНОГО ВРЕМЕНИ

Жолудев С.И.

*ФГБНУ ТИСНУМ, Троицк, Москва, Россия*

В настоящее время к синтетическим алмазам высокого структурного совершенства проявляется огромный интерес, особенно после демонстрации работоспособности рентгеновского лазера на свободных электронах (ЛСЭ) с  $\lambda \sim 1 \text{ \AA}$ , в схеме, в которой монокристалл из алмаза являлся конструктивным элементом ЛСЭ [1]. Кроме того, экспериментально установлено, что алмаз является идеальным зеркалом для жесткого рентгеновского излучения с коэффициентом отражения близким к теоретическому пределу [2], что открывает перспективу создания резонатора из монокристаллов алмаза для многопроходного ЛСЭ [3]. Наряду с такими уникальными свойствами алмаза как высокая радиационная стойкость и теплопроводность, низкий коэффициент поглощения рентгеновского излучения делают его единственным кандидатом для работы в экстремальных условиях, обусловленных воздействием мощных пучков синхротронных источников (СИ) и рентгеновских лазеров. Чтобы алмаз обладал вышеперечисленными свойствами, в нем должны полностью отсутствовать линейные и планарные дефекты, поскольку даже единичные дислокации значительно снижают коэффициент отражения жесткого рентгеновского излучения [4]. Для выявления бездефектных областей в ростовых монокристаллах и изделиях из них, требуется не только применение существующих, но и разработка, и постановка новых методов структурной диагностики, желательно в режиме реального времени или с минимальным временем проведения анализа [5]. Использование мощных источников рентгеновского излучения с вращающимся анодом в сочетании с современными высокочувствительными пространственными полупроводниковыми детекторами стало вполне доступным для реализации этого в лабораторных условиях. Для оценки качества монокристаллов стандартно используется методы рентгеновской топографии и дифрактометрии высокого разрешения [6]. С их помощью выявляются объемные, линейные и планарные дефекты. Однако, данные методы требуют значительных временных затрат при работе с лабораторными источниками. Для ускорения процесса обнаружения дефектов в монокристаллах синтетических алмазов нами предложено использовать рентгеновскую томографию в белом излучении, для получения которой требуется значительно меньше времени. Произвольную проекцию объемного изображения кристалла можно наблюдать в режиме реального времени. Поскольку метод основан на анализе абсорбционного контраста, обусловленного разницей плотности различных участков объема образца, алмаз, в силу малого значения коэффициента поглощения рентгеновского излучения, идеально подходит для применения его при анализе монокристаллов сразу после завершения процесса кристаллизации. С помощью этого метода можно выявить объемные нарушения (поры) и

участки с металлическими включениями. Однако, для более тонкого анализа этого метода недостаточно ввиду его низкой разрешающей способности, увеличить которую можно реализовав схему рефракционной радиографии в двухкристальной бездисперсионной схеме. Угловое разрешение такой схемы определяется дарвиновской угловой шириной брэгговского отражения, которое для алмаза на медном излучении составляет единицы угловых секунд. Реализация данной схемы на лабораторном источнике открывает новые возможности в экспресс анализе объемной структуры кристаллов. Одно из важных применений данного метода, является лабораторный экспресс-анализ структурного совершенства синтетических алмазов и изделий из них, в частности, элементов рентгеновской оптики для ЛСЭ и СИ.

*E-mail:* [s.i.zholudev@gmail.com](mailto:s.i.zholudev@gmail.com)

### Литература

1. Amann, J., Berg, W., Blank, V. *et al.* Demonstration of self-seeding in a hard-X-ray free-electron laser. *Nature Photonics* **6**, 693-698 (2012)
2. [Shvyd'ko](#) Yu.V., [Stoupin S.](#), [Blank V. D.](#), [Terentyev S. A.](#) Near-100% Bragg reflectivity of X-rays. *Nature Photonics* **5**, 539-542 (2011)
3. Kim, K.-J. & Shvyd'ko, Y. Tunable optical cavity for an X-ray free-electron-laser oscillator. *Phys. Rev. Phys. Spec. Top Accel. Beams* **12**, 030703 (2009)
4. Yuri V. Shvyd'ko, Stanislav Stoupin, Alessandro Cunsolo, Ayman H. Saidand Xianrong Huang. High-reflectivity high-resolution X-ray crystal optics with diamonds // *Nature Physics*, V. 6, (2010)
5. [Лабораторная автоматизированная система контроля структуры кристаллов алмаза в режиме реального времени](#) // [Химия и химическая технология](#), том 56, № 7, с. 34-38, (2013)
6. Д.К.Боуэн, Б.К.Таннер Высокоразрешающая рентгеновская дифрактометрия и топография // Перевод с англ. И.Л.Шульпиной и Т.С.Аргуновой – СПб: Наука, (2002)

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ НАНОПРОВОДОВ СО НА ВИЦИНАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ CU(111) МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Сыромятников А.Г.

*МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

В свете непрекращающегося развития электроники и вычислительной техники растет нужда в непрерывной миниатюризации устройств-носителей информации. Плотность размещения информации возможно увеличить, используя в качестве носителей магнитные атомные провода на вицинальных металлических поверхностях. Первостепенное преимущество использования ступенчатых поверхностей состоит в формировании на них одномерных упорядоченных образований благодаря самоорганизации при эпитаксиальном росте. В отличие от метода литографии, такой подход показывает себя более экономным. Согласно оценкам, для создания одного бита на металлической вицинальной поверхности хватает около сотни атомов кобальта [1]. К сожалению, проблема создания подобных структур недостаточно хорошо изучена на текущий момент.

В представленной работе предлагается модель взаимодействия атомов кобальта на поверхности меди, в рамках которой рассчитывается поведение одномерной структуры Со на вицинальной металлической поверхности Cu(111) с целью проследить эволюцию ее состояния. Вычисления проведены с помощью метода молекулярной динамики с использованием алгоритма Верле в скоростной форме [2], в который было заложено как близкое (потенциалы РЖЛ) [3], так и дальнее (диполь-дипольное, фриделевские осцилляции) [4] взаимодействия между атомами исследуемых структур. Дополнительно целью работы стояло получить теоретическое обоснование явления димеризации атом-

ных проволок Co на ступенчатой поверхности Cu(111) при низких температурах, обнаруженное экспериментально в работе [5].

Представленные в работе теоретические расчеты показывают различие взаимодействий адатомов кобальта со ступенью на верхней и нижней террасах вицинальной поверхности Cu(111), обусловленные перераспределением заряда на краю ступени. Полученные результаты объясняют формирование наноструктур на нижней части ступени при температурах порядка 100 К, и на верхней ее части при комнатной температуре. Продемонстрировано, что взаимодействие между двумя адатомами Co на вицинальной поверхности Cu(111) значительно зависит от расстояния до ступени.

*E-mail:* [xtotdam@yandex.ru](mailto:xtotdam@yandex.ru)

### Литература

1. Gambardella, P. et al. Giant Magnetic Anisotropy of Single Cobalt Atoms and Nanoparticles, *Science*, 2003, V. 300 P. 1130.
2. Heerman W. Computer simulations methods in theoretical physics. Springer-Verlag, 1986.
3. Cleri, F. and Rosato, V. (1993). Tight-binding potentials for transition metals and alloys, *Phys. Rev. B*, 1993, V. 48, P. 22.
4. О. М. Браун, В. К. М. Взаимодействие между частицами, адсорбированными на поверхности металлов, *Успехи физических наук*, 1989, V. 157 P. 631.
5. Zaki, N. et al. Experimental observation of spin-exchange-induced dimerization of an atomic one-dimensional system, *Phys. Rev. B*, 2013, V. 87, P. 161406.

## ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Сафошкин А.С.

*Рязанский государственный радиотехнический университет,  
кафедра высшей математики, Рязань, Россия*

Работа направлена на выяснение вклада внутриволновой и межволновой электрон – электронной релаксации в затухание квантования Ландау осцилляций поперечного магнитосопротивления с использованием Фурье-анализа [1]. Исследования осцилляций Шубникова-де-Гааза сопротивления  $\rho_{xx}$  позволяют изучать энергетический спектр и кинетические параметры (например, эффективная масса, время релаксации и концентрация носителей заряда) вырожденного электронного газа в металлах, полупроводниках и соединениях на их основе.

Непосредственно по периоду осцилляции в обратном магнитном поле определяется лишь энергия Ферми. Для получения других параметров необходимо наличие как элементов теории, так и соответствующей процедуры обработки данных эксперимента. Сложность анализа экспериментальных данных возрастает, если в проводимости участвуют носители из двух или более подзон размерного квантования.

В работе [1] показано, что компоненты тензора удельного сопротивления

$$\rho_{xx} = \rho_{xx}^{TD} + \rho_{xx}^{TI}, \quad \rho_{xx}^{TI} = \rho_{xx}^0 + \rho_{xx}^{nd},$$

содержат температурно-зависимую (TD) и температурно независимую (TI) части. Последняя содержит плавно меняющееся классическое магнетосопротивление  $\rho_{xx}^0$  и не зависящую от температуры осциллирующую функцию  $\rho_{xx}^{nd}$ . Можно сделать вывод, что осцилляции Шубникова-де-Гааза зависят от магнитного поля, температуры и времени электрон-электронного взаимодействия. Следовательно, использование Фурье-анализа позволяет выразить зависимости между параметрами данных осцилляций, в частности,

экспериментальные температурные зависимости времени электрон-электронного взаимодействия.

Методом самосогласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера,

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2}{dz^2} + E(z) \right] \psi_j(z) = E_j \psi_j(z) \quad -\frac{d^2V}{dz^2} = \frac{4\pi\rho(z)}{\chi}$$

были найдены вид энергетической структуры для зоны проводимости наноструктуры и пространственное распределение электронной плотности на уровнях (подзонах) размерного квантования. С точностью до второго члена разложения внешнего возмущающего потенциала теории возмущений выражение для времени электрон-электронного взаимодействия может быть представлено в виде

$$\frac{1}{\tau_{ij}^{ee}} = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \sum_{k,m} \sum_{\mathbf{q}} |V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, \omega)|^2 \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}} \delta(E_j(\mathbf{k} + \mathbf{q}) + E_l(\mathbf{p} - \mathbf{q}) - E_i(\mathbf{k}) - E_k(\mathbf{p})) f_{\mathbf{k}} f_{\mathbf{p}} (1 - f_{\mathbf{k} + \mathbf{q}}) (1 - f_{\mathbf{p} - \mathbf{q}}) \quad (1)$$

где  $V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, \omega)$  — матричный элемент полного потенциала экранирования,  $f$  — функция распределения Ферми — Дирака. Традиционный подход к решению подобных задач состоит в рассмотрении условий абсолютного нуля ( $T = 0$  К), ограничением разложения матричных элементов до членов второго порядка малости, что связано с логарифмической расходимостью членов высшего порядка разложения. Решение поставленной задачи требует иного подхода, а именно: условие  $T \neq 0$  К. Интегрирование (1) связано с некоторыми особенностями: при небольших температурах происходит переход к так называемому «гидродинамическому режиму», который можно описать с помощью макроскопических законов гидродинамики и термодинамики. Макроскопические ситуации принципиально отличаются от предела  $T \equiv 0$ . В этом пределе частота столкновений обратится в ноль, а диэлектрическая функция  $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ , входящая в  $V_{tot}^{ijkl}(\mathbf{q}, \omega)$  будет соответствовать бесстолкновительному режиму [2]:

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = 1 - \frac{e^2}{2\pi q} \int \frac{d^2\mathbf{k} (f_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} - f_{\mathbf{k}+\mathbf{q}})}{\hbar^2 \mathbf{k}\mathbf{q}/m + \hbar\omega}$$

Поэтому в (1) необходимо учитывать и температурную зависимость функций распределения. Функция  $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{V_{ext}(\mathbf{q})}{\chi(\mathbf{q}, \omega)}$  имеет в комплексной плоскости частот особую точку, поэтому следует вначале проводить суммирование по волновым векторам  $\mathbf{k}$ ,  $\mathbf{p}$  и  $\mathbf{q}$ , а уже затем интегрирование по частоте  $\omega$ . Необходимо также отметить, что в большинстве работ по исследованию электрон-электронных взаимодействий используется статический предел так, что  $\chi(\mathbf{q}, \omega) \equiv \chi(\mathbf{q}, 0)$ . В нашей задаче функция распределения имеет достаточно сложную структуру. И поэтому возможно ожидать резонансные отклики на непрерывный спектр потенциала внешнего возмущения. Следовательно, решение поставленной задачи требует исследования частотной зависимости  $V_{tot}(\mathbf{q}, \omega)$  в (1) с использованием приближения хаотических фаз, суть которого состоит в пренебрежении связью между изменениями Фурье – образов плотностей, относящихся к разным длинам волн.

Для сильнолегированного гетероперехода, аппроксимированного треугольным потенциальным профилем, когда заполнены основная и возбужденная подзоны размерного квантования, получены выражения параметрических зависимостей от температуры, которые объясняют результаты эксперимента [3,4].

Автор выражает благодарность зав. каф. высшей математики РГРТУ, доц. Бухенскому К.В., к.ф.-м.н., доц. Кучерявому С.И. и научному руководителю, к.ф.-м.н., доц. Дюбуа А.Б.

*safoshkin.a.s@rsreu.ru*

### Литература

1. Аверкиев Н.С., Монахов А.М., Саблина Н.И., Кoenraad P.M.. Об обработке экспериментальных данных по осцилляции магнетосопротивления в двумерном электронном газе. – Физика и техника полупроводников. – 2003. – Том 37, вып. 2. – С. 169-172.
2. Пайнс Д., Нозьер Ф. Теория квантовых жидкостей. – М.: Мир, 1967. – 382 с.
3. Дюбуа А.Б., Зилотова М.А., Кучерявый С.И., Сафошкин А.С. – Кинетические процессы в умеренно легированном гетеропереходе. – Вестник РГРТУ. – 2013. – №3(45). – С. 88-92.
4. Ambartsumyan V.A., Andryushchenko E.A., Bukhenskyu K.V., Dubois A.B., Dvoretzkova E.A., Gordova T.V., Kucheryavyu S.I., Mashnina S.N., Safoshkin A.S. – Channels of electron-electron interactions in highly doped heterojunction. – Nanosystems: physics, chemistry, mathematics. – 2014. – Vol. 5, Issue 3. – pp 343-353.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЛЯТИВИСТКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПОЛЕ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Акинцов Н.С.

*Кубанский государственный университет, Краснодар, Россия*

Исследование энергетических характеристик заряженной частицы в поле частотно-модулированной электромагнитной волны представляет интерес в связи с практической разработкой многочастотных лазеров и развитием техники модуляции лазерного излучения [1-3].

В настоящей работе рассматривается динамика электрона в интенсивном частотно-модулированном электромагнитном поле линейной и круговой поляризации. Взаимодействия заряженных частиц со сверхкороткими лазерными импульсами фемтосекундной длительности и с интенсивностями излучения до  $10^{22}$  Вт/см<sup>2</sup> является одним из основных направлений лазерной физики в настоящее время.

В данной работе полагалось, что плоская монохроматическая электромагнитная волна модулирована по частоте [4]. Период колебания релятивистской заряженной частицы в поле частотно-модулированной электромагнитной волны определяется формулой:

$$\tilde{T}_n = \frac{2\pi}{\omega} \frac{(1+h)}{(1+n\eta)} = T \frac{(1+h)}{(1+n\eta)}, \quad (1)$$

где  $h$  – параметр определяется из начальных условий для случая линейной поляризации

$$h = \frac{1}{4} \left\{ \sigma \left( \sum_{n=-N}^N \frac{J_n^2(\mu)(1+2\sin^2 \Phi_{n0})}{(1+n\eta)^2} \right) \right\} \quad (2)$$

и круговой поляризации

$$h = \frac{\sigma}{2} \sum_{n=-N}^N \frac{J_n^2(\mu)}{(1+n\eta)^2}, \quad (3)$$

$\omega$  — циклическая частота волны;  $\Phi_{n0}$  — начальная фаза волны;  $\eta = \omega' / \omega$ ,  $\omega'$  — частота модуляции;  $n$  — индекс изменяется в пределах  $-N$  до  $N$  [5];  $J_n(\mu)$  — функция Бесселя первого рода,  $\mu = \Delta\omega' / \omega$  — индекс частотной модуляции равный отношению

девиации частоты к циклической частоте [6]. Из (1) следует, что период колебания частицы отличен от периода поля.

Средняя кинетическая энергия релятивистской заряженной частицы в поле плоской линейно поляризованной частотно-модулированной электромагнитной волны в начальный момент времени ( $V_0 = 0$ ) определяется выражением:

$$\langle \bar{\varepsilon} \rangle - mc^2 = \frac{mc^2 \sigma}{4} \left\{ \sum_{n=-N}^N \frac{6J_n^2(\mu)}{(1+n\eta)^2} - \sum_{n=-N}^N \frac{7\sigma J_n^4(\mu) + 32J_n^2(\mu)(1+n\eta)^2}{2(1+n\eta)^2 \sqrt{3J_n^4(\mu)\sigma^2 + 16\sigma J_n^2(\mu)(1+n\eta)^2 + 16(1+n\eta)^4}} \right\}. \quad (4)$$

Для средней энергии первоначально покоящейся частицы в волне круговой поляризации

$$\bar{\varepsilon} - mc^2 = \frac{\sigma mc^2}{2} \left\{ \sum_{n=-N}^N \frac{J_n^2(\mu)}{(1+n\eta)^2} + \sigma \sum_{n=-N}^N \frac{J_n^4(\mu)}{(1+n\eta)^4 \left( 4 + 2\sigma \sum_{n=-N}^N \frac{J_n^2(\mu)}{(1+n\eta)^2} \right)} \right\}, \quad (5)$$

здесь  $mc^2$  — энергия покоя заряженной частицы [7].

В формулах (2), (3), (4) и (5) параметр  $\sigma$  определяется выражением:

$$\mu = \left( \frac{q\rho b}{mc\omega} \right)^2 = \frac{2q^2}{\pi m^2 c^5} I \lambda^2, \quad (6)$$

где  $I = c\rho^2 b^2 / 4\pi$  — интенсивность электромагнитной волны;  $\lambda = 2\pi c / \omega$  — длина волны;  $\rho$  — параметр эллиптичности ( $\rho = \pm 1$  — соответствует линейной поляризации, а  $\rho = \pm 1/\sqrt{2}$  — круговой поляризации) [8].

Полученные формулы для средней кинетической энергии частицы содержат явную зависимость от начальной скорости частицы, амплитуды электромагнитной волны, индекса частотной модуляции, частоты несущей волны, частоты модуляции, интенсивности и её поляризации, что позволяет проводить практические расчеты. При  $\mu \ll 1$ ,  $N = 1$  формулы (2), (3), (4) и (5) переходят в частные случаи формул линейной и круговой поляризации из [9]. Приведенные результаты могут использоваться для интерпретации экспериментов с плазмой, помещенной во внешнее электромагнитное поле.

*akintsov777@mail.ru*

### Литература

1. Ярив А. Квантовая электроника и нелинейная оптика. — М.: Сов. радио, 1980. С. 488.
2. Рэди Дж. Действие мощного лазерного излучения. — М.: Мир, 1974. С. 468.
3. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. Физика мощного лазерного излучения. — М.: Наука, 1991. 312 с.
4. Копытов Г.Ф., Оксюзян С.С., Глячев В.Б. К вопросу о характеристиках излучения электрона в модулированном электромагнитном поле/Ред. журн. "Изв. вузов. Физика". — Томск, 1987.— 15 с. — Деп. в ВИНТИ 14.09.85, № 7353.
5. Багров В. Г., Гитман Д. М., Тернов И. М., Халилов В. Р., Шаповалов В. Н. Точные решения релятивистских волновых уравнений. — Новосибирск.: Наука, 1982. — 143 с.
6. Копытов Г.Ф. Глячев В. Б. Взаимодействие заряженной частицы с многочастотным электромагнитным полем / Ред. журн. Изв. вузов. Физика. Томск, 1984. 11 с. Деп. в ВИНТИ 11.10.82, № 6526-84
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М.: Наука, 2004. 509 с.
8. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. — М.: Мир, 1981.— 583 с.

9. О движении заряженной частицы в плоской монохроматической электромагнитной волне / С.Н. Андреев, В.П. Макаров, А.А. Рухадзе // Квантовая электроника. – 2009. – Вып. 39, № 1. – С. 68–72.

### ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОИГОЛКАХ ГЕТИТА $\alpha\text{Fe-OОН}$ ПРИ ПОВЫШЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ

Должикова А.В.

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

В современных нанотехнологиях получения наночастиц магнетита основным прекурсором являются наночастицы гетита.

В данной работе методами: ДСК, мессбауэровской спектроскопии, электронной микроскопии и рентген-дифракционного анализа были исследованы монокристаллические наноиголки гетита, полученные гидротермальным способом. Методами электронной микроскопии и электронной дифракции было установлено, что частицы имеют форму наноиголок с поперечными размерами 20-40 нм и монокристаллическую структуру. Методом ДСК была исследована термоустойчивость гетита. Было установлено, что при температуре ( $T \approx 90^\circ\text{C}$ ) выходит адсорбированная вода, а при температуре ( $T \approx 300^\circ\text{C}$ ) происходит фазовое превращение гетита  $\alpha\text{Fe-OОН}$  в гематит  $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$ .

Структурные и магнитные параметры полученного гематита были исследованы методами рентген-дифракционного анализа и мессбауэровской спектроскопии. С помощью электронного сканирующего микроскопа Quanta 3d FEG удалось установить, что после фазового превращения  $\alpha\text{Fe-OОН}$  в  $\alpha\text{Fe}_2\text{O}_3$  полученный гематит сохранил игольчатую морфологию.

Полученные результаты дают надежды на создание нанотехнологий получения наноигольчатых частиц гематита и магнетита, из уникального наноигольчатого гетита.

Научный руководитель проф. Новакова А. А.

*E-mail: dol\_nas@mail.ru*

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОЙ СТРУКТУРНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В КЛИНЕ

Кокшайский А.И., Тощов Е.А., Агафонов А.А.

*МГУ имени М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Росси*

В работе приводятся результаты экспериментальных исследований распространения упругих волн в клине из изотропного поликристаллического сплава алюминия Д16 с остаточными напряжениями. В клине распространяются изгибные упругие волны, локализованные у ребра клина. Первые теоретические и экспериментальные исследования клиновых волн были выполнены Лагасом [5] и Марадудиным [6]. Лагас предложил эмпирическую формулу для скорости клиновой волны при  $n\theta < \pi/2$ :

$$C = C_R \sin(n\theta),$$

где  $C_R$  – скорость поверхностной волны,  $\theta$  – угол раствора клина,  $n$  – номер моды клиновой волны.

Проблемами нахождения аналитического решения данной задачи занимались в своих работах Маккенна и В.Г. Можяев [4]. Солодов И.Ю. вместе с коллегами выполнили экспериментальные исследования свойств клиновых акустических волн [1]. В этой работе была обнаружена высокая локализацию энергии клиновых волн у ребра клина (1-2 длины волны), их низкая скорость распространения и отсутствие дисперсии.

Теоретическое описание клиновых волн довольно сложно, что повышает актуальность их экспериментального изучения. Однако, несмотря на значительное количество

экспериментальных работ, посвященных особенностям распространения упругих клиновых волн конечной амплитуды, эта область недостаточно изучена. Клиновые волны, как уже отмечалось выше, являются изгибными и их распространение в изотропных твердых телах, как следует из классической упругой нелинейности, не должно сопровождаться генерацией второй акустической гармоники, амплитудно зависимым поглощением клиновых волн. Однако, недавно проведенные исследования, показали, что в средах с дефектами, кроме классической упругой нелинейности, связанной с ангармонизмом кристаллической решетки, проявляется структурная упругая нелинейность, которая может значительно превышать классическую нелинейность. Это позволяет наблюдать в твердых телах с дефектами ряд нелинейных эффектов, наблюдение которых в бездефектных средах невозможно, например, эффект быстрой динамики. Он заключается в зависимости скорости волны от её амплитуды. При этом скорость упругой волны в среде с дефектами линейно зависит от ее амплитуды. Это является одним из диагностических признаков наличия дефектов в исследуемом твердом теле.

Целью данной работы являлось экспериментальное исследование эффекта быстрой динамики в твердом теле с дефектами с использованием клиновых волн. Для проведения экспериментальных исследований из поликристаллического сплава алюминия Д16 с остаточными упругими напряжениями был изготовлен клин с углами раствора  $30^\circ$  и  $60^\circ$  (третий угол, равный  $90^\circ$ , не использовался) и длиной 180 мм. Для возбуждения упругих волн в клине использовались пьезоэлектрические преобразователи. Экспериментальные исследования проводились на автоматизированной ультразвуковой установке фирмы Ritec (США). Эксперименты проводились в импульсном режиме в диапазоне частот (250–500) кГц. Исследовалась зависимость скорости распространения и поглощения клиновых волн в клиньях с углами  $30^\circ$  и  $60^\circ$ . Было обнаружено линейное уменьшение скорости клиновых волн и увеличение их поглощения при увеличении амплитуды клиновых волн, что характерно для сред с неклассической нелинейностью.

Приводится экспериментальная методика исследования клиновых волн и обсуждение полученных экспериментальных результатов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-00288.

*E-mail: agafonov.12345@mail.ru*

### Литература

1. Боженко В.В., Иванов-Шиц К.М., Случ М.И., Солодов И.Ю. Экспериментальное исследование клиновых акустических волн. Акуст. журн. 1983. С. 262-264.
2. Крылов В.В., Можаяев В.Г. Отражение и прохождение волн Рэлея в клине. Акуст. журн. 1985. Т.31. №6. С. 751-755.
3. Крылов В.В. Об условиях применимости геометрической акустики для волн в остроугольном твердом клине. Акуст. журн. 1989. Т.35. №2. С. 294-301.
4. Можаяев В.Г. Лучевая теория клиновых акустических волн. Вестник Московского Университета. 1989. №5. С. 40-45
5. Lagasse P.E., Mason I.M., Ash E.A. Acoustic surface waveguides – analysis and assessment. //IEEE Trans. Son. Ultrason. 1973. V. 20. P. 143.
6. Maradudin A.A., Wallis R.F., Mills D.L., Ballard R.L. Vibrational edge modes in finite crystals. // Phys. Rev. B.-1972.-V. 6.- P. 1106.

## ENHANCEMENT OF THE LIFETIME OF RABI OSCILLATIONS IN EXCITON-POLARITON SYSTEM

Demirchyan S.S.

*Vladimir State University named after Al. and N. Stoletov, Vladimir, Russia*

Polaritonics study bosonic quasiparticles, named polaritons, formed as a result of the light-exciton coupling. Nowadays polaritonics represents an indispensable tool for investiga-

tion of quantum coherent and nonlinear phenomena occurring at the matter-field interface in various area of condensed matter physics, quantum and atom optics. Semiconductor microcavities serve as a solid-state laboratory to study dynamical and quantum effects in open and non-equilibrium systems of bosons. Particularly, one of the main achievements in the field of polaritonics is the creation of and manipulation with condensates characterized by a macroscopic occupation of a single quantum state and extended temporal and spatial coherences. In this sense, polaritonics presents a significant interest for quantum information science. Rabi oscillations represent a natural property of exciton-polariton systems arising from the beating between the polaritons of the lower and upper branches. Usually such oscillations, being formed by external short coherent pulse, decay in time that obviously reflects a presence of decoherent processes in a system. The decoherence time (or Rabi-oscillations lifetime) may be quite short in realistic systems, typically comparable or even shorter than the lifetime of the exciton polariton that is on the picosecond time scale. In the paper [1] the way of creating a stable polariton Rabi-oscillations in a resonantly cw pumped semiconductor microcavity was suggested. We demonstrate that in the presence of an incoherent reservoir of polaritons the coherence time of Rabi oscillations may be dramatically increased (up to nanoseconds) because of the stimulated scattering of polaritons towards the ground state characterized by zero in-plane wavevector. Such a research pave the way to the study of permanent Rabi-oscillations in semiconductor microcavities, when lifetime of the oscillations approach to infinity due to exciton state pumping from the reservoir.

*E-mail: sevakdemirchyan@gmail.com*

### References

1. Demirchyan S.S., Chestnov I.Y., Alodjants A.P., Glazov M.M, Kavokin A.V., Phys. Rev. Lett. 112, 196403 (2014)

## ПОЛУЧЕНИЕ И ПРИМЕНЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ АЛМАЗА ИГЛОПОДОБНОЙ ФОРМЫ

Алексеев А.М.<sup>1</sup>, Туякова Ф.Т.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ имени М.В.Ломоносова, *физический факультет, Москва, Россия*

<sup>2</sup>МГТУ радиотехники, электроники и автоматики, *факультет электроники  
Москва, Россия*

Метод газофазного химического осаждения углерода из метан-водородной смеси позволяет получать текстурированные поликристаллические плёнки, сформированные кристаллитами алмаза, имеющими схожую ориентацию относительно подложки. Технология селективного окисления даёт возможность удалить из состава плёнки графитоподобные и наноалмазные включения, а также сильнодефектный алмазный материал, в результате чего могут быть получены монокристаллы алмаза, имеющие иглоподобную форму. Изменение условий осаждения в процессе роста текстурированных плёнок позволяет контролируемо изменять форму образующихся алмазных кристаллитов и в итоге получать иглоподобные монокристаллы сложного вида. Подобные алмазные иглы представляют интерес с точки зрения целого ряда практических приложений, таких как атомно-силовая микроскопия или точечная теплопередача. Возможность допирования алмазного материала азотом путём его добавления в газовую смесь открывает перспективы получения азотно-вакансионных центров в структуре иглоподобных алмазных кристаллов и их использования в оптике и квантовой обработке информации.

На основании предложенной эмпирической модели механизма формирования текстурированных поликристаллических алмазных плёнок был создан компьютерный алгоритм, позволяющий осуществлять моделирование процесса роста и селективного окисления таких плёнок. Это открывает возможности для дизайна иглоподобных ал-

мазных кристаллов требуемой формы и определения оптимальных параметров для их синтеза.

