

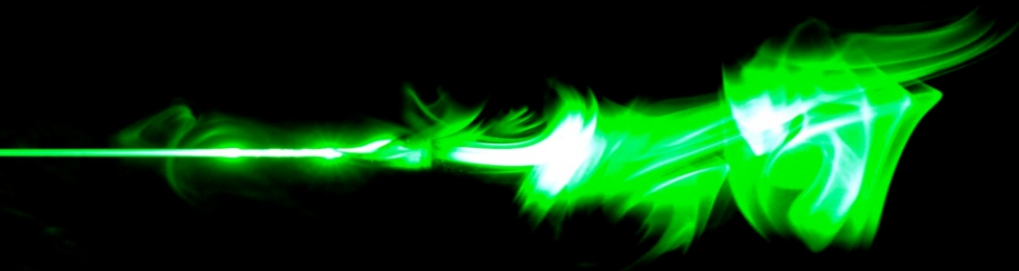
Министерство науки и высшего образования  
Российской Федерации

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт общей физики им. А.М. Прохорова  
Российской академии наук



**ШКОЛА  
МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ  
«ПРОХОРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ»**

**ШКОЛА - КОНФЕРЕНЦИЯ  
МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ  
«ПРОХОРОВСКИЕ НЕДЕЛИ»**



**ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

29 – 31 октября 2019 г.

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук



**ШКОЛА МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ**

**«ПРОХОРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ»**

**ШКОЛА-КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ**

**«ПРОХОРОВСКИЕ НЕДЕЛИ»**

**ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

**29–31 октября 2019 г.**

**Москва**

УДК 53; 535; 537; 538,9

**Школа молодых учёных «Прохоровские чтения». Школа-конференция молодых учёных «Прохоровские недели».** 29–31 октября 2019 г., Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Российская Федерация. Тезисы докладов. – Москва, 2019. – 108 с.

**ISBN 978-5-905109-04-1**

В сборник включены материалы школы молодых учёных «Прохоровские чтения», совмещённой со школой-конференцией молодых учёных Института общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук (ИОФ РАН) «Прохоровские недели», время проведения — октябрь 2019 г. Мероприятия организуются как форум научной молодежи ИОФ РАН — молодых ученых, аспирантов и студентов старших курсов. Тематика включает приглашенные лекции и оригинальные доклады участников по всем основным направлениям научной деятельности ИОФ РАН.

### **ОРГАНИЗАТОРЫ:**

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН  
при поддержке  
Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

### **Председатель конференции:**

В.В. Глушков, д.ф.-м.н., доцент (ИОФ РАН).

### **Программный комитет:**

Председатель – И.А. Щербаков, академик РАН,  
академик-секретарь Отделения физических наук РАН  
(ИОФ РАН, Президиум РАН),  
С.В. Демишев, д.ф.-м.н., профессор (ИОФ РАН),  
В.В. Глушков, д.ф.-м.н., доцент (ИОФ РАН),  
Е.Э. Дунаева, к.т.н. (ИОФ РАН),  
В.Е. Шукшин, к.ф.-м.н. (ИОФ РАН).

### **Оргкомитет:**

С.В. Демишев, д.ф.-м.н., профессор (ИОФ РАН), Е.В. Захарова (ИОФ РАН),  
М.В. Веремьева (ИОФ РАН), М.Я. Гришин (ИОФ РАН),  
Е.Э. Дунаева, к.т.н. (ИОФ РАН), А.В. Кулебякин, к.т.н. (ИОФ РАН),  
М.Н. Маякова, к.х.н. (ИОФ РАН), И.Д. Романишкин (ИОФ РАН),  
Д.В. Поминова, к.ф.-м.н. (ИОФ РАН), В.С. Седов, к.ф.-м.н. (ИОФ РАН),  
С.А. Филатова (ИОФ РАН), В.Е. Шукшин, к.ф.-м.н. (ИОФ РАН).

Время проведения конференции — 29–31 октября 2019 г.

Место проведения — ИОФ РАН, Москва, ул. Вавилова, д. 38, корп. 1,  
конференц-зал.

© Коллектив авторов, 2019

© Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

## Содержание

Список структурных подразделений ИОФ РАН, молодые сотрудники которых приняли участие в конференции .....	4
Секция 1 ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И КВАНТОВАЯ ОПТИКА .....	5
Секция 2 КВАНТОВАЯ МАКРОФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД.....	38
Секция 3 ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ: НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ.....	50
Секция 4 ФИЗИКА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ .....	59
Секция 5 ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ.....	64
Секция 6 ФИЗИКА БИОЛОГИЧЕСКИХ И МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ.....	73
Секция 7 РАДИОФИЗИКА И АКУСТИКА .....	92
Алфавитный указатель .....	104

Список структурных подразделений ИОФ РАН,  
молодые сотрудники которых приняли участие в конференции

**ИОФ РАН – Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН**

ВКИВ – отдел взаимодействия когерентного излучения с веществом

лаборатория гиперкомбинационных рассеяний

ОК – отдел колебаний

лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»

лаборатория лазерной диагностики

лаборатория лазерной спектроскопии

ОСС – отдел субмиллиметровой спектроскопии,

лаборатория диэлектрической спектроскопии магнитных материалов

лаборатория субмиллиметровой диэлектрической спектроскопии

ОФП – отдел физики плазмы

лаборатория газокинетических явлений в СВЧ-разряде

лаборатория Рамус

ОФЭЛ – отдел фотозлектроники

лаборатория пико-фемтосекундных лазеров

ОЭМП – отдел экологических и медицинских проблем

лаборатория физики живых систем

ТО – теоретический отдел

**НЦВИ** – **научный центр волновых исследований**

– отдел «Морские технологии»

**НЦЛМТ** – **научный центр лазерных материалов и технологий**

ОЛМФ – отдел лазерных материалов и фотоники

лаборатория лазерной спектроскопии твёрдого тела

лаборатория спектроскопии кристаллов и стёкол

ОЛКиТЛ – отдел лазерных кристаллов и твердотельных лазеров

лаборатория активных сред твердотельных лазеров

ОНТ – отдел нанотехнологий

лаборатория рентгено-дифракционных исследований

лаборатория технологии наноматериалов для фотоники

**ЦЕНИ** – **Центр естественно-научных исследований**

ОДЛС – отдел диодной лазерной спектроскопии

лаборатория спектроскопии межмолекулярных взаимодействий

ОСПЯ – отдел светоиндуцированных поверхностных явлений

лаборатория алмазных материалов

лаборатория лазерной биоспектроскопии

лаборатория лазерной оптики поверхности

лаборатория спектроскопии наноматериалов

лаборатория углеродной нанофотоники

**НОЦ** – **Научно-образовательный центр ИОФ РАН**

**ЦФП** – **Центр физического приборостроения, г. Троицк**

# Секция 1 ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА И КВАНТОВАЯ ОПТИКА

## Новые термостойкие полимерные фотоотверждаемые композиции для прецизионных аддитивных технологий

Дудова Д.С.<sup>1</sup>, Ганин Д.В.<sup>2</sup>, Коркунова О.С.<sup>3</sup>, Шавкута Б.С.<sup>1</sup>

*1 - Федеральный научно-исследовательский центр  
«Кристаллография и фотоника» РАН*

*2 - ЦФП*

*3 - Байкальский институт природопользования СО РАН*

*E-mail: [ganin@optosystems.ru](mailto:ganin@optosystems.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00001

### **Введение**

Трехмерная печать широко используется в различных сферах науки и техники. Разработка новых фотоотверждаемых материалов для высокоточной 3D печати является одной из актуальных задач этого направления [1]. Использование традиционных полимерных материалов – фотополимерных смол и композитов, ограничено возможностью их разрушения при воздействии высоких температур. Разработка новых фотополимерных композиций, сохраняющих свои оптические и механические свойства при повышенных температурах, существенно расширит области применения 3D печати.

### **Экспериментальная часть**

В ходе работы были разработаны и синтезированы новые термостабильные полимерные фотоотверждаемые композиции на основе поли-N,N'- (м-фенилена), где в качестве фотоотверждаемого полимера используется изофталамид, а в качестве сшивающего агента диакридамид 4,4'-диаминодифенилоксида. Эти полимерные композиции устойчивы в условиях воздействия температур до 300 °С, а также сохраняют свои свойства в условиях кратковременного воздействия температур до 400 °С.

Для проведения экспериментов по двухфотонному фотоотверждению в качестве лазерного источника был использован

высокочастотный иттербиевый фемтосекундный лазер (70 MHz, 200 fs, 1040 nm) и генератор второй гармоники от Avesta Ltd. Сканирование образцов проводилось с помощью комбинации прецизионных трансляторов на воздушном подвесе производства Aerotech и двухзеркального гальваносканера Scanlab. Эта система позиционирования позволяет достичь точности до 50 nm при сохранении высокой скорости сканирования. Для быстрого включения и выключения лазерного излучения, а также для снижения частоты использовался акустооптический модулятор с максимальной частотой переключения – 1 MHz. Система перемещения образца и лазерного излучения объединены в единый комплекс, который управляется специальным программным обеспечением в соответствии с заранее определенной компьютерной моделью. Различное разрешение печати в экспериментах достигалось с помощью объективов с числовой апертурой от 0,2 до 1,2.

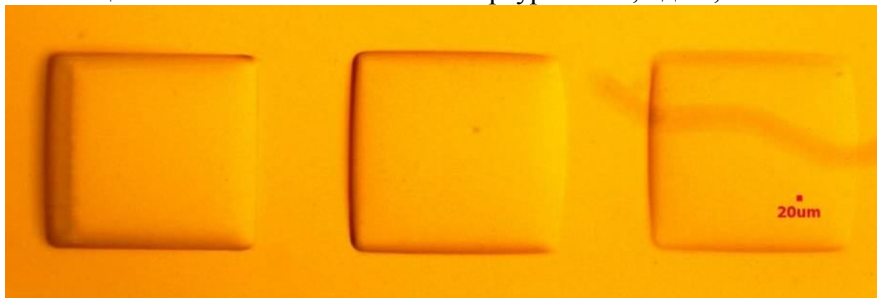


Рис. 1. Фрагмент матрицы усеченных пирамид, напечатанных с помощью двухфотонной фотополимеризации

### Результаты и обсуждение

В результате экспериментов по формированию одиночных линий из 6 перспективных фоточувствительных композиций остались 3 композиции. Все три полимерных композиции были высокопрозрачны, стойки к механическим воздействиям и высокой температуре. Разрешение печати составило 1  $\mu\text{m}$  в плоскости XY для объектива с увеличением 20 $\times$ .

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00414\_мол\_а.

1. N.G. Sultanova, S.N. Kasarova, I.D. Nikolov. *Optical and Quantum Electronics*. 2013, **45**(3), 221-232.

# Лазерно-индуцированный перенос одно- и двумерных углеродных наноматериалов

**Дежкина М.А.<sup>1,2</sup>, Рыбин М.Г.<sup>3,4</sup>,  
Аругтюнян Н.Р.<sup>3,4</sup>, Комленок М.С.<sup>5</sup>**

*1 - ОК, лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»*

*2 - Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»*

*3 - ЦЕНИ, ОСПЯ, лаборатория спектроскопии наноматериалов*

*4 - Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет),  
лаборатория наноуглеродных материалов*

*5 - ЦЕНИ, ОСПЯ, лаборатория лазерной оптики поверхности*

*E-mail: [m.a.dezhkina@gmail.com](mailto:m.a.dezhkina@gmail.com)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00002

## **Введение**

В настоящее время проблема манипулирования различными углеродными наноматериалами стала по-настоящему актуальной в свете создания на их основе различных устройств. Традиционно для решения этой задачи применяется технология электронно-лучевой литографии. Однако эта методика обладает несколькими недостатками. Во-первых, этот процесс состоит из нескольких этапов, что увеличивает время работы с материалами и трудозатраты. Во-вторых, используемые в этой технике полимеры и резистивный слой загрязняют углеродный материал, что ухудшает физические свойства создаваемого элемента [1].

Целью данной работы является разработка метода лазерно-индуцированного переноса углеродных наноматериалов с различной геометрией: одно- и двумерных одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) и графена, соответственно. Этот метод позволит создавать необходимые структуры углеродных наноматериалов на различных подложках для создания элементов фотоники и электроники на их основе.

## **Экспериментальная часть**

Подложка, на которой находились переносимые ОУНТ и графен, получила название «донор», а подложка, на которую осуществлялась лазерная печать, – «акцептор». Донор представлял собой пластину из прозрачного для лазерного излучения материала



(таким материалом может являться, например, кварц или сапфир), покрытую медной или алюминиевой плёнкой. Слой металла толщиной порядка нескольких сотен нанометров наносился в вакуумной камере на подложку донора. Окончательный этап подготовки образца к переносу заключался в нанесении на металлическую плёнку суспензии с углеродными нанотрубками или графена.

Лазерно-индуцированный перенос реализовывался с помощью эксимерного KrF-лазера с длиной волны 248 nm и длительностью импульса 20 ns. Облучение происходило через маску, позволяющую перенести участок с углеродным наноматериалом требуемой формы и размера, в данном случае квадрата  $60 \times 60 \text{ }\mu\text{m}^2$ . Лазерное излучение поглощалось металлической прослойкой донора, в результате чего происходил её нагрев, приводящий к выбросу ОУНТ и графена с донора с последующим переносом на акцептор.

### **Результаты и обсуждение**

Итогом данной работы стали разработка метода лазерно-индуцированного переноса углеродных наноматериалов и их успешная печать на подложку-акцептор. Можно заметить, что ранее в некоторых исследованиях [2, 3] техника лазерной печати была применена для создания структур из углеродных нанотрубок и графена, однако использованная технология несколько отличалась от представленной в данной работе. В первую очередь, главной особенностью разработанного здесь метода является применение слоя металла, который в результате облучения лазером образует пузырь, выбрасывающий углеродный материал, нанесённый на донор. Кроме того, в представленной работе на акцептор печатались углеродные нанотрубки и графен без использования полимерной плёнки, то есть в чистом виде. В докладе будут обсуждаться влияние различных условий облучения на перенос ОУНТ и графена, а также различные подходы, требуемые при печати углеродных наноматериалов с отличающейся геометрией, т.е. одно- и двумерных наноматериалов.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (№ 18-72-10158).

Автор выражает благодарность сотрудникам ЦЕНИ ИОФ РАН Пивоварову П.А., Поповичу А.Ф., Образцовой Е.Д. и Конову В.И.

1. B. Prevel, J.-M. Benoit, L. Bardotti et al. *Applied Physics Letters*. 2011, **99**, 083116.
2. A. Palla-Papavlu, M. Dinescu, A. Wokaun et al. *Applied Physics A*. 2014, **117**, 371-376.
3. E.C.P. Smits, A. Walter, D.M. Leeuw et al. *Applied Physics Letters*. 2017, **111**, 173101.

# Преобразование субнаносекундных импульсов в иттербиевом волоконном усилителе

**Жлуктова И.В., Камынин В.А.,  
Филатова С.А., Трикшев А.И.**

*ОК, лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»*

*E-mail: [iv.zhuktova@gmail.com](mailto:iv.zhuktova@gmail.com)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00003

## **Введение**

В настоящий момент волоконные лазерные источники субнаносекундных импульсов находят применения во многих областях науки и технологии, благодаря компактности, эффективности и технологичности. А использование эффекта вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) обеспечивает генерацию вне спектров редкоземельных элементов, позволяя покрыть область спектра от 1 до 2.3  $\mu\text{m}$ . Так в ряде работ были продемонстрированы источники с генерацией ВКР, как в твердотельных [1, 2], так и в волоконных лазерах [3]. Подобные лазеры имеют различные области применения: медицина, спектроскопия, лабораторные исследования и т.д. Отдельно стоит отметить, что при помощи удвоения частоты лазера со стоксовой компонентой возможно получение желтого излучения [4], в отличие от использования стандартных иттербиевых лазеров, так как после удвоения их частоты, полученное излучение уходит в зеленую область оптического спектра.

## **Экспериментальная часть**

В данной работе в качестве задающего генератора (ЗГ) был собран полностью волоконный иттербиевый лазер, работающий в режиме пассивной синхронизации мод [5]. Накачка активной среды ЗГ осуществлялась при помощи полупроводникового лазерного диода, который излучал на длине волны 975 nm. Резонатор задающего генератора был сформирован из активного волокна с многокомпонентной оболочкой (GTWave), легированного ионами иттербия, и 200 m одномодового волокна SMF (single mode fiber). Так как лазер работает на эффекте нелинейного вращения плоскости поляризации, в резонатор были добавлены пара коммерчески доступных контролеров поляризации. Вывод излучения из

резонатора осуществлялся при помощи поляризационного делителя.