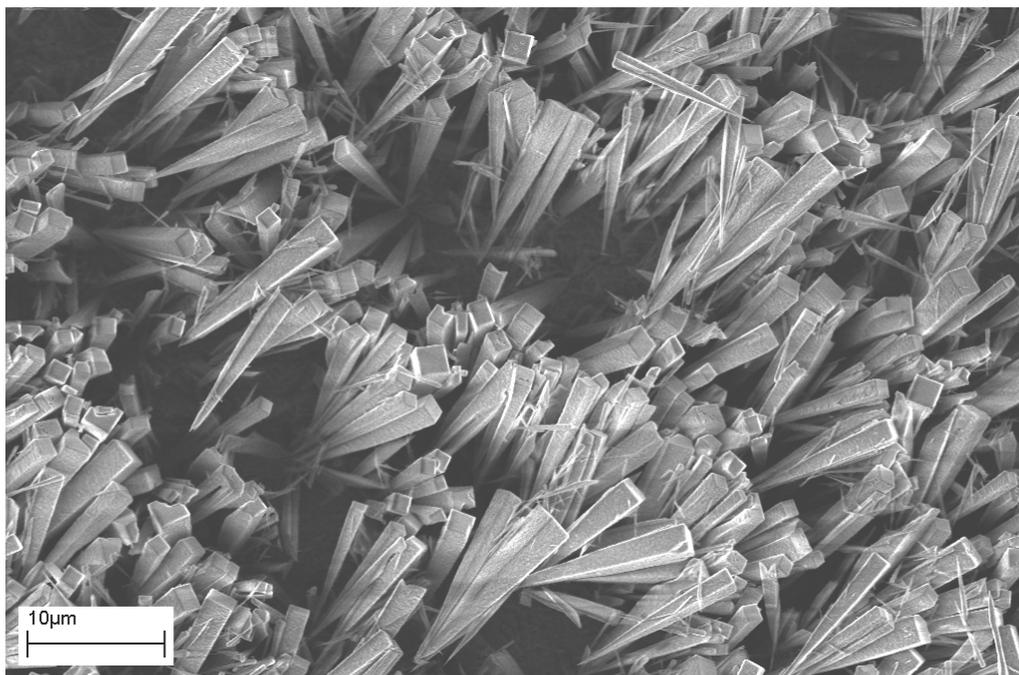


Рис. 1. Игольчатые монокристаллы алмаза, полученные в результате селективного окисления поликристаллической текстурированной алмазной плёнки

*E-mail: am.alekseev@physics.msu.ru*

## ИССЛЕДОВАНИЕ АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ НАНОПРОВОДОВ Ir НА ПОВЕРХНОСТИ Ge(001)

Кабанов Н.С.\*

*МГУ имени М.В.Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия*

Новый подход к созданию интегральных схем, сочетающий металлические нанопровода и структуры на кремниевой поверхности, демонстрирует перспективы для нового поколения быстрых и надежных электронных и фотонных устройств [1]. Поскольку обычные литографические методы достигли своих пределов, то наиболее перспективным является создание подобных структур вследствие самоорганизации. Последние работы показали, что напыление атомов таких металлов как Pt, Au на поверхность Ge(001) приводит к росту атомных проводов длиной до нескольких микрометров [2-5].

Атомная структура нанопроводов Ir на поверхности Ge(001), формирующихся вследствие самоорганизации, была изучена при помощи сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) и первопринципных расчетов. Было установлено, что нанопровода состоят из димеров Ir и ориентированы перпендикулярно поверхностным димерам. Основываясь на СТМ снимках, были предложены несколько моделей структуры нанопроводов Ir на поверхности Ge(001) и далее при помощи первопринципных расчетов была установлена структура проводов и поверхности. Анализ электронной структуры проводов показал, что при низких температурах они обладают полупроводниковыми свойствами, а при повышении температуры становятся металлическими.

---

\* Победитель подсекции.

**Литература**

1. Tijs F. Mocking, Pantelis Bampoulis, Nuri Oncel, Bene Poelsema & Harold J.W. Zandvliet, Nature Communications 4, 2387 (2013) URL <http://www.nature.com/ncomms/2013/130828/ncomms3387/abs/ncomms3387.html>
2. D. E. P. Vanpoucke and G. Brocks, Phys. Rev. B 81, 085410 (2010), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.085410>.
3. A. van Houselt, T. Gnielka, J. M. A. de Brugh, N. Oncel, D. Kockmann, R. Heid, K.-P. Bohnen, B. Poelsema, and H. J. Zandvliet, Surface Science 602, 1731 (2008), ISSN 0039-6028, URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0039602808000733>.
4. D. E. P. Vanpoucke and G. Brocks, Phys. Rev. B 77, 241308 (2008), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.77.241308>.
5. A. A. Stekolnikov, F. Bechstedt, M. Wisniewski, J. Schafer, and R. Claessen, Phys. Rev. Lett. 100, 196101 (2008), URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.196101>.  
*E-mail: me@nkabanoff.ru*

**ИССЛЕДОВАНИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ КЕРАМИКИ ZnO МЕТОДОМ ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ**

Веневцев И.<sup>1</sup>, Черненко К.<sup>1</sup>, Золотарев А.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*Университет Латвии, институт физики твердого тела, Рига, Латвия*

На сегодняшний день сцинтилляционные детекторы нашли широкое применение в различных областях науки и техники. При этом основными факторами, ограничивающими чувствительность и скорость работы детектора, являются физические параметры сцинтиллятора, что делает изучение и разработку новых сцинтилляционных материалов важными практическими задачами.

Оксид цинка (ZnO) – прямозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны 3.36 эВ. В виде тонких пленок ZnO давно используется как эффективный люминофор. В люминесценции оксида цинка, как правило, регистрируются две полосы излучения: коротковолновая (вблизи края поглощения кристалла), т.е. краевая люминесценция (КрЛ), и широкая длинноволновая полоса, максимум которой обычно лежит в зеленой области спектра, то есть зеленая люминесценция (ЗЛ).

Максимум КрЛ находится на 3.35 эВ, обладает временем спада ~0.7 нс и имеет экситонную природу [1]. Время высвечивания для ЗЛ составляет ~1 мкс. Наличие сверхбыстрой компоненты делает ZnO отличным кандидатом для создания быстродействующих детекторов, однако для этого необходимо уменьшить самопоглощение КрЛ, а также найти эффективный способ подавления ЗЛ.

Из-за сложных свойств, проявляемых ЗЛ, её природа все еще остается предметом обсуждений, несмотря на огромное число исследований [2,3]. Метод термостимулированной люминесценции (ТСЛ), позволяет получить информацию о ловушках носителей заряда, участвующих в переносе энергии к люминесцентным центрам, что дает дополнительные сведения об особенностях процесса возбуждения ЗЛ.

В данной работе методами ТСЛ была исследована сцинтилляционная керамика ZnO. Кривые ТСЛ были получены в разрешении по длинам волн в широком диапазоне температур. Спектр ТСЛ имеет сложную структуру. В нем наблюдаются полосы с максимумами 523, 615, 733 нм. Основной максимум ТСЛ наблюдается при температуре 34К. Он на 1-2 порядка по интенсивности превосходит все остальные и имеет максимум 615 нм. Также имеются пики ТСЛ с максимумами при температурах 231 К и 291 К. Полоса свечения при 733 нм имеет максимум при температуре 170К. Пики ТСЛ при температурах 231 К и 291 К имеют максимумы при 523 нм.

Также было произведено сравнение спектров ТСЛ со спектрами рентгенолюминесценции (РЛ) исследуемой керамики, полученными при различных температурах.

Для самого интенсивного пика люминесценции было проведено исследование глубины залегания ловушек методом фракционного нагрева. В этом пике были обнаружены два типа ловушек: 0.024 эВ и 0.045 эВ.

*Venik.FMF@gmail.com*

### Литература

1. Meyer B.K., Alves H., Hofmann D.M. et al. Bound exciton and donor–acceptor pair recombinations in ZnO. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 2004, vol. 241, p. 231.
2. Shan F. K., Liu G. X., Lee W.J. et al. Aging effect and origin of deep-level emission in ZnO thin film deposited by pulsed laser deposition. *Appl. Phys. Lett.*, 2005, vol. 86, p. 221910.
3. Kohan A.F., Ceder G., Morgan D. et al. First-principles study of native point defects in ZnO. *Phys Rev. B*, 2000, vol. 61, p. 15019.
4. Pagonis V., Kitis G., Furetta C., Numerical and practical Exercises in Thermoluminescence, Springer Science+Business Media, Inc., 2006.

## ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ В ОКСИДНЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ YFeO<sub>3</sub>/LaFeO<sub>3</sub>

Буряков А.М.

*МГТУ радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия*

Гетероструктуры YFeO<sub>3</sub>/LaFeO<sub>3</sub>(YFO/LFO), являются перспективной основой для создания магнитоэлектронных устройств. Возникновение поляризации в результате нарушения инверсионной симметрии является необходимым условием для технологически важных свойств ферро- и пьезоэлектричества, используемых в конденсаторах и актюаторах, в то время как нарушение временной симметрии требуется для магнитоупорядоченных состояний, таких как антиферро- и ферромагнетизм, используемых в устройствах хранения информации. Такие структуры обладают хорошей чувствительностью и селективностью в отношении различных токсичных газов, например, CO и NO<sub>x</sub> [1].

Известно, что электродипольный вклад в генерацию второй оптической гармоники (ГВГ) разрешен лишь в нецентросимметричных средах [2]. Однако, как было показано в нескольких теоретических [3-5] и экспериментальных [6,7] работах, магнитодипольный МД и квадрупольный КД вклады могут быть существенными вследствие резонансного усиления, и поэтому могут быть измерены экспериментально. Нелинейная поляризация для таких структур может быть записана как [8]:

$$P(2\omega) \propto \chi^{em}(-2\omega; \omega, \omega) E(\omega) H(\omega). \quad (1)$$

В данной работе представлены исследования поверхностных и интерфейсных состояний мультислойных образцов YFO/LFO, проведенные методом ГВГ.

В установке для измерения магнитоиндуцированной ГВГ образец был помещен в магнитное поле, прикладываемое в меридиальной геометрии (т.е. вектор напряженности магнитного поля находится в плоскости образца).

Нами были экспериментально исследованы серии гетероструктур с четным и нечетным числом монослоев YFO и LFO на подложке DyScO<sub>3</sub>. Общая толщина монослоев 160 nm. Результаты расчета суммарной поляризации для различного количества монослоев показали, что при нечетном числе монослоев наблюдается максимальная поляризация, а при четном числе монослоев поляризация равна 0. Причем увеличение количества слоев уменьшает суммарную поляризацию всей структуры.

Магнитный вклад в ГВГ проявляется в виде неэквивалентных зависимостей интенсивности ГВГ при приложении магнитных полей противоположных знаков. Неэквивалентность интенсивностей ГВГ возникает вследствие монодоменизации образца при приложении внешнего магнитного поля, а также из-за отсутствия кристаллографического и одновременного сосуществования магнито-дипольного и квадрупольного вкладов, а также их интерференции. Интенсивности ГВГ при приложении полей противоположных знаков для образца с четным числом монослоев не различаются.

На рис.1 (а) представлен спектр ГВГ в диапазоне энергии фотонов  $h\omega=1.33-1.6\text{эВ}$ . Резонансное усиление магнитодипольного вклада в ГВГ наблюдается при энергии фотонов 1,41 эВ. Магнитоиндуцированная генерация второй оптической гармоники в зависимости от количества монослоев представлена на рисунке 1(б). Изменение коэрцитивного поля показано стрелками. Максимальная ширина наблюдается у структуры с единичным монослоем.

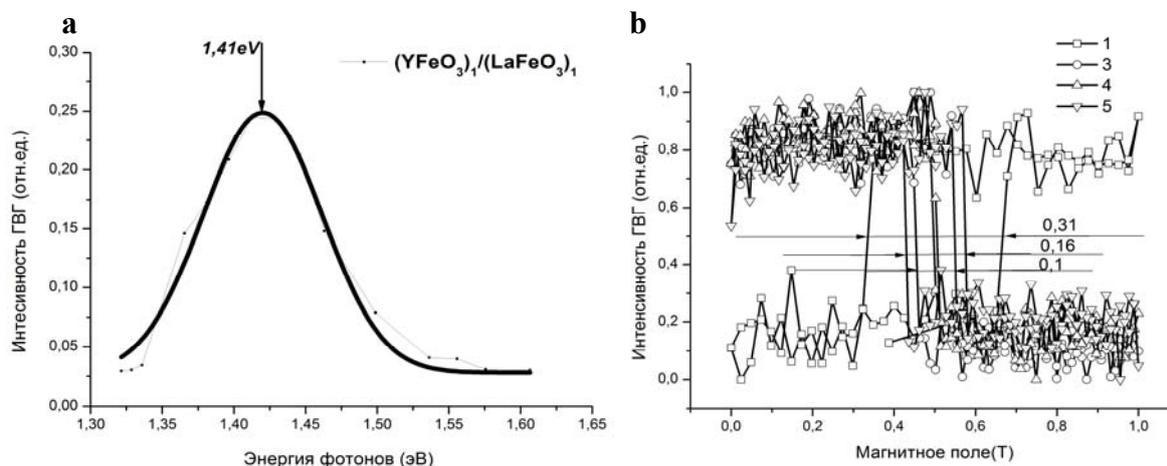


Рис 1. (а) Спектр ГВГ в мультислойном образце с единичным монослоем. (б) Полевая зависимость интенсивности ГВГ для мультислойных структур  $(\text{YFeO}_3)_n/(\text{LaFeO}_3)_n$ ,  $n=1,3,4,5$

Поскольку интенсивность ГВГ пропорциональна квадрату поляризации, экспериментальная зависимость поляризации в зависимости от количества монослоев. качественно подтверждает теоретическую кривую полученную в работе [1].

На основе анализа поляризационных зависимостей генерации второй оптической гармоники было показано, что нелинейный оптический сигнал в структурах YFO/LFO обусловлен магнитодипольным вкладом. Было показано, что максимальная величина поляризации наблюдалась у гетероструктур с нечетным числом монослоев. Причем с увеличением числа монослоев суммарная поляризация гетероструктуры уменьшается. Приложение внешнего магнитного поля монодоменизирует структуры [9] и приводит к неэквивалентности двух противоположных направлений намагниченности. Неэквивалентность интенсивностей ГВГ может быть объяснена отсутствием кристаллографического вклада в нелинейную поляризацию.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №13–02–12450 офи\_m2.

E-mail: [buriakovam1989@gmail.com](mailto:buriakovam1989@gmail.com)

## Литература

1. J. Alaria, P. Borisov, M. S. Dyer, T. D. Manning, S. Lepadatu, M. G. Cain. Chemical Science, 5// (2014) 1599-1610
2. Шен И. Р. Принципы нелинейной оптики. – М.: Наука, 1989.
3. Fiebig et al. J.Opt.SocAm.B/Vol.22, No. 1/January (2005)
4. Kielich S., Zawodny R. DC magnetic field-induced second harmonic generation of laser beam // Opt. Commun. – 1971, Vol. 4. – P. 132-134.

5. Kielich S., Zawodny R. On new nonlinear magneto-optical phenomena in crystals and liquids // *Optica Acta* – 1973, Vol. 20. – P. 867-877.
6. Tom H. W. K., Heinz T. F., and Shen Y. R. Second-harmonic reflection from silicon surfaces and its relation to structural symmetry // *Phys. Rev.Lett.* – 1983, Vol. 51. – P. 1983-1986.
7. Meijer E. W., Havinga E. E., and Rikken G. L. J. A. Second-harmonic generation in centrosymmetric crystals of chiral molecules // *Phys. Rev.Lett.* – 1990, Vol. 65. – P. 37-39.
8. Pavlov V. V., Kalashnikova A. M., Pisarev R. V., Saenger I., Yakovlev D. R., Bayer M. Magneto-optical second-harmonic generation in semiconductors GaAs and CdTe // *Proc. SPIE* – 2006, Vol. 6259.–P. 625903-625912
9. Банщиков А.Г., Кимель А.В., Павлов В.В. и др. *Физ. тверд. тела*, Vol: 42, No: 5

### ТРЕХМЕРНАЯ МИКРОСКОПИЯ ВТОРОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ГАРМОНИКИ ПОЛЯРНЫХ ДОМЕННЫХ СТРУКТУР LiNbO<sub>3</sub>

Лавров С.Д.

*МГТУ радиотехники электроники и автоматики, Москва, Россия*

Сегнетоэлектрические доменные структуры с заданными структурными параметрами представляют особый интерес для оптического преобразования частот. LiNbO<sub>3</sub> является широко известным материалом, используемым в доменной инженерии, как объемных кристаллов [1], так и оптических волноводов [2]. Электронно-лучевая литография (ЭЛЛ) является перспективным методом для формирования доменной структуры, в частности, для изготовления двухмерных доменных структур. Для создания структуры с заданными параметрами, необходимо выполнить анализ влияния условий экспонирования на формирование доменных структур. Хотя влияние параметров ЭЛЛ на формирование доменов обсуждалось в ряде публикаций, (например, [3, 4], образование доменов вызывает много вопросов.

В этой работе для исследования микродоменных решеток Y-среза LiNbO<sub>3</sub> были объединены методы сканирующей зондовой микроскопии и конфокальной микроскопии генерации второй гармоники (ГВГ). Отличительной особенностью этой работы является то, что доменная структура была сформирована вблизи поверхности монокристаллического образца, при этом толщина доменов составляла единицы микрометров, что на несколько порядков меньше толщины монокристаллической пластины.

Методика конфокальной микроскопии ГВГ для исследования сегнетоэлектрических доменных структур основана на классическом подходе, разработанном группой профессора Уесу [5]. В отличие от указанных работ, в наших исследованиях была использована конфокальная геометрия «на просвет», что обусловлено малой толщиной домена по сравнению с толщиной всего кристалла.

На рисунке 1 показаны изображения, полученные методом ГВГ микроскопии (рис. 1 с, f) и силовой микроскопии пьезоотклика доменных структур при напряжении ускоряющего электронного пучка  $U = 15\text{кВ}$  (Рис. 1с) и  $25\text{кВ}$  (Рис. 1f) и силе тока  $I = 0,1\text{нА}$ . На ГВГ-изображениях домены имеют вид ярких полос. Интригующей особенностью ГВГ-изображений является факт снижения интенсивности сигнала ГВГ при более высоких ускоряющих напряжениях, использованных для записи доменных решеток (Рис. 1f). Можно сделать предположение, что доменная решетка при большей мощности экспонирования формировалась не на поверхности, а в глубине образца. Однако, сканирование методом силовой микроскопии пьезоотклика (Рис. 1d) обнаруживает эту решетку на поверхности, опровергая это предположение.

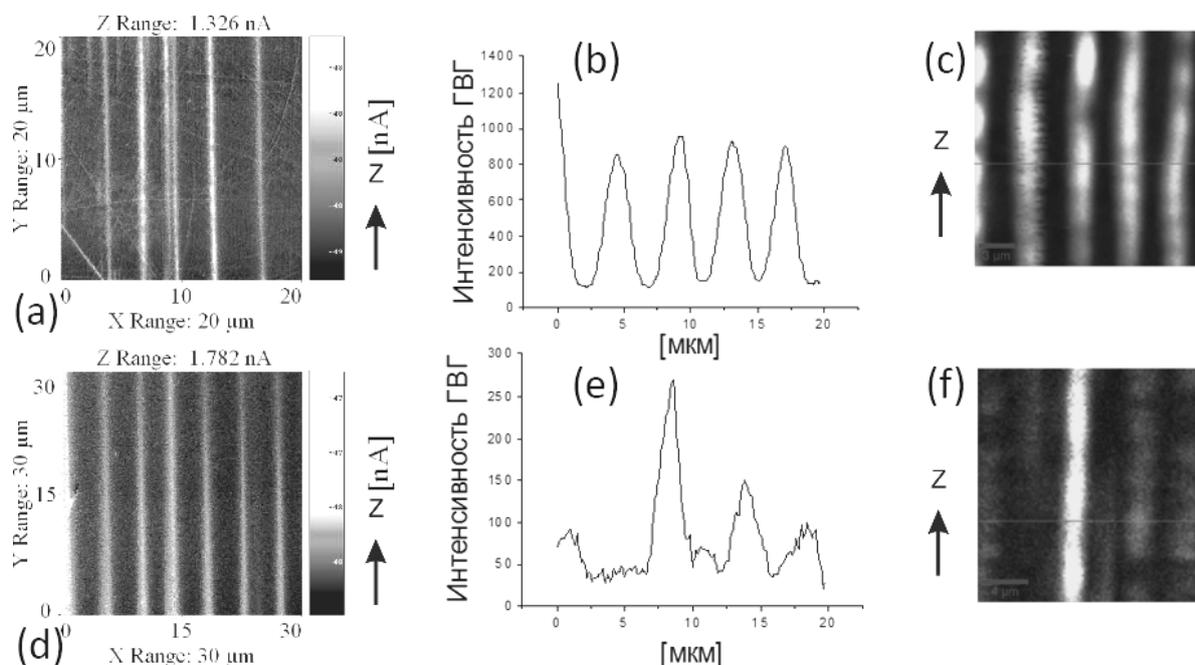


Рис. 1. Изображения, полученные методом силовой микроскопии пьезоотклика (изображения a,d); методом ГВГ микроскопии (изображения c,f), и сечение вдоль оси X (изображения b, e).

Дальнейший анализ полученных результатов опирается на подход, предложенный в работе [6] для 3-х мерной визуализации доменной структуры методом конфокальной ГВГ микроскопии. Этот подход основывается на теории, предложенной Клейманом и Бойдом [9]. Используя эту теорию была рассчитана зависимость интенсивности ГВГ от глубины фокусировки оптической системы для разных значений толщины домена. На основании расчетных зависимостей была проведена оценка толщины домена. Полученные результаты согласуются с толщинами доменов, измеренными методом селективного травления и атомно-силовой микроскопии, что показано в работе [7].

Таким образом, в данной работе показана возможность исследования объёмных характеристик планарных доменных структур при помощи неразрушающих методик силовой микроскопии пьезоотклика и конфокальной микроскопии ГВГ. Наблюдаемые характерные свойства ГВГ-изображений в геометрии «на отражение» описываются в рамках теории Клеймана-Бойда.

*E-mail: sdlavrov@mail.ru*

### Литература

1. T. Volk and M. Woehlecke, Lithium Niobate Defects, Photorefracton and Ferroelectric Switching, Springer, 2008.
2. W. Sohler, Hui Hu, R. Ricken, V. Quiring, Ch. Vannahme, H. Herrmann, and D. Buechter, Integrated optical devices in lithium niobate, Optics & Photonic News, №24, 2008.
3. C.G. Nutt, V. Gopalan, and M C. Gupta, Domain inversion in LiNbO<sub>3</sub> using direct electron- beam writing, Appl. Phys. Lett. №60, p. 2828, 1992.
4. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J.L. Decossas, J.C. Vareille, J. Hauden, and A. Martinez, Ferroelectric domain inversion by electron beam on LiNbO<sub>3</sub> and Ti:LiNbO<sub>3</sub>, J. Appl. Phys. №88, p. 6665, 2000.
5. J.Kaneshiro, S. Kawado, H. Yokota, Y. Uesu, and T. Fukui, Three-dimensional observations of polar domain structures using a confocal second-harmonic generation interference microscope, J. Appl. Phys. №104, p. 054112, 2008.
6. G. D. Boyd and D. A. Kleinman, Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams, J. Appl. Phys. №39, p. 3597, 1968.

7. L. S. Kokhanchik, R. V. Gainutdinov, E. D. Mishina, S. D. Lavrov and T. R. Volk, Characterization of electron-beam recorded microdomain patterns on the nonpolar surface of LiNbO<sub>3</sub> crystal by nondestructive methods, Appl. Phys. Lett., №105, 2014.

**РОЛЬ ДЛИТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ  
В УСТАНОВЛЕНИИ СТРУКТУРНО-ФАЗОВОГО СОСТОЯНИЯ ФОЛЬГИ  
СПЛАВА Pd-In-Ru ПОСЛЕ ЕЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКОГО ГИДРИРОВАНИЯ**

Калашников А.А.

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

Фольги сплава Pd-5.3ат.%In-0.5ат.%Ru хорошо зарекомендовали себя в качестве селективных фильтров (мембран) при производстве водорода высокой степени чистоты из агрессивных газовых сред. Однако в процессе работы было отмечено ухудшение прочностных и водородопроницаемых характеристик таких мембран [1]. Поскольку данные характеристики существенно зависят от фазового состава и структурных несовершенств материалов, то были проведены рентгенодифракционные исследования после длительной релаксации 50 мкм фольги сплава Pd-5.3ат.%In-0.5ат.%Ru, полученной в ИМЕТ РАН, после ее гидрирования.

Гидрирование фольги проводилось электролитически в течение 0.5 часа при плотности тока 10 мА/см<sup>2</sup>. Дифракционная картина фиксировалась в течение 500 часов непрерывно после гидрирования [2]. Затем образец хранился при комнатной температуре на воздухе, и по прошествии 8200 [3] и 55000 часов рентгенодифракционная съемка фольги была произведена снова.

Был проведен анализ изменения интегральной интенсивности, ширины и формы дифракционных линий с обеих сторон фольги, а также проведена процедура моделирования максимумов первого порядка отражения с использованием экспериментальных данных о максимумах вторых порядков отражения, позволившая подтвердить факт неоднородного распределения атомов индия по концентрации в областях когерентного рассеяния (ОКР) разных ориентаций. Для состояния образца 8200 часов релаксации в матрице сплава появились фазы чистого палладия, содержащие большое число вакансий. Концентрация вакансий в этих фазах составляла от 1 до 6%, что, естественно, будет влиять на водородопроницаемость мембраны и изменять ее прочностные характеристики. С увеличением глубины образца концентрация вакансий увеличивалась. Количество фаз с высокой концентрацией вакансий со стороны насыщения максимальна в ОКР(100). С противоположной стороны процесс релаксации идет таким же образом, как и со стороны насыщения, но с большей скоростью.

Длительная 55000-часовая релаксация после гидрирования фольги не вернула образец к исходным характеристикам. На дифрактограммах выявлены фазы с различным содержанием атомов легирующего компонента.

Результаты рентгенодифракционного эксперимента свидетельствовали об увеличении диффузионной подвижности атомов индия после гидрирования фольги и их перемещении преимущественно из глубины образца к поверхности.

*E-mail: kuvasay92@mail.ru*

### **Литература**

1. Бурханов Г.С., Ключева Н.Е., Гусев А.В. и др. Извлечение водорода из сбросовой смеси кремниевого производства с использованием металлических мембран из сплавов на основе палладия // Перспективные материалы. 2007. № 3. С. 62-67.
2. Авдюхина В.М., Акимова О.В., Левин И.С., Ревкевич Г.П. Немонотонное распределение атомов индия в фольгах сплава Pd-In-Ru-H // Металлы. 2011. № 4, С. 50-53.
3. Авдюхина В.М., Акимова О.В., Левин И.С., Ревкевич Г.П. Изменение структурно-фазового состояния фольг сплава Pd-In-Ru после гидрирования и длительной релаксации // Вестник Московского университета. Физика. Астрономия. 2014. №4. С. 72-79.

## СТЕНДОВАЯ

Сопредседатели:

доц. Пятаков Александр Павлович,  
доц. Селиверстов Алексей Валентинович

### МАТРИЧНЫЙ РАСЧЕТ СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК $A^{II}B^{VI}$ ПОЛУПРОВОДНИКОВ, ЛЕГИРОВАННЫХ ИОНАМИ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА

Курчатов И.С.

*Национальный исследовательский университет «МЭИ», Москва, Россия*

Полупроводниковые лазеры применяются в волоконно-оптических линиях связи (ВОЛС), технологиях формообразования, резки и сварки различных материалов, медицине для диагностики и лечения различных заболеваний, системах военного назначения, научных исследованиях, измерительной технике и др [1]. Лазеры этого типа имеют большой диапазон генерируемой мощности в непрерывном и импульсном режимах, большое быстродействие при импульсной модуляции, частота излучения может перестраиваться в пределах области люминесценции. По сравнению с другими типами лазеров они имеют меньшие вес и габариты и наибольший коэффициент полезного действия. Одно из самых больших применений полупроводниковые лазеры находят в волоконно-оптических линиях связи. Известно, что полоса прозрачности ВОЛС в диапазоне длин волн (1,5–3) мкм значительно шире спектров передаваемых сигналов. По этой причине в последние годы возник интерес к исследованиям по созданию лазеров на полупроводниках  $A^{II}B^{VI}$  и  $A^{III}B^V$ , легированных ионами  $Cr^{2+}$ ,  $Co^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$  и  $Fe^{2+}$  и редкоземельных элементов.

С появлением общей теории лигандной структуры окружения ионов группы железа ( $Co^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$  и  $Fe^{2+}$ ) [2, 3] появилась возможность рассчитать весь набор параметров областей люминесценции ионов группы железа в полупроводниках  $A^{II}B^{VI}$ .

Целью работы является расчёт параметров массива областей люминесценции в ионах  $Co^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$  и  $Fe^{2+}$ , введённых в полупроводники  $A^{II}B^{VI}$  в диапазоне длин волн (1,5 – 3) мкм и сравнение результатов расчёта с результатами экспериментальных исследований других авторов.

\*\*\*

С использованием нового способа аппроксимационной параметризации матриц для легированных  $Co^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$  и  $Fe^{2+}$  материалов  $A^{II}B^{VI}$ , определены спектральные области люминесценции, силы осцилляторов и времена жизни для каждого перехода в ионах  $Co^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$  и  $Fe^{2+}$  в массиве ZnO, ZnS, ZnSe, ZnTe, CdO, CdS, CdSe, CdTe.

Полученные расчетные значения спектральных областей люминесценции совпадают со значениями, полученными в ранее выполненных экспериментальных исследованиях другими авторами, что подтверждает правильность выбранного метода расчета.

*E-mail:* [kurchatovivan@mail.ru](mailto:kurchatovivan@mail.ru)

#### Литература

1. Гоголева Н.Г. Применение лазеров в науке, технике и медицине, Издательство СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 2007.
2. Кустов Е.Ф., Басиева И.Т. Матрицы энергии и сил осцилляторов электро-дипольных переходов в ионах  $3dn(n=2,3,4,6,7,8)$  конфигураций ( $Cr^{2+}$ ,  $Co^{2+}$ ,  $Fe^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$ ) в кристаллических полях любой симметрии. Реестр базы данных №2012621086 от 19.10.2012.
3. Кустов Е.Ф., Басиева И.Т. Расчет оптических спектров ионов  $Cr^{2+}$ ,  $Cr^{3+}$ ,  $Cr^{4+}$ ,  $Co^{2+}$ ,  $Co^{3+}$ ,  $Fe^{2+}$ ,  $Ni^{2+}$  в полупроводниках  $A^{II}B^{VI}$ ,  $A^{III}B^V$ . Реестр программ для ЭВМ №2012619507 от 19.10.2012.