На рис. 1 А) представлен оптический спектр иттербиевого лазера. Из спектра видно, что основной пик, который приходится на длину волны 1075 nm характерен диссипативным солитонам, но так же здесь присутствует ВКР генерация, стоксовая компонента которой приходится на длину волны 1128 nm [6].

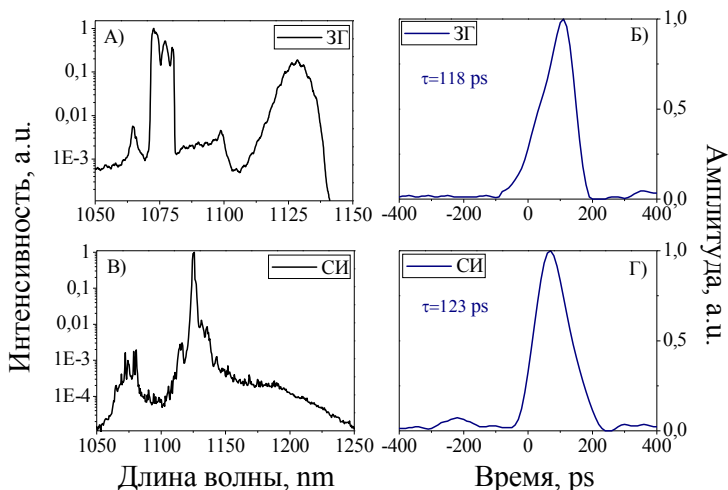


Рис. 1. Оптические спектры задающего генератора А) и селективного излучения В) с динамикой изменения импульса до селекции Б) и после Г)

В дальнейшем излучение от задающего источника усиливалось для обеспечения хорошего уровня сигнала при селекции излучения (СИ) при помощи спектрального фильтра, в качестве которого выступали волоконная брэгговская решетка (ВБР), с высоким коэффициентом отражения, на длине волны 1125 nm и оптический циркулятор. На рис. 1 В) представлен оптический спектр селективного излучения на длине волны 1125 nm.

В данной работе было проведено исследование по селекции излучения из первой стоксовой компоненты при помощи спектрального фильтра, в качестве которого выступали ВБР с высоким коэффициентом отражения и оптический циркулятор. После вырезания сигнала был получен стабильный импульсный режим с частотой повторения 1 MHz и длительностью 123 ps, что соответствует энергии 11 nJ. Так же, исходя из оптического спектра

вырезанного сигнала, разница между отраженной рабочей длиной волны и вырезанной стоксовой компоненты составила 28 dB.

Коллектив авторов выражает благодарность руководителю НЦЛМТ Цветкову В.Б. Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90205.

1. A.M. Warriar, J. Lin, H.M. Pask et al. *Opt. Express*. 2014, **22**, 3325-3333.
2. M. Frank, S. Smetanin, M. Jelínek et al. *Optics Lett*. 2018, **43**, 26715-26721.
3. W. Liu, P. Ma, H. Lv et al. *Opt. Express*. 2016, **24**, 26715-26721.
4. M.J. Petrasianus, M.I. Hussain, J. Canning et al. *Opt. Express*. 2014, **22**, 17716-17722;
5. А.И. Трикшев, В.А. Камынин, В.Б. Цветков и др. *Квантовая электроника*. 2016, **46**, 1085-1088.
6. D.S. Kharenko, E.V. Podivilov, S.A. Babin et al. *Optics Lett*. 2012, **37**, 4104.

# **Полностью волоконный импульсно-периодический эрбиевый лазер с внутривибраторным интерферометром Маха-Цандера**

**Зверев А.Д.<sup>1</sup>, Камынин В.А.<sup>2</sup>**

*1 - МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

*2 - ОК, лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»*

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

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00004

## **Введение**

Волоконные лазеры имеют целый ряд уникальных свойств. По сравнению с другими типами лазеров они не нуждаются в юстировке, очень надежны, компактны и имеют малую массу. Благодаря этим особенностям волоконные лазеры имеют целый ряд применений в различных областях науки и техники (медицина, дистанционное зондирование, обработка материалов и тд.) [1, 2].

## **Экспериментальная часть**

В данной работе был исследован полностью волоконный эрбиевый лазер, работающий в режиме модуляции добротности. Экспериментальная установка была создана на базе непрерывного волоконного лазера, в котором роль активной среды выполняло одномодовое волокно длиной 4 м, легированное ионами эрбия, накачка осуществлялась с помощью полупроводникового лазерного диода с длиной волны излучения 976 нм, генерация осуществлялась на длине волны 1551 нм. Уникальность установки состояла в использовании волоконного интерферометра Маха-Цандера в качестве оптического затвора, помещенного в резонатор. Функцию одного из зеркал выполняла брэгговская решетка с длиной волны отражения 1551 нм, в качестве выходного зеркала использовался прямой скол с коэффициентом отражения 4%. Интерферометр состоял из двух разветвителей и двух плеч одинаковой длины. В одном из плеч волокно было намотано на пьезокерамический цилиндр. При подаче электрического сигнала на цилиндр возникало механическое воздействие на намотанное волокно и как следствие в нем менялся показатель преломления [3, 4].

## **Результаты**

Создан полностью волоконный импульсный эрбиевый лазер с

внутрирезонаторным модулятором Маха-Цендера, работающий в режиме модуляции добротности.

Исследованы характеристики данного лазера. Получены стабильные режимы импульсной генерации на длине волны 1551 nm. В одном из них частота импульсов составляла 18.46 kHz, длительность импульса и пиковая мощность были 0.66  $\mu$ s и 2.28 W соответственно (рис. 1).

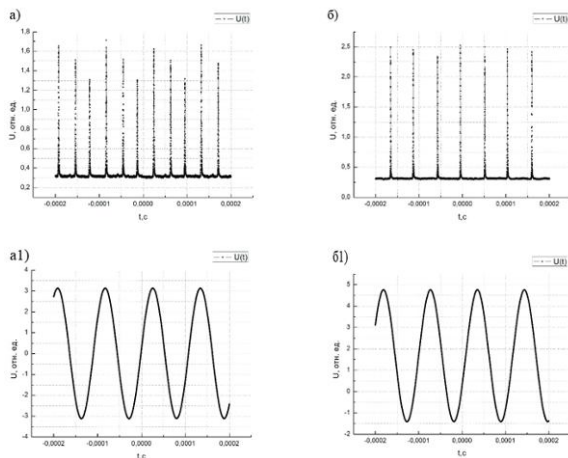


Рис. 1. а) Зависимость мощности на выходе из лазера при амплитуде напряжения на пьезокерамике 6.29 V. а1) Соответствующий моделирующий сигнал. б) Зависимость мощности на выходе из лазера при амплитуде напряжения на пьезокерамике 6.16 V. б1) Соответствующий моделирующий сигнал

Коллектив авторов выражает благодарность руководителю НИЦЛМТ Цветкову В.Б. и Воронину В.Г.

1. Замятина В.А., Винниченко А.В., Минаев В.П., Ларин С.В. *Радиооптика. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн.* 2015, №4, 20-35.
2. Вудс С., Дакка М., Флин Г. *Фотоника*, 2008, №4, 6-10.
3. В.Г. Воронин, В.А. Камынин *Прикладная фотоника*. 2015, 2(2), 135-143.
4. E. Desurvire. *Erbium-doped fiber amplifiers: basic physics and characteristics*, in: M.J.F. Digonnet ed., *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers*, Marcel Dekker Inc., New York, 2001, pp. 623-687.

**Измерения фоновых концентраций CO<sub>2</sub> и CH<sub>4</sub>  
методами диодной лазерной спектроскопии  
в арктических регионах России  
с борта самолета-лаборатории Як-42Д «Росгидромет»**

**Кузьмичев А.С.<sup>1,2</sup>**

*1 - ЦЕНИ, ОДЛС,*

*лаборатория спектроскопии межмолекулярных взаимодействий  
2 - Центральная аэрологическая обсерватория Росгидромета, отдел  
исследования состава атмосферы*

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

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00005

В рамках программы мониторинга состояния окружающей среды над арктическими регионами Российской Федерации, в 2014-2015 гг. проводилась серия экспериментальных исследовательских полетов самолета-лаборатории Як-42Д «Росгидромет». Одной из основных задач во время экспедиций было получение данных об фоновых концентрациях основных парниковых газов - метана и углекислого газа - с целью уточнения имеющихся траекторных и дисперсионных моделей загрязнения окружающей среды. Кроме этого, стояла задача исследовать возможность идентификации результатов сжигания попутного нефтяного газа на факелах нефтяных вышек. Помимо данных о распределении сажи в тропосфере, для полноценной оценки масштабов загрязнений было необходимо получение пространственно-временных профилей метана и углекислого газа. Основу самолетного аппаратно-программного комплекса приборов по измерению высотных профилей концентраций составляли приборы на основе перестраиваемых диодных лазеров. В докладе будут изложены результаты измерений, полученные экспериментальным образцом диодного лазерного спектрометра, разработанного сотрудниками отдела диодной лазерной спектроскопии ИОФ РАН.

Автор выражает благодарность за помощь в планировании и проведении эксперимента заведующему отделом ИОФ РАН Понуровскому Якову Яковлевичу и заведующему лабораторией аналитических измерений Ставровскому Дмитрию Борисовичу.



# **Масс-спектрометрия с лазерно-индуцированной десорбцией/ионизацией для высокочувствительного детектирования органических комплексных соединений металлов**

**Лаптинская П.К.<sup>1</sup>, Кузьмин И.И.<sup>2</sup>, Пенто А.В.<sup>1</sup>**

*1 - ОК, лаборатория лазерной диагностики*

*2 - ГЕОХИ РАН, лаборатория инструментальных методов и  
органических реагентов*

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

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00006

## **Введение**

Целью работы является развитие нового масс-спектрометрического метода с «мягкой» ионизацией для высокочувствительного определения органических комплексных соединений металлов. Актуальность работы обусловлена необходимостью создания новых, более эффективных методов ионизации для сложных органических соединений, образование молекулярных ионов которых обычными методами неэффективно.

Предложен новый подход к масс-спектрометрии с лазерной десорбцией-ионизацией, в котором органические соединения предварительно переводятся в комплексные соединения, наносятся на поверхность специально приготовленной подложки – эмиттера ионов, после чего система аналит-эмиттер подвергается воздействию импульсного лазерного излучения для инициирования десорбции/ионизации с переносом электрона (Laser-induced Electron Transfer Desorption/Ionization, LETDI).

## **Экспериментальная часть**

В исследовании использовались: линейный времяпролетный масс-спектрометр, импульсный Nd:YAG лазер с диодной накачкой и генератором гармоник, работающий на длине волны 355 nm (длительность импульса излучения 0,37 ns).

В качестве эмиттеров ионов были исследованы кремний, графит, ряд металлов и их оксидов.

В качестве аналитов исследовались химические соединения различных групп: органические аналитические реагенты, пестициды и действующие вещества лекарственных препаратов. Для каждого

соединения найдены условия комплексования, которые позволяют получить наиболее высокое значение ионного сигнала. В экспериментах применялись два варианта перевода исследуемого соединения в комплексы: проведение реакции с ионами металлов в растворе (с последующим нанесением полученного комплекса на подложку) и взаимодействие непосредственно с оксидным слоем материала подложки.

### **Результаты и обсуждение**

Эффективность ионизации в LETDI не зависит от основности исследуемого соединения, что позволяет детектировать комплексы органических лигандов с металлами. Для данного показателя выявлена зависимость от природы металла комплексообразователя и материала эмиттера.

В разрабатываемом методе рабочая подложка должна иметь на поверхности специально приготовленный активный слой, который выполняет ряд функций, в том числе: поглощение лазерного излучения, ионизацию комплексов путем переноса электронов, десорбцию ионов в газовую фазу, а также, в ряде случаев, комплексование нанесенных на поверхность молекул аналита. Установлено, что лучшими ионизационными свойствами в LETDI обладают подложки с поверхностным слоем из оксидов переходных металлов (широкозонных полупроводников).

Получены характерные спектры положительных молекулярных ионов комплексов исследуемых соединений.

Экспериментально показано, что разработанный метод позволяет определять соединения на уровне единиц пикограмм вещества, нанесенного на подложку.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта №18-32-01018.

# Люминесценция одиночных SiV центров в CVD алмазных нанокристаллах, выращенных в режиме спонтанной нуклеации

**Пастернак Д.Г.<sup>1</sup>, Мартьянов А.К.<sup>2</sup>,  
Кудрявцев О.С.<sup>1</sup> Ромшин А.М.<sup>1,3</sup>**

*1 - ЦЕНИ, ОСПЯ, лаборатория углеродной нанофотоники*

*2 - ЦЕНИ, ОСПЯ, лаборатория алмазных материалов*

*3 - МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет*

*E-mail: [dg.pasternak@physics.msu.ru](mailto:dg.pasternak@physics.msu.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00007

Алмазные кристаллы нанометрового размера, содержащие разнообразные центры окраски, являются перспективным материалом для создания на их основе источников одиночных фотонов, чувствительных наномагнитометров [1], люминесцентных маркеров для биомедицины. В настоящей работе исследуются люминесцентные характеристики одиночных центров «кремний-вакансия» (SiV) в алмазных наночастицах. Наноалмазы (НА) растили CVD методом в СВЧ-плазменном реакторе из метан-водородной смеси в условиях их спонтанного зарождения на кремниевой и сапфировой подложках. SiV центры формировались в алмазной решетке в процессе синтеза: источником кремния служил силан (в случае сапфировой подложки) или сама кремниевая подложка, подвергающаяся травлению в плазме реактора. Время роста составляло от 5 до 30 min. Морфология кристаллов исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа и атомно-силового микроскопа, люминесцентные свойства в при комнатных и гелиевых температурах в условиях нерезонансного и резонансного возбуждения SiV центров – с помощью конфокального люминесцентного микроскопа, совмещенного с монохроматором.

На примере образца, выращенного на кремнии в течение 15 min, с характерными размерами частиц от 50 до 350 nm, изучалась равномерность распределения концентрации SiV центров по объему этого образца. Концентрация SiV оценивалась из соотношения интенсивности SiV люминесценции отдельной алмазной частицы к ее объему, пропорциональному интенсивности КР линии алмаза. Для образца с наименьшими характерными размерами частиц (50–

100 nm), выращенного на кремнии в течение 5 min, удалось разрешить люминесцентные линии одиночных SiV центров с длиной волны вблизи 738 nm в индивидуальных кристаллитах при гелиевых температурах в условиях как резонансного (рис. 1), так и нерезонансного возбуждения.

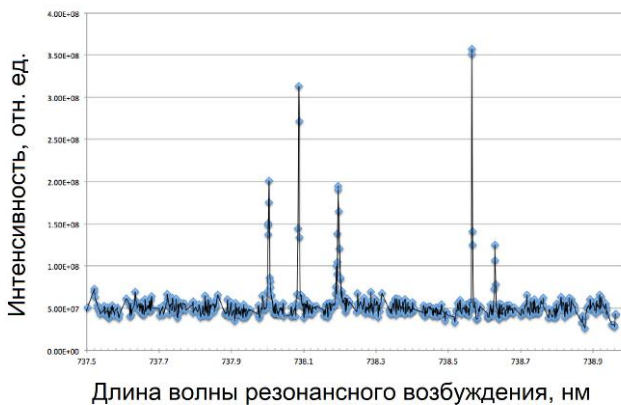


Рис. 1. Флуоресцентный спектр НА при резонансном возбуждении при гелиевых температурах (время роста 5 min, подложка кремниевая)

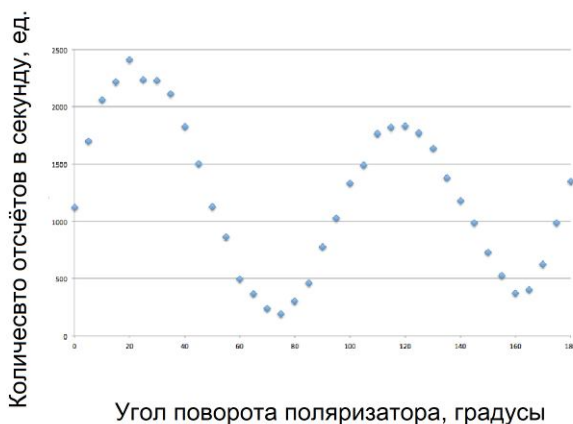


Рис. 2. Поляризация флуоресцентной линии SiV центра под действием резонансного возбуждения

Исследования свойств ряда отдельных линий люминесценции показали: SiV центры в полученных CVD наноалмазах обладают

стабильной эмиссией при резонансном и нерезонансном возбуждении, а также проявляют достаточно высокую поляризационную чувствительность (рис. 2).

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности использования предложенного нами подхода к CVD синтезу алмазных наночастиц с SiV центрами в режиме спонтанной нуклеации для создания алмазных источников одиночных фотонов.

Авторы выражают благодарность научным руководителям Власову И.И. и Седову В.С. за тему работы и контроль над экспериментом.

1. Radulaski M., Zhang J.L. et al. *Laser Photonics Review*. 2019, **13**(8), 1800316(14pp.)

# Спектроскопические исследования оптических центров ионов $\text{Ho}^{3+}$ в кристаллах $\text{CaF}_2$ и $\text{SrF}_2$

**Пирпоинт К.А.**

*НЦЛМТ, ОЛМФ, лаборатория лазерной спектроскопии твёрдого тела*

*E-mail: [kmartynova19@gmail.com](mailto:kmartynova19@gmail.com)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00008

## **Введение**

Компактные твердотельные лазеры, работающие в области длин волн  $\sim 2.1 \mu\text{m}$ , имеют множество научных, медицинских и технических применений в связи с тем, что данное излучение лежит в области полос поглощения молекул  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$  [1]. Получить лазерную генерацию в данной спектральной области можно путём использования квазитрёхуровневых гольмиевых лазеров, работающих на переходе  $^5I_7 \rightarrow ^5I_8$ . Кристаллы фторидов, легированных гольмием, представляются перспективными для использования их в качестве лазерной активной среды [2, 3]. В отличие от оксидных материалов фториды характеризуются достаточно низкой энергией фононов, легкостью технологического процесса выращивания и хорошими механическими свойствами. Кроме того, в кристаллах типа флюорита при легировании их редкоземельными ионами формируется ряд оптических центров, имеющих различную симметрию локального окружения. Данные центры ввиду различного штарковского расщепления обладают отличными друг от друга спектроскопическими и генерационными свойствами.

Известно, что центральной состав и оптические свойства кристалла в основном определяются концентрацией активного иона и материалом кристаллической матрицы. Целью данной работы было сравнение спектроскопических свойств кристаллов  $\text{CaF}_2$  и  $\text{SrF}_2$ , легированных ионами  $\text{Ho}^{3+}$ .

## **Образцы и методы исследования**

Методом Бриджмена-Стокбаргера в графитовых тиглях во фторирующей атмосфере ( $\text{CH}_4$ ) были выращены серии кристаллов  $\text{Ho}:\text{CaF}_2$  и  $\text{Ho}:\text{SrF}_2$  с различным содержанием  $\text{Ho}^{3+}$  (0.1, 0.2, 0.4, 1%).

Для определения центрального состава оптических центров  $\text{Ho}^{3+}$  в кристаллах  $\text{CaF}_2$ ,  $\text{SrF}_2$  использовалась методика селективного

лазерного возбуждения при низкой температуре (77 К). В качестве источников возбуждения различных электронных переходов ионов  $\text{Ho}^{3+}$  использовались лазеры Solar systems OPO LP604, Nd:YAG и Nd:Cr:GGG, работающие в импульсно-периодическом режиме. Измерение время-разрешенных спектров люминесценции различных оптических центров ионов  $\text{Ho}^{3+}$  осуществлялось по методике, предложенной в работе [4]. Эксперименты по исследованию спектральных свойств проводились при температуре жидкого азота (77 К), что обеспечивало лучшее спектральное разрешение.

### Результаты и их обсуждение

В кристаллах  $\text{Ho}:\text{CaF}_2$  были измерены спектры поглощения, время-разрешенные спектры люминесценции и возбуждения, времена жизни ионов  $\text{Ho}^{3+}$  при  $T=77\text{ K}$  в зависимости от концентрации активатора. В спектре поглощения перехода  $^5I_8 \rightarrow ^5F_4; ^5S_2$  выделены линии поглощения тетрагональных ( $C_{4v}$ ) центров гольмия. При селективном возбуждении данных центров излучением с длиной волны 531 nm (Nd:Cr:GGG лазер) исследована динамика перераспределения интенсивностей линий между кластеризованными и тетрагональными оптическими центрами  $\text{Ho}^{3+}$  на двухмикронном лазерном переходе в зависимости от концентрации активатора (рис. 1).

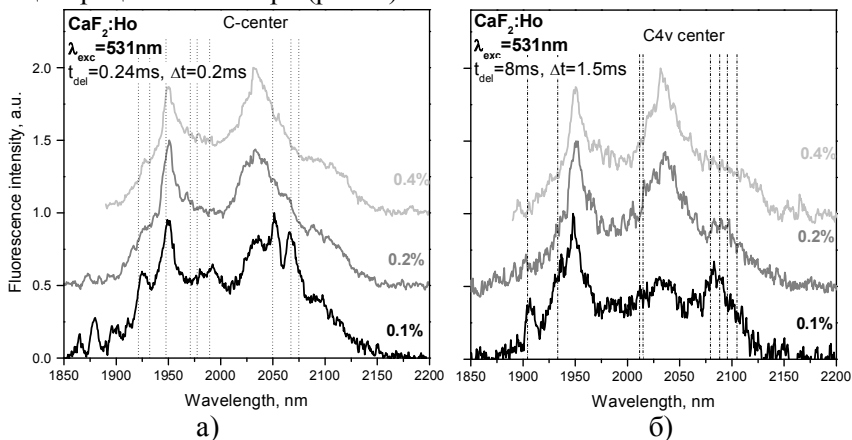


Рис. 1. Динамика изменения интенсивности а) кластеризованного С-центра и б) тетрагонального  $C_{4v}$  центра при увеличении концентрации ионов  $\text{Ho}^{3+}$  в кристалле  $\text{CaF}_2$

На рис. 1 положение линий люминесценции оптических центров ( $C$ ,  $C_{IV}$ ) обозначено в соответствии с расчетными данными из литературы [5, 6]. Измеренные времена жизни уровня  $^5I_7$  кластеризованных и тетрагональных оптических центров соответственно были равны 0.6 ms и 18 ms.

Аналогично кристаллам Ho:CaF<sub>2</sub> в кристаллах Ho:SrF<sub>2</sub> были измерены низкотемпературные спектры поглощения, время-разрешенные спектры люминесценции и возбуждения и измерены времена жизни оптических центров ионов Ho<sup>3+</sup>. Показано, что формы спектров поглощения кристаллов Ho:CaF<sub>2</sub> и Ho:SrF<sub>2</sub> существенно отличаются. Интенсивность соответствующих линий поглощения в кристаллах Ho:SrF<sub>2</sub> ниже, чем в Ho:CaF<sub>2</sub> с той же концентрацией иона активатора, что связано с перераспределением концентраций различных оптических центров в данных кристаллах, т.е. различным центровым составом.

На кристалле SrF<sub>2</sub>:Ho(1%) впервые продемонстрирована лазерная генерация при комнатной температуре при резонансном возбуждении волоконным тулиевым лазером ( $\lambda=1948$  nm). Длина волны выходного излучения составила 2097 nm, дифференциальный КПД в квазинепрерывном режиме 24.5%.

Автор выражает благодарность научному руководителю Дорошенко М.Е., Алимову О.К. за помощь в обсуждении результатов, Конюшкину В.А. за образцы для исследований, Петрову В. за предоставленное оборудование для лазерных экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00080, а также финансовой поддержке DAAD в рамках научного проекта № 57381332.

1. Walsh B.M. *Laser Physics*. 2009, **19**(4), 855-866.
2. Duan X.M., Guo X.S., Yao B.Q. et al. *Laser Phys. Lett.* 2018, **15**, 09582.
3. Nemeč M., Šulc J., Jelinek M. et al. *Opt. Lett.* 2017, **42**(9), 1852-1855.
4. Alimov O.K., Basiev T.T., Mirov S.B. et al. *Proc. of GPI*. 1991, **9**, 1-42
5. Mujaji M., Jones G.D., Syme R.W.G. *Phys. Rev. B*. 1992, **46**(22), 14398-14410.
6. Mujaji M., Comins J.D. *Phys. Rev. B*. 1999, **59**(9), 6092-6099.



## **Пассивная синхронизация мод в компактном волноводном Nd:YAG лазере**

**Понарина М.В.<sup>1</sup>, Рыбин М.Г.<sup>2</sup>,  
Долматов Т.В.<sup>3</sup>, Образцов П.А.<sup>3</sup>**

*1 - ОК, лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»*

*2 - ЦЕНИ, ОСПЯ, лаборатория спектроскопии наноматериалов*

*3 - ОК, лаборатория лазерной спектроскопии*

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

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00009

В настоящее время особое внимание привлекают лазерные источники, обеспечивающие генерацию ультракоротких импульсов (УКИ) с высокой частотой повторения (более 1 GHz) [1]. Высокостабильные генераторы частоты применяются в таких направлениях, как метрология частоты, телекоммуникации и фундаментальные исследования.

При разработке данных лазеров одной из ключевых проблем является повышение и контроль стабильности частоты следования УКИ.

Для стабилизации синхронизации продольных мод, необходимо обеспечить генерацию на основной поперечной моде (TEM 00). В данной работе продемонстрирован новый компактный твердотельный Nd:YAG лазер с гигагерцовой частотой повторения пикосекундных импульсов, основанный на использовании графена в качестве насыщающегося поглотителя в резонаторе волноводного лазера [2]. В данной схеме для накачки активного элемента используется излучение диодного лазера с длиной волны 808 nm и средней мощностью 300 mW. Генерация лазера на основной поперечной моде обеспечивается геометрией цилиндрического волновода диаметром 20  $\mu\text{m}$ , сформированного в объеме активного кристалла методом прямой записи пучком фемтосекундного лазера [3]. Точная настройка внутррезонаторного интерферометра, образующегося между активной средой и выходным зеркалом, с помощью пьезоэлемента позволяет точно контролировать спектрально-временные параметры выходного излучения и плавно перестраивать частоту повторения импульсов с длительностью <20 ps. В частности, продемонстрирована возможность двухволновой

генерации в режиме непрерывной пассивной синхронизации мод с использованием одного насыщающегося поглотителя на основе графена.

Авторы выражают благодарность зав. лабораторией спектроскопии ИЦВО РАН Охримчуку А.Г. за большой вклад в данную работу, в том числе за создание волноводных структур внутри кристалла Nd:YAG, и зав. лабораторией лазерной спектроскопии Букину В.В. за помощь в разработке оптической схемы и предоставление необходимого оборудования для регистрации выходного сигнала лазера.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90215.

1. Hu H., Da Ros F., Pu M., Ye F., Ingerslev K., Porto E. *Nat. Photonics*. 2018, **12**, 469.
2. Ponarina M.V., Okhrimchuk A.G., Rybin M.G. et al. *Quantum Electron*. 2019, **49**(4), 365.
3. Okhrimchuk A., Mezentsev V., Shestakov A., Bennion I., *Opt. Express*. 2012, **20**, 3832.

# Антистоксов комбинационно-параметрический лазер на кристалле SrWO<sub>4</sub>, вырезанном в направлении коллинеарного синхронизма

Терещенко Д.П.

*НЦМЛТ, ОЛМФ, лаборатория спектроскопии кристаллов и стекол*

*E-mail: [tereshenko.mitya2018@yandex.ru](mailto:tereshenko.mitya2018@yandex.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00010

## Введение

Интерес к лазерам на вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) обычно обусловлен высокоэффективной реализацией стоксова сдвига частоты лазерного излучения. ВКР-лазеры позволяют осуществлять также антистоксов сдвиг, но эффективность такого преобразования оказывается менее одного процента, из-за высокой чувствительности к угловой расстройке фазового синхронизма четырехволнового взаимодействия, необходимого для антистоксовой генерации при ВКР. Целью данной работы является исследование не критичного коллинеарного синхронизма антистоксовой генерации в кристалле SrWO<sub>4</sub> при зеленой накачке (532 nm).

## Экспериментальная часть

Исходная идея заключается в использовании двулучепреломляющего комбинационно-активного кристалла для антистоксовой генерации с выполнением условия фазового синхронизма для четырехволнового взаимодействия ортогонально поляризованных компонент излучения ВКР [1]:

$$\lambda_{aS}^{-1} = \lambda_{probe}^{-1} + \lambda_{pump}^{-1} - \lambda_S^{-1}, \quad (1)$$

$$k_{aS}^o = k_{probe}^o + k_{pump}^e - k_S^e.$$

В SrWO<sub>4</sub> ( $n_{pump}^e - n_{pump}^o = 0.011$ ) угол коллинеарного синхронизма типа ооee, рассчитанный с использованием формул Селлмейера при  $\lambda_{pump} = \lambda_{probe} = 532$  nm, составляет  $\Theta = 68.32^\circ$ , что близко к не критическому 90°-синхронизму, и в связи с этим угловая ширина синхронизма очень велика (104 mrad  $\approx 6^\circ$ ), а угол сноса необыкновенных волн мал (менее 4 mrad), поэтому вышеописанные условия коллинеарного фазового синхронизма являются оптимальными для этого кристалла.

На основании этих расчетов предлагается схема антистоксова лазера на кристалле  $\text{SrWO}_4$ , вырезанном в направлении коллинеарного синхронизма (рис. 1).

Для схемы был подготовлен кристалл  $\text{SrWO}_4$  длиной  $L = 1.3 \text{ cm}$ , срезанный под углом коллинеарного синхронизма  $\Theta \approx 68^\circ$  к оптической оси. При возбуждении  $\lambda_{\text{pump}} = \lambda_{\text{probe}} = 532 \text{ nm}$ , стоксовы и антистоксовы компоненты генерируются в нем ( $\nu_R = 921 \text{ cm}^{-1}$ ) на длинах волн  $\lambda_{\text{as}} = 507 \text{ nm}$  и  $\lambda_S = 559 \text{ nm}$ .

ВКР возбуждается двумя ортогонально поляризованными (накачка и пробная волна) лазерными волнами с равными частотами. Полуволновая пластинка поворачивает направление линейной поляризации возбуждающего излучения на оптимальный угол, обеспечивая оптимальную долю энергии в пробной волне около 20%.

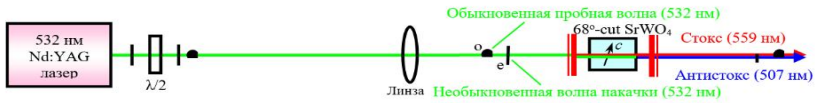


Рис. 1. Принципиальная схема лазера

## Результаты и обсуждение

В предложенной схеме антистоксова генерация на 507 nm оказалась чрезвычайно нечувствительной к угловому рассогласованию. Максимальная оптическая эффективность в 1.8% достигнута при входной энергии 453  $\mu\text{J}$ , но более высокая выходная энергия в 9  $\mu\text{J}$  была получена при большей входной энергии 683  $\mu\text{J}$ , что соответствует меньшей оптической эффективности 1.3%. Дальнейшее увеличение входной энергии не привело к заметному увеличению выхода антистокса. Это можно объяснить тем, что эффективная внутрирезонаторная ВКР-генерация стоксовой компоненты может происходить при возбуждении не только волной накачки, но и пробной волной, в результате чего возникает конкуренция между преобразованием в антистоксовы и стоксовы волны от пробной волны.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю д.ф.-м.н. Сметанину С.Н. за замечания и советы при проведении исследования.