## РАСЧЁТ ЗАПРЕЩЁННОЙ ЗОНЫ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА НА ОСНОВЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Кондратьев Н.М.

*Российский квантовый центр, Москва, Россия*

Важной задачей современной фотоники – получение световых сигналов заданного вида, таких как сверхкороткие лазерные импульсы и суперконтинуум. Для этого возможно использовать фотонные кристаллы, спектральные и дисперсионные характеристики которых задаются их структурой. Поэтому исследование возможностей управления этими характеристиками является крайне актуальной задачей. Простейшим фотонно-кристаллическим устройством с моделируемыми дисперсионными характеристиками является диэлектрический волновод с изменяющейся толщиной или показателем преломления.

В работе рассматривается аналогия одномерного фотонного кристалла с классическим многослойным диэлектрическим зеркалом. Показано, что метод матрицы переноса может быть применён к рассматриваемой структуре. Рассмотрено два метода получения выражения для границ запрещённых зон и показано, что они приводят к одинаковым результатам, отражая различные аспекты происходящего процесса. Полученные соотношения использованы для анализа зависимости границ запрещённых зон от толщины волновода.

*E-mail: noxobar@mail.com*

### Литература

1. T. Makino. Transfer matrix method with applications to distributed feedback optical devices // Progress In Electromagnetics Research, №10 p.271--319, 1995.
2. Sophocles J. Orfanidis. Electromagnetic Waves and Antennas. Rutgers University, 2008.
3. J. Adams. An Introduction to Optical Waveguides. Wiley-Interscience Publication. John Wiley & Sons, 1981.
4. Jonathan Hu and Curtis R. Menyuk. Understanding leaky modes: slab waveguide revisited. // Adv. Opt. Photon., №1(1) p.58--106, Jan 2009.

## ЖИДКОФАЗНЫЙ РОСТ ОРГАНИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ НА ПОДЛОЖКЕ

Бобкова О.Д.

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

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в области органической электроники. В последние годы активно ведутся исследования возможности использования органических полупроводниковых монокристаллов для создания солнечных батарей и полевых транзисторов. Ожидается, что использование монокристаллического активного слоя вместо аморфного улучшит транспорт носителей зарядов и увеличит эффективность таких электронных устройств.

С использованием монокристаллов в качестве активного слоя связан ряд технических сложностей. Чаще всего выращенные кристаллы необходимо перенести на подложку, на которой в дальнейшем будет изготовлен полевой транзистор или солнечная батарея. Нередко в процессе переноса кристаллы ломаются или трескаются, что значительно ухудшает их качество. Одним из вариантов решения этой проблемы является выращивание кристаллов непосредственно на подложке.

В данной работе предложена методика выращивания кристаллов на подложке. Раствор органического полупроводника с помощью центрифугирования наносится на

подложку. Подложка помещается в атмосферу паров растворителя до полного высыхания. С использованием этой методики получены кристаллы 5,5'-бис(4-триметилсилилфенил-1-ил)-2,2'-битиофена (TMS-PTTP-TMS) размерами до 400 мкм на подложках из стекла и кремния. Толщина таких кристаллов достигает 2 мкм. Исследованы свойства выращенных монокристаллов в составе полевых транзисторов.

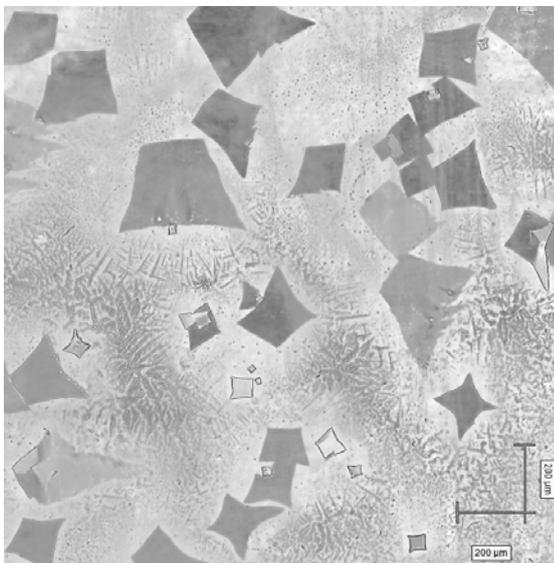


Рис. 1. Монокристаллы TMS-PTTP-TMS, выращенные на стеклянной подложке.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Д.Ю. Парашуку за помощь на всех этапах работы и группе С.А. Пономаренко за предоставленные для исследований вещества.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-02-09375 и 13-02-01313.

*E-mail: od.bobkova@physics.msu.ru*

## РАСЧЕТ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ПОПРАВК СТАНЦИЙ КАМЧАТСКОЙ РЕГИОНАЛЬНОЙ СЕЙСМИЧЕСКОЙ СЕТИ

Чубаров Д.Л.

*Нац. исслед. Томский политех. университет, Томск, Россия*

Исследования станционных поправок выполнялись еще в 50-х годах прошлого века. Давно было установлено, что поверхностная геология, влияющая на условия распространения сейсмических волн, является главным фактором, определяющим значение станционных поправок [1]. Станционные поправки необходимы для правильного определения значения энергетического класса землетрясений. В условиях Камчатки станционные поправки могут характеризовать особенности распространения и затухания сейсмических волн в вулканических средах активных вулканов.

Цель работы - повышение надежности оценки очаговых спектров землетрясений Дальнего Востока России по записям сейсмических станций Камчатской региональной сети.

Спектральные характеристики используются для определения амплитудных поправок, сейсмического микрорайонирования и др. В идеальном случае спектральные характеристики станций следовало бы определять относительно мантии. Однако на практике приходится пользоваться относительными спектральными характеристиками, когда за базу используется спектр, записанный на определенной опорной станции. В случае группы приборов, расположенных в окрестностях Петропавловска-Камчатского, за опорный пункт следует принять станцию "Петропавловск" (PET). Методика получе-

ния спектральных поправок заключается в следующем: производится подбор записей землетрясений. Далее, для каждого изучаемого землетрясения строятся сглаженные амплитудные спектры Фурье; затем, полученные сглаженные спектры делятся на аналогичный спектр опорной станции; производится усреднение логарифмов полученного набора отношений спектров, что дает искомые средние спектральные поправки для сети станций. Обработка данных проводилась по станциям Петропавловского куста (Табл. 1), по 20 записям.

№ п/п	Название станции	Код	Тип прибора	Координаты $\varphi$ , N, $\lambda$ , E
1	Администрация	ADM	Цифровая GSR-24+CMG-5T	53.023 158.650
2	Дальний	DAL	Цифровая GSR-24+CMG-5T	53.031 158.753
3	Улица Дачная	DCH	Цифровая GSR-24+CMG-5T	53.057 158.639
4	Институт вулканологии сейсмологии	IVS	Цифровая GSR-24+CMG-5T	53.066 158.608
5	Карымшино	KRM	Цифровая GSR-24+CMG-5T	52.828 158.131
6	Маяк Петропавловск	MPPA	Цифровая GSR-24+CMG-5T	52.887 158.704
7	Мишенская сопка	MSN	Цифровая GSR-24+CMG-5T	53.044 158.639
8	Николаевка	NIC	Цифровая GSR-24+CMG-5T	53.045 158.341
9	НИИГ ТЦ	НИ	Цифровая GSR-24+CMG-5T	53.080 158.641
10	с/ст. Петропавловск	PET	Цифровая GSR-24+CMG-5T	53.024 158.653
11	с/ст. Петропавловск	PKC	Цифровая GSR-24+131 A	53.024 158.653
12	Рыбачий	RIB	Цифровая GSR-24+CMG-5T	52.917 158.533
13	Русский	RUS	Цифровая GSR-24+CMG-5T	52.432 158.513
14	Школа	SCH	Цифровая GSR-24+CMG-5T	52.958 158.674
15	Мыс Шипунский	SPN	Цифровая GSR-24+CMG-5T	53.106 160.011
16	Спортивный лагерь «Звездный»	SPZ	Цифровая GSR-24+CMG-5T	53.056 158.666
17	Вилочинск	VIL	Цифровая GSR-24+CMG-5T	52.931 158.404

Таблица №1. Список цифровых станций сети сильных движений в составе опорной станции «Петропавловск», для которых были получены предварительные спектральные поправки.

*E-mail: convert008@mail.ru*

### Литература

1. Лемзиков В. К. «Предварительные оценки станционных поправок сейсмических станций юга камчатки и авачинско-коряжской группы вулканов»// Проблемы комплексного геофизического мониторинга Дальнего Востока России. Труды Второй региональной научно-технической конференции. Петропавловск-Камчатский. с. 64 – 66.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ АНОМАЛЬНОЙ КИНЕТИКИ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Бызыкчи А.Н.

*Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия*

Тип и параметры диффузии заряженных частиц в межпланетном магнитном поле (ММП) принципиально влияют на основные характеристики солнечных космических лучей (СКЛ) (энергетический спектр, химический состав) и определяют динамику потоков и процесс диффузионного ускорения космических лучей на ударных волнах. Простейшей моделью распространения частиц СКЛ при их рассеянии на неоднородностях ММП является модель изотропной диффузии [1]. До недавнего времени считалось, что обычное диффузионное уравнение удовлетворительно описывает кинетику и время наступления максимума потока частиц с заданной энергией  $E$  [2,3]. Однако экспериментальные данные [4,5] и численные расчеты распространения частиц в присутствии магнитной турбулентности [7-10] показали, что имеют место режимы аномальной диффузии.

В работах [7-10] результаты численных расчетов свидетельствуют о супердиффузионном режиме продольного распространения частиц по отношению к линиям магнитного поля, при этом параметры супердиффузии определяются уровнем и анизотропией турбулентности и рядом других параметров.

В анализе наборов данных по потокам частиц, ускоренных межпланетными ударными волнами, проведенном Перри и Зимбардо [4-6] был использован пропагаторный формализм (задание плотности распределения вероятности продольного смещения частиц). Авторы работ [4-5] получают результат, согласующийся с результатами наблюдений для протонов ( $E \sim 760 - 4900$  кэВ), представленных в [5]. Однако, профили, представленные в [5] для электронов (40-1200 кэВ) и [6] для электронов и протонов, демонстрируют степенной хвост, не согласующийся с [4].

В настоящей работе используется новая модель, основанная на уравнениях с материальной производной дробного порядка. Движение частиц СКЛ рассматривается как случайное блуждание вдоль силовых линий магнитного поля. При этом частицы не испытывают перелеты с периодическим пребыванием в ловушках, а двигаются с постоянной скоростью. На основе новой модели проводится моделирование и представляются результаты расчетов, адекватно описывающие предасимптотическую часть и “хвосты” распределений в наблюдаемой кинетике.

Автор выражает благодарность научному руководителю Сибатову Ренату Тимергалиевичу и зав. кафедрой теоретической физики УлГУ Учайкину Владимиру Васильевичу.

*E-mail: azy.baza@gmail.com*

### Литература

1. Parker E. N. // *Astrophysical Journal*. 1958. Vol. 128. P. 664.
2. Meyer P., Parker E. N., Simpson J. A. // *Physical Review*. 1958. Vol. 104. No. 3. P. 768.
3. Giacalone J., Jokipii J. R. // *Astrophysical Journal*. 1999. Vol. 520, No. 1. P. 204.
4. Perri S., Zimbardo G. // *Astrophysical Journal Letters*. 2007. Vol. 671, No. 2. P. L177.
5. Perri S., Zimbardo G. // *Journal of Geophys. Research*. 2008. Vol. 113. No. A3. P. A03107.
6. Perri S., Zimbardo G. // *Astrophysical Journal Letters*, 2009, V.693(2), L118.
7. Qin G., Matthaeus W. H., Bieber J. W. // *Astrophysical Journal Letters*. 2002. Vol. 578. No. 2, P. L117.
8. Zimbardo G., Pommois P., Veltri P. // *Astrophysical Journal Letters*. 2006. Vol. 639, No. 2. P. L91.
9. Pommois P., Zimbardo G., Veltri P. // *Physics of Plasmas*. 2007. Vol. 14, No. 1, P. 12311.
10. Shlesinger M. F., Klafter J., West B. // *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*. 1986. Vol. 140, No. 1, P. 212.

## ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ СВОЙСТВ ДИСПЕРСИЙ С УГЛЕРОДНЫМИ НАНОМАТЕРИАЛАМИ В ТЕТРАГИДРОФУРАНЕ ПРИ ПОРОГОВОМ ОГРАНИЧЕНИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Савельев М.С, Герасименко А.Ю.

*Национальный исследовательский университет «МИЭТ», Зеленоград, Россия*

В последнее время растёт интерес к решению задачи о защите глаз и электронных сенсоров от вредного действия опасного лазерного излучения в промышленности и медицине. При этом требуются новые материалы, которые способны не только ограничивать опасное лазерное излучение высокой интенсивности, но и максимально уменьшить физические размеры ограничителя лазерного излучения. Основными нелинейными оптическими характеристиками ограничителя лазерного излучения обычно являются:

– линейное пропускание (пропускание при малой плотности мощности лазерного излучения);

– нелинейное пропускание (значительно сниженное пропускание при достаточно большой плотности мощности).

Кроме того, важное значение имеет порог ограничения – интенсивность, при которой начинают проявляться нелинейные эффекты, однако, преимущественно на качественном уровне. Поэтому в настоящей работе внимание уделяется количественному определению порога ограничения.

Прохождение импульсного излучения через среду с нелинейным поглощением можно описать с помощью уравнения переноса излучения [1]. Нелинейное взаимодействие лазерного излучения с веществом обычно характеризуется коэффициентом поглощения (1), где  $\alpha$  – коэффициент линейного поглощения,  $\beta_0$  – коэффициент нелинейного поглощения (беспороговая модель рис. 1а). В пороговой модели нелинейная среда характеризуется тремя параметрами: коэффициентом линейного поглощения  $\alpha$ , коэффициентом нелинейного поглощения  $\beta$  и некоторым пороговым значением интенсивности  $I_c$  (рис. 1б).

Определение нелинейных оптических параметров исследованных материалов производилось с использованием излучения второй гармоники ИАГ:Nd-лазера ( $\lambda=532$  нм) с длительностями импульсов 7 нс. В качестве рабочих сред ограничителей были исследованы дисперсии с однослойными (ОУНТ) и многослойными (МУНТ) углеродными нанотрубками, были рассчитаны значения нелинейного коэффициента поглощения  $\beta$  и пороговой интенсивности  $I_c$  (табл. 1),  $I_0$  – интенсивность при минимальном радиусе лазерного излучения  $w_0$ . На рисунке 2 приведены экспериментальные данные Z-сканирования (1), погрешность экспериментальных данных (2), теоретическая кривая, рассчитанная по беспороговой (3) и пороговой (4) модели, и положение порога ограничения для дисперсии ОУНТ в тетрагидрофуране (ТГФ) (5).

Таблица 1 Расчёт нелинейно оптических характеристик

Рабочее вещество	$I_0$ , ГВт·см <sup>-2</sup>	$w_0$ , мкм	$d$ , см	$\alpha$ , см <sup>-1</sup>	$\beta$ , мкм	$I_c$ , ГВт·см <sup>-2</sup>
МУНТ в ТГФ	1,95	21	0,2	2,23	22	0,008
ОУНТ в ТГФ	184			1,78	21	0,02

Беспороговая модель

$$\mu(I) = \alpha + \beta_0 I. \quad (1)$$

Пороговая модель

$$\mu(I) = \begin{cases} \alpha, & I < I_c \\ \alpha + \beta(I - I_c), & I > I_c \end{cases}. \quad (2)$$

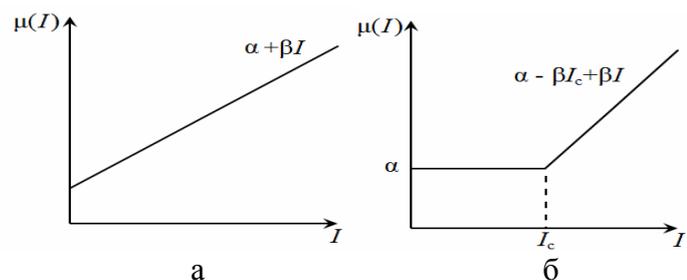


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения от интенсивности излучения для беспороговой (а) пороговой модели (б)

Прохождение импульсного излучения через среду с нелинейным поглощением описано с помощью уравнения переноса излучения с учётом порогового эффекта. Исследованы нелинейно-оптические свойства ряда материалов с использованием техники Z-сканирования с открытой диафрагмой. Использование пороговой модели (2) позволяет определить величину порогового значения интенсивности  $I_c$  в отличие от беспороговой модели (1). Зная параметры рабочего вещества ограничителя, то есть значений  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $I_c$  можно рассчитать нелинейное пропускание ограничителя лазерное излучения не только для толщины слоя рабочего вещества ограничителя, использованного в Z-сканировании, но и для любых других её значений, а также других значений парамет-

ров исходного излучения. Это может значительно упростить задачу проектирования ограничителя лазерного излучения.

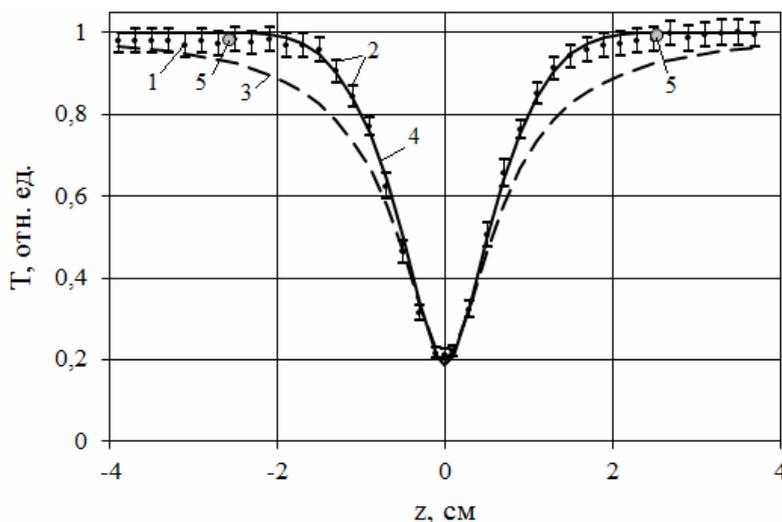


Рис. 2. Результаты Z-сканирования для дисперсии ОУНТ в ТГФ

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (Соглашение № 14.575.21.0044).

E-mail: [sm-s88@mail.ru](mailto:sm-s88@mail.ru)

### Литература

1. 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.

## СПЕКТРОМЕТР ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛНИЕВЫХ РАЗРЯДОВ И ТРАНЗИЕНТНЫХ АТМОСФЕРНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Штундер Я.А.

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

### 1. Транзиентные атмосферные явления (ТАЯ)

В стратосфере и мезосфере (высота 10-90 км) наблюдаются кратковременные (длительностью от одной до сотен миллисекунд) вспышки электромагнитного излучения в широком спектральном диапазоне [1]. Масштаб пространства, на протяжении которого происходит свечение, десятки и даже сотни километров. Скорость распространения электрических разрядов, развивающихся в атмосфере, порядка 100 км/с [2, 10]. Такие высокие скорости наблюдаются в стримерном разряде, в котором фотоны играют роль «лидера» [4, 8].

В зависимости от механизма пробоя воздуха, теории возникновения молний и высоко атмосферных разрядов можно разделить на две группы. Первая группа основана на механизме обычного пробоя воздуха, т.е. на тепловой ионизации воздуха низкоэнергетичными электронами в присутствии электромагнитных полей [6, 7, 8]. Вторая группа теорий основана на гипотезе о релятивистских «убегающих» электронах, являющихся причиной пробоя воздуха в верхней атмосфере [3]. При наличии релятивистских электронов становится возможным образование тормозного гамма излучения (земные гамма вспышки, TGF) [10].

ТАЯ разделяют на несколько классов, в зависимости от их морфологии, механизма и времени развития: спрайты (sprites), голубые струи (blue jets), эльфы (elves) и др [5, 6, 8]. Характерным для большинства разрядов является кратковременность вспышек – длительность порядка 1-100 миллисекунд. В некоторых разрядах наблюдается интенсивное ультрафиолетовое излучение (ближний УФ, длины волн 300 - 400 нм), а также рентгеновское и гамма- излучение [3].

Пространственная форма разрядов, и их развитие во времени весьма разнообразны. В зависимости от высоты явления несколько меняется и спектральный состав свечения [5]. К примеру, полученные данные показали, что основная часть спрайтов красная, но снизу обычно имеется синяя область свечения [5, 9]. К сожалению, спектрометрические данные ТАЯ на сегодняшний день весьма ограничены, а измерений спектра явления типа эльф не производилось совсем.

## 2. Позиционно-чувствительный спектрометр

Измерение спектра высоко-атмосферных явлений наиболее удобно производить с борта искусственного спутника Земли (ИСЗ). Это связано с двумя аспектами. Во-первых, верхняя атмосфера гораздо более разряжена, чем нижняя, и практически не изменяет спектр излучения от источника до детектора (при наблюдении снизу важно учитывать рассеяние и поглощение света). Во-вторых, детектор, установленный на ИСЗ, обладает большим полем зрения и совершает постоянное движение вокруг Земли, что позволяет производить регистрацию в разных районах и набирать большую статистику событий.

Регистрация ТАЯ в НИИЯФ МГУ производилась на спутниках «Университетский-Татьяна», «Университетский-Татьяна-2». Измерения производились в двух диапазонах длин волн, при наблюдении в надир. Данные приборы не обладали пространственным разрешением и наличие всего двух спектральных каналов не позволили производить достоверную идентификацию типа явления в атмосфере.

Для дальнейшего изучения спектра излучения молниевых разрядов и ТАЯ в НИИЯФ МГУ разрабатывается пространственно-чувствительный спектрометр (ПЧС). Назначение прибора: осциллографическая запись оптических спектров молний и ТАЯ с пространственным и высоким временным разрешением. Поле зрения детектора составляет  $\pm 5^\circ$ , пространственное разрешение  $\sim 10$  км, минимальное временное разрешение порядка 1 мкс. Возможно увеличение временного шага за счет цифрового интегрирования сигнала для записи более длительных событий.

Детектор состоит из двух систем: анализатора спектра и камеры для построения изображения события. Каждая часть представляют собой многоанодный фотоэлектронный умножитель (МАФЭУ, 8×8 каналов), перед которым расположена оптическая система. Два МАФЭУ имеют электронику (блок обработки данных). Сигнал с МАФЭУ через мультиплексоры (AD8184) передается на входы высокоскоростного 8-миканального АЦП (ADS5277), работающего в режиме непрерывного измерения с равными интервалами. Данные с выхода АЦП передаются в программируемую логическую интегральную схему (ПЛИС, Spartan-6 фирмы XILINX), в которой производится накопление временных выборок с разными временными масштабами.

Данный прибор позволит получать спектры ТАЯ и молний с высоким временным разрешением в 64-х спектральных полосах излучения.

*E-mail: shtunder5@yandex.ru*

## Литература

1. Boeck, W. L., Vaughan, O. H., Blakeslee, R. J., Vonnegut, B., Brook, M., and McKune, J.: Observations of lightning in the stratosphere, *J. Geophys. Res.*, 100, 1465–1475, 1995.
2. Cummer, S. A., Jaugey, N., Li, J., Lyons, W. A., Nelsen, T.E., and Gerken, E.A.: Submillisecond imaging of sprite development and structure, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L04104, doi:10.1029/2005GL024969, 2006b.

3. Gurevich, A., Zybin, K., and Medvedev, Y.: Runaway breakdown in strong electric field as a source of terrestrial gamma flashes and gamma bursts in lightning leader steps, *Phys. Lett.*, A361, 119–125, 2007.
4. McHarg, M. G., Stenbaek-Nielsen, H. C., and Kanmae, T.: Observation of streamer formation in sprites, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L06804, doi:10.1029/2006GL027854, 2007.
5. Pasko, V. P.: Theoretical modeling of Sprites and Jets, in: *Sprites, Elves and Intense Lightning Discharges*, NATO Sci. Ser., Ser. II, vol. 225, edited by: Fullekrug, M., Mareev, E. A., and Rycroft, M. J., pp. 255–311, Springer, Dordrecht, Netherlands, 2006.
6. Pasko, V., Inan, U., and Bell, T.: Blue jets produced by quasielectrostatic pre-discharge thundercloud fields, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 301–304, 1996a.
7. Pasko, V., Inan, U., and Bell, T.: Sprites as luminous columns of ionization produced by quasielectrostatic thundercloud fields, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 649–652, 1996b.
8. Raizer, Y. P., Milikh, G. M., and Shneider, M. N.: Leader-streamers nature of blue jets, *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 69, 925–938, doi:10.1016/j.jastp.2007.02.007, 2007.
9. Sentman D.D., Wescott E.M., et al. Preliminary results from Sprite94 aircraft campaign: 1. Red Sprites. // *Geophys. Res. Lett.* 1995, 22, 1205 – 1208.
10. Surkov, V. V., Hayakawa, M.: Underlying mechanisms of transient luminous events: a review, *Ann. Geophys.*, 30, 1185–1212, doi:10.5194/angeo-30-1185-2012, 2012.

## ГЕНЕТИЧЕСКИЙ АЛГОРИТМ ПРИ АНАЛИЗЕ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ПРОФИЛЕЙ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Смирнов-Пинчуков Г.В.\*

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

В астрофизике весьма распространена задача подбора параметров модели по наблюдениям, также называемая задачей фитирования (от англ. *to fit* – подгонять), сводящаяся к поиску глобального минимума функции нескольких переменных. В том или ином виде задача фитирования встречается в физике галактик, двойных звезд [1] и межзвездной среды [3]. Существенно осложняет ситуацию то, что задача фитирования в большинстве случаев является некорректно поставленной по Адамару. Наиболее распространенный метод численного решения данной задачи – метод градиентного спуска [4] – имеет ряд существенных недостатков, таких как необходимость выбора начального приближения, зачастую ручного, и сходимости к ближайшему локальному, а не глобальному минимуму. При этом обе эти проблемы снимаются, если воспользоваться генетическим алгоритмом для поиска начального приближения, заведомо лежащего в окрестности глобального минимума. К сожалению, генетический алгоритм разработан сравнительно недавно (во второй половине XX века, [2]) и зачастую неизвестен специалистам в численных методах.

Данный алгоритм реализован автором на языке IDL для задачи декомпозиции эмиссионных спектральных линий на несколько компонент и может быть использован для решения различных задач, например, исследования кинематики межзвездной среды в областях звездообразования. Текущая реализация представлена на сайте <https://github.com/SmirnGreg/GenFIT>.

*E-mail: [smirngreg@mail.ru](mailto:smirngreg@mail.ru)*

### Литература

1. А.М.Черепашук, Тесные двойные звёзды, Часть I и Часть II. М., Физматлит, 2013.
2. Holland, J. *Adaptation in Natural and Artificial Systems*. Mich: University of Michigan Press, 1975.

---

\* Победитель подсекции.

3. Egorov et al. The supergiant shell with triggered star formation in the dwarf irregular galaxy IC 2574: neutral and ionized gas kinematics // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 444, Issue 1, p.376-391.
4. Markwardt, C. B. Non-linear Least-squares Fitting in IDL with MPFIT // Astronomical Data Analysis Software and Systems XVIII ASP Conference Series, Vol. 411, proceedings of the conference held 2-5 November 2008 at Hotel Loews Le Concorde, Québec City, QC, Canada. Edited by David A. Bohlender, Daniel Durand, and Patrick Dowler. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2009., p.251.

## СПОСОБЫ ПОЛУЧЕНИЯ НАНОНИТЕЙ ПЕНТАОКСИДА ВАНАДИЯ

Рыхлова А.Д., Маркова Н.П.

*Петрозаводский государственный университет, Петрозаводск, Россия*

В последнее время интенсивно развивается научное направление, связанное с получением и изучением нано- и микроструктур, к которым можно отнести системы на основе тонких пленок и нанонитей оксидов переходных металлов (ОПМ). В таких системах наблюдается ряд интересных физических явлений: высокотемпературная сверхпроводимость, фазовый переход металл-полупроводник (ФПП), электрохромный эффект, явление переключения. Исследование структур на основе ОПМ имеет как фундаментальный, так и прикладной аспект, а именно – новые приложения в микро- и оптоэлектронике.

Одним из перспективных материалов для создания различных электронных устройств является пентаоксид ванадия ( $V_2O_5$ ), благодаря наблюдаемому в нем явлению переключения [1] и его способности реагировать на различные изменения внешней среды.

Целью работы была разработка методик синтеза микро- и нанонитей пентаоксида ванадия одной из разновидностей золь-гель метода – методом электроспиннинга.

Прекурсоры для синтеза готовили двумя способами: расплавным методом [2] (расплав  $V_2O_5$  выливается в дистиллированную воду) и с применением перекиси водорода [3] (перекись водорода приливается к порошку  $V_2O_5$ ).

Существуют и другие способы синтеза прекурсоров, например, с использованием металлоорганических соединений. Однако прекурсоры, используемые в нашей работе, являются наиболее дешевыми и допускают длительное хранение.

В подготовленный гель пентаоксида ванадия добавляли органический полимер – поливинилпирролидон ( $C_6H_9NO$ )<sub>n</sub> (PVP). Применялся высокомолекулярный PVP ( $M_r = 1,3 \cdot 10^6$  г/моль) или с добавкой низкомолекулярного ( $M_r = 1 \cdot 10^5$  г/моль). Полученную смесь перемешивали на воздухе при комнатной температуре и помещали в установку для электроспиннинга [4].

В установке использовался медицинский шприц с диаметром иглы 0,7 мм. Для равномерной подачи жидкости из шприца применялся шприцевой насос «NewEra» SyringePumpNE-300. Скорость подачи жидкости составляла 0,06–0,15 мл/ч. В качестве подложки и коллектора нановолокон использовалась алюминиевая фольга. Расстояние от кончика иглы шприца до подложки 12-15 см. Между иглой и подложкой при помощи источника высокого напряжения ИНВР-30/5 создавалась разность потенциалов 16–17 кВ.

Фотографии нитей, полученные с помощью электронного микроскопа HITACHI SU1510, приводятся на рис. 1а и 2а. Диаметр нитей, синтезированных обоими способами, колеблется в диапазоне 200-300 нм.