1. S.N. Smetanin, A.V. Fedin, A.S. Shurygin. *Quantum Electron.* 2013, **43**, 512-518.

## Люминесценция поликристаллов Cr-Fe:ZnSe при облучении на длинах волн 2.1 и 2.94 $\mu\text{m}$

Титиренко А.М.<sup>1,2</sup>

1 - ОК, лаборатория физики импульсных газоразрядных лазеров

2 - Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет)

E-mail: [Titirenko.AM@phystech.edu](mailto:Titirenko.AM@phystech.edu)

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00011

Исследована люминесценция  $\text{Cr}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{2+}$  в поликристаллах Fe:Cr:ZnSe, возбуждаемых при комнатной температуре излучением импульсных лазеров на длинах волн  $\lambda=2.09$  и  $\lambda=2.94$   $\mu\text{m}$ . Для сравнения проведены также исследования люминесценции  $\text{Fe}^{2+}$  в монокристаллах и поликристаллах  $\text{Fe}^{2+}$ :ZnSe при изменении концентрации  $\text{Fe}^{2+}$  в диапазоне  $n = 5.6 \times 10^{18} - 5.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Легирование поликристаллических образцов осуществлялось методом высокотемпературной диффузии с последующим контролем распределений концентраций допантов по глубине кристаллов. Получена зависимость времени люминесценции  $\text{Fe}^{2+}$   $\tau_{\text{fl}}$  в кристаллах, возбуждаемых на длине волны  $\lambda=2.94$ , от концентрации допантов. Установлено, что тушение люминесценции  $\text{Fe}^{2+}$  ионами хрома не менее (если не более) активно, чем ионами железа. Измерены величины  $\tau_{\text{fl}}$  при возбуждении кристаллов Fe:ZnSe на длине волны  $\lambda=2.94$   $\mu\text{m}$  и Cr:Fe:ZnSe на длинах волн  $\lambda=2.94$  и  $\lambda=2.09$   $\mu\text{m}$  на образцах с одинаковыми максимальными концентрациями  $\text{Fe}^{2+}$  ( $\sim 0.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ). Отмечено заметное увеличение  $\tau_{\text{fl}}$  и длительности переднего фронта сигнала люминесценции при облучении кристалла Fe:Cr:ZnSe на длине волны  $\lambda=2.09$   $\mu\text{m}$  ( $\tau_{\text{fl}} \sim 460$  ns) по сравнению с  $\lambda=2.94$   $\mu\text{m}$  ( $\tau_{\text{fl}} \sim 240$  ns). В Fe:ZnSe величина  $\tau_{\text{fl}}$  составила  $\sim 340$  ns. Полученные результаты подтверждают факт быстрой передачи энергии возбужденными ионами хрома ионам железа в кристаллах Cr:Fe:ZnSe.

# Наносекундный иттербиевый волоконный лазер с произвольной формой импульсов

**Трикшев А.И., Камынин В.А.**

*ОК, лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»*

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

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00012

Наносекундные лазерные системы высокой мощности с высокой энергией импульса широко применяются как в промышленности, так и в научных целях. Например в космической связи, для лазерной резки или прецизионной лазерной обработки [1–3]. Однако из-за эффектов насыщения форма импульсов может искажаться при прохождении усиливающей среды. Для компенсации искажения начальный импульс должен иметь форму с учетом последующего искажения. Восстановление формы импульса является интересной задачей, которая в последние годы привлекает большое внимание исследователей [4, 5].

В данной работе мы представляем импульсный иттербиевый волоконный лазер с возможностью формирования импульса заданной формы с временным разрешением в 4 ps. Формирование импульсов осуществлялось посредством модуляции непрерывного излучения задающего генератора с последующим усилением в двухкаскадном волоконной усилителе.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1.а. В качестве задающего генератора (ЗГ) использовался перестраиваемый одночастотный полупроводниковый лазерный диод с волоконной брэгговской решеткой на выходе. ЗГ работал в непрерывном режиме. Выходная мощность составляла около 20 mW. В качестве первого усилителя использовалось активное иттербиевое волокно с двойной оболочкой (YDF1) (6/125  $\mu\text{m}$ , NA=0.11/0.45). Длина волокна составляла 6 m. Встречная накачка осуществлялась одномодовым лазерным диодом (ЛД1) с длиной волны 976 nm через мультиплексор (WDM). После усиления выходная мощность составила около 400 mW.

После усиления излучение модулировалось с помощью акустооптического модулятора (MT300-IR20-Fio-SM5-J1-A-VSF). На выходе из модулятора импульсы имели прямоугольную форму.

Пиковая мощность после АОМ составляла около 100 мW, а энергия в импульсе 1 нJ. Получение оптических импульсов с заданным профилем достигалось за счет использования электрооптического модулятора (ЭОМ) Optilab IM-1064-10-PM.

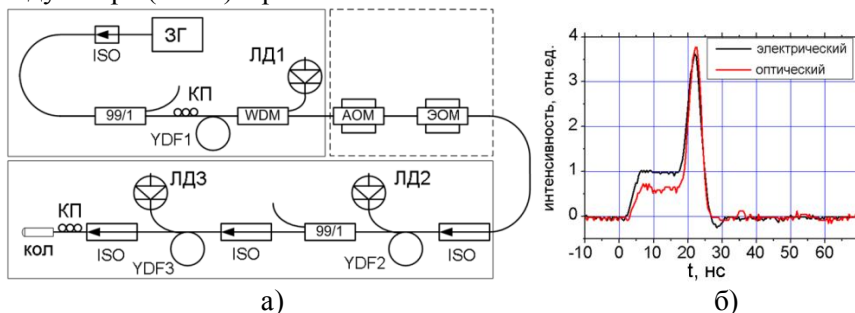


Рис. 1. а) Экспериментальная установка, б) электрический и соответствующий ему оптический импульсы

Далее излучение усиливалось в двухкаскадном волоконном усилителе на базе активного GTWave волокна (YDF2, YDF3) [6]. Диаметр активной сердцевины волокон составлял 6  $\mu\text{m}$  (NA=0.11). Длина волокон 1-го и 2-го каскадов усиления составляли 15 и 9 м соответственно. Накачка осуществлялась многомодовыми лазерными диодами в пассивные сердцевины волокон. Контроллеры поляризации (КП) использовались для поддержания линейной поляризации излучения на выходе из системы. Выходной торец волокна был сколот и вклеен в стандартный FC коннектор с коллиматором.

Оциллограмма двухмасштабного импульса на выходе системы представлена на рисунке 2б. Поскольку в работе для формирования импульсов использовался электрический генератор импульсов с частотой дискретизации 250 ms/s (Tabor WW2571A electronics), то минимальное временное разрешение получаемых импульсов составляло 4 ns. На выходе системы энергия в импульсе составила около 10  $\mu\text{J}$  при средней выходной мощности в 100 мW (при частоте повторений 10 kHz).

1. Nie M., Liu Q., Ji E., Cao X., Fu X., Gong M., *Optics letters*. 2017, **42**(6), 1051-1054.
2. W. Koechner, *Solid-state laser engineering*. Springer, (2013).
3. Vu K.T., Malinowski A., Richardson D.J. et al. *Optics Express*. 2006,

- 14(23)**, 10996-11001.
4. Guo J., Wang J., Lu X. et al. *Proc. SPIE 10964, Tenth International Conference on Information Optics and Photonics*, 1096403 (2018).
  5. Meijer R.A., Stodolna A.S., Eikema K.S.E., Witte S. *Optics letters*. 2017, **42(14)**, 2758-2761.
  6. Bufetov I.A., Bubnov M.M., Mel'kumov M.A. et al *Quantum Electronics*. 2005, **35**, 328.



# Генерация суперконтинуума в высоколегированных оксидом германия силикатных волокнах с переменной дисперсией

**Филатова С.А., Жлуктова И.В.,**  
**Камынин В.А., Трикшев А.И.**

*ОК, лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»*

*E-mail: [filmsim2910@gmail.com](mailto:filmsim2910@gmail.com)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00013

## **Введение**

Генерация суперконтинуума (СК) в оптических волокнах в спектральном диапазоне более 2  $\mu\text{m}$  представляет интерес из-за ряда потенциальных применений, таких как спектроскопия газов, медицина, фундаментальные исследования и т.д. [1, 2]. СК является результатом взаимодействия ряда нелинейных эффектов и излучения высокой интенсивности, в результате которого получается сверхширокополосный спектр с высокой спектральной плотностью [3]. Суперконтинуум можно получить, запустив ультракороткие импульсы (<100 ps) в сильно нелинейную среду, такую как коническое волокно, фотонно-кристаллическое волокно (PCF), высоконелинейное волокно (HNLF), усилители на основе волокна, легированного ионами редкоземельных элементов, одномодовое волокно и т.д. [4]. Нелинейные и дисперсионные характеристики оптического волокна существенно влияют на изменение спектральных и временных параметров распространяющихся оптических импульсов.

В данной работе продемонстрирована генерация суперконтинуума за пределами 2  $\mu\text{m}$  в силикатных волокнах с высоким содержанием оксида германия и различными значениями дисперсии. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1 (а). В качестве задающего генератора (МО) использовался гольмиевый волоконный лазер, работающий в режиме синхронизации мод с центральной длиной волны 2073 nm, генерирующий ультракороткие импульсы ( $\tau \approx 1$  ps) с частотой повторения 20 MHz [5]. Излучение МО усиливалось в гольмиевом волоконном усилителе с длиной активного световода 2 m, а затем вводилось в силикатное волокно с высоким содержанием оксида

германия. Накачка усилителя осуществлялась через волоконный мультиплексор (WDM) с помощью иттербиевого волоконного лазера с длиной волны излучения 1125 nm, обеспечивающего мощность непрерывного излучения до 8 W.

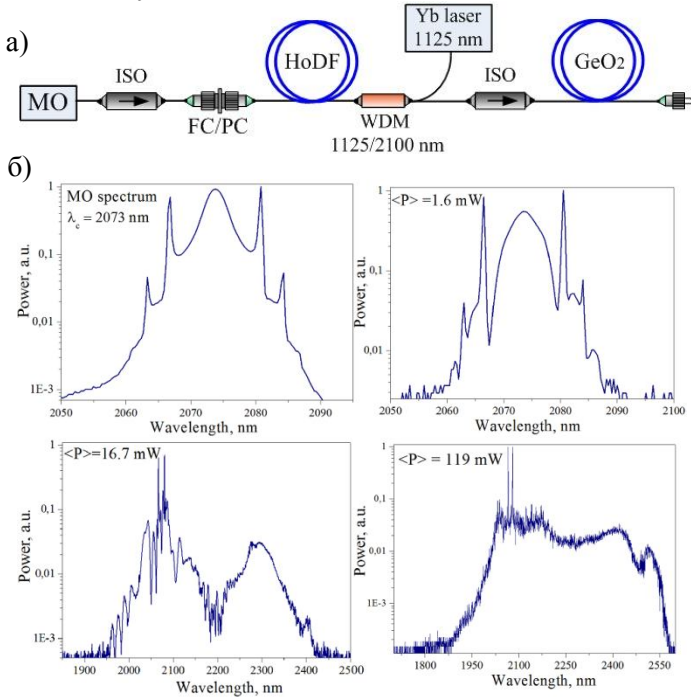


Рис. 1 (а) Схема экспериментальной установки: МО - задающий генератор, ISO - волоконный изолятор, HoDF - волокно, легированное гольмием, WDM - мультиплексор; (б) эволюция спектра в силикатном волокне, легированном оксидом германия длиной 2.4 m, с дисперсией, близкой к нулю, в спектральном диапазоне 2  $\mu$ m

Суперконтинуум был получен в силикатном волокне длиной 2.4 m, легированном GeO<sub>2</sub>, с дисперсией, близкой к нулю, в спектральном диапазоне 2  $\mu$ m (рис. 1 (б)), и в силикатном волокне длиной 3 m, легированном GeO<sub>2</sub>, с аномальной дисперсией в спектральном диапазоне 2  $\mu$ m. Диаметр оболочки составлял 120 и 140  $\mu$ m, соответственно. Диаметр моды на  $\lambda = 1550$  nm составлял 3.2  $\mu$ m. Концентрация GeO<sub>2</sub> в сердцевине волокна составляла более 30% мол. Как видно из рис. 1 (б), мы получили СК в диапазоне 1950–

2600 nm с выходной мощностью около 120 mW. Доля мощности излучения в спектральном диапазоне  $> 2.2 \mu\text{m}$  составляла около 40%.

Коллектив авторов выражает благодарность руководителю НЦЛМТ Цветкову В.Б. и Сысолятину А.А.

1. J. Mandon, E. Sorokin, I.T. Sorokina et al. *Optics Letters*. 2008, **33**(3), 285-287.
2. C.F. Kaminski, R.S. Watt, A.D. Elderet al. *Applied Physics B*. 2008, **92**(3), 367-378.
3. G. Soboń, R. Lindberg, V. Pasiskevicius et al. *JOSA B*. 2019, **36**(2), A15-A21.
4. S.N.M. Rifin, M.Z. Zulkifli, S.N.M. Hassan et al. *Laser Physics*. 2016, **26**(11), 115102(7pp).
5. S.A. Filatova, V.A. Kamynin, N.R. Arutyunyan et al. *JOSA B*. 2018, **35**(12), 3122-3125.

# Определение соотношения числа $\text{CH}_2$ - и $\text{CH}_3$ -групп в молекулах углеводородов по поляризованным спектрам комбинационного рассеяния света

**Яблочникова М.С.**<sup>1,2</sup>

*1 - ВКИВ, лаборатория гиперкомбинационных рассеяний,  
2 - Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)*

*E-mail: [iablochnikova.ms@phystech.edu](mailto:iablochnikova.ms@phystech.edu)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00014

## **Введение**

Углеводороды находят широкое применение во многих областях жизнедеятельности человека, в особенности, в нефтехимической отрасли. Разветвленные углеводороды с регулярным расположением длинных боковых цепей являются перспективной основой для машинных масел с нужным коэффициентом вязкости. Свойства этих соединений зависят от длины и количества цепей в молекуле. Данные об относительном содержании  $\text{CH}_2$ - и  $\text{CH}_3$ -групп дают важную информацию о химическом составе углеводорода. В связи с этим, для контроля состава и качества нефтепродуктов необходим быстрый и неразрушающий метод, который позволит оценить эти характеристики. Таким методом является спектроскопия комбинационного (КР) света.

В данной работе методами спектроскопии КР изучается новое семейство углеводородов с длинными боковыми цепями – гидрированные олигомеры  $\alpha$ -олефинов (гексена-1, октена-1, децена-1), а также их изомеры — нормальные алканы ( $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$ ), молекулы которых содержат только одну цепь. В изучаемых олигомерах содержится от двух до пяти цепей в одной молекуле. В боковых цепях олигомеров гексена-1, октена-1 и децена-1 содержится соответственно 6, 8 и 10 атомов углерода.

Целью исследования является поиск зависимости между количеством  $\text{CH}_2$  и  $\text{CH}_3$  групп и спектральными характеристиками линий КР углеводородов.

## **Экспериментальная часть**

Спектры КР углеводородов были зарегистрированы при

рассеянии на  $90^\circ$ , со спектральным разрешением  $5 \text{ cm}^{-1}$ , при возбуждении излучением с длиной волны  $532 \text{ nm}$  (лазер Sapphire SP 532 фирмы Coherent Inc., США). Для выделения определенной компоненты поляризации использовался поляроид, устанавливаемый перед входной щелью двойного монохроматора U1000 (Jobin Yvon, Франция).

Также для нормальных алканов с  $n = 5-20$  методом функционала плотности с помощью некоммерческой программы “Природа” и с использованием функционала OLYP и базисного набора функций гауссова типа 4z.bas проведены квантово-химические расчеты спектров КР молекул в *транс*-конформации.

### Результаты и обсуждение

Для данного исследования наибольший интерес представляет анализ поляризованных спектров КР, зарегистрированных в области  $27003100 \text{ cm}^{-1}$ , при скрещенной ориентации электрических векторов возбуждающего и рассеянного излучения. В этих спектрах наиболее интенсивными являются линии, отвечающие ассиметричным валентным колебаниям  $\text{CH}_2$ - и  $\text{CH}_3$ -групп в *транс*-конформерах и наблюдающиеся соответственно на частотах около  $2890$  и  $2960 \text{ cm}^{-1}$ .

Установлено, что отношение пиковых интенсивностей этих линий в поляризованных спектрах для всех изучаемых углеводородов пропорционально отношению числа  $\text{CH}_2$ - и  $\text{CH}_3$ -групп (рис. 1). Для олигомеров гексена-1 и нормальных алканов зависимость этого отношения  $I_{\text{CH}_3} / I_{\text{CH}_2}$  от относительного содержания  $\text{CH}_2$ - и  $\text{CH}_3$ -групп хорошо описывается прямой:

$$\frac{I_{\text{CH}_3}}{I_{\text{CH}_2}} = 0.07 + 1.77 \frac{n_{\text{CH}_3}}{n_{\text{CH}_2}}, \quad (1)$$

где  $n_{\text{CH}_3}, n_{\text{CH}_2}$  соответственно количество  $\text{CH}_3$ - и  $\text{CH}_2$ -групп в молекуле.