Полученные нити подвергались отжигу в термовакуумной печи OTF-1200X. Отжиг нитей, полученных с применением перекиси водорода, производился на воздухе при температуре 500°C в течение 30 минут, а нитей, полученных расплавным методом,

при температуре 300°C в течение 3 часов. Целью отжига является выжигание PVP и кристаллизация пентаоксида ванадия. Диаметр нитей после отжига – 200-250 нм (рис.1б, 2б). Время и температура отжига подбирались экспериментально.

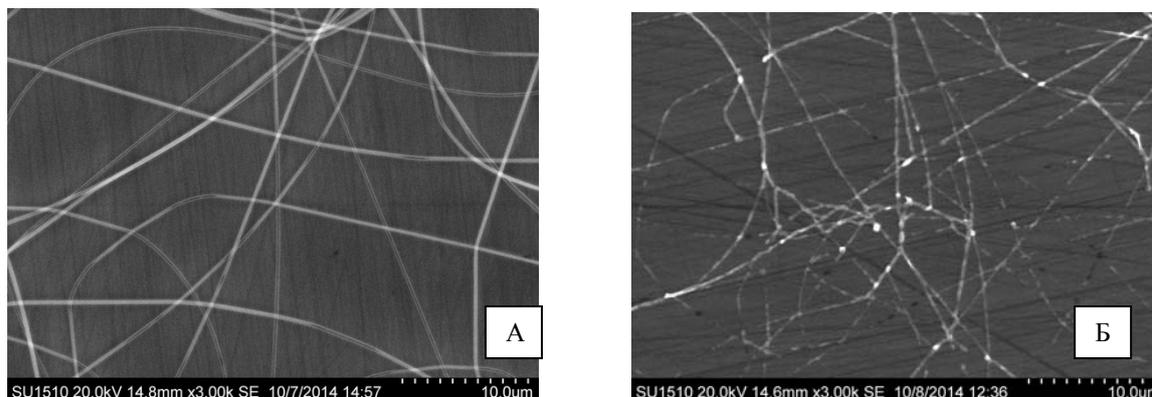


Рис.1. – Нанонити пентаоксида ванадия, полученные из перкурсора с перекисью водорода до (а) и после (б) отжига.

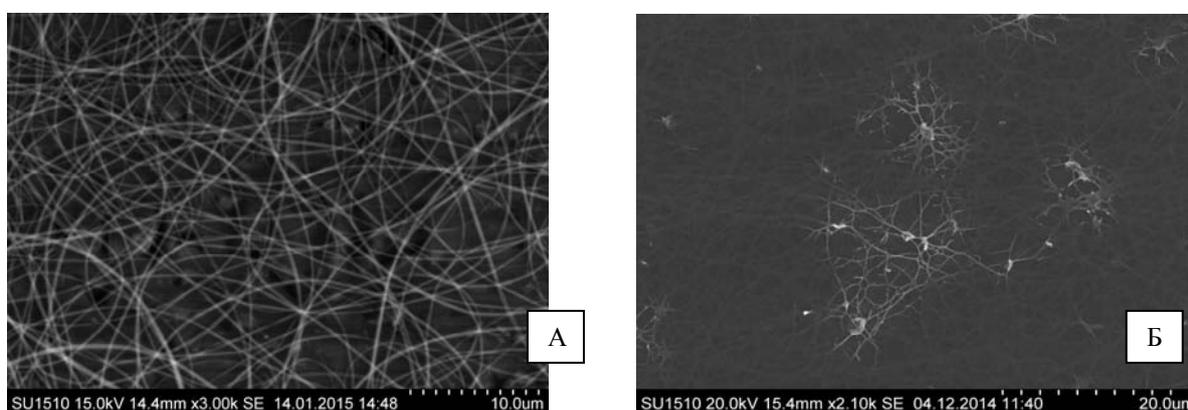


Рис.2. – Нанонити пентаоксида ванадия, полученные из расплавного геля-золя до (а) и после (б) отжига.

Также был исследован элементный состав нанонитей до и после отжига с помощью микроскопа HITACHI SU1510 со встроенным энергодисперсионным анализатором модели 4495B-1UES-SN (табл.1).

Таблица 1. Элементный состав нанонитей, полученных с помощью перекиси водорода

Элемент	C	N	O	V
До отжига, масс. %	42,09	11,85	39,04	7,02
После отжига, масс. %	11,92	-	63,11	24,97

Существенное уменьшение концентрации углерода и исчезновение азота указывают на то, что в составе нитей после отжига PVP практически нет. Аналогичные результаты были получены и для нанонитей, приготовленных расплавным золь-гель методом.

Таким образом, можно сделать вывод, что разработаны методы синтеза нанонитей пентаоксида ванадия, не требующие сложного оборудования и дорогостоящих реактивов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания в сфере научной деятельности, проект № 1426 БЧ.

E-mail: [tridakhna@list.ru](mailto:tridakhna@list.ru); [khomlyk@mail.ru](mailto:khomlyk@mail.ru)

### Литература

1. Березина О.Я., Величко А.А., Луговская Л.А., Пергамент А.Л., Стефанович Г.Б. Фазовый переход металл–полупроводник в пленках нестехиометрического диоксида ванадия // Неорганические материалы. 2007. Т. 43. № 5. С. 577-583.
2. Березина О. Я., Кириенко Д. А., Ключкова Т. А., Яковлева Д. С. Влияние электрополевого воздействия на свойства тонких пленок гидратированного пентаоксида ванадия // Ученые записки Петрозаводского государственного университета. 2013. № 6(135). С. 107-112.
3. Захарова Г.С. Интеркалаты оксидов ванадия и нанотрубулены на их основе: синтез, строение, свойства. Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. Наук. Екатеринбург, 2007.
4. Кириенко Д.А. Переключение и электрохромный эффект в нано- и микроструктурах на основе оксидов переходных металлов. Автореф. дисс. ... канд. физ.- мат. наук. Петрозаводск, 2013.

## МЕТОД КВАНТОВОГО МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПОЛЯРОННЫХ ЭФФЕКТОВ В УЛЬТРАХОЛОДНЫХ ГАЗАХ

Выборова В.В.<sup>1</sup>, Щадилова Ю.Е.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия,

<sup>2</sup>Российский Квантовый Центр, Сколково, Россия

Задача об описании единичной примеси, взаимодействующей с квантовым полем, является парадигмальной в физике конденсированного состояния и за ее пределами. При взаимодействии единичной примеси с квантовым бозонным полем возникает поляронный эффект [1], который состоит в том, что свойства примеси, например, масса, перенормируются, а величина перенормировки определяется параметрами взаимодействия и самой примеси. Несмотря на то, что задача известна давно, хорошо изученными являются только предельные случаи – слабого [1-2] и сильного взаимодействия [3], а так же режимы, в которых скорость частицы существенно меньше скорости звука в среде [4-6]. Это связано с тем, что приближенные теоретические методы плохо описывают режимы, в которых корреляции между примесью и бозонным полем являются сильными. Для описания таких режимов необходимо использовать класс численно точных методов [7-8].

В нашей работе мы применили метод квантового Монте-Карло в терминах интегралов по траекториям для описания поляронных эффектов, возникающих в газах ультрахолодных атомов при внедрении примесных частиц. Особенностью поляронов в газе ультрахолодных атомов является их незранированное взаимодействие с Боголюбовскими квазичастицами. Это сильно отличает задачу от случая экранированного взаимодействия, которое, например, возникает при взаимодействии электрона с оптическими фононами в полупроводниках. Целью нашей работы является исследование поведения корреляционных функций полярона, которые связаны с эффективной массой квазичастицы. Для случая слабого взаимодействия с помощью теории возмущений получены аналитические выражения для корреляционных функций, которые сравниваются с данными численного моделирования.

Авторы выражают благодарность проф. Рубцову Алексею Николаевичу за помощь в проведении исследования, а так же фонду «Династия» за финансовую поддержку.

### Литература

1. Л. Д. Ландау. О движении электронов в кристаллической решетке // Phys. Zs. Sowjet.- 1933.- V. 3.- P. 504-505.
2. H. Fröhlich, Electrons in lattice fields // Adv. Phys. 1954. V. 3, p. 325.
3. С. И. Пекар. Исследования по электронной теории кристаллов / М.-Л.: ГИТТЛ, , 1951.- 256 с.
4. R. P. Feynman, Slow Electrons in a Polar Crystal // Phys. Rev., 1955. V.97, p. 660.

5. Y.E. Shchadilova, F. Grusdt, A. Rubtsov, E. Demler. Polaronic mass renormalization of impurities in BEC: correlated Gaussian wavefunction approach // arXiv prepr. 2014. N 1410.5691
6. F. Grusdt, Y.E. Shchadilova, A.N. Rubtsov, E. Demler, Renormalization group approach to the Frohlich polaron model: application to impurity-BEC problem // arXiv prepr. 2014. N 1410.2203.
7. A. S. Mishchenko, N. V Prokof'ev, A. Sakamoto, and B. V Svistunov, Diagrammatic quantum Monte Carlo study of the Frohlich polaron // Phys. Rev. B 62, 6317 (2000).
8. J. Vlietinck, W. Casteels, K. Van Houcke, J. Tempere, J. Ryckebusch, J. T. Devreese, K. Van Houcke, J. Tempere, J. Ryckebusch, and J. T. Devreese, Diagrammatic Monte Carlo study of the acoustic and the BEC polaron // arxiv prepr., 2014. N 1406.6506.

## GLOBAL STABILITY ANALYSIS FOR COSMOLOGICAL MODELS WITH NONMINIMALLY COUPLED SCALAR FIELDS

Скугорева М.А.

*Российский университет дружбы народов, Москва, Россия*

We explore dynamics of cosmological models with a nonminimally coupled scalar field evolving on a spatially flat Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker background. We consider cosmological models including the Hilbert-Einstein curvature term and the  $N$  degree monomial of the scalar field nonminimally coupled to gravity. The potential of the scalar field is the  $n$  degree monomial or polynomial. We describe several qualitatively different types of dynamics depending on values of power indices  $N$  and  $n$ . We identify that three main possible pictures correspond to  $n < N$ ,  $N < n < 2N$  and  $n > 2N$  cases. Some special features connected with the important cases of  $N = n$  (including the quadratic potential with quadratic coupling) and  $n = 2N$  (which shares its asymptotics with the potential of the Higgs-driven inflation) are described separately. A global qualitative analysis allows us to cover the most interesting cases of small  $N$  and  $n$  by a limiting number of phase-space diagrams. The influence of the cosmological constant to the global features of dynamics is also studied.

*E-mail: masha-sk@mail.ru*

### References

1. C. Brans, R. H. Dicke. Mach's principle and a relativistic theory of gravitation // Physical Review 124, 925, 1961.
2. R. Gannouji, D. Polarski, A. Ranquet, A. A. Starobinsky. Scalar-tensor dark energy models // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 0609: 016, 2006.
3. S. Carloni, S. Capozziello, J. A. Leach, P. K. S. Dusbay. Cosmological dynamics of scalar-tensor gravity // Classical and Quantum Gravity, 25: 035008, 2008
4. M. Sami, M. Shahalam, M. Skugoreva, and A. Toporensky // Physical Review D, 86 103532, 2012.
5. O. Hrycyna and M. Szydlowski // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 01: 039, 2009.
6. I. Ya. Aref'eva, N. V. Bulatov, R. V. Gorbachev, and S. Yu. Vernov // Classical and Quantum Gravity, 31: 065007, 2014.

## ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЬ С МАГНИТНЫМ ПОДВЕСОМ НА ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ

Гайстер С.В.

*Финансовый университет при Правительстве РФ, Москва, Россия*

Разработанный электродвигатель с магнитным подвесом на постоянных магнитах предназначен для преобразования энергии электрического поля в кинетическую энергию вращательного движения. Электродвигатель с магнитным подвесом на посто-

янных магнитах относится к новому классу устройств, у которых ротор и статор содержат постоянные магниты, работающие на отталкивание, за счет чего вес ротора незначительно отличается от нуля, что приводит к минимальному сопротивлению его вращения и высокому КПД системы.

В магнитной системе любого электродвигателя с магнитным подвесом на постоянных магнитах происходит залипание ротора, что приводит к значительным потерям.

Для сведения к минимуму залипания ротора все магниты магнитного подвеса электродвигателя работают на отталкивание, а сами магниты распределены на поверхности статора и ротора специальным образом, полученным в результате многочисленных проведенных экспериментов.

Преимущества разработанного электродвигателя с магнитным подвесом на постоянных магнитах по сравнению с аналогами заключается в отсутствии залипания магнитной системы и снижении веса ротора, что позволяет конструировать электродвигатели с роторами любой массы. В реализованной конструкции при затратах мощности всего  $1,3 \text{ В} \times 0,1 \text{ А} = 0,13 \text{ Вт}$  удалось раскрутить ротор с постоянными магнитами массой  $0,45 \text{ кг}$ !

Электродвигатель с магнитным подвесом на постоянных магнитах может быть использован в качестве платформы для любого генератора электроэнергии (магнитный генератор, ветрогенераторы и т.д.)

Разработанный электродвигатель с магнитным подвесом на постоянных магнитах был награжден медалью лауреата конкурса инноваций Четвёртого Международного Форума по интеллектуальной собственности «EXOPRIORITY-2012».

Выражаю свою благодарность за помощь при подготовке проекта Бикташеву Э.И. и Лавриненко М.М. - руководителю МНИЛ ГБУ ДМЦ «Сокольники» и Финуниверситета при Правительстве РФ.

*E-mail:* [sergeygaister@yandex.ru](mailto:sergeygaister@yandex.ru)

## ЛЕТАЮЩАЯ ПЛАТФОРМА НА ЭФФЕКТЕ БРАУНА ДЛЯ ВИДЕОМОНИТОРИНГА ОКРУЖАЮЩЕЙ ОБСТАНОВКИ

Гаврилова Е.А.

*Финансовый университет при Правительстве РФ, Москва, Россия*

Платформа на эффекте Брауна относится к новому классу управляемых подъемных устройств, не содержащих подвижных частей в своей конструкции.

Платформа на эффекте Брауна предназначена для наблюдения за развязками автодорог, очагами лесного возгорания, может осуществлять визуальный контроль над территорией охраняемых объектов, а также может быть использована для подъёма миниатюрного радиоретранслятора для увеличения дальности оперативной радиосвязи. Кроме того, на платформе может быть размещена небольшая реклама.

Платформа содержит силообразующие элементы на эффекте Брауна, выполненные в виде несимметричных конденсаторов с электродами неравной площади. При подключении к электродам напряжения в таких элементах формируется сила, перемещающая их в сторону электрода малой площади.

Платформа основана на эффекте Брауна, открытом в США ещё в 50-х годах прошлого века Томасом Таунсендом Брауном и остающимся загадочным явлением природы. В опубликованном в конце 2006 г. отчёте научно – исследовательской лаборатории Министерства обороны США об исследовании несимметричных конденсаторов в качестве силообразующих элементов отмечается, что это физическое явление на сегодняшний день относится к «Unconventional Science».

Платформа на эффекте Брауна снабжена миниатюрной видеокамерой, передающей цветное изображение по радиоканалу на наземный монитор на расстояние до 150 метров, и обеспечивает подъём на высоту в несколько десятков метров.

Для подведения питания к платформе на эффекте Брауна используется разработанное специальное, дистанционно-управляемое электромеханическое устройство, позволяющие осуществлять подачу высоковольтного напряжения на высоту несколько десятков метров. Разработанное электромеханическое устройство включает шаговые двигатели с катушками, содержащими электропроводящую проволоку. Задание скорости вращения роторов шаговых двигателей осуществляется от генератора напряжения, установленного в пульте управления.

Платформа на эффекте Брауна с установленной видеокамерой цветного изображения демонстрировалась Президенту РФ В. В. Путину на Международном авиационно-космическом Салоне «МАКС 2009». Разработанная платформа была награждена серебряной медалью Салона «Архимед 2009», медалью лауреата конкурса инноваций Третьего Международного Форума по интеллектуальной собственности «EXOPRIORITY-2011», золотой медалью Международного Салона изобретений и новых технологий «Новое время».

Выражаю свою благодарность за помощь при подготовке проекта Лавриненко М.М. – руководителю МНИЛ ГБУ ДМЦ «Сокольники» и Финуниверситета при Правительстве РФ.

### Литература

1. Познавательное.тв:[http://poznavatelnoe.tv/electro\\_kvadrat](http://poznavatelnoe.tv/electro_kvadrat)

## ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОНФОРМНЫХ ОТОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ТРАЕКТОРИЙ ПОЛЕТА БЕСПИЛОТНОГО ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

Царёва О.О.

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

### Проект молодёжной научно-исследовательской лаборатории ГБУ ДМЦ «Сокольники» и Финуниверситета при Правительстве РФ.

В настоящее время беспилотные летательные аппараты активно используются для мониторинга различных объектов гражданского назначения. Однако радиоэлектронная система управления маловысотным полетом в составе бортового оборудования беспилотного летательного аппарата представляется экономически нецелесообразной.

Одним из способов решения задачи обеспечения маловысотного полета является использование цифровой карты рельефа местности, позволяющей формировать требуемую траекторию.

С использованием некоторых положений теории гидродинамики, а именно положений теории плоского безвихревого движения идеальной несжимаемой жидкости, теории функций комплексного переменного и связанного с ней метода конформных отображений построена опорная траектория облёта препятствий вида: круг, эллипс, тонкая пластинка и прямоугольник.

Задачи обтекания круглого, эллиптического цилиндров и тонкой пластинки трудности не представляют. Сложность обтекания прямоугольника заключается в определении констант формулы Кристоффеля-Шварца, осуществляющей отображение единичного круга на заданный четырёхугольник.

Конформное отображение единичного круга на квадрат:

$$w(z) = \int_0^z \frac{1}{\sqrt{1+\xi^4}} d\xi.$$

Параметризация прямоугольника осуществляется поворотом диагоналей на углы  $\alpha$  и  $\beta$ , изменяющие соотношение его сторон. Комплексный потенциал обтекания прямоугольника

$$w(z) = \int_0^{f(z)} \frac{1}{\sqrt{(1 - ie^{i\pi\alpha} \xi^2)(1 + ie^{i\pi\beta} \xi^2)}} d\xi + z,$$

где слагаемое  $z$  – плоский поток; функция  $f(z) = \frac{1}{z}$  – переводит внутренность единичной окружности во внешность.

Траектория облета городской застройки в горизонтальной и вертикальной плоскостях построена с помощью композиции параметризованных прямоугольников.

Существует несколько путей формирования опорной траектории облета препятствий, в том числе и с использованием конформных отображений. Продемонстрированный в работе алгоритм может быть применим для препятствий более сложных форм.

### Литература

1. Иванов В.И., Попов В.Ю., Конформные отображения и их приложения. М.: Едиториал УРСС, 2002. – 324 с.
2. Лаврик В.И., Савенков В.Н. Справочник по конформным отображениям. Киев: Наукова думка, 1970.
3. Коппенфельс В., Штальман Ф. Практика конформных отображений. Пер. с нем. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.
4. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В., Методы теории функций комплексного переменного. М.: Наука, 1987.
5. Валландер С.В. Лекции по гидроаэромеханике. Л.: Изд. ЛГУ, 1978. – 296 стр.

## SINGLE IMPURITY BOSE-ANDERSON MODEL

Chichinadze D.V.<sup>1,2</sup>, Shchadilova Y.E.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, Department of Physics, Moscow, Russia,*

<sup>2</sup>*Russian Quantum Center, 143025 Skolkovo, Russia*

The interaction of a single impurity with quantum bosonic field is a long standing problem, first introduced by Landau [1, 2]. This class of problems arises ubiquitously in fields ranging from solid state physics and ultra-cold atoms to quantum optics. Recently this problem attracted a considerable attention due to its novel realizations by impurities immersed in gases of ultra-cold atoms [3, 4]. Another novel realization is based on the interaction of the optically trapped atom with the modes of so-called “slow” light [5]. The model that describes this atom-light interaction is known as single-impurity Bose-Anderson model [6, 7]. Though only local interactions between light and matter present, this model exhibits a continuous symmetry breaking and phase transition from Mott to superfluid state is present.

The goal of our current research is to develop an approach that is able to capture the essential features of phase transition in the Bose-Anderson model, capable in particular to reproduce an equilibrium phase diagram. Our method is based on the factorization of the wavefunction of the two parts. One part, that describes the impurity and several neighboring sites, is treated exactly, while the other part is treated on the mean-field level. Using this factorization it is possible to build up variational scheme to find the ground state of the system in this class of trial wave-functions. We show that employing different types of factorizations we can, in controllable manner, adjust the accuracy of our approach. A key advantage of this approach is its possible extension to describe dynamics, e.g., after a sudden quench of a parameter of the system.

The authors are grateful to Prof. Alexey N. Rubtsov (Lomonosov Moscow State University, Physics Department, Moscow, Russia; Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia) for supervising the research. D.V.C. and Y.E.S. acknowledge a support from the Dynasty foundation.

E-mail: [dchichinadze@gmail.com](mailto:dchichinadze@gmail.com)

E-mail: [yes@rqc.ru](mailto:yes@rqc.ru)

### Bibliography

1. L.D.Landau, Electron motion in crystal lattices // Phys. Z. Sowjet. 3,664 (1933).
2. Landau, L. D., and S. I. Pekar. Effective mass of the polaron // J. Exp. Theor. Phys 18, 419-423 (1948).
3. C. Zipkes, S. Palzer, C. Sias, and M. Köhl, A trapped single ion inside a Bose–Einstein condensate // Nature 464, 388 (2010).
4. A. P. Chikkatur, A. Görlitz, D. M. Stamper-Kurn, S. Inouye, S. Gupta, and W. Ketterle, Suppression and Enhancement of Impurity Scattering in a Bose-Einstein Condensate // Phys. Rev. Lett. 85, 483 (2000).
5. Hartmann, M., Brandao, F. & Plenio, M., Strongly interacting polaritons in coupled arrays of cavities // Nature Phys. 2, 849–855 (2006).
6. Hyun-Jung Lee, Krzysztof Byczuk, and Ralf Bulla, Numerical renormalization group for the bosonic single-impurity Anderson model: Dynamics // Phys. Rev. B 82, 054516 (2010).
7. J. Warnes, E. Miranda, Symmetry breaking and physical properties of the bosonic single-impurity Anderson model // Eur. Phys. J. B 85, 341(2012).

## 2D И 3D-МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ОПТИЧЕСКИХ МИКРОРЕЗОНАТОРАХ С МОДАМИ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ

Павлов Н.Г.<sup>1,2</sup>, Кондратьев Н.М.<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Российский квантовый центр, Москва, Россия,*

<sup>2</sup> *Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*

Для микроволновых систем сотовой связи и других коммуникационных сетей требуются устройства, способные принимать, преобразовывать и обрабатывать сигналы в миллиметровом и сантиметровом диапазонах. Была разработана широкая гамма устройств с переносом радиочастотных и СВЧ сигналов в оптический диапазон с последующей их передачей и обработкой чисто оптическими методами [1]. При этом используется преимущество оптоволоконных каналов связи большой емкости, позволяющих передавать информацию с большой скоростью, малыми потерями и малым потреблением энергии. Электрооптические модуляторы, основанные на взаимодействии электромагнитных волн в высокодобротных нелинейных оптических резонаторах с модами шепчущей галереи, представляют перспективную платформу для такого рода устройств [2–5].

В данной работе мы представляем анализ электрооптического взаимодействия фундаментальных оптических мод шепчущей галереи в диэлектрическом микродиске и радиочастотных мод полуволнового микрополоска размещенного вдоль окружности оптического диска. Разработана трехмерная численная модель данной системы. Оптические и радиочастотные моды моделируются с использованием метода конечных элементов в среде Comsol Multiphysics. Представлено сравнение данной модели с двумерной моделью, разработанной ранее [6]. Обсуждается теория модуляции в многомодовой системе. Величина электрооптического эффекта рассчитывается в зависимости от номера оптических и радиочастотных мод. Исследованы случаи различной поляризации оптических полей (сигнального и накачки) для стоячих и бегущих радио мод. Показано, что модуляция в системе существует только для определенных наборов мод, определяемых правилами отбора. Величина электрооптического эффекта в такой сис-

теме имеет экстремальную зависимость от длины микрополосковой линии для выбранного набора мод.

E-mail: [noxobar@mail.ru](mailto:noxobar@mail.ru)

### Литература

1. E. L. Wooten и др. *A Review of Lithium Niobate Modulators for Fiber-Optic Communications Systems* // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics, №6, Выпуск 1, с. 69-82, 2000.
2. Hossein-Zadeh M. Photonic microwave receivers based on high-Q optical resonance // Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XIV: Proceedings of SPIE, Том 8236. — San Francisco, CA. — с. 82360T1-10, 2012.
3. D. A. Cohen, M. Hossein-Zadeh and A. F. J. Levi, "Microphotonic modulator for microwave receiver," Electronics Letters, vol. 37, pp. 300-301, 2001.
4. L. Maleki, A. F. J. Levi, S. Yao and V. S. Ilchenko, "Light modulation in whispering-gallery mode resonators". // USA Patent US 6473218 B1, 2002.
5. V. S. Ilchenko, A. B. Matsko, I. Solomatine, A. A. Savchenkov, D. Seidel и L. Maleki, Ka-band all-resonant photonic microwave receiver. // IEEE Photonics Technology Letters, vol. 20, № 19, pp. 1600-1602, 2008.
6. Н. М. Кондратьев, М. Л. Городецкий, Электрооптическое взаимодействие в резонаторах с модами шепчущей галереи и СВЧ модуляторы на его основе. // Журнал Радиоэлектроники, №11, 2012.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ФУНКЦИЙ ОТКЛИКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ ДЕТЕКТОРОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО И ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ КОСМИЧЕСКИХ ИСТОЧНИКОВ

Рожков Г.В.

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

Интенсивное развитие гамма-астрономии и широкий спектр решаемых ею физических задач накладывают всё более жёсткие требования на характеристики создаваемых детекторов частиц. Поскольку исследование энергичных фотонов в диапазоне  $10^5$ — $10^8$  эВ основано на комптоновском механизме взаимодействия излучения с веществом детектора, эффективность регистрации первичных частиц невелика, и эта область до сих пор остаётся открытой для исследования.

Современные комптоновские телескопы, обладая превосходным энергетическим разрешением и средней по величине эффективной площадью, всё ещё не способны обеспечить высокое угловое разрешение, необходимое для локализации точечных источников гамма-излучения. Для решения данной проблемы требуется тщательный подбор составляющих и конфигурации создаваемых приборов, качественный анализ получаемых с них выходных данных. В этой связи особую важность приобретает компьютерное моделирование функций отклика сцинтилляционных детекторов, позволяющее с хорошей точностью определить характеристики проектируемого прибора. К основным характеристикам относят энергетическое и угловое разрешения прибора, эффективность регистрации и эффективную площадь, а главный интерес представляет зависимость этих величин от энергии, типа и направления прихода первичной частицы. Важным преимуществом моделирования является вытекающая из него возможность решения обратной задачи для реального прибора – по отклику на воздействие определять параметры исходной частицы.

В данной работе приводится анализ и классификация существующих методов использования комптоновского механизма рассеяния в гамма-астрономии, сравнение эффективности и выявление сильных и слабых сторон различных астрофизических приборов, основанных на этом механизме [1—6]. На примере проектируемого прибора INTERSONG демонстрируются методы и возможности компьютерного моделирования

функций отклика детекторов, основанных на использовании сцинтилляционных кристаллов.

Основными задачами, выполняемыми в процессе симуляции, стали следующие: моделирование геометрии прибора и его физико-химических свойств, моделирование эксперимента по облучению прибора пучком частиц определённых энергий, анализ и интерпретация полученных данных. Для реализации симуляции физического эксперимента был использован программный пакет MEGAlib [7—9], а для обработки выходных данных был разработан ряд программ на языке C/C++, использующих средства ROOT [10] для работы с графикой. Вся работа велась в среде Linux с дистрибутивами Fedora 15-17.

Моделируемый прибор INTERSONG состоит из трёх основных частей: годоскопа, калориметра и антисовпадательной защиты. Годоскоп представляет собой 3D-стриповый детектор, состоящий из последовательных слоёв сцинтилляционных волокон HC (стрипов), каждый слой ориентирован перпендикулярно предыдущему. Всего в имиджере 61 вертикальный слой по 86. Каждый стрип окружён оболочкой из пассивного материала, толщина которой составляет 4% от поперечного размера стрипа. Использовались стрипы квадратного сечения толщиной 1.5 мм и длиной 14 см. Калориметр расположен под имиджером на расстоянии 3 см и представляет собой набор из 10 рядов по 10 отдельных сцинтилляционных кристаллов  $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$  квадратного сечения со стороной 14 мм, высотой 30 мм. Кристаллы окружены оболочкой из пассивного материала. Антисовпадательная защита представляет собой пластины из сцинтиллятора HC, закрывающие стриповый детектор сверху и с боковых сторон.

На данном этапе симуляции предполагалось, что вся установка находится в вакууме. Прибор облучался моноэнергетическими фотонами от далёкого точечного источника (50, 100, 200, 500 кэВ и 1, 2, 5, 10, 25, 50, 100 МэВ), при этом приходящий фронт частиц почти плоский.

В результате моделирования для всего исследуемого диапазона энергий были получены зависимости энергетического и углового разрешения, эффективной площади прибора от энергии первичных частиц, установлена возможность поляриметрии с помощью данного прибора. Энергетическое разрешение изменяется от 5 до 12% для различных энергий. Угловое разрешение уменьшается от 15 до 7 градусов при росте энергии фотонов. Эффективная площадь регистрации для диапазона исследуемых энергий с 2 до 35 МэВ составляет от 1 до 2 см<sup>2</sup> (эффективность 0.5 – 1 %). Сравнение с существующими аналогами показало необходимость дальнейшей модификации конфигурации прибора для улучшения его характеристик. Кроме того, разработан и описан ряд методов обработки данных, используемых при моделировании. Таким образом, на основе данной работы возможно моделирование функций отклика аналогичных приборов.

*E-mail: egorrgv@mail.ru*

### Литература

1. Aprile E. et al. The LXeGRIT Compton Telescope Prototype: Current Status and Future Prospects. Proc.SPIE Int.Soc.Opt.Eng. 4851, pp. 1196-1208. 2003.
2. Bloser P.F. et al. The MEGA Advanced Compton Telescope Project. New Astronomy Reviews, Volume 46, Issue 8-10, p. 611-616. 2002.
3. Boggs S.E. et al. Overview of the Nuclear Compton Telescope. New Astronomy Reviews, Volume 48, Issues 1–4, Pages 251–255. 2004.
4. Curionia A. et al. A Study of the LXeGRIT Detection Efficiency for MeV Gamma-Rays during the 2000 Balloon Flight Campaign. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, Volume 576, Issue 2-3, p. 350-361, 2007.
5. Diehl R. The COMPTEL experiment on the NASA Gamma-Ray Observatory. Space Science Reviews, Volume 49, Issue 1-2, pp 85-106. 1988.
6. Mizumura Y. et al. Development of a 30 cm-cube Electron-Tracking Compton Camera for the SMILE-II Experiment. Journal of Instrumentation, Volume 9, Issue 05, article id. C05045. 2014.

7. Zoglauer A. et al. Cosima - the Cosmic Simulator of MEGALib. Nuclear Science Symposium Conference Record (NSS/MIC), 2009 IEEE: pp 2053-2059. 2009.
8. Zoglauer A. First Light for the Next Generation of Compton and Pair Telescopes. Doctoral thesis, Technische Universität München. 2005.
9. Zoglauer A. et al. MEGALib - Medium Energy Gamma-ray Astronomy Library. New Astronomy Reviews 50(7-8): pp 629-632. 2006.
10. <https://root.cern.ch/drupal/content/root-users-guide-534> (ROOT – руковод. пользователя).

## THERMALIZATION OF OPEN CORRELATED QUANTUM SYSTEMS

Shakirov A.M.<sup>1,2</sup>, Shchadilova Y.E.<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Lomonosov Moscow State University, Department of Physics, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Russian Quantum Center, 143025 Skolkovo, Russia*

Strongly correlated quantum systems are under active study in many areas of condensed matter physics, ranging from solid-state physics and nanoelectronics to physics of ultracold gases in optical lattices. These systems are characterized by a non-linear coupling between degrees of freedom. Brought out of equilibrium, they undergo a complex redistribution of energy between degrees of freedom yielding to thermalization dynamics. In this contribution we consider two examples of thermalization of open correlated quantum systems.

One example is a molecule or an artificial nano-object on the surface of a solid substrate. Prepared in an out-of-equilibrium state, it loses coherence at the timescale determined by the coupling of the system with the surface. For a system with a complex spectrum thermalization of observables to their equilibrium values can be suppressed. An example of such a system is a cluster of coupled quantum dots with broken particle-hole symmetry. We consider the metastable dynamics for the simplest case of a triangular cluster on the metallic surface [1]. We show the suppression of thermalization as the interaction between electronic degrees of freedom is increased. In our study we use the method of the master equation for the density matrix of the open quantum system. Within this approach the metastability is explained by selection rules which are imposed on transitions between many-body states of the system.

Another example is a gas of ultracold atoms loaded into an optical lattice. In typical experiments this system is put into the vacuum chamber and can lose particles. In this case the attainment of the thermodynamic equilibrium which is independent of microscopic details of the initial state must be ensured by the properties of the system itself. Systems with  $10^3$ - $10^6$  particles act as reservoirs for themselves and undergo self-thermalization. For emissive systems with a small number of particles it is not known if they thermalize and can be characterized by stationary distribution functions. We demonstrate that these distribution functions are of the Boltzmann form and do not depend on the microscopic details of the initial state [2]. The mechanism of thermalization lies in statistics of transitions between many-body states which occur due to the loss of particles.

We are grateful to A. Rubtsov for supervising the research and to P. Ribeiro and A. Antipov for fruitful discussions. The authors acknowledge a financial support from the RFBR grant 14-02-01219 and the Dynasty foundation.

*E-mail:* [aleshakirov@gmail.com](mailto:aleshakirov@gmail.com)

*E-mail:* [y.shchadilova@gmail.com](mailto:y.shchadilova@gmail.com)

### **Bibliography**

1. A.M. Shakirov, S.V. Tsibulsky, A.E. Antipov, Y.E. Shchadilova, and A.N. Rubtsov. «Modeling the metastable dynamics of correlated structures». *Scientific Reports* 5, 8005 (2015).
2. A.M. Shakirov, Y.E. Shchadilova, A.N. Rubtsov. «Quantum statistical ensemble for emissive correlated systems». in preparation (2015).

ГЕНЕРАЦИОННЫЕ И УСИЛИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ЛАЗЕРОВ  
НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛА  $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ 

Пушкин А.В.

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

Средний ИК диапазон длин волн (2-5 мкм), также называемый областью «молекулярных отпечатков пальцев», содержит области прозрачности атмосферы, а также сильные колебательные линии поглощения атмосферных составляющих, паров и других газов. Поэтому когерентные источники света в этом диапазоне нашли широкое применение в научных и технологических приложениях, таких как молекулярная спектроскопия, дистанционное зондирование атмосферы, безопасные для глаз лазерные радары, неинвазивная медицинская диагностика, оптическая связь и оборонные задачи [1, 2]. Кроме того, переход в более длинноволновую область делает такие источники пригодными для более эффективной генерации рентгеновского, терагерцового излучения и аттосекундных импульсов.

Обычно для получения излучения в средней ИК области используются параметрические генераторы света (ПГС) и генераторы разностной частоты. Однако они, как правило, дорогостоящи, сложны и ограничены по выходной энергии [1,2]. Другая возможность - использование полупроводниковых лазеров на гетеропереходах, лазеров на солях свинца и квантово-каскадных лазеров. Но они, в свою очередь, обеспечивают узкую перестройку по частоте, ограниченную мощность и часто требуют криогенного охлаждения. Большую роль в качестве источников среднего ИК излучения играют лазеры, основанные на широкозонных полупроводниковых кристаллах, легированных ионами переходных металлов. Они обеспечивают широкую полосу перестройки, работу при комнатной температуре, высокую энергетичность, а также стабильность, эффективность и компактность [1,2].

Одна из таких усиливающих сред – кристалл селенида цинка, легированный ионами двухвалентного железа ( $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ ). Лазер на его основе генерирует излучение в диапазоне 3,7-5 мкм, в то время как большинство кристаллических сред ограничено длиной волны генерации 3 мкм. Большие значения сечения поглощения ( $\sigma_{\text{abs}} \sim 10^{-18} \text{ см}^2$ ) и сечения излучения ( $\sigma_{\text{rad}} \sim 1,1 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ) кристалла, а также возможность легирования с высокой концентрацией ионов (до  $n \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) делают эту среду перспективной для эффективной генерации и усиления излучения в средней ИК области [1, 3]. Широкая полоса усиления позволяет генерировать фемтосекундные импульсы. Малое время жизни люминесценции  $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$  (при комнатной температуре составляет лишь 370 нс), обусловленное влиянием многофононной релаксации, делает возможной накачку импульсами длительностью не более 300 нс. Кристалл  $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$  имеет максимум поглощения на длине волны около 3 мкм. Поэтому для его накачки подходят лазеры Er:YSGG ( $\lambda = 2,79 \text{ мкм}$ ) и Er:YAG ( $\lambda = 2,94 \text{ мкм}$ ) с модуляцией добротности, а также химические HF и DF лазеры (более мощные, но менее удобные для работы в лаборатории). В настоящей работе исследовались генерационные и усилительные свойства кристалла  $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ .

**Экспериментальные результаты.** Был собран генератор на кристалле  $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ . Полукоцентрический резонатор был образован сферическим ( $R=100\%$ ) и выходным плоским ( $R=40\%$ ) зеркалами. Накачка осуществлялась лазером Cr:Er:YSGG с модуляцией добротности (длина волны 2,78 мкм, энергия в импульсе 20 мДж, длительность 50 нс). Пучок накачки заводился под малым углом к оптической оси резонатора.

Получена свободная генерация излучения на центральной длине волны 4 мкм с энергией в импульсе 4 мДж при накачке 42 мДж (рис.1)

Также был создан усилитель на основе  $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ . В качестве его активной среды испытывались два кристалла с различными характеристиками. Первый кристалл

был просветлён на длину волны 2,79 мкм и имел концентрацию ионов  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Второй кристалл с концентрацией ионов  $2.9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  не был просветлён. Измерялся коэффициент усиления инжектируемого излучения на длине волны 4 мкм. Пучок инжекции из генератора с активным элементом  $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$  (длина волны 4 мкм, энергия в импульсе 160 мкДж, длительность 15 нс) пропусклся через кристалл  $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$  усилителя. Накачка генератора и усилителя осуществлялась лазером  $\text{Cr}:\text{Er}:\text{YSGG}$  с модуляцией добротности (длина волны 2,94 мкм, энергия в импульсе: 7 мДж в генератор и 23 мДж в усилитель, длительность 40 нс). Для эффективного усиления было реализовано согласование мод (максимальное пространственное пересечение) пучков накачки и инжекции.

В результате коэффициент усиления в первом кристалле для наибольшей энергии инжекции был равен  $1 \text{ см}^{-1}$ , а во втором кристалле с учётом френелевского отражения ( $R=17\%$  от каждой грани) он был равен  $1,88 \text{ см}^{-1}$  (Рис.2).

Уникальные спектроскопические свойства кристалла  $\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$  делают его перспективной активной средой для усиления сверхкоротких ИК-лазерных импульсов.

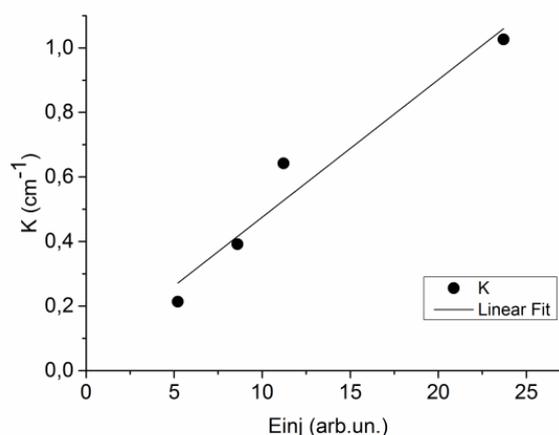
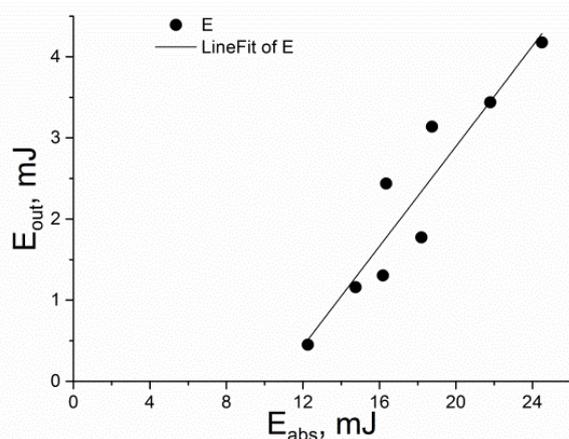


Рис. 1. График зависимости выходной энергии  $E_{\text{out}}$  от поглощённой энергии накачки  $E_{\text{abs}}$

Рис. 2. График зависимости коэффициента усиления  $K$  от энергии инжекции  $E_{\text{inj}}$

E-mail: [av.pushkin@physics.msu.ru](mailto:av.pushkin@physics.msu.ru)

### Литература

1. S.B. Mirov, V.V. Fedorov, D. Martyshkin, I.S. Moskalev, M. Mirov, S. Vasilyev, "Progress in Mid-IR Lasers Based on Cr and Fe-Doped II-VI Chalcogenides," IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.21, Issue 1 (2015)
2. S. I.T. Sorokina, "Broadband mid-infrared solid-state lasers," in Mid-Infrared Coherent Sources and Applications, M. Ebrahim-Zadeh and I.T. Sorokina, eds., (Springer-Verlag 2007), pp. 225-260.
3. J.J. Adams, C. Bibeau, R.H. Page, D.M. Krol, L.H. Furu, S.A. Payne, "4.0–4.5- $\mu\text{m}$  lasing of Fe:ZnSe below 180 K, a new mid-infrared laser material," Optics Letters, Vol. 24, Issue 23, pp. 1720-1722 (1999)

### ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КВАЗИСФЕРИЧЕСКИХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ МОДУЛЕЙ ЧВД НЕВОД

Бурцев В.Д., Киндин В.В., Хомяков В.А., Хохлов С.С.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Одним из перспективных инструментов для исследования космических лучей (КЛ) сверхвысоких энергий являются черенковские водные детекторы (ЧВД). Для их создания используются водные объемы природного или искусственного происхожде-

ния, внутри которых располагается пространственная решетка оптических модулей (ОМ) на основе фотоумножителей (ФЭУ). В ЧВД в основном используются ОМ с 1–3 полусферическими ФЭУ, направленными в нижнюю полусферу, что позволяет регистрировать нейтринные события снизу, но затрудняет регистрацию частиц из верхней полусферы.

На 16<sup>th</sup> ICRC в 1979 году сотрудниками МИФИ была предложена идея создания квазисферического модуля (КСМ) [1], способного регистрировать черенковское излучение с любого направления с одинаковой эффективностью. Принцип квазисферичности заключается в том, что сумма квадратов амплитуд откликов симметричной системы ФЭУ с плоскими фотокатодами не зависит от угла падения черенковского света. Простейший модуль, обладающий свойствами квазисферичности, состоит из шести ФЭУ, нормали фотокатодов которых направлены вдоль осей ортогональной системы координат.

На КСМ из 6 фотоумножителей ФЭУ-200 в НИЯУ МИФИ создан многоцелевой черенковский водный детектор НЕВОД [2], предназначенный для регистрации основных компонент КЛ на поверхности Земли, в том числе и нейтрино из нижней полусферы. Внутри детектора объемом 2000 м<sup>3</sup> располагается 91 КСМ, которые формируют пространственную решетку с шагом 2 × 2 × 2.5 м<sup>3</sup>. Внутренняя электроника КСМ состоит из платы питания, системы подсветки для мониторинга и плат считывания. Используется двухдиодный съём сигналов для расширения динамического диапазона ФЭУ.

Для корректного восстановления параметров регистрируемых событий в детекторе необходимо знать характеристики каждого измерительного канала КСМ [3].

В докладе представлены результаты исследования основных характеристик КСМ: коэффициента усиления диодной системы ФЭУ; коэффициента “сшивки”, который определяет полный динамический диапазон фотоумножителя; темпа счета шумовых импульсов ФЭУ и значения пьедестала спектрометрического тракта. Приводятся сравнения характеристик, полученных на стенде, с результатами мониторинга КСМ во время длительных измерительных серий.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД при финансовой поддержке государства в лице Минобрнауки России (проект RFMEFI59114X0002) и гранта Президента РФ НШ-4930.2014.2.

*E-mail: VDBurtsev@mephi.ru*

### **Литература**

1. Borog, V. V., Gavshin, S. B., Petrukhin, A. A., et al.: Measuring module for registration of Cherenkov radiation in the water, in: Proc. 16th ICRC, Kyoto, Japan, 1979.
2. Aynutdinov V.M., et al.: Astrophysics and Space Science, 1997.
3. Kovylyaeva E. A. et al.: Reconstruction of single muon tracks in Cherenkov water detector NEVOD. J. Phys.: Conf. Ser., 2013.

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА ПОД ОБЛУЧЕНИЕМ**

Арефинкина С.Е., Гладцин А.М., Рябиковская Е.В., Сурин В.И.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

Как известно, в России возобновились исследования нитридного топлива, которое предполагается использовать для загрузки реакторов четвертого поколения. Нитридное топливо несмотря на большие потенциальные возможности до настоящего времени не получило широкого распространения. Для повышения эффективности исследований на

стадии разработки и испытаний этого вида топлива, на наш взгляд, целесообразно более активное применение методов функциональной электрофизической диагностики и неразрушающего контроля (ФЭДНК). Полученные результаты, с использованием ФЭДНК, уже сейчас позволяют прояснить многие важные вопросы, связанные с внутренними процессами, происходящими в топливе. В частности, более эффективно решается проблема исследования сопротивления радиационному формоизменению [1,2]. Другой важный результат заключается в возможности моделирования поверхности материалов и оценки шероховатости по результатам ФЭДНК.

Вид фрактальной поверхности получали, используя функцию Вейерштрасса – Мандельброта с введенными в нее параметрами, рассчитанными из эксперимента. Для этого использовали связь разности электрических потенциалов  $\Delta\varphi_{12}$  с параметром шероховатости  $R_a$  через выражение:

$$\Delta\varphi_{12} = \frac{eR_a}{\varepsilon_0} \int_0^L \delta n_{12} dx,$$

где  $\delta n_{12}$  – разность локальной электронной плотности на поверхности в двух точках,  $\delta n_i = n_{Ai} - n_{Bi}$ ,  $n_{Ai}$  и  $n_{Bi}$  – локальные плотности электронов для материалов образца А и преобразователя В соответственно;  $R_a$  – параметр шероховатости;  $e$  – заряд электрона;  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  $L$  – размер области интегрирования, определяемый расчетным путем.

Представлены результаты эксперимента, проведенного на реакторе ИРТ МИФИ с использованием комплекса ПОИСК. Испытывались образцы нитрида и карбонитрида урана, легированные и не легированные цирконием. Рассчитаны средние значения  $\Delta\varphi_{12}$  и  $R_a$  для режимов радиационной температурно-силовой обработки, приводящей к существенному изменению формы и размеров топливных таблеток.

Исследования показали, что при устойчивом характере диагностического сигнала во времени профиль шероховатости поверхности также слабо изменяется во времени. В этом случае наблюдается картина квазистационарного распределению выступов и впадин на поверхности изделия. Возмущение поверхности в результате изменения температуры и нагрузки приводит к появлению полос и волн поверхностной деформации.

E-mail: visconst@rambler.ru

### Литература

1. Surin V.I., Evstyukhin N.A., Kapralov Yu.A., Kapralov E.Yu. The electronic structure and electrophysical properties of perspective nuclear fuel. International Conference «Nuclear Energy for New Europe 2010». Book of Abstracts. Slovenia. 2010, P. 60.
2. Белова В.С., Евстюхин Н.А., Морозов А.А., Сурин В.И. Информационно-измерительная система для внутриреакторных исследований материалов//Информационные технологии в проектировании и производстве. 2010. №1. С.39-47.

## МИКРОТВЁРДОСТЬ СТЕКЛА С ЭНЕРГОСБЕРЕГАЮЩИМ ПОКРЫТИЕМ

Скопин Артём Александрович

*Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия*

Индентирование остаётся наиболее простым, быстрым, чувствительным и универсальным методом исследования механических свойств различных материалов, покрытий, тонких плёнок и т. д. По результатам внедрения жёсткого индентора определяют твёрдость и микротвёрдость материала. Испытание на твёрдость и микротвёрдость охватывает широкий круг материалов и дает возможность получать пластичные

неразрушающие отпечатки на самых хрупких материалах. Метод индентирования так же применяется для определения трещиностойкости ( $K_{Ic}$ ) материалов. При электронно-микроскопическом изучении отпечатков и трещин, образующихся при индентировании, можно судить о характере распространения трещин (транскристаллитном, либо интеркристаллитном) и, следовательно, качественно оценить прочность зёрен и межзёренных границ.

Объектами исследования в данной работе являлись стёкла с двумя видами энергосберегающих (низкоэмиссионных) покрытий. Для измерения микротвёрдости использовался микротвердомер ПМТ-3 с четырёхгранным алмазным наконечником. Было проведено по 15 измерений с обеих сторон каждого образца, которые проводились при нагрузках на индентор 0,49 Н (50 гс), 0,98 Н (100 гс) и 1,96 Н (200 гс). В ходе измерений было установлено, что закалка снижает микротвёрдость стекла на 30%. При нагрузке на индентор 1,96 Н на образцах в вершинах отпечатка индентора были обнаружены образовавшиеся трещины Палмквиста, выходящие из вершин отпечатка индентора, что в свою очередь дало возможность определить коэффициент трещиностойкости ( $K_{Ic}$ ).

*E-mail: 11-fks@mail.ru*

### Литература

1. Хасанов О.Л., Струц В.К., Соколов В.М., Полисадова В.В., Двилис Э.С., Бикбаева З.Г. Методы измерения микротвёрдости и трещиностойкости наноструктурных керамик: учебное пособие // Томский политехнический университет. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2011.

## ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ АДАТОМА

Хабибулаева А.М., Мусаев Г.М.

*Дагестанский государственный университет, Махачкала, Россия*

Теоретическое исследование адсорбции атомов на поверхности ферромагнитных структур в особенности в сильном магнитном поле является одной из важнейших задач физики конденсированного состояния, связанное с тем, что адсорбция может изменить энергетический спектр адсорбента. Существенное воздействие адсорбция атомов оказывает на свойства низкоразмерных систем.

Мы рассматриваем этот вопрос, используя аналитическую модель адсорбции Андерсона – Ньюнса [1], основанную на гамильтониане

$$H = \sum_{p\sigma} \varepsilon(\vec{p}) c_{k\sigma}^+ c_{k\sigma} + E_a \sum_{\sigma} a_{i\sigma}^+ a_{i\sigma} + \upsilon a_{i\uparrow}^+ a_{i\uparrow} a_{i\downarrow}^+ a_{i\downarrow} + \frac{V}{\sqrt{N}} \sum_{p\sigma} (c_{p\sigma}^+ a_{i\sigma} + hc), \quad (1)$$

где  $E_a$  – энергия атомного электрона в состоянии  $|a\sigma\rangle$ ;  $\upsilon$  – внутриатомное кулоновское отталкивание электронов с противоположными спинами;  $c_{k\sigma}^+$  ( $c_{k\sigma}$ ) – оператор рождения (уничтожения) электрона подложки в состоянии  $|\vec{p}\sigma\rangle$ ,  $a_{i\sigma}^+$  ( $a_{i\sigma}$ ) – оператор рождения (уничтожения) электрона адатома,  $V$  – потенциал гибридизации.

Обобщая эту модель на случай наличия внешнего магнитного поля [2] получены зависимости плотности состояний адатома и переходящего заряда при различных значениях магнитного поля, которые показывают, что с увеличением магнитного поля происходит увеличение расстояния между соседними уровнями Ландау, что приводит к уменьшению числа уровней Ландау под уровнем Ферми.

Мы обратили внимание на тот факт, что в сверхсильных магнитных полях происходит существенное изменение энергетического спектра двумерной системы адсорбированных атомов, которое связано с экранированием кулоновского потенциала [3].

Кроме того, сделана попытка численного расчета релятивистских поправок, которые становятся существенными при сверхсильных магнитных полях.

*E-mail: khabibulaevamina@mail.ru*

### Литература

1. Алисултанов З.З., Мирзегасанова Н.А., Мусаев Г.Г., Фадель К.Х. К теории адсорбции атомов на поверхности металла при наличии внешнего квантующего магнитного поля // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2014. – №4. – С. 1-7
2. Anderson P.W. Localized magnetic states in metals. // Phys.Rev, 1961. – v.124. – № 1. – p. 41-53.
3. Godunov S.I., Vysotsky M.I. Dependence of the atomic energy levels on a finite nucleus and mass // Phys.Rev. D, 2013. – v.87. – № 1. – p. 124035.

## ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ИЗМЕРЕНИЙ НА ЗНАЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВЯЗКОСТИ

Голанов А.Л.

*Московский педагогический государственный университет, Москва, Россия*

Целью данной работы является сравнение полученных данных о коэффициенте вязкости при двух различных режимах измерения на примере модельной жидкости.

Особенности неньютоновского течения коллоидных растворов можно объяснить изменением их структуры, в частности возникновением и разрушением агрегатов частиц. В ряде исследований имеются успешные попытки описания снижения вязкости с ростом скорости в рамках моделей течения, где не учитывается существование агрегатов. Хотя до настоящего времени так и не появилось полноценной модели, которая смогла бы описать механизм течения дисперсных систем. Многочисленные попытки описать экспериментальные данные на широком интервале скоростей привели к появлению полуэмпирических выражений с обилием подгоночных коэффициентов. [1]

В данной работе за основу взято предположение Ребиндера о снижении вязкости в результате постепенного разрушения структуры системы [2-4], а также известный факт изменения коэффициента вязкости с увеличением скорости сдвига в реальной жидкости.

Измерение вязкости в режиме постоянной скорости сдвига приводит к ньютоновскому течению лишь при определенной временной экспозиции. Выдвинуто предположение, что структура жидкости претерпевает некоторые изменения и переходит в новое равновесное состояние. Течение жидкости в таком случае можно описать с помощью модели, которая включает два источника потери энергии. Полная диссипация энергии разделена на структурную и вязкую части. Первая часть – потери энергии в процессе разрыва агрегатов, вторая – вязкое трение, возникающее при обтекании агрегатов и отдельных частиц. Большой вклад в диссипацию энергии вносят гидродинамические силы, которые в буквальном смысле растягивают агрегаты и при определенном критическом значении их разрывают. Таким образом, размер агрегата в равновесном состоянии:

$$F_A = F_H, \text{ где } F_H \approx \eta_0 R^2 \dot{\gamma}, F_A \approx F_s / R^2,$$

где  $F_H$  – гидродинамическая сила,  $F_A$  – сила сцепления, нормированная к площади сечения агрегата.

Измерение полной реологической кривой при постоянном увеличении скорости сдвига не позволяет перейти жидкости в равновесное состояние, т.е. наблюдается по-

стоянная смена структуры и на каждое последующее состояние накладываются новые условия: постоянное изменение скорости сдвига и, как следствие, постоянно растущая гидродинамическая сила. В силу вышеперечисленных причин, в данных о коэффициенте вязкости, снятых при различных режимах, наблюдаются различия.

*E-mail: [AlexanderGolanov@gmail.com](mailto:AlexanderGolanov@gmail.com)*

### Литература

1. В.Н. Матвеев, Е.А. Кирсанов. Вязкость и структура дисперсных систем // Вестн. Моск. Ун-та. С. 2 Химия 2011 Т. 52, №4
2. Михайлов Н.В., Ребиндер П.А. // Колл. журнал. 1955.17.№ 2.С.107
3. Абдурагимова Л.А., Ребиндер П.А., Серб-Сербина Н.Н. // Колл. журнал. 1955.17.№ 2. С. 184.
4. Сегалова Е.Е., Ребиндер П.А. // Колл. журнал. 1948. № 10. С. 223

## ПОСТРОЕНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГАММА-ТЕЛЕСКОПА «ГАММА-400»

Часовиков Е.Н., Перфильев А.А.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

В рамках работ по техническому проекту [1, 2, 3] была разработана математическая модель «ГАММА-400» в среде «GEANT4» [4] путем преобразования имеющегося инженерного чертежа в формате STEP в формат STL, так как есть готовый проект «CADMesh» [5], позволяющий импортировать геометрию из STL в GEANT4. В виду того, что STEP файл содержит в себе 14602 конструкторских единиц, а STL файл может содержать только одну конструкторскую единицу, было необходимо разработать метод автоматизированного преобразования, для чего был создан скрипт на языке Python, позволяющий конвертировать STEP-файлы в формат STL целиком. Кроме того, поскольку исходная версия проекта «CADMesh» позволяет конвертировать в используемый средой GEANT4 формат GDML лишь одиночные элементы, проект «CADMesh» был модифицирован для создания единой модели из множества элементов. Полученная модель предназначена для расчета энерговыделения в чувствительных объемах для гамма-телескопа «ГАММА-400» (причем любой элемент конструкции может быть описан как чувствительный объем и имеется возможность создания бесконечно тонких счетных плоскостей)

Данный программный продукт может быть использован и в других проектах, так как он позволяет импортировать описание геометрии прибора или приборов напрямую из 3D-модели, созданной в САПР.

*E-mail: [chasik@gmail.com](mailto:chasik@gmail.com)*

### Литература

1. КОСМИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС «ГАММА-400». Технический проект. Пояснительная записка. Комплекс научной аппаратуры «ГАММА-400». Книга 1. Назначение и область применения. Техническая характеристика.
2. КОСМИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС «ГАММА-400». Технический проект. Пояснительная записка. Комплекс научной аппаратуры «ГАММА-400». Книга 4. Антисовпадательная система. Времяпролетная система. Сцинтилляционные детекторы калориметра. Боковые детекторы калориметра.
3. КОСМИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС «ГАММА-400». Технический проект. Пояснительная записка. Комплекс научной аппаратуры «ГАММА-400». Книга 8. Система формирования триггерных и счетных сигналов СТ
4. GEANT4 Documentation. Introduction to GEANT4. J Saarela .

## ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ ПО ДАННЫМ FERMI

Мурашова О.Д.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

Гамма-всплески (Gamma Ray Bursts - GRB) — наиболее яркие события, происходящие в Метагалактике. Обычно продолжительность типичного GRB составляет несколько секунд, однако событие может длиться от миллисекунд до нескольких минут [1]. Наблюдение гамма-всплесков проводилось в различных диапазонах энергий в нескольких десятках экспериментов, в том числе и спутниковых, начиная со времени их первой регистрации спутниками серии Vela в конце 1960х гг [2]. При помощи оптических наблюдений было установлено, что источники существенной части GRB находятся на космологических расстояниях, соответствующих красным смещениям  $z \geq 1$  [4, 3]. В случае изотропного излучения источника, при этом только в гамма-диапазоне выделяется  $3 \times 10^{52} - 3 \times 10^{54}$  эрг.

По результатам предыдущих экспериментов были выделены две большие группы всплесков: короткие, характерная длительность которых  $t_{90}$  (интервал времени, за которое выделяется 90% интенсивности события) меньше 2 секунд, и длинные, с характерной продолжительностью больше 2 секунд соответственно [6]. В 1999 году были получены основания для выделения третьей группы событий промежуточной длительности [5] в интервале  $0.8 \text{ с} < t_{90} < 30 \text{ с}$ . Энергетические спектры большинства GRB описываются моделью Бэнда (Band) [5], ее характеризуют  $E_{\text{peak}}$  – энергия спектрального максимума (кэВ), а так же  $\alpha$  и  $\beta$  – спектральные индексы в диапазонах низкой и высокой энергии соответственно. Кроме того, для некоторых всплесков параметр  $\beta$  описывает форму спектра вплоть до нескольких сотен МэВ (например, GRB100724B), а для некоторых (как в случае GRB080916C) [12].