Для нормальных алканов зависимость (1) подтверждается данными квантово-химических расчетов.

В случае нормальных алканов, из-за уменьшения мобильности молекул с увеличением длины цепи, линия КР, отвечающая ассиметричным валентным колебаниям  $\text{CH}_2$ -групп, сдвигается с  $2895 \text{ cm}^{-1}$  (для нормального алкана  $\text{C}_6\text{H}_{14}$ ) до  $2888 \text{ cm}^{-1}$  (для нормального алкана  $\text{C}_{15}\text{H}_{32}$ ). Подобный сдвиг наблюдался в спектрах олигомеров  $\alpha$ -олефинов только с увеличением длины боковых цепей

и отсутствовал при изменении числа цепей в молекуле. По-видимому, мобильность молекул олигомеров  $\alpha$ -олефинов слабо зависит от количества цепей в молекуле.

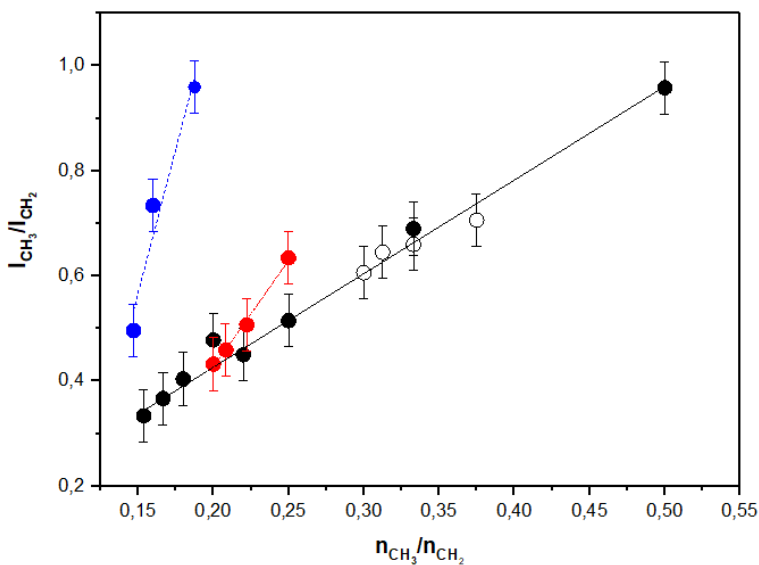


Рис. 1. Экспериментальные (символы) и подобранные методом наименьших квадратов (линии) зависимости отношения  $I_{CH_3}/I_{CH_2}$  от отношения количества  $CH_3$ - и  $CH_2$ -групп для нормальных алканов (●), олигомеров гексена-1 (○), октена-1 (●), децена-1 (●)

### Выводы

Таким образом, анализ поляризованных спектров КР, зарегистрированных в области  $2700\text{--}3100\text{ cm}^{-1}$ , при скрещенной ориентации электрических векторов возбуждающего и рассеянного излучения, позволяет оценить содержание  $CH_2$ - и  $CH_3$ -групп в гидрированных олигомерах  $\alpha$ -олефинов и нормальных алканах и охарактеризовать химический состав и мобильность этих веществ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках проекта № 19-02-00931-а. Автор выражает благодарности: МСЦ РАН за предоставление вычислительных ресурсов, младшему научному сотруднику Лаборатории №8 «Металлоорганический катализ» Института нефтехимического синтеза им. А.В. Топчиева РАН Виноградову А.А. за синтез  $\alpha$ -олефинов.

**Секция 2**  
**КВАНТОВАЯ МАКРОФИЗИКА**  
**КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД**  
**3D магнитные фазовые диаграммы**  
**антиферромагнитного металла  $\text{HoV}_{12}$**   
**с динамическими зарядовыми страйпами**

**Красиков К.М.<sup>1</sup>, Хорошилов А.Л.<sup>2</sup>**

*1 - ОК, лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»*

*2 - НОЦ*

*E-mail: [krasikokirill@yandex.ru](mailto:krasikokirill@yandex.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00015

**Введение**

Сильнокоррелированные электронные системы (СКЭС) вызывают большой интерес исследователей в связи с перспективами их практического применения. Однако анализ большинства соединений крайне затруднен, в том числе, из-за их сложной кристаллической структуры [1]. Редкоземельные додекабориды, кристаллизующиеся в ГЦК структуре (рис. 1), являются модельными системами для исследования свойств СКЭС, поскольку в них наблюдается электронное фазовое расслоение (зарядовые страйпы [2]). Целью работы явилось исследование фазовой диаграммы антиферромагнитного металла  $\text{HoV}_{12}$  для различных направлений магнитного поля относительно осей кристалла.

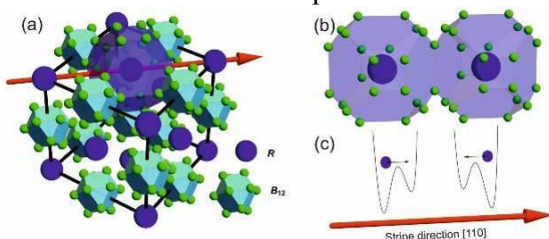


Рис. 1. Кристаллическая решетка РЗ додекаборидов (а), совмещенные кластеры  $\text{B}_{24}$  (b) и двухямный потенциал и направление динамических зарядовых страйпов(с)

## Экспериментальная установка

Измерение удельного сопротивления проводилось на автоматизированной оригинальной установке для гальваномагнитных исследований в ОНТикТ ИОФ РАН. Использовался стандартный четырехконтактный метод измерения сопротивления на постоянном токе с коммутацией тока через образец. Образец на держателе с датчиками температуры и магнитного поля в двустенной ампуле помещался в гелиевый криостат. Магнитное поле напряженностью до 8 Т создавалось сверхпроводящим соленоидом. Вращение образца с пошаговой фиксацией его положения во внешнем магнитном поле проводилось вокруг токовой оси  $\mathbf{I} \parallel [1\bar{1}0]$  с шагом  $\Delta\varphi = 1.8^\circ$ .

## Результаты и обсуждение

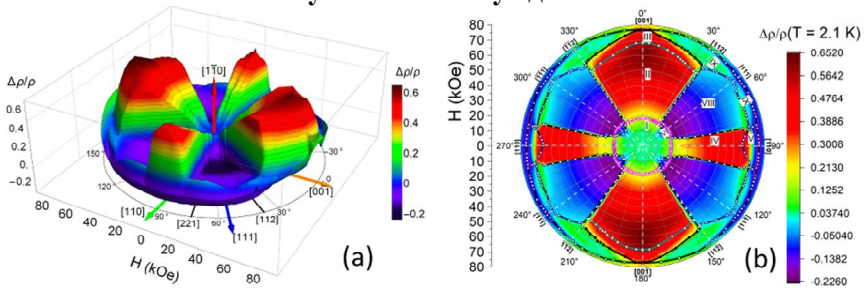


Рис. 2. (a) Поперечное магнетосопротивление  $\text{HoV}_{12}$  в цилиндрических координатах при  $T = 2.1$  К (вращение вокруг  $\mathbf{I} \parallel [1\bar{1}0]$ ); (b) Проекция магнетосопротивления  $\text{HoV}_{12}$  на плоскость  $(1\bar{1}0)$  при  $T = 2.1$  К и восстановленная  $H$ - $\varphi$  фазовая диаграмма (линиями выделены фазовые границы)

Полученные угловые и полевые зависимости магнетосопротивления представлены в цилиндрических координатах на рис. 2а. По расположению особенностей на кривых была восстановлена фазовая диаграмма в координатах  $H$ - $\varphi$  (рис. 2б).

Аналогичным образом были получены фазовые  $H$ - $\varphi$  диаграммы в плоскостях  $(001)$  и  $(111)$  при вращении образца вокруг соответствующих токовых осей (рис. 3а-б). Сопоставляя между собой различные плоскости (см. рис. 3д) можно перейти к анализу трехмерной фазовой диаграммы  $\text{HoV}_{12}$ . Фазовые границы позволяют выделить 3 сектора, привязанных к основным кристаллографическим направлениям, которые определяют вид объемной 3D фазовой диаграммы (рис. 3с).



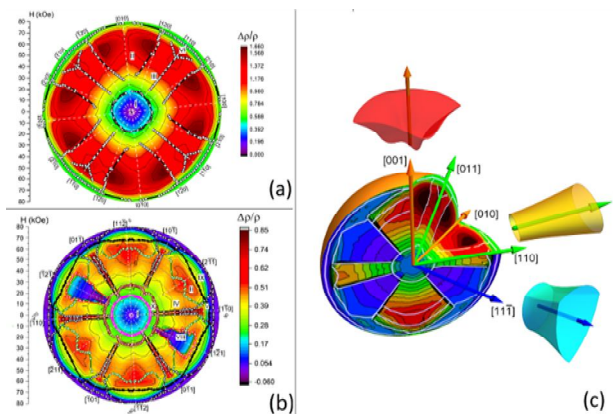


Рис. 3 (а-б) Фазовые Н-φ диаграммы в плоскостях (001) и (111); (с) Совмещенные Н-φ фазовые диаграммы для плоскостей (001) и (110). Выделены основные сектора трехмерной фазовой диаграммы HoV<sub>12</sub>

### Выводы

Полученные результаты резистивных измерений и выполненный анализ позволяют восстановить трехмерную магнитную фазовую диаграмму антиферромагнитного металла HoV<sub>12</sub>.

Показано, что основные сектора фазовой диаграммы (см. рис. 3с) формируются вдоль направлений перпендикулярных ( $\mathbf{H} \parallel [001]$ ) и параллельных ( $\mathbf{H} \parallel [110]$ ) динамическим зарядовым страйпам, а также вдоль направления магнитной структуры [111] (рис. 3с). Предложен механизм, ответственный за столь сильную анизотропию рассеяния носителей заряда.

### Благодарности

Авторы выражают благодарность научному руководителю Случанко Н.Е. за предоставление темы исследований и помощь в подготовке работы, Шицеваловой Н.Ю. и Филиппову В.Б. за предоставление высококачественных образцов для измерений.

1. Elbio Dagotto, *Science*. 2005, **309**, 257.
2. N.V. Bolotina, A.P. Dudka, O.N. Khrykina et al. *J. Phys.: Condens. Matter*. 2018, **30**, 265402.

# Валентные колебания полиенов в облучённом ПВХ: эксперимент и квантово-химическое моделирование

**Кузнецов С.М.**

*ВКИВ, лаборатория гиперкомбинационных рассеяний*

E-mail: [kuznetsov.sm.93@gmail.com](mailto:kuznetsov.sm.93@gmail.com)

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00016

## **Введение**

Полиенами называют цепочечные углеводородные соединения, в структуре которых есть три или более сопряжённых двойных связей  $(-C=C-)_n$ . Такие соединения являются одними из самых серьёзных дефектов в УФ- или термодеградированном поливинилхлориде (ПВХ). Даже при небольших концентрациях полиены заметно ухудшают оптические, изоляционные и прочие свойства этого широко используемого полимера.

Исследовать подобные изменения в структуре и свойствах ПВХ можно с помощью надёжного и информативного метода спектроскопии комбинационного рассеяния (КР) света. Этот метод позволяет обнаружить наличие полиенов при концентрациях 0.0001% и выше [1, 2] благодаря резонансному усилению интенсивности их спектральных линий. А именно, спектр КР полиенов содержит две интенсивные линии с максимумами около 1150 и 1500  $\text{cm}^{-1}$ . Первая линия относится к валентным колебаниям сопряжённых одинарных  $=C-C=$  связей, вторая – к валентным колебаниям сопряжённых двойных  $-C=C-$  связей.

Дополняющим и эффективным способом изучения структуры и спектров КР органических молекул является квантово-химическое моделирование. В сочетании с экспериментальным исследованием моделирование позволяет определить, например, конформационный состав молекул полимера. При помощи метода функционала плотности (МФП) можно рассчитать структуру молекул и получить их теоретические спектры КР.

Целью исследования является изучение связи частот указанных валентных колебаний полиенов с длиной и типом изомерии полиеновых последовательностей.

## **Экспериментальная часть**

Квантово-химические вычисления проводились с

использованием программы «Природа» и МФП, функционала OLYP и расширенного базиса волновых функций 4z.bas. Были смоделированы структуры молекул и рассчитаны спектры КР полиенов  $(-C=C-)_n$  в *транс*-конформации с длиной, соответствующей  $n$  от 3 до 29, а также всех возможных *цис*-изомеров полиена с  $n=24$ .

Для проверки рассчитанных данных при четырёх длинах волн возбуждающего излучения (488, 514, 532 и 647 nm) были зарегистрированы спектры КР образцов ПВХ, облучённых УФ излучением с длиной волны 365 nm и плотностью потока энергии  $30 \text{ W/m}^2$ .

### Результаты и обсуждение

Анализ экспериментальных спектров показал наличие в облучённом ПВХ полиенов с длинами последовательностей  $n=12, 14, 15$  и  $24$ .

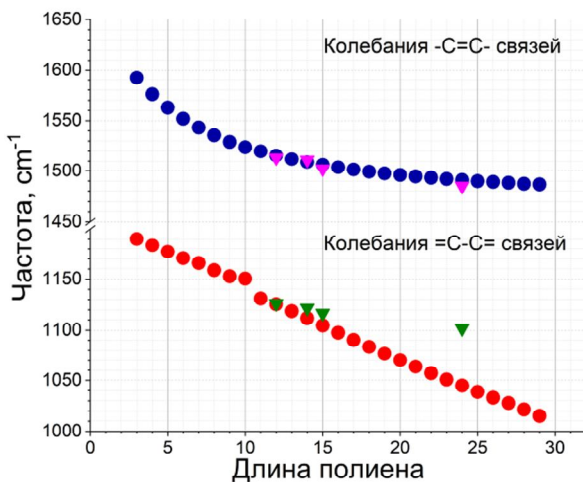


Рис. 1. Зависимости частот валентных колебаний  $=C-C=$  (●, ▼) и  $-C=C-$  (●, ▼) связей от длины полиенов.

Символы ● и ● – теоретические значения частот, полученных МФП, символы ▼ и ▼ – экспериментальные значения частот

На рис. 1 показаны зависимости частот валентных колебаний одинарных и двойных углеродных связей от длины полиенов. Обнаружено, что для валентных колебаний двойных  $-C=C-$  связей теоретическая и экспериментальная зависимости частоты от длины полиена хорошо совпадают друг с другом (рис. 1). Моделирование

показало, что значения частот этих колебаний мало изменяются при изменении типа изомерии полиена.

Однако для одинарных  $=C-C=$  связей наблюдается заметное расхождение между теоретической и экспериментальной зависимостями (рис. 1). Можно предположить, что отличия от экспериментальных данных вызваны молекулярным окружением, а именно тем, что полиены являются частью молекул ПВХ. Также по результатам моделирования было получено, что значения частот этих колебаний зависят от типа изомерии полиена.

### **Выводы**

Таким образом, частота валентных колебаний сопряжённых двойных углеродных связей в полиене определяется только его длиной. Частота валентных колебаний сопряжённых одинарных углеродных связей определяется как длиной, так и изомерным составом и молекулярным окружением полиенов.

Полученные результаты могут быть использованы для диагностики степени деградации ПВХ в промышленных изделиях в процессе эксплуатации.

### **Благодарности**

Работа по исследованию полиенов выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90209 «Аспиранты». Автор выражает благодарность научному руководителю Сагитовой Е.А. за помощь в проведении эксперимента, а также МСЦ РАН за предоставление вычислительных ресурсов.

1. Hillemans J.P.H.M. et al., *Polym. Degrad. Stab.*, 1993, **42**, 323.
2. Dong J. et al., *Polym. Degrad. Stab.*, 1997, **58**, 159.