Наиболее подробный каталог всплесков 5B (примерно 2700 событий) был получен по результатам эксперимента BATSE на борту Compton Gamma Ray Observatory (CGRO) в энергетическом диапазоне 20 кэВ - 2 МэВ [11]. На рис. 1а [13] представлены распределения по длительности для всплесков из него и каталога событий, которые не были идентифицированы в процессе бортовой обработки данных (nontriggered bursts catalogue) [10], а также промежуточная подгруппа GRB [7, 13], полученная при анализе распределений по жесткости и длительности для всплесков 5B каталога BATSE

В данной работе представлены результаты анализа информации о гамма-излучении, возникавшем во время GRB, которое было зарегистрировано прибором Glast Burst Monitor (GBM). GBM входит в состав научной аппаратуры спутникового эксперимента Fermi, находящегося на почти круговой околоземной орбите высотой 550 км с июля 2008 года. GBM включает в себя 12 сцинтилляционных детекторов на основе йодида натрия (NaI), предназначенных для регистрации излучение в диапазоне энергий от нескольких кэВ до 1 МэВ, и 2 сцинтилляционных детектора на основе ортогерманата висмута (BGO), которые регистрируют излучение в диапазоне  $\sim 150$  кэВ до  $\sim 30$  МэВ.

Был проанализирован каталог Fermi/GBM [9]  $\sim 1500$  событий, построены распределения количества GRBs в зависимости от основных спектральных параметров модели Band и  $t_{90}$ . На них хорошо выделяется область событий длительностью 2 – 30 секунд, которую нельзя отнести ни к коротким или длинным всплескам – см. рис.1б. Детальный анализ полученных распределений позволил сделать вывод, что вся популяция GRB, зарегистрированная обсерваторией Fermi аналогично результатам некоторых предыдущих экспериментов, в том числе Swift [9] и BATSE [6, 12], может быть разделена более чем на 2 подгруппы по длительности: короткие (short) –  $t_{90} < 1.5 \text{ с}$ , промежуточной продолжительности (intermediate) –  $1.5 \text{ с} < t_{90} < 30 \text{ с}$ , длинные (long) –  $t_{90} > 30 \text{ с}$ . Описание источников GRB промежуточной длительности требует дальнейшего развития моделей ускорения частиц в процессе всплеска и их взаимодействия с окружающей межзвездным веществом, т.к. подобные события до сих пор не описываются с достаточной для объяснения наблюдательных данных точностью [5, 3].

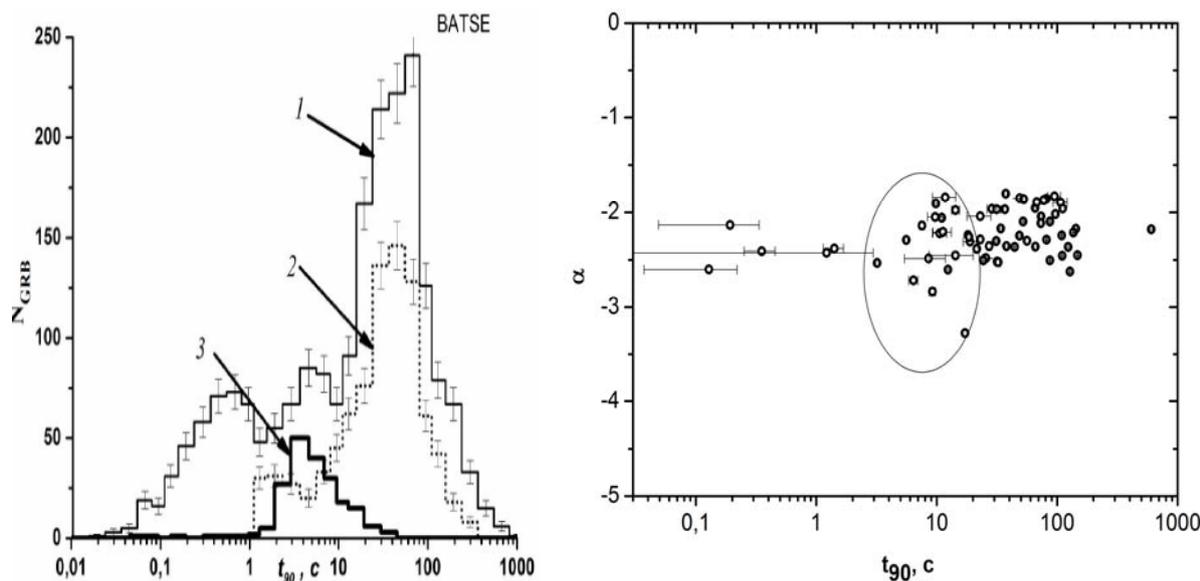


Рис.1. Распределение количества GRB ( $N_{GRB}$ ) по длительности (а) [11]: полный объем данных из каталогов BATSE (гистограммы 1 и 2) 5B и событий, обнаруженных при наземной обработке результатов эксперимента, а так же промежуточная подгруппа [5], полученная при анализе распределений по жесткости и длительности для всплесков 5B каталога (гистограмма 3); и распределение  $\alpha(t_{90})$ , построенное для зарегистрированных Fermi/BAT гамма-всплесков из каталога [8] (б).

*E-mail: murashova.olya@inbox.ru*

### Литература

1. Paciesas W S; Meegan C A; von Kienlin A et al 1999// The Astrophys. J. Suppl. Series 122 465-495
2. Klebesadel R.W., Strong I.B., and Olson R.A. 1973//Astrophysical Journal Letters 182: L85. Bibcode:1973ApJ...182L..85K
3. Gompertz, B. P. et al 2015//Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Volume 448, Issue 1, p.629-641
4. Piran T 1999 //Physics Reports 314 575-667
5. Band D, Matteson J, Ford L et al 1993 //The Astrophys J. 413 281-292
4. Tavani M 1998 //The Astrophys. J. 497 L21-L24
- 6 Belousova I V, Mizaki A, Roganova T M et al.1999 Astronomy Reports 43 issue 11 734-738
7. Atwood W B, Abdo A A, Ackermann M et al 2009 Astrophysical Journal 697 1071-1102
8. Arkhangelskaja I.V., 2014//ИзвестияРАН
9. Каталог Fermi, <http://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/>
10. Kommers J. M., Lewin W. H. G. et al. // The Astrophys. J. Suppl. Series, 2001. V. 134. P. 385.
11. Stern B. E., Tikhomirova Ya., Stepanov M. et al // The Astrophys. J., 2000. V. 538. P. L21-L24.
12. И.В. Архангельская, Е.В. Воеводина, А.А. Зенин, Известия РАН. Серия Физическая, Т. 78, №3, С. 333-337, 2014
13. Cline T. L. et al// The Astrophys.J., 1973. V. 185. P. L1.

## МЕТОД МЮОННОЙ РАДИОГРАФИИ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЯ

Баклагин С.А.

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

Мюонная радиография — это метод исследования внутренней структуры объектов, который основан на зондировании вещества объекта пучком космических мюонов и последующей регистрации и анализе статистики углового распределения мюонов,

прошедших через вещество. Методика позволяет сделать выводы о составе вещества этого объекта, о его внутренней структуре, в том числе – наличии полостей и иных неоднородностей.

Рассматриваемый метод использует те же принципы, что и рентгенография, широко применяемая, например, в медицине, с той лишь разницей, что исследуется поглощение пучка мюонов при пересечении слоя геологических пород или строительных материалов вместо поглощения рентгеновского излучения. Непоглощенные частицы потока регистрируются с помощью чувствительного устройства, например, электронного трекового детектора или пластин ядерной эмульсии. Ключевой характеристикой, отличающей данный метод от рентгенографии, является возможность исследования значительно более крупных объектов, вплоть до километрового размера, что обусловлено высокой проникающей способностью потока космических мюонов.

Описываемая методика позволяет получать трехмерные изображения исследуемых структур, при этом отсутствует необходимость как в нарушении их целостности, а так и в использовании каких-либо искусственных источников излучения, так как используется естественный источник мюонов — космические лучи.

Мюонная радиография может найти широкое применение для нужд геологии, например – для разведки расположения полезных ископаемых, пустот в породе или водоносных слоев. Метод используется в вулканологии для проведения оценок состояния и внутреннего строения вулканов. Рассматриваются возможности применения для контроля целостности ядерных объектов, таких как реакторы или хранилища отработанного топлива, для оценки состояния внутренней структуры крупных промышленных или археологических объектов.

Силами сотрудников Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова и Физического института имени П.Н. Лебедева РАН были проведены тестовые эксперименты с использованием ядерно-эмульсионных трековых детекторов для выявления оптимальных условий применения и основных влияющих факторов, значимых при использовании описываемого метода мюонной радиографии.

*E-mail: sbaklagin@gmail.com*

### Литература

1. W.B. Gilboy, P.M. Jenneson, S.J.R. Simons, S.J. Stanley, D. Rhodes, Muon radiography of large industrial structures, Nucl.Instr. & Meth. B V263, Issue 1, Pages 317–319. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2007.04.122>
2. <http://nuclphys.sinp.msu.ru/fi/fi05.htm>
3. L. J. Shultz, Cosmic ray muon radiography, PhD thesis, Portland State University (2003). <http://www.cgsd.com/ref/Schultz.pdf>
4. J. Beringer et al. (Particle Data Group), Cosmic rays, Phys. Rev. D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition. <http://pdg.lbl.gov/2013/reviews/rpp2013-rev-cosmic-rays.pdf>
5. Donald E. Groom et al., Review of particle physics. Particle Data Group, Eur.Phys.J. C15 (2000) 1-878. <http://pdg.lbl.gov/pdg.html>
6. Зацепин Г. Т., Кузьмин В. А. Угловые распределения  $\mu$ -мезонов высокой энергии и механизм их генерации, ЖЭТФ, 1960, т. 39, сс. 1677–1685.
7. Hiroyuki K.M., et al., High resolution imaging in the inhomogeneous crust with cosmic-ray muon radiography: The density structure below the volcanic crater floor of Mt. Asama, Japan, EPSL 263 (2007) 104–113. <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2007.09.001>
8. Tanaka H., Nagamine K., Kawamura N., Nakamura S. N., Ishida K. and Shimomura K., Development of a two-fold segmented detection system for near horizontally cosmic-ray muons to probe the internal structure of a volcano, Nucl.Instr. & Meth. A, 2003, v. 507, p. 657–669. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01372-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01372-X)
9. J. Marteau, D. Gibert, N. Lesparre, F. Nicollin, P. Noli, F. Giacoppo, Muons tomography applied to geosciences and volcanology, Nucl.Instr. & Meth. A V 695, Pages 23–28, <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2011.11.061>

10. D. Gibert, F. Beauducel, Y. D'eclais, N. Lesparre, J. Marteau, F. Nicollin, A. Tarantola, Muon tomography: Plans for observations in the Lesser Antilles, *Earth Planets and Space* 62 (2010) 153–165. <http://www.terrapub.co.jp/journals/EPS/pdf/2010/6202/62020153.pdf>
11. L. Alvarez, et al., Search for Hidden Chambers in the Pyramids, *Science* 167 (1970). DOI:10.1126/science.167.3919.832
12. E. Caffau, F. Coren, G. Gianninia, Underground cosmic-ray measurement for morphological reconstruction of the “Grotta Gigante” natural cave”, *Nucl. Instr. and Meth. A* 385 (1997) 480–488. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00565-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00565-2)
13. Borozdin K N, Hogan G E, Morris C L, et al. Radiographic imaging with cosmic-ray muons. *Nature*, 2003, 422: 277. DOI:10.1038/422277a
14. Hagiwara K, Hikasa K, Nakamura K, et al. Particle data group. Review of particle properties. *Physical Review D*, 2002, 66. <http://pdg.lbl.gov/pdg.html>
15. Yuanyuan Liu, Zhiqiang Chen, Ziran Zhao, Li Zhang, Zhentian Wang, Imaging Algorithms for Cosmic Ray Muon Radiography Detection of Nuclear Materials, *Tsinghua Science & Technology* 01/2009; 14(3):313-321. DOI:10.1016/S1007-0214(09)70046-X
16. A. Clarkson, et al., GEANT4 simulation of a scintillating-fibre tracker for the cosmic-ray muon tomography of legacy nuclear waste containers, *Nucl.Instr.&Meth. A* 746 (2014) 64–73.
17. A. Clarkson, et al., The design and performance of a scintillating-fibre tracker for the cosmic-ray muon tomography of legacy nuclear waste containers, *Nucl.Instr. & Meth. A* 745 (2014) 138-149. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2014.01.062>
18. Н. В. Фоменко, Дипломная работа Методика работ по мюонной радиографии: тестовый эксперимент на основе ядерно-эмульсионной техники исследований.
19. <http://mu-ray.fisica.unina.it/>
20. T. Nakamura et al., The OPERA film: New nuclear emulsion for large-scale, high-precision experiments, *Nucl.Instr. & Meth. A* 556 (2006) 80-86, <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.08.109>
21. Щедрина Т.В., Браднова В., Вокалова А. и др. *Ядерная физика*, 2007, 70, №7, 1271

## ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ PHILIPS XR3462 ДЛЯ СЧЕТЧИКОВ ДЕТЕКТОРА НЕВОД-ШАЛ

Камлев Н.Н., Амельчиков М.Б., Киндин В.В., Ликий О.И., Фомин Н.Е.,  
Шульженко И.А., Яшин И.И.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

В настоящее время в Национальном исследовательском ядерном университете «МИФИ» (г. Москва) на базе экспериментального комплекса НЕВОД [1] создается детектор НЕВОД-ШАЛ [2] для регистрации широких атмосферных ливней (ШАЛ) в диапазоне энергий  $10^{15}$ - $10^{17}$  эВ. Детектор НЕВОД-ШАЛ представляет собой массив кластеров сцинтилляционных счетчиков электронно-фотонной компоненты ШАЛ, расположенных на крышах лабораторных корпусов НИЯУ МИФИ, и позволяет оценивать мощность ливня, определять положение его оси и направление прихода. В состав детектора входят 12 кластеров. Характерные размеры кластера  $\sim 20 \times 20$  м<sup>2</sup>. Характерное расстояние между кластерами  $\sim 50$  м. Площадь детектора  $\sim 2 \times 10^4$  м<sup>2</sup>.

Основными элементами сцинтилляционных счетчиков НЕВОД-ШАЛ, которые ранее работали в составе экспериментов EAS-TOP (Италия) [3] и KASCADE-Grande (Германия) [4], являются пластиковый сцинтиллятор NE102A с размерами  $800 \times 800 \times 40$  мм<sup>3</sup> и фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) Philips XR3462, размещенные внутри пирамидального светоизолированного корпуса из нержавеющей стали. Перед сборкой сцинтилляционных счетчиков было проведено исследование характеристик их основных элементов.

Данная работа посвящена исследованию характеристик ФЭУ Philips XR3462. Приводится описание методики и автоматизированного стенда для тестирования харак-

теристик фотоэлектронных умножителей. Представлены результаты тестирования партии ФЭУ по следующим параметрам: коэффициент усиления диодной системы, разброс задержек срабатывания (джиттер) при одноэлектронной подсветке, диапазон линейности, относительная чувствительность и темновые шумы.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД в рамках российско-итальянского соглашения о сотрудничестве от 5.06.2012 г. при поддержке Министерства образования и науки РФ (RFMEFI59114X0002) и гранта ведущей научной школы НШ-4930.2014.2.

E-mail: NNKamlev@mephi.ru

### Литература

1. Задеба Е.А. и др. Нейтринный водный детектор НЕВОД на поверхности Земли // Ядерная физика и инжиниринг, 2011, т. 2, № 6, с. 483-493.
2. Шульженко И.А. и др. Проект установки НЕВОД-ШАЛ для регистрации широких атмосферных ливней // Известия РАН. Серия физическая. 2013. т. 77. № 5. с. 710-712.
3. Aglietta M. et al. EAS-TOP Array at Gran-Sasso // Nucl. Phys. B. (Proc. Suppl.). 1990. v.16. p. 493.
4. Chiavassa A. et al. KASCADE-Grande: the Grande Array // Proc. 28th ICRC. Tsukuba, Japan. 2003. v. 2. p. 989-992.

## САМОСОГЛАСОВАННОЕ РЕШЕНИЕ ИНТЕГРО-ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ШРЕДИНГЕРА И ПУАССОНА

Андрющенко Е.А., Грачев М.В.

*Рязанский государственный радиотехнический университет, Рязань, Россия*

Электрон-электронные взаимодействия являются ключевыми в кинетических явлениях. В их число входят эффекты горячих электронов, квантовые поправки к проводимости и затухание квантования Ландау в низкоразмерных полупроводниковых структурах с вырожденными электронами [1].

Зонные диаграммы исследуемых наноструктур были рассчитаны методом самосогласованного решения уравнений Шредингера

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + E(z) \right] \psi_j(z) = E_j \psi_j(z) \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$\psi_j(0) = 0, \quad \psi_j(\infty) = 0, \quad (2)$$

и Пуассона

$$E(z) = -eV(z), \quad -\frac{d^2V}{dz^2} = \frac{4\pi\rho(z)}{\chi}, \quad (3)$$

с граничными условиями:

$$V(z = \infty) = 0, \quad eV(z = 0) = E_0. \quad (4)$$

Решение данной системы интегро-дифференциальных уравнений является сложным с математической точки зрения, так как необходим точный учет потенциального профиля квантовой ямы. В большинстве работ потенциальная яма аппроксимируется прямоугольным профилем. Однако попытка применения аналитических результатов в данном случае оказывается неудачной. Самосогласованное решение системы (1)-(4) является затруднительным из-за неопределенного распределения плотности заряда  $\rho(z)$

В ряде работ уже предпринимались попытки рассчитать зонные структуры гетеропереходов, однако применялся только численный метод, а аналитическое решение не было получено. Кроме того, в решении системы (1)-(4) существуют различного рода расходимости, которые оказывают значительное влияние на конечный результат.

Наиболее простая аппроксимация, которая позволяет получить численный результат, удобный для подстановки в интегро-дифференциальное уравнение Больцмана, имеет вид:

$$\begin{cases} \rho(z) = eN_0^{3/2} \left(1 - \frac{z}{D}\right), & z < D, \\ \rho(z) = -A(z - D) \exp(-(z - D)/a), & z > D. \end{cases} \quad (6)$$

Применение данной аппроксимации позволяет получить аналитические выражения, которые в дальнейшем используются для нахождения температурных зависимостей времени электрон-электронного взаимодействия в гетероструктурах и позволяют объяснить аномалии, наблюдаемые в ходе экспериментов. [2]

Авторы выражают благодарность зав. каф. высшей математики РГРТУ, доц. Бухенскому К.В., к.ф.-м.н., доц. Кучерявому С.И., к.ф.-м.н., доц. Дюбуа А.Б. и научному руководителю, асс. Сафошкину А.С.

*katyunchigg@mail.ru*

### Литература

1. Дюбуа А.Б., Зилотова М.А., Кучерявый С.И., Сафошкин А.С. – Кинетические процессы в умеренно легированном гетеропереходе. – Вестник РГРТУ. – 2013. – №3(45). – С. 88-92.
2. Ambartsumyan V.A., Andryushchenko E.A., Bukhenskyu K.V., Dubois A.B., Dvoretzkova E.A., Gordova T.V., Kucheryavyy S.I., Mashnina S.N., Safoshkin A.S. – Channels of electron-electron interactions in highly doped heterojunction. – Nanosystems: physics, chemistry, mathematics. – 2014. – Vol. 5, Issue 3. – pp 343-353.

## МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ФАЗОВОГО СОСТАВА И МИКРОСТРУКТУРЫ ПЛЕНКИ ОКСИДА ЦИНКА, ИМПЛАНТИРОВАННОГО ИОНАМИ ЖЕЛЕЗА

Зиннатуллин А.Л., Нурмехамитов Р.Н.

*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

Широкозонные полупроводники и оксидные материалы, допированные ионами переходных металлов, привлекают внимание исследователей благодаря приобретению ими в процессе допирования уникальных свойств, интересных для практического применения. Недавние экспериментальные исследования показали, что при имплантации ионов переходных элементов в матрицу оксида цинка наблюдается проявление ферромагнитных свойств материала даже при комнатной температуре [1]. В этих исследованиях предполагается, что наблюдаемые магнитные свойства связаны с магнитным упорядочением нанокластеров переходных элементов, формирующихся в имплантированной области матрицы. Однако до сих пор остается невыясненной природа ферромагнитных свойств этих материалов [2], что требует детального анализа фазового состава и знания особенностей микроструктуры электронного окружения магнитных ионов.

В данной работе приводятся результаты мессбауэровских исследований монокристаллической пленки ZnO ( $d = 135$  нм, на подложке Si (100)), имплантированного ионами железа (40%–Fe-57). Имплантация производилась на ускорителе ИЛУ-3 ионами Fe с энергией 40 кэВ при интегральной плотности потока  $10^{17}$  ионов/см<sup>2</sup> и плотности тока пучка 8 мА/см<sup>2</sup>. Для исследований использовалась техника мессбауэровской конверсионной спектроскопии, позволяющая проводить селективные по глубине измерения. Спектры конверсионных электронов показывают наличие магнитного секстета с широким распределением сверхтонких полей и двух дублетов, соответствующих ионам железа Fe<sup>3+</sup> и Fe<sup>2+</sup> (рис.1) Приводятся параметры сверхтонких взаимодействий для этих парциальных спектров и изменение фазового состава в зависимости от глубины зале-

гания исследованного слоя. Обсуждается связь параметров обнаруженных центров с локализацией ионов железа в гексагональной структуре вюстита.

*E-mail: almaz.zinnatullin@gmail.com*

### Литература

1. Numan Akdoğan, Alexei Nefedov, Kurt Westerholt, Hartmut Zabel, Hans-Werner Becker,

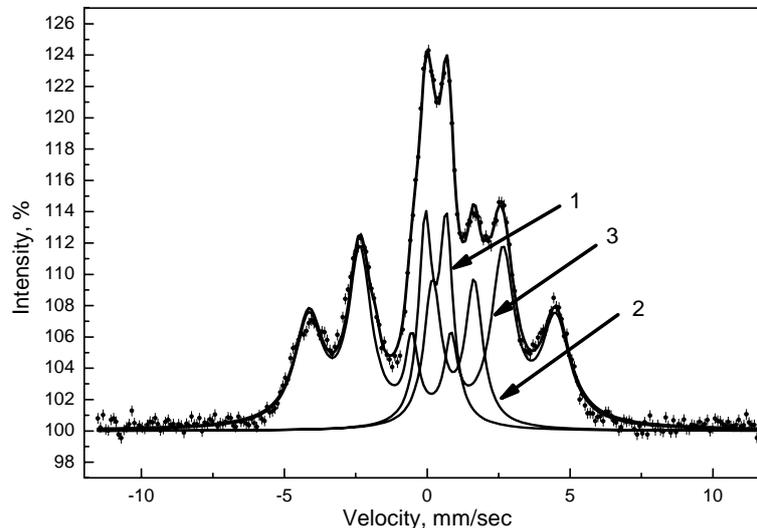


Рис.1. Мессбауэровские спектры конверсионных электронов образца ZnO:Fe<sup>+</sup>. 1- дублет Fe<sup>3+</sup>, 2 – дублет Fe<sup>2+</sup>, 3 – магнитный секстет.

Christoph Somsen, Rustam Khaibullin and Lenar Tagirov Intrinsic room temperature ferromagnetism in Co-implanted ZnO // J. Phys. D: Appl. Phys. 2008, V. 41. p. 165001-8.

2. M. Öztürk, E. Demirci, O. Gürbüz, S. Güner, V. Valeev, F. Vagizov, R. Khaibullin, N. Akdoğan Formation of different magnetic phases and high Curie temperature ferromagnetism in Fe57-implanted ZnO film // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2015, V. 373. p. 83-85.

## СУПЕР-РОБОТ ГЛОБАЛЬНОЙ СЕТИ КОСМИЧЕСКОГО МОНИТОРИНГА МАСТЕР

Кузнецов А.С.

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

Глобальная роботизированная сеть телескопов МАСТЕР МГУ (руководитель проекта – проф.Липунов В.М.) создана для решения нескольких фундаментальных проблем современной астрофизики:

1) исследование природы самых мощных объектов во Вселенной – гамма-всплесков (фотометрическое и поляризационное исследование оптического излучения, сопровождающего процессы образования черных дыр и нейтронных звезд)

2) исследование свойств энергии космического вакуума – т.н.темной энергии (поиск и исследование Сверхновых Ia типа)

3) исследование свойств темной материи (поиск и исследование эффектов микролинзирования).

Попутно МАСТЕР решает не менее интересные задачи поиска экзопланет, обнаружения потенциально-опасных астероидов и обнаружения других оптических быстропеременных объектов – транзиентов (термоядерные вспышки на белых карликах – Новые и повторные Новые, вспышки ядер галактик и квазаров - свечение плазмы вблизи сверхмассивных чёрных дыр и вспышки пока еще неизвестной природы (взрывы килоновых, явление выхода ударных волн на поверхность предсверхновых и др.).

Глобальная роботизированная сеть телескопов МАСТЕР МГУ (руководитель проекта – проф. Липунов В.М.) создана для решения нескольких фундаментальных проблем современной астрофизики:

Роботизированные телескопы - это не просто телескопы, способные автоматически или по указанию удаленного наблюдателя наводиться телескопы по заданной программе. Это телескопы, способные автономно приступать к наблюдениям в соответствии с показаниями метеостанции и эфемеридам Солнца, самостоятельно выбирать стратегию обзора неба, обрабатывать в режиме реального времени потоки порядка терабайтов, проводить первичную классификацию объектов и формировать научные публикации. В России все эти технически сложные задачи решены только на обсерваториях сети МАСТЕР.

МАСТЕР является одной из самых эффективных систем мониторинга космических взрывов в мире. За последние несколько лет по результатам автоматической обработки изображений проводимого на телескопах сети МАСТЕР глубокого обзора (в отсутствие алертного режима), обнаружены более 700 вспышек, расположенных на расстояниях от нескольких сотен световых лет до миллиарда световых лет и открыты несколько потенциально опасных астероидов. Крупнейшие наземные и космические телескопы мира проводят спектральные исследования открываемых на МАСТЕР объектов: 10.4-м телескоп GCT (Большой Канарский Телескоп, Испания), 10-м телескоп SALT (ЮАР), 8-метровые телескопы VLT (Чили, ESO) и GEMINI (Гавайи, США), 9.2-м HET (США), 6-м БТА САО РАН (Россия), 4.2-м WHT (Канары, Испания), 3.6-м NTT (ESO, Chile), орбитальные гамма-обсерватории Swift и Fermi, 2.2-м HCT (Индия), 2.1-м Guillermo Haro (Мексика), 1.8-м Copernico telescope (Италия), 1.5-м Fred Lawrence Whipple (США) и др.

Для более успешной работы сети в настоящее время организуется единое информационное пространство сети, предоставляющее возможность обмена данными между отдельными телескопами. Это позволило создать общую базу наблюдений МАСТЕР, которая включает в себя всю информацию, полученную за время существования проекта. После внедрения центральной базы данных значительно увеличилась производительность поиска транзиентных объектов в связи с возможностью использования опорных кадров с других обсерваторий. Также появилась возможность автоматического планирования наблюдений для всей сети в целом, а не для каждого телескопа в отдельности. Это позволяет охватить максимальную площадь доступного неба за сутки в одной фотометрической системе. Принципам организации и взаимодействия отдельных блоков единого информационного пространства наблюдательных и аналитических данных, полученных на обсерваториях сети МАСТЕР и посвящен настоящий доклад.

*E-mail: akuznetsov@sai.msu.ru*

### **Литература**

1. Vladimir Lipunov, Victor Kornilov, Evgeny Gorbovskoy, Nikolaj Shatskij, Dmitry Kuvshinov, Nataly Tyurina, Alexander Belinski, Alexander Krylov, Pavel Balanutsa, Vadim Chazov, Artem Kuznetsov, Petr Kortunov, Anatoly Sankovich, Andrey Tlatov, A. Parkhomenko, Vadim Krushinsky, Ivan Zalozhnyh, A. Popov, Taisia Kopytova, Kirill Ivanov, Sergey Yazev and Vladimir Yurkov «Master Robotic Net», *Advances in Astronomy*, Volume 2010 (2010), Article ID 349171 <http://dx.doi.org/10.1155/2010/349171>
2. Victor Kornilov, Vladimir Lipunov, Evgeny Gorbovskoy, Aleksander Belinski, Dmitry Kuvshinov, Natalia Tyurina, Nikolai Shatsky, Anatoly Sankovich, Aleksander Krylov, Pavel Balanutsa, Vadim Chazov, Artem Kuznetsov, Dmitry Zimnuhov, Victor Senik, Andrey Tlatov, Aleksander Parkhomenko, Denis Dormidontov, Vadim Krushinsky, Ivan Zalozhnyh, Aleksander Popov, Sergey Yazev, Nikolai Budnev, Kirill Ivanov, Evgeny Konstantinov, Oleg Gress, Oleg Chvalaev, Vladimir Yurkov, Yury Sergienko, Irina Kudelina «Robotic optical telescopes global network MASTER II. Equipment, structure, algorithms» *Experimental Astronomy*, Volume 33, Issue 1, pp.173-196, 2012 <http://inspirehep.net/record/1079278?ln=ru#>

3. Gorbovskoy, E. S.; Lipunov, V. M.; Kornilov, V. G.; Belinski, A. A.; Kuvshinov, D. A.; Tyurina, N. V.; Sankovich, A. V.; Krylov, A. V.; Shatskiy, N. I.; Balanutsa, P. V.; Chazov, V. V.; Kuznetsov, A. S.; Zimnukhov, A. S.; Shumkov, V. P.; Shurpakov, S. E.; Senik, V. A.; Gareeva, D. V.; Pruzhinskaya, M. V.; Tlatov, A. G.; Parkhomenko, A. V.; Dormidontov, D. V.; Krushinsky, V. V.; Punanova, A. F.; Zalozhnyh, I. S.; Popov, A. A.; Burdanov, A. Yu.; Yazev, S. A.; Budnev, N. M.; Ivanov, K. I.; Konstantinov, E. N.; Gress, O. A.; Chuvalaev, O. V.; Yurkov, V. V.; Sergienko, Yu. P.; Kudelina, I. V.; Sinyakov, E. V.; Karachentsev, I. D.; Moiseev, A. V.; Fatkhullin, T. A. «The MASTER-II network of robotic optical telescopes. First results» *Astr. Reports*, V. 57, Is. 4, pp.233-286, 2013 <http://arxiv.org/abs/1305.1620>

### ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ СВЕТА В НАНОКОМПОЗИТЕ НА ОСНОВЕ ПОРИСТОГО ДИОКСИДА КРЕМНИЯ С ВНЕДРЕННЫМ СКВАРИЛИЕВЫМ КРАСИТЕЛЕМ.