# Магнитоэлектрические взаимодействия в Fe-лангаситах

Тихановский А.Ю.<sup>1,2</sup>, Кузьменко А.М.<sup>1</sup>

1 - ОСС, лаборатория диэлектрической спектроскопии  
магнитных материалов

2 - Московский физико-технический институт  
(национальный исследовательский университет)

Email: [tikhanovskii@phystech.edu](mailto:tikhanovskii@phystech.edu)

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00017

## Введение

Недавно был обнаружен интересный класс соединений, проявляющих магнитоэлектрические свойства – железосодержащие соединения со структурой лангасита, такие как  $Ba_3NbFe_3Si_2O_{14}$ ,  $Ba_3TaFe_3Si_2O_{14}$  и  $Sr_3TaFe_3Si_2O_{14}$ . Кристаллическая структура Fe лангаситов относится к пространственной группе  $P321$  и является нецентросимметричной. При температурах ниже точки Неля ( $T_N \sim 27$  К) они упорядочиваются антиферромагнитно в структуру с двойной киральностью (внутриплоскостное треугольное упорядочение спинов  $Fe^{3+}$ , вращающихся вдоль оси  $c$ ) [1]. Кристаллы допускают существование магнитоэлектрических эффектов, однако проведенные ранее исследования электрической поляризации оказались противоречивыми [2, 3], дальнейшие экспериментальные исследования магнитоэлектрических эффектов в соединениях разрешили возникшие противоречия [4]. В работе продемонстрировано численное моделирование экспериментально полученных магнитных и магнитоэлектрических эффектов в монокристалле  $Ba_3NbFe_3Si_2O_{14}$  (BNFSO).

## Энергия магнитных взаимодействий

Описание магнитной структуры произведено методом молекулярного поля. Гамильтониан системы представляется в виде:

$$\hat{H} = \sum_{i,j} \vec{S}_i \hat{J}_{ij} \vec{S}_j + g\mu_B \vec{H} \sum_i \vec{S}_j + \sum_i K (\vec{S}_i \vec{n}_i)^2,$$

где  $J_{ij}$  – интегралы обменных взаимодействий  $i$ -ого и  $j$ -ого ионов  $Fe^{3+}$ ,  $S_i$  – их спины,  $H$  – внешнее магнитное поле,  $K$  – константа анизотропии,  $n_i$  – единичные векторы легких осей одноионной анизотропии, расположенные в базисной плоскости под углами  $120^\circ$  для неэквивалентных позиций [5].

## Результаты и обсуждение

Моделирование основного состояния магнитной системы показало, что спины в плоскости располагаются под углами  $120^\circ$  относительно друг друга, с дополнительным вращением от плоскости к плоскости с волновым вектором  $k \approx (0, 0, 1/7)$ , кроме того, наличие одноионной анизотропии приводит к искажению спирали и возникновению дополнительных гармоник  $2k$  и  $3k$ , что находится в хорошем согласии с ранее проведенными исследованиями [5]. С учетом основного состояния системы смоделирована эволюция спиральной структуры во внешнем магнитном поле. Рассчитанная намагниченность при  $\mathbf{H} \parallel a$  хорошо согласуется с экспериментальной в полях до 5 Т, и показывает линейный рост, связанный с искажением плоскостной треугольной структуры в поле. При  $\mathbf{H} \parallel c$  намагниченность также возрастает линейно, что обусловлено скосом спиральной структуры перпендикулярно базисной плоскости. Обнаружен spin-flip переход в поле 14 Т при точной ориентации магнитного поля в базисной плоскости. Показано, что при наличии отклонений внешнего магнитного поля от базисной плоскости переход размывается и смещается в область низких полей  $\approx 7$  Т.

В рамках развитой модели магнитной структуры Fe-лангаситов и с учетом допускаемых симметрией пространственной группы  $P321$  инвариантов магнитоэлектрических взаимодействий, произведено моделирование полевых и ориентационных зависимостей электрической поляризации. Используя, по аналогии с редкоземельными ферроборатами [6], симметризованные параметры порядка  $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \mathbf{M}_3$ ,  $\mathbf{V}_1 = \sqrt{3} (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)$  и  $\mathbf{V}_2 = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 - 2\mathbf{M}_3$ , где  $\mathbf{M}_1$ ,  $\mathbf{M}_2$  и  $\mathbf{M}_3$  намагниченности подрешеток в позициях 1, 2 и 3, получена таблица их инвариантов, а также компонент поляризации  $P$ , преобразующихся по различным неприводимым представлениям пространственной группы  $P321$ , которые позволили определить взаимосвязь актуальных компонент поляризации  $P_{x,y}$  с магнитными параметрами порядка, согласующихся с экспериментом (рис. 1). Набор магнитоэлектрических инвариантов включает инварианты, связанные с векторами антиферромагнетизма  $\mathbf{V}_1$  и  $\mathbf{V}_2$ , зависящими (неоднородные) и независящими (однородные) от приращения вдоль оси  $c$ , возникновение таких членов связано с наличием в системе обратного взаимодействия Дзялошинского-Мория. Кроме того, набор инвариантов содержит квадратичные по намагниченности

магнитоэлектрические инварианты, появление которых есть результат вклада от дополнительного механизма магнитоэлектрического взаимодействия, и показывает присутствие комбинированного МЕ эффекта в Fe-лангаситах.

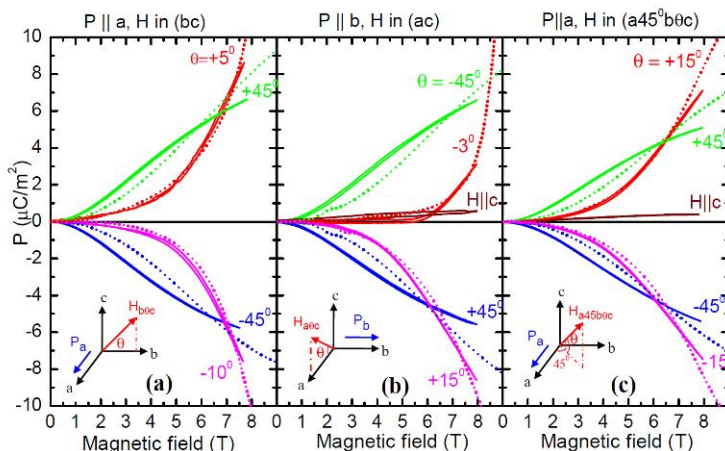


Рис. 1. Полевые зависимости электрической поляризации вдоль кристаллографических осей a и b при различных ориентациях магнитного поля: а)  $P_a(H_{b0c})$  б)  $P_b(H_{a0c})$  в)  $P_a(H_{a45b0c})$ , где  $\theta$  – угол между вектором магнитного поля H и плоскостью ab. Сплошные линии – экспериментальные результаты, точками – вычисленные

### Благодарности

Авторы выражают благодарность научному руководителю Мухину А.А. за руководство научной деятельностью, формулировку идеи работы и активное обсуждение темы, также благодарность выражается Иванову В.Ю. за тщательную подготовку и проработку экспериментальных результатов

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ в рамках научного проекта № 16-12-10531.

1. Marty K. et al. *Phys. Rev. Lett.* 2008, **101**, 247201; *Phys. Rev. B.* 2010, **81**, 054416.
2. Zhou H.D. et al. *Chem. Mater.* 2009, **21**, 156-159.
3. Narita H. et al., *Phys. Rev. B.* 2016, **94**, 094433.
4. Ivanov V.Yu. et al. *Book of Abstracts*, MISM, 1-5 July 2017, p.909.
5. Chaix L. et al. *Phys. Rev. B.* 2016, **93**, 214419.
6. Звездин А.К. и др. *Письма ЖЭТФ.* 2005, **81**, 335.

# Температурная эволюция функции диэлектрического отклика кристалла $\text{TeO}_2$ в широком диапазоне частот

**Чучупал С.В.<sup>1</sup>, Васин А.А.<sup>1</sup>, Кузнецов А.А.<sup>2</sup>**

*1 - ОСС, лаборатория субмиллиметровой  
диэлектрической спектроскопии*

*2 - МГТУ имени Н.Э. Баумана*

*E-mail: [MirrorMan@yandex.ru](mailto:MirrorMan@yandex.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00018

Дифракция света на ультразвуке, или акустооптическое взаимодействие, находит широкое применение в оптике, акустике, оптоэлектронике и др. областях. С помощью акустооптических устройств осуществляется эффективный контроль интенсивности, поляризации, частоты и направления распространения электромагнитного излучения в широком диапазоне частот. Существует возможность применения методов акустооптики для управления терагерцовым (THz) излучением [1, 2], но она ограничена высоким уровнем поглощения THz-волн большинством акустооптических материалов. Вследствие чего является актуальной задача по поиску и характеристике материалов, которые имеют подходящие параметры акустооптического взаимодействия и приемлемым уровнем потерь THz-излучения.

Кристаллы парателлурита ( $\text{TeO}_2$ ) обладают превосходными свойствами и активно применяются для управления излучением инфракрасного (ИК) и видимого диапазонов [3] в перестраиваемых фильтрах, дефлекторах, спектроанализаторах и т.д. THz-диапазон частот содержит сложный спектр собственных механизмов поглощения, таких как поглощение на ИК-активных фонах, а также влияние суммарных и разностных процессов. От перечисленных механизмов напрямую зависят величины оптических параметров материала вдоль различных кристаллографических направлений. Таким образом, расчёт дисперсии коэффициентов поглощения, комплексных показателей преломления и др. параметров кристалла  $\text{TeO}_2$  играет важную роль при определении эффективности его применения для управления THz-излучением.

Была поставлена цель исследовать методами THz-ИК-



спектроскопии особенностей спектрального отклика кристалла  $\text{TeO}_2$  в широком диапазоне частот и температур.

Экспериментальные данные получены методами ИК-Фурье-спектроскопии и спектроскопии с временным разрешением (TDS – time-domain spectroscopy) в диапазоне  $10\text{--}4000\text{ cm}^{-1}$ . Образец  $\text{TeO}_2$  представлял собой плоскопараллельную полированную пластинку толщиной  $0.62\text{ mm}$ , стороны которой ориентированы вдоль осей  $[001]$  и  $[110]$ . Измерения выполнены в линейно поляризованном излучении для ориентации вектора напряжённости электрического поля  $\mathbf{E}$  вдоль каждой из осей. Спектры пропускания в диапазоне  $10\text{--}80\text{ cm}^{-1}$  измерены на лабораторном TDS-спектрометре. Спектры пропускания и отражения в интервале частот  $30\text{--}4000\text{ cm}^{-1}$  получены на ИК-Фурье-спектрометре «Bruker IFS-113v». Низкотемпературные ( $77\text{--}300\text{ K}$ ) измерения выполнены в криостате оптического типа.

Дисперсионный анализ выполнен с использованием трёхпараметрической аддитивной модели гармонического осциллятора Лоренца. В области высокой прозрачности образца электродинамические параметры вычислены по формулам Френеля напрямую из субмиллиметровых спектров пропускания. В результате были определены параметры мод, описывающих дисперсию поглощения THz-излучения и их температурная эволюция. Поглощение THz-излучения в кристалле  $\text{TeO}_2$  определяется вкладом фоновых резонансов и двухфононных разностных процессов. Параметры фононов, активных как в ИК-спектроскопии, так и в спектроскопии комбинационного рассеяния света [4] для ориентации вектора  $\mathbf{E}$  вдоль оси  $[001]$  совпадают с хорошей точностью. Охлаждение образца до  $77\text{ K}$  приводит к уменьшению коэффициента поглощения  $\alpha$  от 3 до 8 раз в диапазоне частот  $10\text{--}50\text{ cm}^{-1}$ . На рис. 1 представлен полученный спектр коэффициента поглощения при  $77$  и  $300\text{ K}$ .

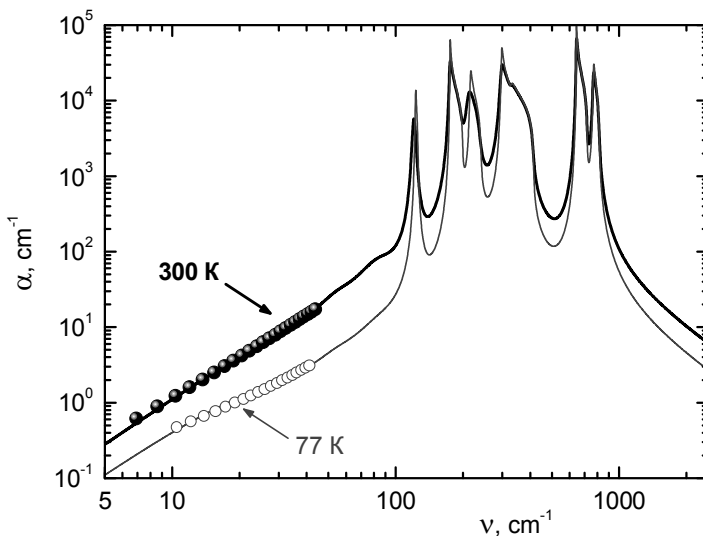


Рис. 1. Спектр коэффициента поглощения  $\alpha(\nu)$  кристалла  $\text{TeO}_2$  для поляризации  $\mathbf{E} \parallel [110]$  при 77 и 300 К.

Точки – калибровочные данные субмиллиметровых измерений

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-00322.

1. Vogel T., Dodel G. *Infrared Phys.* 1985, **25**, 315-318.
2. Dürr W., Schmidt W. *Int. J. Infrared Millim. Waves.* 1985, **6**, 1043-1049.
3. Балакший В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.И. *Физические основы акустооптики*, Радио и связь, Москва, 1985.
4. Korn D.M., Pine A.S., Dresselhaus G., Reed T.B. *Phys. Rev. B.* 1973, **8**, 768-772.

# Секция 3

## ФИЗИЧЕСКОЕ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ: НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И НАНОСТРУКТУРЫ

Синтез люминофоров на основе фторида кальция

Александров А.А.<sup>1</sup>, Маякова М.Н.<sup>2</sup>

1 - ИЦЛМТ, ОНТ, лаборатория рентгено-дифракционных исследований

2 - ИЦЛМТ, ОНТ, лаборатория технологии наноматериалов для фотоники

E-mail: [alexandrov1996@yandex.ru](mailto:alexandrov1996@yandex.ru)

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00019

### Введение

Неорганические фториды являются одним из самых перспективных классов соединений для создания ап-конверсионных люминофоров. Для получения фторидов разработано большое количество методов синтеза, однако большинство из них сталкивается с проблемой гидролиза, который ведёт к образованию оксофторидов. Для решения этой проблемы предлагается проводить синтез в неводных средах, одной из которых является расплав нитрата натрия. В настоящей работе рассматривается синтез ап-конверсионных люминофоров на основе фторида кальция со структурой флюорита из раствора в расплаве  $\text{NaNO}_3$  [1], легирование матрицы проводили парой редкоземельных ионов  $\text{Yb}^{3+}$ ,  $\text{Er}^{3+}$  (номинальное содержание 5 и 1 at.%, соответственно) [2].

### Экспериментальная часть

Для синтеза фторидов из раствора в расплаве в качестве исходных реагентов были использованы гидраты нитратов кальция и редкоземельных элементов (РЗЭ), фторирующий агент – фторид натрия. Характеризация полученных образцов выполнена методами рентгенофазового анализа (РФА), растровой электронной микроскопии (РЭМ), рентгеноспектрального микроанализа (РСМА) и люминесцентной спектроскопии.

### Результаты и обсуждение

В ходе исследования было установлено, что при температуре 300 °С получается смесь кубической фазы и гексагональной фазы, относящейся к образованию  $\text{NaLnF}_4$ , где  $\text{Ln} = \text{Yb}, \text{Er}$ . Были установлены оптимальные условия для синтеза однофазного образца со структурой флюорита: температура 400 °С, время выдержки 3 h

соотношение суммы нитратов ( $\text{Ca}^{2+} + \text{Yb}^{3+} + \text{Er}^{3+}$ ), фторирующего агента и растворителя – 1:3:2, соответственно (в мольных избытках). Размер областей когерентного рассеяния (41 nm) хорошо согласуется с размерами частиц по данным РЭМ (20–60 nm, рис. 1).

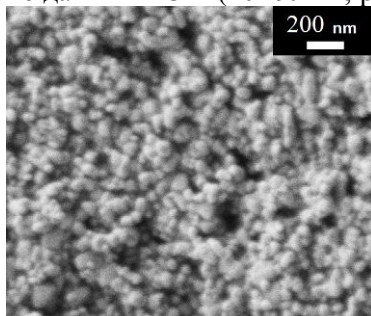


Рис. 1. Изображение РЭМ образца  $\text{Ca}_{0.88}(\text{Yb}, \text{Er})_{0.06}\text{Na}_{0.06}\text{F}_2$ .

По данным РФА параметры элементарной ячейки данного образца,  $a = 5.455(1) \text{ \AA}$ , что несколько меньше, чем параметр чистого  $\text{CaF}_2$   $a = 5.463 \text{ \AA}$  (JCPDS #35-0816). Данный факт может быть связан с вхождением в кристаллическую решётку ионов натрия. По данным РСМА, натрий действительно присутствует в образцах, причём в количестве, равном количеству РЗЭ, состав образца –  $\text{Ca}_{0.88}(\text{Yb}, \text{Er})_{0.06}\text{Na}_{0.06}\text{F}_2$ . Таким образом, происходит частичное замещение ионов кальция в кристаллической решётке на натрий и РЗЭ. В спектрах люминесценции образцов присутствуют зелёная (510–575 nm) и красная (625–670 nm) полосы, соответствующие излучательным переходам ионов эрбия  ${}^2\text{H}_{11/2}$ ,  ${}^4\text{S}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$  и  ${}^4\text{F}_{9/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{15/2}$ . Энергетический выход люминесценции составил 1.21 %.

Авторы выражают благодарность научному руководителю Фёдорову П.П. за неоценимую помощь, создание условий для проведения работы и ценные замечания, а также всему коллективу авторов за помощь в проведении анализов и обсуждении результатов: Воронову В.В., Поминовой Д.В., Баранчикову А.Е., Кузнецову С.В., Иванову В.К.

1. Fedorov P.P., Mayakova M.N., Alexandrov A.A. et al. *Inorganics*. 2018, **6**, 38.
2. Вахренёв Р.Г., Маякова М.Н., Кузнецов С.В. и др. *Конденсированные среды и межфазные границы*. 2016, **18**(4), 487-493.

**Влияние характеристик порошков прекурсоров  
и условий прессования  
на оптическое пропускание Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>:Yb керамик  
с различным содержанием скандия  
в додекаэдрических и октаэдрических позициях**

**Кузнецов С.В.<sup>1</sup>, Тарала В.А.<sup>2</sup>,  
Никова М.С.<sup>2</sup>, Малявин Ф.Ф.<sup>2</sup>**

*1- НЦЛМТ, ОНТ, лаборатория технологии наноматериалов для  
фотоники*

*2- Северо-Кавказский Федеральный университет*

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

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00020

Разработка лазерных оксидных и фторидных керамик является серьезной вехой оптического материаловедения. Наиболее активно исследуемыми являются материалы на основе иттрий-алюминиевого граната, легированного редкоземельными элементами. Несмотря на обилие публикаций и патентов по данной тематике, в литературе отсутствуют структурированные данные о характеристиках, которыми должны обладать порошки прекурсоров.

В докладе будут представлены результаты количественного описания характеристик порошков прекурсоров и их влияние на оптическое пропускание, а также представлены результаты оценки концентрационных областей существования однофазных твердых растворов иттрий-скандий-алюминиевого граната, легированного иттербием. В результате исследований была разработана методика получения керамики на основе иттрий-скандий-алюминиевого граната, легированного иттербием с пропусканием 82% на длине волны 1100 nm.

# Плазмохимический синтез композита «алмаз – $\beta$ -SiC» в газовой смеси $H_2$ - $CH_4$ - $SiH_4$

**Мартьянов А.К., Седов В.С., Хомич А.А.**

*ЦЕНИ, ОСПЯ, лаборатория алмазных материалов*

*E-mail: [art.martyanov@gmail.com](mailto:art.martyanov@gmail.com)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00021

## **Введение**

Композит алмаз/карбид кремния состоит из двух широкозонных полупроводников, каждый из которых обладает превосходными термическими, электронными, оптическими и механическими свойствами, и представляет интерес для ряда применений, таких как сверхтвердый режущий инструмент [1], теплоотводы с настраиваемым коэффициентом теплового расширения для мощных электронных устройств [2], автоэлектронная эмиссия [3], селективная абсорбция белка в медицинских применениях [4]. Центры окраски как в алмазе [5], так и в SiC [6] могут использоваться в качестве однофотонных источников излучения, поэтому такие композиты также представляют интерес для квантовых информационных технологий.

Существуют различные способы синтеза композита алмаз/SiC, материал высокого структурного качества на данный момент удалось получить методом CVD с использованием тетраметилсилана в качестве источника кремния [7]. Однако использование такого прекурсора ограничивает диапазон возможных концентраций кремния по отношению к углероду в плазме. Другим источником примеси может выступать силан, который не имеет подобных недостатков, однако необходимо установить параметры роста (концентрации газов, температура и давление), которые бы способствовали одновременному соосаждению двух фаз.

## **Экспериментальная часть**

Соосаждение алмаза и карбида кремния (SiC) осуществлялось в СВЧ плазме в газовой смеси  $H_2$ - $CH_4$ - $SiH_4$  на монокристаллические Si подложки. Перед осаждением подложки засеивались частицами наноалмаза. Процесс осаждения проводился при давлении 60–80 торр, мощности СВЧ 2.84.5 kW, общем расходе газа 500 st. cm<sup>3</sup>/min, температуре подложки 750–875°C, концентрации силана  $SiH_4/CH_4$  =

10–20% и метана  $\text{CH}_4/\text{H}_2 = 4\%$ . Время осаждения варьировалось от 5 до 100 часов. Регулировкой параметров роста удалось обеспечить практически равные скорости осаждения фаз алмаза и SiC ( $\sim 0,3 \mu\text{m/h}$ ).

### Результаты и обсуждение

Изображения СЭМ поперечного сечения полученного композита общей толщиной  $12,6 \mu\text{m}$  показаны на рис. 1.

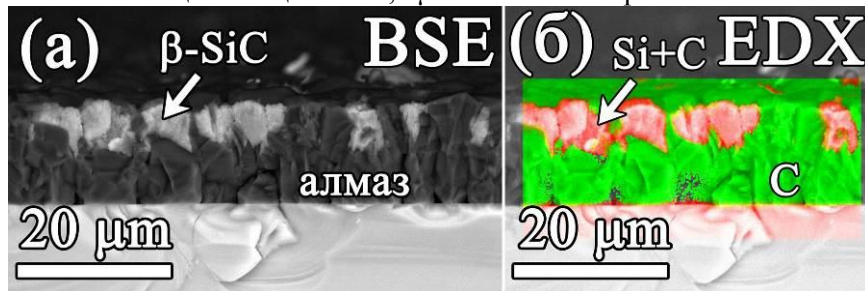


Рис. 1. Изображение СЭМ поперечного сечения композита SiC-алмаз на Si подложке в режиме BSE (а) и EDX (б)

Изображение (а) получено в режиме обратно рассеянных электронов для визуализации контраста различных фаз, (б) элементный анализ. В верхней части алмазной плёнки обнаружено присутствие кристаллитов SiC.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-11023.

1. V.V. Srikanth, X. Jiang, A. Köpf, *Deposition. Surf. Coat. Technol.* 2010, **204**, 2362-2367.
2. S.K. Gordeev, S.G. Zhukov, L.V. Danchukova, T.C. Ekstrom. *Inorg. Mater.* 2001, **37**, 579-583.
3. H. Zhuang, L. Zhang, T. Staedler, X. Jiang. *Appl. Phys. Lett.* 2012, **100**, 193102.
4. T. Wang, S. Handschuh-Wang, Y. Yang, et al. *Langmuir.* 2014, **30**, 1089-1099.
5. I. Aharonovich, E. Neu. *Adv. Opt. Mater.* 2014, **2**, 911-928.
6. A. Lohrmann, T.J. Karle, V.K. Sewani et al. *ACS Photonics.* 2017, **4**, 462-468.
7. X. Jiang, C.-P. Klages. *Appl. Phys. Lett.* 1992, **61**, 1629-1631.

**Композиты алмаз–NaGdF<sub>4</sub>:Eu в качестве  
фото- и рентгенолюминесцентных материалов  
для фотоники:  
синтез и изучение характеристик**

**Седов В.С.<sup>1</sup>, Мартьянов А.К.<sup>1</sup>,  
Хомич А.А.<sup>1</sup>, Кузнецов С.В.<sup>2</sup>**

*1 - ЦЕНИ, ОСПЯ, лаборатория алмазных материалов  
2 - ИЦЛМТ, ОНТ, лаборатория технологии наноматериалов для фотоники*

*E-mail: [sedovvadim@yandex.ru](mailto:sedovvadim@yandex.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00022

**Введение**

Современные лазеры на свободных электронах способны генерировать когерентное электромагнитное излучение в рентгеновском диапазоне с высокими плотностями мощности, что создало необходимость в разработке и изготовлении принципиально новых детекторов и визуализаторов для «жесткого» рентгеновского излучения. Функционирование подобных визуализаторов (сцинтилляторов) заключается в поглощении рентгеновского излучения и его преобразовании в фотоны видимого диапазона. При этом в качестве источников люминесценции активно используются редкоземельные элементы (РЗЭ). Целью данной работы было визуализировать рентгеновское излучение люминесцентных наночастиц NaGdF<sub>4</sub>:Eu, внедрённых в прозрачную для рентгеновского излучения поликристаллическую алмазную матрицу.

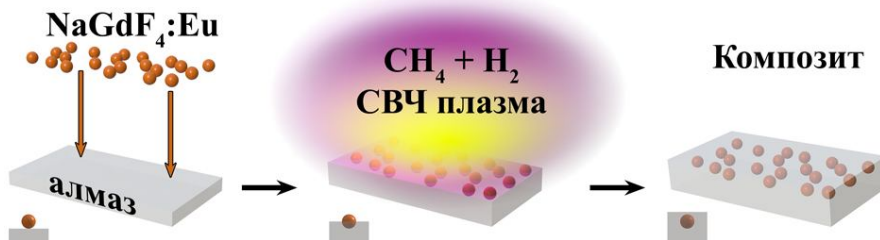


Рис. 1. Схема получения композита алмаз–NaGdF<sub>4</sub>:Eu

**Экспериментальная часть**

Тонкопленочные композиты алмаз–NaGdF<sub>4</sub>:Eu (рис. 1) были получены химическим осаждением из газовой фазы в СВЧ плазме



(реактор ARDIS-100, 2.45 GHz). Алмазные композиты с внедрёнными наночастицами, содержащими Eu, проявляют интенсивную узкополосную фотолюминесценцию (ФЛ) с максимумом на длине волны 612 nm [1]. Использование соединения  $\beta$ -NaGdF<sub>4</sub>:Eu вместо чистого трифторида европия (EuF<sub>3</sub>, см. [1]) привело к увеличению отношения сигнал/шум в спектрах фото- и рентгенолюминесценции (РЛ). Картирование ФЛ по площади поверхности композитной плёнки подтвердило равномерность распределения наночастиц. Продемонстрирована прямо пропорциональная зависимость интенсивности РЛ-сигнала от количества внедрённых наночастиц NaGdF<sub>4</sub>:Eu.

### **Результаты и обсуждение**

Разработанный композитный материал с механически прочной, высокотеплопроводной и прозрачной для излучения алмазной матрицей открывает возможность использования композитов алмаз–NaGdF<sub>4</sub>:Eu в качестве фото- и рентгенолюминесцентных визуализаторов (сцинтилляторов), способных выдерживать высокие плотности мощности излучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-29-11784-офи.

1. Sedov V.S., Kuznetsov S.V., Ralchenko V.G. et al. *Diam. Relat. Mater.* 2017, **72**, 47-52.

# Спектрально-люминесцентные свойства порошков в системе $\text{PbF}_2\text{-ErF}_3$

**Смирнов В.А.<sup>1</sup>, Маякова М.Н.<sup>2</sup>**

1 - *Российский химико-технологический университет имени Д.И. Менделеева, кафедра химии и технологии кристаллов*  
2 - *НЦЛМТ, ОНТ, лаборатория технологии наноматериалов для фотоники*

E-mail: [vladsmirnort54@mail.ru](mailto:vladsmirnort54@mail.ru)

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00023

Фторидные соединения и твердые растворы с флюоритовой структурой в системах фторидов  $\text{MF}_2\text{-RF}_3$  с общей формулой  $\text{M}_{1-x}\text{R}_x\text{F}_{2+x}$  и широкой областью гомогенности представляют интерес для исследования в качестве материалов фотоники, в частности, в качестве люминофоров. В данной работе методом соосаждения из водных растворов при комнатной температуре получены образцы во всём диапазоне концентраций в системе  $\text{PbF}_2\text{-ErF}_3$ . При малых концентрациях эрбия формируются две фазы: низкотемпературная модификация  $\text{PbF}_2$  (*Pnma*) и твёрдый раствор на основе высокотемпературной модификации  $\text{PbF}_2$  с общей формулой  $\text{Pb}_{1-x}\text{Er}_x\text{F}_{2+x}$  (*Fm3m*). При увеличении содержания эрбия в исходном растворе, в области концентраций 20–50 mol.%  $\text{ErF}_3$ , осаждаются однофазные образцы твёрдого раствора  $\text{Pb}_{1-x}\text{Er}_x\text{F}_{2+x}$ , при этом параметр ячейки монотонно убывает [1], таким образом, в этой области реальный состав близок к номинальному. Расчетная область кристаллизации однофазных порошков составила ~ 12–42 mol.%  $\text{ErF}_3$ . При увеличении относительного содержания эрбия в исходном растворе свыше 50 mol.% осаждаются двухфазные образцы, вторая фаза в которых является твёрдым раствором на основе фторида эрбия со структурным типом тисонита  $\text{Er}_{1-y}\text{Pb}_y\text{F}_{3-y}$  (*P3c1*).

На спектрах люминесценции  $\text{Er}^{3+}$  наиболее интенсивны полосы лежащие в синей и зеленой частях спектра, соответствующие переходам  $^2\text{H}_{9/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$  и  $^4\text{S}_{3/2} + ^2\text{H}_{11/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$ . Интенсивность линий возрастает с увеличением концентрации эрбия до 20 mol.%, а затем падает, в связи с концентрационным тушением люминесценции.

1. Бучинская И.И., Федоров П.П. *Успехи химии*. 2004. **73**(4), 404-434.

## Фазообразование в системе $\text{PbF}_2\text{-BaF}_2$ в низкотемпературной области

**Стрекалов П.В.<sup>1</sup>, Маякова М.Н.<sup>2</sup>**

*1 - Российский химико-технологический университет  
имени Д.И. Менделеева, кафедра химии и технологии кристаллов  
2 - НИЦЛМТ, ОНТ, лаборатория технологии наноматериалов для фотоники*

*E-mail: [strekalov\\_pavel@mail.ru](mailto:strekalov_pavel@mail.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00024

В системе  $\text{PbF}_2\text{-BaF}_2$  в области высоких температур (выше  $600\text{ }^\circ\text{C}$ ) образуется бесконечный ряд твердых растворов с общей формулой  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ba}_x\text{F}_2$  и структурой типа флюорита ( $Fm\bar{3}m$ ) [1]. Область температур ниже  $500\text{ }^\circ\text{C}$ , где происходит фазовый переход  $\alpha\text{-PbF}_2 \rightarrow \beta\text{-PbF}_2$ , практически не изучена. Объектом исследования стало получение фундаментальных сведений о фазовых равновесиях в системе фторидов свинца и бария в области температур ниже распада твердых растворов различными методами: соосаждением из водных растворов, раствор-расплавом и твердофазном синтезом.

При твердофазном синтезе ( $400\text{ }^\circ\text{C}$ ) после 30 часов синтеза во всем диапазоне концентраций наблюдаются три кубические фазы: практически чистый, непрореагировавший  $\text{BaF}_2$ , твердый раствор с содержанием  $\text{PbF}_2$  около  $40\text{--}70\text{ mol.}\%$  и твердый раствор с содержанием  $\text{PbF}_2$  около  $90\text{ }\%$ . При синтезе методом соосаждения из водных растворов нитратов фтороводородной кислотой [2] получены образцы, соответствующие фториду свинца, что связано с высокой растворимостью соединений бария, и вымыванием его из реакционной смеси. Твердые растворы не образуются. При раствор-расплавом синтезе ( $400\text{ }^\circ\text{C}$ ) в качестве растворителя использовали нитрат натрия, а фторирующего агента фторид натрия. В области номинальных составов  $40\text{--}90\text{ mol.}\%$   $\text{PbF}_2$  удалось получить твердые растворы с общей формулой  $\text{Pb}_{1-x}\text{Ba}_x\text{F}_2$ , средний эффективный коэффициент распределения свинца в твердый раствор около  $0.65$ .

1. Бучинская И.И., Федоров П.П. *Успехи химии*. 2004. **73**(4), 404-434.
2. Mayakova M.N., Voronov V.V., Iskhakova L.D., и др. *J. Fluorine Chemistry*. 2016. 187. 33-39.