Витязев Д.В.

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

Исследование нелинейных оптических эффектов в нанокompозитных средах представляет большой интерес, поскольку является неразрушающим методом, предоставляющим большой объем информации об их составе и микроструктуре. Особое внимание уделяется исследованию самовоздействия света в таких структурах ввиду высокой чувствительности таких измерений.

В данной работе были использованы нанокompозитные среды, образованные пористым оксидом кремния с внедренным в поры метаметилакрилатом и скварилиевым красителем.

В эксперименте использовалось излучение параметрического генератора света Ekspla PG501P, накачиваемого второй гармоникой излучения лазера на Nd:YAG Ekspla 2143. Перестройка излучения по длинам волн осуществлялась в диапазоне 700 -1600 нм, для измерений в видимом диапазоне использовалось излучение, сгенерированное в кристалле-удвоителе частоты. Фотодиодом регистрировался импульс излучения, прошедшего через образец; кроме того, расположенная перед образцом полупрозрачная светоделительная пластинка отводила часть излучения на фотодиод, используемый для контроля энергии падающих на образец лазерных импульсов.

Для анализа полученных данных нами были построены зависимости коэффициента пропускания исследуемых образцов от энергии падающего лазерного импульса. Как видно, для всех образцов зависимость пропускания на длине волны 550 нм является сублинейной, что указывает на заметное двухфотонное поглощение света на этой длине волны, тогда как для других длин волн указанная зависимость является линейной. Коэффициент двухфотонного поглощения на длине волны 550 нм составил

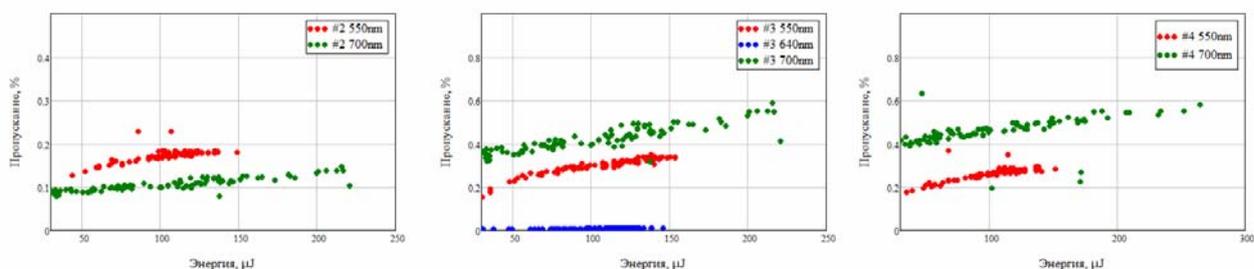


Рисунок 1. Зависимость пропускания от энергии для образцов 2, 3 и 4.

Таким образом, была создана экспериментальная установка для измерения двухфотонного поглощения в образцах пористого оксида кремния с внедренным в поры метаметилакрилатом и скварилиевым красителем и определены величины их коэффициентов двухфотонного поглощения.

Работа была поддержана проектом РФФИ №14-22-01086.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТА НАВЕДЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ В КРИСТАЛЛЕ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКА-ПОЛУПРОВОДНИКА $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ МЕТОДОМ КОНФОКАЛЬНОЙ МИКРОСКОПИИ

Одной из основных задач современной микро – и наноэлектроники является увеличение скорости записи и считывания информации. Для ее решения постоянно ведется поиск новых материалов, позволяющих создавать многофункциональные элементы электронной компонентной базы нового поколения, а также проводится всестороннее исследование функциональных и структурных свойств этих материалов.

Традиционными объектами исследований в этой области являются различные магнитные материалы и структуры, т.к. в них возможно переключение магнитного момента путем воздействия сверхбыстрых электромагнитных импульсов. Например, фемтосекундных лазерных импульсов.

В отличие от магнитного состояния, оптическое управление сегнетоэлектричеством может оказаться гораздо проще, т.к. сегнетоэлектрический параметр порядка (поляризация) напрямую связан со степенью свободы решетки. Для исследования этой возможности был выбран материал  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ , т.к. он по своей природе является сегнетоэлектриком-полупроводником

В нем ожидается возможность оптического управления при помощи фемтосекундных лазерных импульсов состоянием поляризации путем когерентного квантового контроля фононов для нового поколения электронных устройств высокоскоростной обработки и хранения информации.

Нами были проведены экспериментальные исследования, направленные на характеризацию структурных параметров кристалла  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  возникающих при воздействии фемтосекундного лазерного излучения. Проведено линейное картирование образца и картирование второй оптической гармоники методом сканирующей конфокальной микроскопии при различных мощностях накачки падающего излучения. Также получены микроскопические изображения при различных направлениях поляризации падающего излучения. Кроме того, было проведено картирование при различных направлениях поляризации на удвоенной частоте накачки. Сделаны выводы о доменной структуре кристалла.

Текущие результаты являются основой для дальнейших исследований сверхбыстро управления сегнетоэлектрической поляризацией путем фемтосекундных лазерных импульсов, а также для исследований акустических волн, возникающих при таких импульсах со сверхбыстрым временным разрешением.

## ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ С ПОМОЩЬЮ МЮОНОГРАФИЙ МГ УРАГАН И КАРТ ДОПЛЕРОВСКОГО МЕТЕОРАДАРА

Козырев А.В.<sup>1</sup>, Барбашина Н.С.<sup>1</sup>, Белякова Т.А.<sup>2</sup>, Павлюков Ю.Б.<sup>2</sup>, Петрухин А.А.<sup>1</sup>,  
Серебряник Н.И.<sup>2</sup>, Шутенко В.В.<sup>1</sup>, Яшин И.И.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

<sup>2</sup>Центральная Аэрологическая Обсерватория, г. Долгопрудный

В настоящее время актуальной задачей солнечно-земной физики является исследование взаимосвязи космической и атмосферной погоды, а также развитие современных методов дистанционной диагностики земной атмосферы и ближнего космического пространства. В данной работе для этой цели используются космические лучи, которые взаимодействуют с магнитным полем Земли и земной атмосферой. Потoki вторичных

частиц (в основном мюонов), достигая поверхности Земли, несут в себе информацию о состоянии и динамике околоземного пространства и атмосферы. Поэтому их регистрация на Земле, обработка и анализ полученных данных позволяют говорить о процессах, происходящих в атмосфере. Физическая суть метода заключается в тесной связи термодинамических процессов в атмосфере и модуляций потока мюонов на поверхности Земли. Такой подход позволяет получать картину состояния верхних слоев атмосферы, проследить динамику ее изменения и выявлять возмущенные области.

В работе атмосферные возмущения исследуются с помощью уникального мюонного годоскопа УРАГАН [1]. Получены данные о пространственном распределении потока мюонов в виде матриц относительных вариаций потока мюонов по различным направлениям, представляющих собой мюонографии (мюонные снимки) атмосферы над Московским регионом [2]. Для независимой идентификации грозových возмущений, а также для сопоставления использовались карты доплеровского метеорадара ДМЛР-С ФГБУ «ЦАО» г. Долгопрудный [3]. Сопоставление мюонографий МГ УРАГАН и карт ДМЛР-С во время атмосферных возмущений, возникающих в районе Москвы и области, показало их хорошее согласие.

Полученные результаты подтверждают перспективность разрабатываемых методов дистанционного мониторинга атмосферы Земли с помощью потока мюонов космических лучей, регистрируемых мюонным годоскопом, а совместный анализ мюонографий и доплеровских карт значительно расширяет информацию о процессах, происходящих в атмосфере.

\*\*\*

Работа выполнена на уникальной научной установке НЕВОД при финансовой поддержке государства в лице Минобрнауки России (проект RFMEFI59114X0002) и гранта Ведущей научной школы НШ-4930.2014.2.

*E-mail: AVKozyrev@mephi.ru*

### Литература

1. Барбашина Н.С., Кокоулин Р.П., Компаниец К.Г. и др. Широкоапертурный мюонный годоскоп большой площади УРАГАН // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26–32.
2. Барбашина Н. С., Борог В. В., Дмитриева А. Н., Кокоулин Р. П., Компаниец К. Г., Петрухин А. А., Тимашков Д. А., Шутенко В. В., Яшин И. И. Мюонная диагностика атмосферы и магнитосферы Земли // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71, №7. С. 1069.
3. <http://www.cao-rhms.ru>.

## РЕЖИМЫ ФОРМИРОВАНИЯ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИКРОСТРУКТУР ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Елшин А.С.<sup>†</sup>, Корчашкин Д.С.

*Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, Москва, Россия*

В докладе рассмотрены особенности кристаллизации сегнетоэлектрических микроструктур в пленках цирконата-титаната свинца фемтосекундным лазерным излучением. Метод генерации второй гармоники (ГВГ) использован для *in-situ* исследования кинетики кристаллизации. Установлено наличие двух ее типов: высокотемпературной, сверхбыстрой (взрывной), возникающей во время облучения и низкотемпературной, медленной (самоподдерживающейся) кристаллизации, возникающей после прекращения облучения многослойной структуры. Нелинейно-оптический метод исследования позволил после отжига определить форму сегнетофазы и определить оптимальные условия процесса для предотвращения разрушения структур в результате перегре-

<sup>†</sup> Победитель подсекции.

ва [1, 2]. Просвечивающая электронная микроскопия показала наличие сегнетоэлектрических областей размером порядка 500 нм. Обсуждаются различные режимы отжига, зависящие от длины волны – режим при котором излучение поглощается нижним электродом (пленка прозрачна), режим при котором излучение поглощается поверхностью пленки и режим когда поглощение происходит в объеме пленки.

E-mail: [elshin\\_andrew@mail.ru](mailto:elshin_andrew@mail.ru)

1. Переключаемость перовскитных микрообластей пленок ЦТС локально отожженных фемтосекундным лазерным отжигом, Н. Ю. Фирсова, А. С. Елшин, М. А. Марченкова и др., Нано- и микросистемная техника, Т. 7, с. 43-46 (2014).
2. Особенности получения сегнетоэлектрических нано- и микроструктур на основе ЦТС методом фемтосекундного лазерного отжига, А. С. Елшин, Н. Ю. Фирсова, Е.Д. Мишина и др., Наноматериалы и наноструктуры - XXI Век, № 3, Т. 5, с. 30-36 (2014).

### СРАВНЕНИЕ ТРИГГЕРНЫХ СИСТЕМ ГАММА-ТЕЛЕСКОПОВ FERMI-LAT И «ГАММА-400»

Мурченко А.Е., Перфильев А.А., Часовиков Е.Н.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия*

Исследования в области гамма-астрономии сверхвысокой энергии очень актуальны в настоящее время. Для их осуществления создаётся научный комплекс «ГАММА-400». Регистрация частиц и измерение их энергии будет производиться с помощью конвертера-трекера, калориметра, сцинтилляционных детекторов и боковых детекторов калориметра, времяпролетной системы, нейтронного детектора [1, 2]. Данный проект позволит лучше понять процессы, происходящие в Галактике и за её пределами. Чтобы сделать работу комплекса научной аппаратуры более эффективной, необходимо на этапе проектирования изучить структуру оборудования его предшественников.

Fermi-LAT – комплекс научной аппаратуры, запущенный в июне 2008 года на круговую орбиту вокруг Земли, предназначенный для регистрации космического гамма-излучения в диапазоне энергий от ~20 МэВ до >300 ГэВ [8]. Данный комплекс включает в себя следующие системы: конвертер-трекер, калориметр, система антисовпадений, триггерная система [6, 10, 11]. Для формирования сигнала регистрации наблюдаемых событий в эксперименте Fermi-LAT. каждая детекторная подсистема LAT подает 1 или более сигналов-запросов и при их формировании участвуют медленные стриповые детекторы, что приводит к увеличению времени формирования собственно триггера. Всего их 5: 1)TKR («3-в-ряд»), когда с 3 X-Y пар кремниевых слоев приходит сигнал выше порогового (0,25 MIPs); 2) CAL\_LO, когда сигнал в каком-либо кристалле калориметра превышает нижний порог энергии (номинально 100 МэВ); 3) CAL\_HI, когда сигнал в каком-либо кристалле калориметра превышает верхний порог энергии (номинально 1 ГэВ); 4) VETO, когда сигнал с одного из детекторов системы антисовпадений превышает пороговое значение (номинально 0,45 MIP), что говорит о пролете через детектор заряженной частицы; 5) CNO, когда сигнал с одного из детекторов системы антисовпадений превышает пороговое значение (номинально 25 MIPs), т.е. прошло ядро (CNO = углерод, азот, кислород). Основываясь на совокупности этих запросов, триггерная система принимает решение о регистрации частицы того или иного типа ( $\gamma$ -квантов, электронов и др.).

Для корректной регистрации событий необходимо учитывать обратный ток. Это явление заключается в том, что вторичные частицы, образовавшиеся в калориметре,



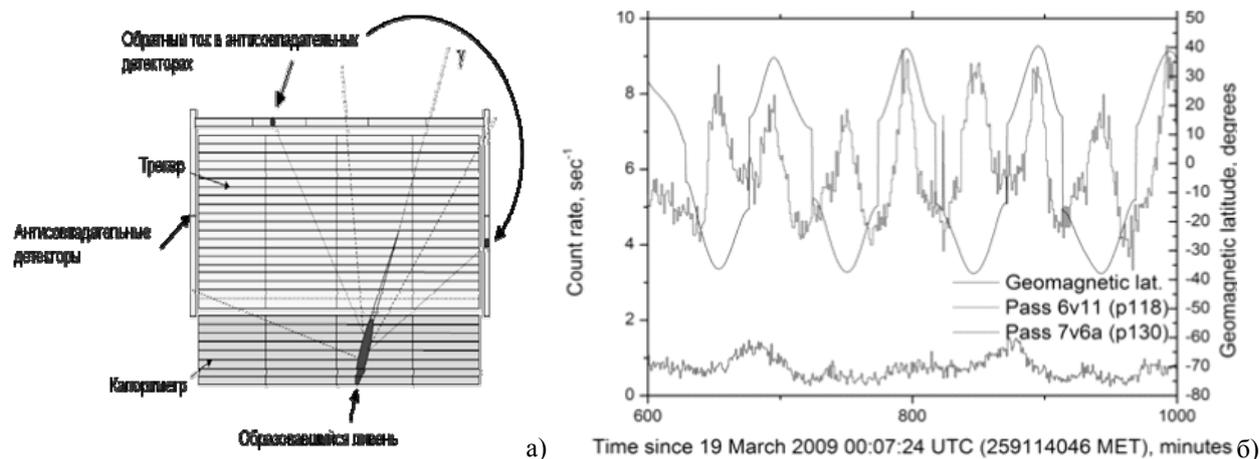


Рис. 1. Образование обратного тока (а) и отображение геомагнитной модуляции на временном профиле скорости счета Fermi-LAT (б)

E-mail: [aleksmur2008@yandex.ru](mailto:aleksmur2008@yandex.ru)

### Литература

1. Космический комплекс «ГАММА-400». Технический проект. Пояснительная записка. Комплекс научной аппаратуры «ГАММА-400». Книга 1. Назначение и область применения. Техническая характеристика. КБМШ.400001.000 ПЗ кн. 1, 2014.
2. Космический комплекс «ГАММА-400». Технический проект. Пояснительная записка. Комплекс научной аппаратуры «ГАММА-400». Книга 8. Система формирования триггерных и счетных сигналов СТ. МШКБ.211100.000 ПЗ кн. 8., 2014.
3. Мурченко А.Е. Сравнение методики выделения событий в триггерных системах гамма-телескопов Fermi-LAT и «ГАММА-400» // Научная сессия МИФИ - 2015. Сборник научных трудов. 2015 Т.1. С.74-74.
4. Часовиков Е.Н. Математическая модель гамма-телескопа «гамма-400» с учетом инженерных конструкций // Научная сессия МИФИ - 2015. Сборник научных трудов. 2015 Ч.2. С.22-25.
5. A. A. Abdo et al, Measurement of the Cosmic Ray  $e^+ + e^-$  spectrum from 20 GeV to 1 TeV with the Fermi Large Area Telescope, 2009.
6. M. Ackermann et al, The Fermi large area telescope on orbit: event classification, instrument response functions, and calibration, 2012.
7. W. B. Atwood et al, The large area telescope on the Fermi gamma-ray space telescope mission, 2009.
8. T.H. Burnett, The Fermi gamma-ray telescope: Any (unusual) Dark Matter? Unusual Dark Matter Workshop, 2009.
9. T.H. Burnett, M. Kerr, M. Roth, Measurement of the Fermi-LAT Localization Performance, 2009.
10. J. Eric Grove, W. Neil Johnson, The Calorimeter of the Fermi Large Area Telescope, 2010.
11. A.A. Moiseev et al, The anti-coincidence detector for the GLAST large area telescope, 2007.

### СПИН-ОРБИТАЛЬНОЕ И МАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ОКСИДАХ ИРИДИЯ

Случевский А.Ю.

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

В последние годы синтезирован новый класс оксидов переходных металлов на основе элементов с незаполненной 5d электронной оболочкой. В отличие от традиционных систем с 3d незаполненной оболочкой, в 5d системах электроны 5d оболочки испытывают сильное спин-орбитальное взаимодействие, что приводит к значительному изменению их физических свойств.

Указанные системы обладают тетрагональной решеточной структурой и поэтому квантово - механический анализ локальных электронных состояний с учетом эффектов кристаллического поля, кулоновских взаимодействий и сильного спин - орбитального взаимодействия может быть проведен аналитически.

В работе дано теоретическое описание локальных электронных и магнитных свойств одного из представителей 5d систем  $\square$  оксидов иридия.

Анализ кулоновского и спин - орбитального взаимодействия проведен в рамках теории сверхобмена с применением модели Хаббарда и более полной электронной  $pd$  модели.

В работе представлены оригинальные расчеты локальной электронной и магнитной структуры оксида иридия  $Ba_2IrO_4$ . Также представлены результаты анализа локальных электронных состояний. В частности, найдены волновые функции и их энергии для электронных состояний иона  $Ir^{4+}$ , помещенного в октаэдрическое окружение из ионов кислорода. Результаты анализа магнитного взаимодействия ионов иридия на ближайших узлах решетки получены на основе обобщенной теории сверхобмена.

*E-mail:* [tommyjkee@gmail.com](mailto:tommyjkee@gmail.com)

### Литература

1. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела, т.т.1-2. М.: “Мир”, 1979. – 824 с.
2. Займан Дж. Принципы теории твердого тела, М.,”Мир”, 1974.
3. Хакен Х. Квантовополевая теория твердого тела, М., “Наука”, 1980.
4. Kettle, Sydney F.A. Symmetry and Structure: Readable Group Theory for Chemists, 3rd Edition, ISBN: 978-0-470-06040-7, 438 pages, 2007.
5. Koch, Erik. Exchange Mechanisms, Computational Materials Science, German Research School for Simulation Sciences.
6. Marder, M.P. Condensed Matter Physics, John Wiley & Sons, 2000.
7. Suzuki, Masatsugu and Suzuki, Itsuko S. Lecture note on solid state physics Spin Hamiltonian of transition metal ions in crystal field, Department of Physics, State University of New York at Binghamton, Binghamton, New York 13902-6000, U.S.A. (June 15, 2007, revised May 21, 2009).
8. Timm, Carsten. Theory of Magnetism, International Max Planck Research School for Dynamical Processes in Atoms. Molecules and Solids, Technische Universitat Dresden, Institute for Theoretical Physics, Typesetting: K. Muller, April 29, 2011.

## ПОЛУЧЕНИЕ МОНОДИСПЕРСНЫХ НАНОСТРУКТУР В ВОДНЫХ РАСТВОРАХ ПОВЕРХНОСТНО АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ

Волкова О.И.

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

Водные растворы поверхностно активных веществ (ПАВ) представляют значительный интерес и как объекты фундаментальных исследований, и как составляющие многих технологий (см. например [1]). В результате процессов самоорганизации в них образуются структуры с размерами от единиц до сотен нанометров такие как: мицеллы, везикулы и микроэмульсии. Образование микроэмульсий в воднополимерных растворах олеата калия, приводящее к резкому уменьшению вязкости раствора может использоваться в нефтедобыче [2,3].

В работе исследовались условия формирования монодисперсных структур в водных растворах ПАВ. Подбирались вещества, концентрации, условия растворения, смешивания, кислотности, температуры и ионной силы растворов для образования монодисперсных наноструктур в водных растворах.

Для определения размеров наночастиц в растворах использовался метод корреляционной спектроскопии рассеянного света.

Определены условия получения монодисперсных мицелл в растворах олеата калия ( $\text{CH}_3(\text{CH}_2)_7\text{CH}=\text{CH}(\text{CH}_2)\text{COOK}$ ) с размерами 2.2 нм, условия получения микроэмульсий из предельных углеводов и олеата калия с размерами от 3.9 до 4.4 нм. Кроме того, было обнаружено что, при смешивании растворов ПАВ с противоположными зарядами гидрофильных частей (брались додецилсульфат натрия ( $\text{C}_{12}\text{H}_{25}\text{SO}_4\text{Na}$ ) и тетрацилтриметиламмоний бромид ( $\text{C}_{19}\text{H}_{42}\text{BrN}$ )) при одинаковой концентрации смешиваемых растворов растут агрегаты, размер которых увеличивается до нескольких микрон. Образовавшиеся агрегаты выпадают в осадок. Скорости роста определяются концентрацией смешиваемых растворов. При разных концентрациях смешиваемых растворов образуются монодисперсные везикулы от 100 до 300 нм, размер которых зависит от отношения концентраций.

E-mail: [oksanavolkova\\_45@mail.ru](mailto:oksanavolkova_45@mail.ru)

### Литература

1. Поверхностно-активные вещества и полимеры в водных растворах. К.Холмберг, Б.Йенссон, Б.Кронберг, Б.Линлман. Пер. с англ. БИНОМ. Лаборатория знаний. 2007, 508с.
2. Вязкоупругие свойства водных растворов поверхностно-активных веществ - олеата калия. В.С. Молчанов, Ю.А.Шашкина, О.Е. Филиппова, А.Р.Хохлов. Коллоидный журнал. 2005 г., том 67, №5, с. 1-5.
3. Влияние концентрации и температуры на вязкоупругие свойства водных растворов олеата калия. В.С. Молчанов, О.Е. Филиппова Коллоидный журнал. 2009 г., том 71, №2, с. 1-7.

## СОДЕРЖАНИЕ

**Предисловие****Подсекция  
АСТРОФИЗИКИ**

Прогнозирование качества изображения и параметров длинно-экспозиционных изображений с помощью линейных моделей авто-регрессии. Корнилов М.В. ....	5
Наблюдение транзитов экзопланет методом фотометрии Галиуллин И.И. ....	6
Анализ вариаций потока космических лучей по данным МГ УРАГАН и НМ Мишутина Ю.Н., Барбашина Н.С., Дмитриева А.Н., Коновалова А.Ю., Ситько О.А., Шутенко В.В. ....	8
Поиск частиц с аномальным отношением Z/A в космических лучах Майоров А.Г., Роденко С.А. ....	9
Исследование транзиентных атмосферных явлений вне грозных областей по данным спутника «Университетский-Татьяна-2» Казначеева М.А. ....	9
Наблюдение космических гамма-всплесков и солнечных вспышек с помощью аппаратуры «РЭЛЕК» на спутнике «Вернов» Кузнецова ЕА ....	11
Массовое открытие оптических транзиентов на сети телескопов-роботов МАСТЕР Балануца П.В. ....	12

**Подсекция  
АТОМНОЙ И ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

Фокусировка пучка электронов с энергией 10 кэВ при помощи конических стеклянных капилляров Вохмянина К.А., Левина В.С. ....	14
Пособытийный анализ флуктуаций азимутальных распределений частиц в столкновениях тяжелых ионов на БАК Назарова Е.Н. ....	15
Проверка качества синхронных измерений в мультidetекторном гамма-спектрометре ДРГЭ/РЭЛЕК для исследования атмосферных гамма-вспышек Моргунова Ю.Д. ....	16
Изучение структурных особенностей ядра $^{11}\text{C}$ , проявившихся при фрагментации на ядрах эмульсии Зайцев А.А. ....	17
Дрейф Бразильской магнитной аномалии по данным спутниковых экспериментов Рамакоти Е.Н. ....	18
Нейтринные эксперименты, текущий статус Масальцева А.А. ....	18
Трековый многопроволочный дрейфовый детектор с катодным съемом информации в эксперименте GlueX Бердников В.В. и коллаборация GlueX ....	20
Корреляции между второй и высшими гармониками анизотропного потока частиц в соударениях ионов свинца на Большом адронном коллайдере Фотина Е.С. ....	20
Моделирование полупроводникового гамма-спектрометра Абрамова А.Ю. ....	21
Фазовые переходы в ранней Вселенной в рамках суперсимметричных расширений Стандартной модели Петрова Е.Ю. ....	22
Сцинтилляционный гамма-спектрометр для баллонного эксперимента по исследованию всплесков жесткого излучения от гроз Максимов И.А. ....	23
Эллиптический поток $J/\psi$ и $D$ мезонов в соударениях ионов свинца на Большом адронном коллайдере Пронина Е.Ю. ....	24
Слабая аннигиляция в распадах $B_{d,s}^0 \rightarrow J/\psi \gamma, B^- \rightarrow (D^{*-}, D_s^{*-}) \gamma$ . Козачук А.Д. ....	25
Изучение эффективности реконструкции и отбора фотонов и нейтральных пионов в эксперименте LHCb Говоркова Е.М. ....	26
Рождение одиночного топ-кварка в столкновениях тяжелых ионов на Большом Адронном Коллайдере (LHC). Компьютерное моделирование распределения поглощенной дозы в протонной терапии Бвскаков А.В.ё ....	27
Компьютерное моделирование распределения поглощенной дозы протонной терапии Быхало Г.И. ....	28
Ядерные реакции на изотопах стронция Попова М.М. ....	29

Структура дипольного резонанса в изотопах кремния $^{28}\text{Si}$ и $^{30}\text{Si}$ Федоров Н.А. ....	30
Исследование потока альбедных мюонов на экспериментальном комплексе НЕВОД-ДЕКОР Хохлов С.С., Кругликова В.С., Хомяков В.А. ....	32
<b>Подсекция БИОФИЗИКИ</b>	
Модификация криопротектанта яичным желтком для повышения жизнеспособности гамет Григорьева А.А. ....	33
Влияние водородной связи на структуру и колебательные спектры цвиттер-ионной формы триптофана Кадров Д.М. ....	35
Изучение процессов распространения акустических волн и их влияния на биологические объекты (на примере комаров) Алыкова А.Ф., Алыкова О.М. ....	36
Некоторые аспекты ферментативной активности белка MccD Escherichia coli Волович Н.М. ....	37
Математическое моделирование мембранно-зависимой активации фактора X комплексом внешней теназы Коваленко Т.А. ....	38
Расчетные исследования прогнозных значений поглощенных доз для оценки безопасности радиофармацевтических препаратов на примере диагностического $^{68}\text{Ga}$ -цитрата Лунёв А.С. ....	39
Тушение замедленной люминесценции люминофоров в биологических тканях при импульсном лазерном возбуждении Ишемгулов А.Т., Сокабаева С.С., Муханова А.Ф. ....	40
Разработка нового перорального лекарства для лечения гемофилии Кузнецов В.А. ....	41
Нанокompозитные капсулы для управляемой адресной доставки лекарств Ким В.П., Потапенков К.В., Хомутов Г.Б., Ярославов А.А., Гуляев Ю.В. ....	42
Формирование порогов и взрывной динамики ответа в ферментативных каскадах с положительными обратными связями Шепелюк Т.О. ....	44
Атомно-силовая микроскопия кислых фосфатаз дрожжей: от сравнения свойств к новым функциям Арзуманян И.С., Яминский И.В., Кузнецов С.А., Егоров С.Н. ....	46
Механические модели спиральных структур в биомакромолекулах Малышко Е.В., Скурида В. Д. ....	47
Разработка клеточного биореактора для удаления аммиака из кровотока Протасов Е.С., Борсакова Д.В., Сунгатуллина Е.Р. ....	48
Роль инозитолтрифосфат киназы в контроле динамики концентрации кальция при активации тромбоцита Балабин Ф.А. ....	49
Влияние криоконсервации на структуру организации ДНК гамет Гармаева С.Б. ....	50
<b>МОДЕЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО РАЗВИТИЯ ЭКОСИСТЕМЫ</b> Поспелов Н.А. ....	52
Определение редокс-потенциала лакказы кинетическими методами Михантьева Е.А., Трушкин Н.А., Филимонов И.С. ....	52
Математическое моделирование активации контактного пути свертывания крови на циркулирующих микровезикулах Челушкин М.А. ....	54
Физика природной траектория стопы в перспективных шагающих движителях Папашвили Э.Д., Скворцова А.А. ....	55
Геномные ландшафты раковых мутаций, эпигенетика и вторичные структуры ДНК Башкатов А., Нугманов Г. ....	58
Поляризационные свойства и супрамолекулярная структура хиральных струн Литвин Я.А. ....	58
Механизмы адаптации растений разных экотипов к условиям освещения Мишанин В.И. ....	58
Создание антитода современных антикоагулянтов Бувалый С.Е. ....	59
Моделирование самоорганизации в системе миксакеб с помощью подвижных конечных автоматов Кручинин И.В. ....	60
Тушение флуоресценции альбуминов ионами тяжелых металлов Мельников А.Г., Ефремова В.В., Куенбаева В.Р. ....	61

### Подсекция ГЕОФИЗИКИ

Исследование волн на свободной поверхности составного вихря методом фотометрии Шевцов Н.И. ....	62
Экспериментальное определение дисперсионных характеристик мелкого водоема Дорофеева А.А. ....	63
Использование спутников GNSS для количественной оценки интегрального атмосферного влажностного содержания Терешин Н.А. ....	65
Магнитные свойства перидотитов и эклогитов из кимберлитовых трубок Якутии Голубев П.М. ....	66
К ВОПРОСУ О СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭКВАТОРИАЛЬНЫХ ВОЛН Бородина Е.С. ....	67
Вихревое состояние атмосферы Постельная А.Е. ....	68

### Подсекция МАТЕМАТИКИ И ИНФОРМАТИКИ

Стационарные решения в модели вращающейся системы Мельникова А.А., Дерюгина Н.Н. ....	71
Численное моделирование волн Фарадея на основе уравнений мелкой воды Сабурин Д.С. ....	72
Краевая сингулярно возмущенная задача в случае кратного корня вырожденного уравнения Белошапко В.А. ....	73
Исследование динамического ряда температуры воздуха методами декомпозиции и Фурье-анализа Овсянников Т.А. ....	74
Гибридная схема метода дискретных источников для анализа граничных задач нанооптики и плазмоники Лопушенко И.В. ....	76
Самосогласованная модель тонкого токового слоя в разреженной плазме магнитосферы Земли Ермакова К.Е. ....	78
Математическое моделирование переноса вещества в приземном слое атмосферы при наличии препятствий. Крупенко А.С., Мангура П.А. ....	80

### Подсекция МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Эволюция вихревого кольца в вязком теплопроводном газе Соленая О.А. ....	82
Обнаружение малозаметных целей в гидроакустике в условиях влияния сильных мешающих рассеянных сигналов Сидельников Г.Б., Малышкин Г.С. ....	83
Компьютерное моделирование триблок-сополимеров с блоками разной жесткости Селина Т.Ю. ....	84
Моделирование динамики заряда в композите с хаотическими включениями волокон Корчагин С.А. ....	85
Накопитель для сети Smart grid на базе литий-ионного аккумулятора Сердечный Д.В. ....	86
Характеристики кристаллизации модельных стекол в области больших переохлаждений Галимзянов Б.Н. ....	87
Моделирование гексагональной морфологии расплавов диблок-сополимеров методом диссипативной динамики частиц Ильина Н.В. ....	89
Математическое моделирование гидродинамических процессов в аэротенке Лучина А.Ю. ....	90
Анализ эффективности элементов солнечных батарей при внедрении в них слоя, содержащего сферические плазмонные наночастицы Решетов С.А. ....	91
Моделирование пространственного распространения спонтанной синхронизации спайковой активности в нейронных сетях с релаксационной синаптической пластичностью Зендриков Д.К. ....	93
Взаимодействия кинков модели $\varphi^8$ Лизунова М.А. ....	93
Широкоугольное параболическое приближение для описания нелинейных полей сильно фокусированных источников неинвазивной ультразвуковой хирургии Мездрохин И.С., Юлдашев П.В. ....	94

Расчет формы мениска в процессе роста кристалла методом Чохральского с использованием различных приближений Белов А.И. ....	96
Исследование эволюции трёхмерной границы раздела «разноцветных» жидкостей к точечному стоку в ортотропной пористой среде Крыштопин Д.В. ....	98
Моделирование переноса нейтронов в полубесконечной среде посредством решения уравнения Больцмана методом дискретных ординат Мокроусов А.Ю. ....	100
Оптимальное управление введением препаратов при лечении рака Матвеева Н.А. ....	101
Управление неопределёнными нелинейными динамическими системами (на примере построения модели управления двигателем велосипеда для регулировки сердечного ритма) Грипич Я.В. ....	101
Конструирование нелинейного управления для задачи с магнитной левитацией Никулин С.И. ....	102

### Подсекция

#### МЕДИЦИНСКАЯ ФИЗИКА

Измерение эластичности мембран эритроцитов с помощью атомно-силовой спектроскопии Манченко Е.А. ....	103
Магнитно-резонансные контрастные средства на основе кремниевых наночастиц Каргина Ю.В., Гонгальский М.Б., Перепухов А.М. ....	104
Изменение молекулярно-динамических параметров коллагеназы в водных растворах Шленская А.В., Мехрадзе Т.В., Аненкова К.Ал., Масленникова А.Д., Сукнева А.В., Крот А.Р. ....	105
Определение модулей упругости мышечной ткани методом резонатора Голубкова И.И., Крит Т.Б. ....	106
Определение энергии активации генерации зарядов при лазерном воздействии на хрящевую ткань Касьяненко Е.М., Омельченко А.И., Соболев Э.Н. ....	108
Оптические свойства биосовместимого нанокompозитного материала на основе кремния и декстрана Безсуднова Ю.И. ....	109
Перспективы и актуальные проблемы использования наночастиц серебра Анциферова А.А. ....	110
Анализ концентраций производных гемоглобина при воздействии УФ излучения на кровь. Проблема мультиколлинеарности Завьялова А.В., Сергунова В.А. ....	112
Обратная температурная связь аппарата лазерной сварки биологических тканей Рябкин Д.И., Пьянков Е.С., Герасименко А.Ю. ....	113
Исследование воздействия фторуглеродов на лабораторных животных методами магнитной томографии и спектроскопии на ядрах фтора $^{19}\text{F}$ Волков Д.В., Гуляев М.В., Павлова О.С. ....	115
Диагностика сахарного диабета плазмы крови крыс на основе флуоресцентной спектроскопии Ровнягина Н.Р., Тихонова Т.Н. ....	116
Моделирование объемных разрушений ткани с помощью мощного фокусированного ультразвука с ударными фронтами Синильщиков И.В., Хохлова В.А. ....	118
Расчёт дозовых распределений в воде на основе алгоритма дифференциального тонкого луча для медицинского аппарата Рокус Дементьева Н.Н. ....	120
Изучение взаимодействия пары эритроцитов в аутологической плазме и сыворотке крови с помощью лазерного пинцета Поткин А.В., Данилина А.В., Ли К., Приезжев А.В. ....	121

### Подсекция

#### МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Электронная структура аддуктов трис- $\beta$ -дикетонатов Eu, Dy и Lu по результатам исследований методами РФЭС, УФЭС и ГФП Шурыгин А.В., Михайленко Е.В. ....	124
Исследования факторов, воздействующие на микрочастицы, вылетающие из лазерного кратера Осокин А.С., Пенева В.С. ....	125
Динамика ударных волн, инициированных наносекундным локализованным разрядом Дорощенко И.А., Кузнецов А. Ю. ....	126
СИНТЕЗ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ НАНОКОМПОЗИТОВ С МНОГОСТЕННЫМИ УГЛЕРОДНЫМИ НАНОТРУБКАМИ В.А. Трифонов, Е.А. Воробьева, И.В. Макаренко, Н.Г. Чеченин ....	127
Поглощение углекислого газа размороженной дистиллированной водой Григорьев И.Д. ....	129

Исследование влияния высокого давления на кристаллическую структуру сложного молекулярного кристалла флуконазола Горковенко Е.А., Кичанов С.Е., Козленко Д.П., Вонсицки Я.В. ....	129
Органические светоизлучающие устройства на основе ряда новых политиенодиофеновых комплексов с использованием многослойных квантовых точек Горячий Д.О., Ващенко А.А., Родловская Е.Н. ....	130
Эффект «остаточного электричества». Экспериментальное исследование на плоском конденсаторе Гинзбург Б.А. ....	132
Взаимодействие гидродинамических и конвективных течений с поверхностью жидкости Баранова К.М. ....	133
Высокоскоростная регистрация развития струи установки гидроабразивной резки Нерсисян Д. А., Наумов Д. С., Ширшов Я. Н. ....	135
Физическое моделирование движения воздушных пузырей в жидкостях Данилов Д.Е. ....	136
Исследование параметров и кинематических характеристик движения молекул различных газов. Нахождение экономически выгодных вариантов их использования в промышленности Галиахметова Д.И. ....	137

### Подсекция НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКИ

Применение метода интерферометрии для диагностики терагерцового излучения Ушаков А.А., Чижов П.А., Букин В.В. ....	139
Нелинейное взаимодействие сходящихся пучков отрицательно циркуляционного излучения с кварцем: уширение спектра и самокомпрессия Грудцын Я.В., Корибут А.В., Михеев Л.Д. ....	140
Генерация фемтосекундного излучения среднего ИК диапазона при параметрическом усилении с накачкой хром-форстеритовым лазером Мигаль Е.А. ....	142
Конструктивная интерференция множества филаментов как шаг к суперфиламентации Шипило Д.Е. ....	143
Генерация высокоэнергетических многозарядных ионов в плазме, создаваемой высококонтрастным фемтосекундным лазерным импульсом релятивистской интенсивности Мордвинцев И.М., Шуляпов С.А. ....	145
Изучение формирования плазменного факела на поверхности мишеней под воздействием мощных лазерных импульсов металами оптической диагностики Крестовских Д.А. ....	146
Уширение частотно-углового спектра при самовоздействии фемтосекундного лазерного импульса на длине волны 800 нм в кольцевом пучке с фазовой сингулярностью в плавленом кварце Васильев Е.В. ....	147
Генерация вторичного электромагнитного излучения в процессе нелинейного томсоновского рассеяния мощного фемтосекундного лазерного импульса Вайс О.Е., Бочкарев С.Г., Андрияш И.А. ....	148
Геометрические ограничения перепутанности фотонов при СПР I-го типа Фроловцев Д.Н., Гостев П.П., Агапов Д.П. ....	150
Генерация третьей гармоники в плазмонных наноструктурах с оптическим магнетизмом Федотова А. Н. ....	151
Влияние ориентации плоскости поляризации на филаментацию фемтосекундных лазерных импульсов в условиях сильного астигматизма Мокроусова Д.В., Ионин А.А., Селезнев Л.В., Синицин Д.В., Сунчугашева Е.С., Фокина Н.П. ....	152
Исследование корреляционных свойств оптико-терагерцовых бифотонов, генерируемых при спонтанном параметрическом рассеянии света Германский С.А. ....	153
Формирование микроканала в многослойной структуре и контроль процесса по сигналу рентгеновского излучения Гарматина А.А., Жвания, И.А., Макаров. И.А. ....	154
Управление пространственными солитонами при помощи локализованных нелинейных дефектов Маслова А.В. ....	155

### Подсекция ОПТИКА

Исследование влияния концентрации оксидов $Al_2O_3$ и $Gd_2O_3$ на люминесценцию $Ce^{3+}$ в плёнках $GAGG:Ce^{3+}$ , выращенных методом жидкофазной эпитаксии Васильев Д.А. ....	157
Влияние адсорбированного слоя на резонансные частоты и добротность оптических микрорезонаторов Демченко Ю.А. ....	158
формирование ОПТИЧЕСКИХ ПОЛИМЕРНЫХ структур в многослойных печатных платах Хайдуков К.В., Ашарчук И.М., Хайдуков Е.В. ....	159

Оптическое и термическое переключение, поляризационный делитель света на основе маятникового эффекта в одномерном фотонном кристалле из пористого кремния Новиков В.Б., Свяховский С.Е.....	160
Управление дисперсионными свойствами брэгговских зеркал путем чирпирования величины брэгговской длины волны Либман М.Б., Кондратьев Н.М. ....	162
Разработка системы лазерной очистки поверхности первого зеркала для диагностического комплекса "Активная спектроскопия" на ИТЭР Савченков А.В., Бужинский О.И., Губский К.Л., Кузнецов А.П., Тугаринов С.Н. ....	163
«Одномодовые» резонаторы для исключения параметрической неустойчивости в лазерных гравитационных антеннах Поплавский М.В.....	164
Влияние формы неровностей на свойства спекл-картин в отраженном излучении Денисенков В.С., Михайлов Д.А. ....	165
Магнитооптический нанорезонатор, образованный слоями феррита-граната и благородных металлов Кузьмичев А.Н., Белотелов В.И., Nur-E-Alam M., Vasiliev M., Alameh K. ....	166
Лазерный интерферометр для измерения массовой скорости вещества в ударно-волновых экспериментах Михайлюк А.В., Кузнецов А.П., Губский К.Л., Кошкин Д.С. ....	168
Трехкоординатный гетеродинный лазерный интерферометр для измерения геометрии наконечников зондов нанотвердомеров Казиева Т.В., Губский К.Л., Кузнецов А.П., Решетов В.Н.....	169
Фокусировка оптических пучков при отражении от одномерных градиентных фотонных кристаллов Кекконен Э.А.....	170
Фотометрирование дифракционных картин в применении к лазерной дифрактометрии эритроцитов Юрчук Ю.С.....	171
Детерминированный подход к фрактальному анализу систем наночастиц Гриджина В.В.....	172
Выделение вкладов разных групп бактерий в спектр флуоресценции бактериохлорофилла зеленых серобактерий Жильцова А.А., Норин П.М., Харчева А.В.....	173
Оптические свойства скрученных наноструктур CdSe Литвак В.Л., Селюков А.С., Амброзевич С.А., Соколикова М.С.....	174
Изучение спектрально-люминесцентных характеристик кристаллов $ZrO_2-Y_2O_3-Er_2O_3$ Сидорова Н.В., Рябочкина П.А.....	176
Исследование фазового состава и спектрально-люминесцентных характеристик в кристаллах $ZrO_2-Y_2O_3-CeO_2-Nd_2O_3$ после термообработки Волкова Т.В., Рябочкина П.А.....	178
Поверхностные плазмон-поляритоны на границе диэлектрика и неоднородного нанокompозита Евсеев Д.А. ....	179
Электролюминесценция наноструктур CdSe планарной геометрии Соловей В.Р., Селюков А.С., Ващенко А.А., Соколикова М.С.....	180
Поляризационные свойства сферических серебряных наночастиц в оптически анизотропном окружении Кройчук М.К.....	182
<b>Подсекция РАДИОФИЗИКИ</b>	
Динамика взаимодействия диэлектрической пробной массы и электростатического актюатора Копцов Д.В. ....	184
Новый метод формирования СВЧ-сигнала возбуждения в цезиевых атомных часах Петров А.А. ....	185
Исследование и разработка ТЕМ-рупорных антенн для излучения приёма сверхкоротких импульсов методом конечных разностей Усков Г.К., Лысенко Н.А., Кретов П.А.....	187
Многолучевое распространение радиоволн в лабиринтах в приближении физической оптики Сорокин Б.С.....	189
Закрученные ультразвуковые пучки Терзи М.Е., Юлдашев П.В., Сапожников О.А.....	190
Моделирование полей диагностических ультразвуковых излучателей для использования в медицинском приложении очищения почки от мелких почечных камней Андряхина Ю.С., Карзова М.М. ....	191
Многопараметрическая оптимизация лазерных детекторов гравитационных волн с учетом эффекта оптической жесткости Князев Е.В.....	193
Стоячие сдвиговые волны в резонаторе с анизотропной гелеобразной средой Баширов Р.Р., Крит Т.Б.....	194

Распространение поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл-диэлектрик с тепловой оптической нелинейностью Григорьева Л.Н.	195
Влияние электромагнитного воздействия на эффективность сгорания топлива Анисимова С.А., Маслов И.Д., Ермолаев Д.С.	197
Специальное решение уравнения реального конденсатора в случае статики Сивков М.А., Алешин Ю.К.	198
Исследование упругих свойств сплава АМг6 Волков А.Д., Кокшайский А.И.	200
Влияние сдвиговых компонент акустического поля вязкой жидкости на структуру и поглощение волн Симонова П.А.	202
Автоматизация эксперимента по измерению ультразвуковой радиационной силы на протяженный поглотитель Крыжановский М.А., Цысарь С.А., Сапожников О.А.	203
Анализ наклонного распространения акустического пучка на основе уравнения Вестервельта Филин А.А., Хохлова В.А., Сапожников О.А.	204
Ультразвуковой нагрев суспензий кремниевых наночастиц Фесенко И.К., Свиридов А.П.	205
Детектирование ИК излучения путем оптического зондирования термонаведенной дифракционной решетки в оптическом волноводе Суетин Н.В., Иштимиров Д.Б.	207

#### Подсекция

#### СВЕРХПРОВОДЯЩИХ И ЭЛЕКТРОННЫХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Анизотропия параметров порядка в сверхпроводниках LiFeAs и $(K_{0.7}Na_{0.3})Fe_{2-y}Se_2$ по данным ScS-андрееской спектроскопии Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Лиу М., Рослова М.В.	210
Дисперсионный перенос в полимерных мультислоях Морозова Е.В.	211
Исследование термодинамики и электродинамики геликоидального сильноточного токонесущего элемента из ВТСП лент 2 поколения Шуваев С.А.	213
Исследование работы фотоэлектрических модулей в климатических условиях города Якутска Жирнова Е.В.	215

#### Подсекция

#### ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

Исследование слоев кремниевых нанонитей оптическими методами Рахимова О.В.	217
Исследование структурных, оптических и биоактивных свойств кремниевых наночастиц, полученных измельчением массивов кремниевых нанонитей Наташина У.А., Шевченко С.Н.	218
Влияние квантовых точек селенида кадмия на спектральную зависимость фотопроводимости нанокристаллического оксида индия Ильин А.С., Фангина Н.П., Мартышов М.Н.	221
Выявление возможной деградации фотокаталитических свойств диоксида титана, используемого в системах фотокаталитической очистки воздуха Миннеханов А.А.	222
Динамика фотолуминесценции в кристаллических плёнках органических полупроводников Кудряшова Л.Г.	224
Использование спектроскопии комбинационного рассеяния света для определения лазерно-индуцированного разогрева кремниевых нанонитей Родичкина С.П.	226
Антиотражающее покрытие на основе массивов пористых кремниевых нанонитей для применений в солнечной энергетике Георгибиани В.А.	227
Исследование биodeградации кремниевых наночастиц методом комбинационного рассеяния света Цуриков К.Э., Наташина У.А.	229
Создание одноэлектронного планарного транзистора с высокой рабочей температурой Жарик Г.А., Галстян А.Г., Дагесян С.А., Степанов А.С.	231
Переключение мод излучения лазерных диодов на основе n-AlGaAs/GaAsP/p-AlGaAs при внешних напряжениях Кубашевский Е.П.	233
Исследование механизма электропроводности и оценка его параметров в восстановленном оксиде графена Соловьева Ю.С., Бурцева Е.К., Неустроев Е.П.	234
Получение наноструктур карбида кремния методом эндотаксии и их исследование Вишневецкий С.И.	237

Анализ фотолюминесцентных свойств нанокристаллов кремния в матрицах нитрида и оксинитрида кремния Игнатъев А.Ю. Жигунов Д.М. ....	238
--	-----

### Подсекция ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Дисперсия собственных волн в слабoreлятивистской бесспиновой плазме с учётом дарвиновского члена Иванов А.Ю. ....	240
Супергравитация с нарушенной лоренц-инвариантностью в пределе слабого поля Маракулин А.О. ....	241
Сравнительный анализ режимов 1d-диссипативного туннелирования для квантовых точек во внешнем электрическом поле Кревчик П.В., Егоров И.А., Скоросова И.К., Волкова Е., П.С. Будянский ....	242
Связь суперсимметричной теории Янга-Миллса с интегрируемой системой Калоджеро-Мозера Гречишников Л.В. ....	243
Вычисление функционального интеграла методом Монте-Карло для релятивистского осциллятора Иванов А.С. ....	245
О спектре стационарных релятивистских плазменных колебаний в окрестности плазменного резонанса Метельский И.И. ....	246
Модель вакуума Саввиди с центральными вихрями Фанасков В.С. ....	247
Рассеяние заряженных частиц на флуктуациях магнитного поля в магнитосфере Земли: эффект негауссовского распределения флуктуации П.И. Шустов, А.В. Артемьев, Е.В. Юшков. ....	249
Магнитоэлектрический эффект в водородоподобном атоме в моделях с нарушенной лоренц-инвариантностью и СРТ-четностью Дётгов И.С. ....	249
Соотношение между двухточечными функциями Грина в N=1 суперсимметричной квантовой электродинамике Казанцев А.Е. ....	251
Космологические возмущения в теории гравитации с неминимальной кинетической связью Р.А. Абзалов, С.В. Сушков. ....	253

### Подсекция ФИЗИКИ МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

Магнитооптические исследования свойств тонких плёнок сплавов Гейслера $Ni_{52}Mn_{34}In_{12}Si_2$ при маргенситном переходе Новиков А.И. ....	254
Особенности намагничивания магнитных нанокolloидов, обусловленные размерами дисперсных частиц Испирян А.Г., Куникин С.А., Гладких В. П. ....	256
Исследование термоэлектрических свойств сплавов системы $La(Fe, Si)_{13}$ албихина О.В., Карпенков Д.Ю., Карпенков А.Ю., Айриян Э.Л. ....	257
Гигантская магнетотермоэдс и термоэдс в манганите $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$ и их связь с магнитоструктурными неолнополнностями Морозов А.С. ....	259
Синхронизация направлений вращений магнитных моментов в жидкой капле в переменном магнитном поле Коробов М.И. ....	261
Теоретическое, численное и экспериментальное исследование взаимодействия между элементами метаматериала в МГц и ГГц диапазонах Петров П.С. ....	262
Влияние состава на магнитные свойства аморфных лент типа АМАГ Кадышев Д.И. ....	264
Исследование магнитных свойств и структуры нанокристаллических пленок Fe-TiB <sub>2</sub> Титова А.О., Харин Е.В., Теджетов В.А. ....	265
Исследование магнитных свойств цинк-замещенного гексаферрита бария $BaFe_{12-x}Zn_xO_{19}$ Якушечкина А.К. ....	266
Исследования магнитных и магнитооптических свойств тонкопленочных Co/Bi/Co систем Доронин Д.С., Харламова А.М., Зыков Г.С. ....	267
Зависимость обменного смещения в структурах NiFe/IrMn/NiFe от толщины слоя IrMn Бабайцев Г.В. ....	269
Применение методики 2D распределения времен ядерной магнитной релаксации T <sub>1</sub> и T <sub>2</sub> на примере сложных молекулярных систем Мельникова Д.Л., Скирда В.Д., Дорогоницкий М.М., Гизатуллин Б.И. ....	270
Изучение спиновой аккумуляции и профиля напряжения в двумерном латеральном спиновом вентиле(LSV) Пиле Я.Э. ....	272

Влияние высокого давления на кристаллическую и магнитную структуры наноструктурированных лантан-стронциевых манганитов Белозерова Н.М., Кичанов С.Е., Лукин Е.В., Козленко Д.П., Jirak Z., Савенко Б.Н.....	273
Особенности магнитокалорического эффекта в сплавах Гейслера, допированных бором Блинов М.И.....	275
Моделирование диэлектрической проницаемости магнитореологических эластомеров Исаев Д.А.....	277
Моделирование методом Монте-Карло фазовых переходов в пленках мультиферроиков с орторомбической симметрией спиновой подсистемы Жармухаметов А.Р., Нигматуллина Э.Р.....	179
Магнитотранспортные свойства сплавов Гейслера на основе Ni-Mn-In, допированных Cu Пристинская Н.Ф. ....	278
Магнитные и магнитокалорические свойства соединений $Gd_{5-x}Ti_xSi_2Ge_2$ Смирнов А.В.....	280
Термодинамические свойства низкоразмерного антиферромагнетика $Cu(OH)F$ Данилович И.Л., Меркулова А.В.....	282
Модификация биополимерных микрокапсул наноразмерными магнитными частицами Козлова А.С.....	284
Процессы намагничивания и электрическая поляризация в двухслойной обменно- связанной магнитной пленке Мажитова Ф.А.....	284
Создание модельного образца нефти на основе исследования корреляционных зависимостей ЯМР релаксационных характеристик и реологических свойств нефти различного происхождения в лабораторных условиях Иванов Д.С., Зарипов Т.А., Мельникова Д.Л. ....	286
Влияние быстрой закалки из расплава на магнитные свойства $Tb_8Y_2$ Звонов А.И., Цвик Я., Смаржевская А.И., Карпенков Д.Ю., Карпенков А.Ю. ....	287
<b>Подсекция</b>	
<b>ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА</b>	
Исследование влияния кислорода на электронные и магнитные свойства моноатомных нанопроводов 3d металлов на вицинальной поверхности Rh(553) Камынина И.А., Бажанов Д.И.....	288
Исследование упругих свойств молекулярных глассформеров с различным типом межчастичного взаимодействия при высоких давлениях Данилов И.В. ....	289
Лабораторная автоматизированная система диагностики элементов рентгеновской оптики на базе синтетических алмазов в режиме реального времени Жолудев С.И.....	291
Определение структуры нанопроводов Co на вицинальной поверхности Cu(111) методом молекулярной динамики Сыромятников А.Г.....	292
в полупроводниковых низкоразмерных гетероструктурах Сафoshкин А.С.....	293
Энергетические характеристики релятивисткой заряженной частицы в поле частотно-модулированной электромагнитной волны Акинцов Н.С.....	295
Фазовые превращения в монокристаллических наноиголках гетита $\alpha Fe-OOH$ при повышении температуры Должикова А.В.....	297
Экспериментальное исследование упругой структурной нелинейности в клине Кокшайский А.И., Тошов Е.А., Агафонов А.А. ....	297
Enhancement of the lifetime of Rabi oscillations in exciton-polariton system Demirchyan S.S. ....	298
Получение и применение монокристаллов алмаза иглоподобной формы Алексеев А.М., Туякова Ф.Т.....	299
Исследование атомной структуры нанопроводов Ir на поверхности Ge(001) Кабанов Н.С.....	300
Исследование сцинтилляционной керамики ZnO методом термостимулированной люминесценции Веневцев И., Черненко К., Золотарев А. ....	301
Генерация второй оптической гармоники в оксидных многослойных гетероструктурах $YFeO_3/LaFeO_3$ Буряков А.М.....	302
Трехмерная микроскопия второй оптической гармоники полярных доменных структур $LiNbO_3$ Лавров С.Д.....	304
Роль длительной релаксации в установлении структурно-фазового состояния фольги сплава Pd-In-Ru после ее электролитического гидрирования Калашников А.А.....	306

## Подсекция СТЕНДОВАЯ

Матричный расчет спектральных характеристик $A^{IVVI}$ полупроводников, легированных ионами группы железа Курчатов И.С. ....	307
Расчёт запрещённой зоны одномерного фотонного кристалла на основе прямоугольного диэлектрического волновода Кондратьев Н.М. ....	308
Жидкофазный рост органических полупроводниковых монокристаллов на подложке Бобкова О.Д. ....	309
Расчет относительных спектральных поправок станций Камчатской региональной сейсмической сети Чубаров Д.Л. ....	309
Моделирование аномальной кинетики солнечных космических лучей Бызыкчи А.Н. ....	310
Исследование нелинейных свойств дисперсий с углеродными наноматериалами в тетрагидрофуране при пороговом ограничении мощного лазерного излучения Савельев М.С., Герасименко А.Ю. ....	311
Спектрометр излучения молниевых разрядов и транзиентных атмосферных явлений Штундер Я.А. ....	313
Генетический алгоритм при анализе многокомпонентных профилей спектральных линий Смирнов-Пинчуков Г.В. ....	315
Способы получения нанонитей пентаоксида ванадия Рыхлова А.Д., Маркова Н.П. ....	316
Метод квантового Монте-Карло для моделирования поляризованных эффектов в ультрахолодных газах Выборова В.В., Щадилова Ю.Е. ....	318
Global stability analysis for cosmological models with nonminimally coupled scalar fields Скугорева М.А. ....	319
Электродвигатель с магнитным подвесом на постоянных магнитах Гайстер С.В. ....	319
Летающая платформа на эффекте Брауна для видеомониторинга окружающей обстановки Гаврилова Е.А. ....	320
Применение метода конформных отображений для построения траекторий полета беспилотного летательного аппарата Царёва О.О. ....	321
Single impurity Bose-Anderson model Chichinadze D.V., Shchadilova Y.E. ....	322
2D и 3D-моделирование электрооптического эффекта в оптических микрорезонаторах с модами шепчущей галереи Павлов Н.Г., Кондратьев Н.М. ....	323
Моделирование функций отклика сцинтилляционных детекторов для регистрации рентгеновского и гамма-излучения от космических источников Рожков Г.В. ....	324
Thermalization of open correlated quantum systems Shakirov A.M., Shchadilova Y.E. ....	326
Генерационные и усилительные свойства лазеров на основе кристалла $Fe^{2+}:ZnSe$ Пушкин А.В. ....	327
Исследование характеристик квазисферических измерительных модулей ЧВД НЕВОД Бурцев В.Д., Киндин В.В., Хомяков В.А., Хохлов С.С. ....	328
Моделирование профиля поверхности ядерного топлива под облучением Арефинкина С.Е., Гладцин А.М., Рябиковская Е.В., Сурин В.И. ....	329
Микротвёрдость стекла с энергосберегающим покрытием Скопин А.А. ....	330
Влияние магнитного поля на плотность состояний адатома Хабибулаева А.М., Мусаев Г.М. ....	331
Влияние условий измерений на значение коэффициента вязкости Голанов А.Л. ....	332
Построение математической модели гамма-телескопа «ГАММА-400» Часовиков Е.Н., Перфильев А.А. ....	333
Изучение свойств гамма-всплесков по данным Fermi Мурашова О.Д. ....	334
Метод мюонной палиографии и его применения Баклагин С.А. ....	335
Исследование характеристик фотоумножителей PHILIPS XR3462 для счетчиков детектора НЕВОД-ШАЛ Камлев Н.Н., Амельчиков М.Б., Киндин В.В., Ликий О.И., Фомин Н.Е., Шульженко И.А., Яшин И.И. ....	337

Самосогласованное решение интегро-дифференциальных уравнений Шредингера и Пуассона Андрющенко Е.А., Грачев М.В.....	338
Мессбауэровские исследования фазового состава и микроструктуры пленки оксида цинка, имплантируемого ионами железа Зиннатулин А.Л., Нурмехамитов Р.Н.....	339
Суперробот глобальной сети космического мониторинга Кузнецов А.С.....	340
Исследование двухфотонного поглощения света в нанокompозите на основе пористого диоксида кремния с внедренным скварилевым крсителем. Витязев Д.В. ....	342
Исследование эффекта наведенной оптической неолнополности в кристалле сегнетоэлектрика-полупроводника $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ методом конфокальной микроскопии .....	343
Исследование атмосферных процессов с помощью мюнографии МГ УРАГАН и карт дриплеровского метеорада Козырев А.В., Барбашина Н.С., Белякова Т.А., Павлюков Ю.Б., Петрухин А.А., Серебряник Н.И., Шутенко В.В., Яшин И.И. ....	343
Режимы формирования сегнетоэлектрических микроструктур фемтосекундным лазерным излучением Елшин А.С, Корчашкин Д.С. ....	344
Сравнение триггерных систем гамма-телескопов FERMI-LAT и «ГАММА-400» Мурченко А.Е., Перфильев А.А., Часовиков Е.Н. ....	345
Спин-орбитальное и магнитное взаимодействия в оксидах иридия Случевский А.Ю. ....	347
Получение монодисперсных наноструктур в водных растворах поверхностно активных веществ Волкова О.И.....	348