# Секция 4

## ФИЗИКА НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СИСТЕМ

### Динамика многочастичных возбуждений в допированных одностенных углеродных нанотрубках

**Ерёмин Т.В., Образцов П.А., Великанов В.А.**

*ЦЕНИ, ОСПЯ, лаборатория спектроскопии наноматериалов*

E-mail: [timaeremin@yandex.ru](mailto:timaeremin@yandex.ru)

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00025

#### Введение

Допирование одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ) может приводить к возникновению новых энергетических уровней, как оптически активных, так и темных. Мы обнаружили, что при допировании ОУНТ типа (6,5) соляной кислотой, возникают новые многочастичные состояния – локализованные экситоны и трионы. Изучив динамику формирования и релаксации фотовозбуждений таких нанотрубок мы пришли к выводу, что трионное состояние заселяется посредством релаксации возбуждения с вышележащего локализованного экситона, нежели за счет прямого перехода с основного уровня ОУНТ.

#### Экспериментальная часть

В водную суспензию ОУНТ с поверхностно активным веществом была добавлена соляная кислота. Методами оптического поглощения света, комбинационного рассеяния света, фотолюминесцентной спектроскопии и методом накачки-зондирования были выявлены делокализованные экситонные состояния, локализованные экситонные состояния а также трионные состояния.

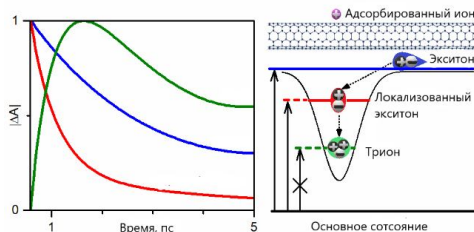


Рис. 1. Динамика многочастичных энергетических уровней в допированных ОУНТ

### **Результаты и обсуждение**

Задержка порядка 1 ps в формировании трионного состояния позволяет сделать вывод о том, что трионные состояния заполняются за счет релаксации фотовозбуждения с вышестоящего уровня локализованного экситона, а не при прямом переходе с основного состояния ОУНТ при поглощении света.

### **Благодарности**

Авторы выражают благодарность Шубиной Т.В. и Образцовой Е.Д. за плодотворные дискуссии и помощь в интерпретации результатов.

1. Matsunaga R., Matsuda K., Kanemitsu Y. *Physical Review Letters*. 2011, **106**(3), 037404.

# Обратные магнитооптические эффекты и (возможное) будущее информационных технологий

**Кожаев М.А.<sup>1,2</sup>, Чернов А.И.<sup>2</sup>**

*1 - Теоретический отдел*

*2 - Российский квантовый центр*

*E-mail: [mikhail.kozhaev@gmail.com](mailto:mikhail.kozhaev@gmail.com)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00026

## **Введение**

В настоящее время широкий интерес представляет магноника – раздел спинтроники, посвященный исследованию спиновых волн. Фундаментальный интерес связан с исследованием сопряженной с магноникой сверхбыстрой магнитной динамики (частоты спиновых волн достигают десятков гигагерц). Прикладной интерес связан с особенностями спиновых волн. Магноны могут быть использованы в логических элементах, и ключевыми преимуществами являются низкие теплотери (для распространения спиновых волн не требуется перемещение вещества, как в случае с электрическими токами) и высокие достижимые частоты.

Для генерации и детектирования спиновых волн в разрабатываемых в настоящее время логических магнонных элементах зачастую используются наноразмерные антенны, работающие в микроволновом диапазоне. Однако в последние годы широкое развитие получили оптические методы работы со спиновыми волнами. Так, среди широкого спектра появившихся оптических методов генерации спиновых волн можно отметить фотоиндуцированное размагничивание, фотомагнитные эффекты и обратные магнитооптические эффекты.

Цель данной работы состояла в исследовании возможности управления свойствами возбуждаемых спиновых волн с помощью одного из обратных магнитооптических эффектов – обратного эффекта Фарадея (ОЭФ).

## **Основная часть**

В рамках работы были исследованы пленки висмут-замещенного феррит-граната (Bi:IG), нанесенные поверх подложки из гадолиний-галлиевого граната. Характерные толщины ферритмагнитных пленок Bi:IG составляли от сотен нанометров до

единиц микрометров. Во всех образцах была магнитная анизотропия типа легкая плоскость.

Для экспериментального исследования обратных магнитооптических эффектов и магнитной динамики была использована двухцветная схема накачка-зондирование. Идея установки состоит в применении пары лазерных импульсов, первый из которых меняет намагниченность среды в заданной области (за счет, например, ОЭФ, а второй используется для зондирования – измерения свойств изменившейся структуры. Временная задержка между двумя импульсами менялась в пределах 3 ns, что позволяло измерять динамическое изменение свойств структуры.

### Результаты и обсуждение

В рамках работы были получены следующие результаты. Была продемонстрирована возможность оптического управления типом спиновой волны в диэлектрическом магнетике [1]. Эксперименты проводились с Bi:IG пленкой (точный состав –  $\text{Bi}_{0.8}\text{Lu}_{2.2}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) толщиной 4  $\mu\text{m}$ . Посредством управления размером пятна засветки импульсом накачки на поверхности образца был достигнут контроль распределения электромагнитного поля в среде. Фокусировка в малую область позволяла концентрировать поле вблизи границы, открывая возможность для более эффективного возбуждения *поверхностных* магнитоэлектрических спиновых волн. При дефокусировке луча поле равномернее распределялось по толщине образца, что приводило к более эффективному возбуждению *объемных* спиновых волн.

Некоторое время назад была продемонстрирована возможность управления начальной фазой оптически возбуждаемой спиновой волны ( $\text{Bi}_{1.4}\text{Y}_{1.6}\text{Al}_{1.55}\text{Sc}_{0.2}\text{Fe}_{3.25}\text{O}_{12}$  толщиной 4.1  $\mu\text{m}$ ) [2]. Помимо этого, совместно с коллегами из Технического университета Дортмунда была продемонстрирована возможность управления длиной спиновой волны за счет синхронизации импульсов накачки по времени и тонкой подстройки величины внешнего магнитного поля, в которое помещен образец ( $\text{Bi}_{1.4}\text{Y}_{1.6}\text{Al}_{1.6}\text{Sc}_{0.2}\text{Fe}_{3.2}\text{O}_{12}$  толщиной 600 nm) [3].

Наконец, для Bi:IG пленки (точный состав —  $\text{Bi}_{1.0}\text{Lu}_{0.5}\text{Gd}_{1.5}\text{Fe}_{4.2}\text{Al}_{0.8}\text{O}_{12}$ ) толщиной 282 nm, помещенной между прозрачными брэгговскими зеркалами (по четыре пары  $\text{TiO}_2$  (76 nm) и  $\text{SiO}_2$  (117 nm) с каждой стороны) было продемонстрировано усиление ОЭФ на резонансной для структуре длине волны [4].

Толщины слоев были подобраны таким образом, что резонансная длина волны приходилась на 640 nm, и во время эксперимента длины волн импульса накачки брались вблизи данной длины волны.

Такие магнитофотонные кристаллы открывают широкие возможности также и для независимого оптического управления намагниченностью в разных магнитных слоях одной структуры. Это особенно важно для разработки многоуровневых магнетонных логических элементов.

Следует отметить, что большая часть полученных результатов имеет универсальный характер (применима и к другим диэлектрическим магнитным пленкам). В настоящее время нами продолжаются дальнейшие работы по оптомагнетонике.

### **Благодарности**

Авторы выражают благодарность проф. Белотелову В.И., проф. Звездину А.К., группе проф. Бержанского В.Н., группе проф. Bayer M., а также своим ближайшим коллегам за помощь в осуществлении множества интересных экспериментов.

1. Chernov A.I., Kozhaev M.A., Savochkin I.V. et al. *Optics Letters*. 2017, **42**, 279-282.
2. Chernov A.I., Kozhaev M.A., Khramova A.E. et al. *Photonics Research*. 2018, **6**, 1079-1083.
3. Savochkin I.V., Jäckl M., Belotelov V.I. et al. *Scientific Reports*. 2017, **7**, 5668.
4. Kozhaev M.A., Chernov A.I., Sylgacheva D.A. et al. *Scientific Reports*. 2018, **8**, 11435.



# Секция 5

## ФИЗИКА ПЛАЗМЫ И ПЛАЗМЕННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Математическое моделирование динамики ионов  
в атмосферном ионном источнике  
с импульсной фотоионизацией  
излучением лазерной плазмы

Аблизен Р.С.<sup>1</sup>, Пенто А.В.<sup>1</sup>, Бухарина А.Б.<sup>2</sup>

*1 - ОК, лаборатория лазерной диагностики*

*2 - ОК, лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»*

*E-mail: [rombo91@mail.ru](mailto:rombo91@mail.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00027

### Введение

Представлена модель вычисления движения пучка ионов в сложных газодинамических и электрических полях с учетом объемного заряда. Принцип моделирования заключается в расчете движения ионов на основе данных о динамике газовых потоков и электростатики, полученных из программы ANSYS. Смоделирована работа импульсного источника ионов при атмосферном давлении с ионизацией аналита УФ излучением лазерной плазмы. Показано, что для импульсного ионного источника при атмосферном давлении необходимо учитывать время существования иона. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными. Разработанная модель может использоваться для разработки конструкции атмосферного источника ионов с ионизацией УФ излучением лазерной плазмой.

### Экспериментальная часть и моделирование

Методы масс спектроскопии с ионизацией при атмосферном давлении получили широкое применение в различных областях науки, медицины, фармакологии. Метод ионизации лазерной плазмой, как источник ионизации при атмосферном давлении, обладает рядом преимуществ. Лазерная плазма, созданная под воздействием лазерного излучения на поверхности металлической мишени, является источником мощного УФ излучения. Жесткое широкополосное излучение лазерной плазмы ионизует любые

соединения и элементы вплоть до благородных газов. Также конструкция источника является относительно простой.

Измерения были выполнены на Q-TOF масс-спектрометре с атмосферным вводом, разработанном в лаборатории лазерной диагностики ИОФ РАН. Ионизация органических соединений происходила в камере ионизации, соединенной через диафрагму диаметром 300  $\mu\text{m}$  с вакуумной частью масс-спектрометра. Давление в камере было близко к атмосферному. На вход камеры подавалась смесь исследуемого вещества (в данной работе использовался анилин) и буферного газа (азот). Ионизованные под действием лазерной плазмы соединения под действием газового потока и электрического поля через диафрагму попадала в вакуумную часть масс-спектрометра. Для генерации лазерной плазмы использовался твердотельный ND:YAG лазер ( $\lambda=1.06 \mu\text{m}$ ) с длительностью импульса 0.37 ns и частотой повторений 10 Hz. Лазерный луч попадал в камеру через стеклянное окно и фокусировался на поверхности вращающейся мишени. Электрическое поле создавалось между мишенью и камерой, соединенной с входной диафрагмой масс-спектрометра.

Движение ионов внутри камеры ионизации является результатом воздействия на них газодинамического и электрического полей сложной формы. Так же необходимо учитывать кулоновское взаимодействие образовавшихся ионов. Моделирование движения ионов внутри камеры осуществлялось в два этапа: сначала вычислялось поле газодинамических скоростей и электрическое поле внутри камеры ионизации, затем моделировалось движение ионов с учетом полученных данных и пространственного заряда самого ионного пучка. Для вычисления газодинамического и электрического полей использовался модуль CFX программы ANSYS. Модель ионного источника в расчетах являлась точной копией ионизационной камеры, используемой в масс-спектрометре. Результатом расчетов являлась сложная трехмерная вычислительная сетка со значениями скоростей газового потока, давления, электрического поля и других переменных в узлах этой сетки. Эти данные экспортировались в бинарном формате в разработанную нами программу. Программа написана на языках C/C++ в среде Visual Studio 2015 Community. Данная программа позволяет моделировать движение ионов с учетом поля скоростей буферного газа, статических электрических полей и кулоновского взаимодействия

между ионами. Для одновременного учета влияния газодинамического и электрического полей использовалась формула ионной подвижности, связывающая скорость иона с электрическим полем, действующим на него. Для учета взаимодействия большого количества ионов использовался метод Барнса-Хата, позволяющий значительно сократить время счета. При движении иона в плотном газе неизбежны процессы рекомбинации и передачи заряда. Так как точный расчет рекомбинации молекулярных ионов в данном эксперименте невозможен, в качестве первого приближения было введено ограничение на размер области, из которой ионы достигают входа в масс-спектрометр. Таким образом, ионы, находящиеся далеко от диафрагмы, не давали вклад в суммарный ионный ток через диафрагму.

### **Результаты и обсуждения**

Для оценки качества представленной модели экспериментально была снята зависимость ионного тока от разности потенциалов на электродах в камере ионизации. Аналогичная зависимость была получена в результате моделирования. То есть, для каждого значения разности потенциалов рассчитывалось движение ионов и считался суммарный ионный ток через диафрагму. Учитывая наличие сложных газодинамических и электрических полей, результат моделирования хорошо повторяет экспериментальные данные. Для дальнейшего улучшения работы модели планируется построение более точной модели рекомбинации молекулярных ионов. Разработанная математическая модель и ее программная реализация позволяет уже на этом этапе моделировать ионные источники масс-спектрометров при атмосферном давлении, что необходимо для повышения чувствительности современных приборов.

### **Благодарности**

Выражаем благодарность д.ф.-м.н. Монастырскому Михаилу Анатольевичу, заведующему лабораторией лазерной диагностики, к.ф.-м.н. Никифорову Сергею Михайловичу, к.ф.-м.н. Скоблину Михаилу Григорьевичу за вклад в развитие предложенного метода моделирования и за разработку программы, реализующей данный подход.

# Основные параметры подпорогового микроволнового разряда в воздухе и углекислом газе

Артемов К.В.<sup>1</sup>, Борзосеков В.Д.<sup>2</sup>,  
Давыдов А.М.<sup>1</sup>, Моряков И.В.<sup>1</sup>, Степахин В.Д.<sup>2</sup>

1 - ОФП, лаборатория газокинетических явлений в СВЧ-разряде

2 - ОФП, лаборатория Рамус

E-mail: [borzosekov@fpl.gpi.ru](mailto:borzosekov@fpl.gpi.ru)

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00028

## Введение

Разряд, развивающийся в подпороговых (напряженность поля волны значительно меньше пробойного) волновых полях и распространяющийся вдоль пучка навстречу источнику излучения, интересен для различных плазмохимических приложений [1]. Такой вид разряда при атмосферном давлении распространяется со скоростями  $10^3 \div 10^5$  cm/s, а его структура представляет собой удлиненные вдоль линий напряженности электрического поля волны разрядные каналы с ионизованным и нагретым газом в пространстве между каналами. Плотность плазмы в каналах достигает значения  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup>, температура электронов 10 eV, а газ нагревается до температур порядка 10 kK. Распространение разряда вдоль волнового пучка связано с возникновением в УФ (ультрафиолетовом) ореоле головной части разряда несамостоятельного разряда и формированием новых разрядных каналов вследствие развития (нелинейной стадии) ионизационно-перегревной неустойчивости.

Прикладные задачи плазмохимии требуют получения детальных зависимостей скорости распространения разряда и температуры газа от интенсивности микроволнового излучения, давления газа и рода газа. Также данные зависимости необходимы для проверки предсказаний теории.

## Экспериментальная часть

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Гауссов пучок микроволнового излучения (длина волны  $\lambda_0 = 4$  mm), генерируемый гиротроном Борец 75/08, использовался для возбуждения разряда. Эксперименты были проведены при варьировании мощности излучения от 80 до 400 kW, длительности импульса излучения от 0.5

до 12 ms. В качестве газовой среды в закрытом цилиндрическом реакторе из оргстекла мы использовали воздух (давления 738, 390, 200 torr) либо углекислый газ (давления 750, 390 torr). Для каждой использованной мощности микроволнового излучения длительность подбиралась таким образом, чтобы разряд по длине максимально заполнял камеру реактора (длина 50 см), но не касался согласованного (толщина окна подобрана так, чтобы минимизировать отражение) входного кварцевого окна. Поскольку волновые поля в нашем случае подпороговые для пробоя газа, то первичная инициация разряда должна выполняться внешним источником. В описываемых экспериментах инициатором разряда являлся установленный на дне реактора клубок хаотически переплетенных нитей из нержавеющей стали, на которых происходило локальное усиление поля до пробойных значений.

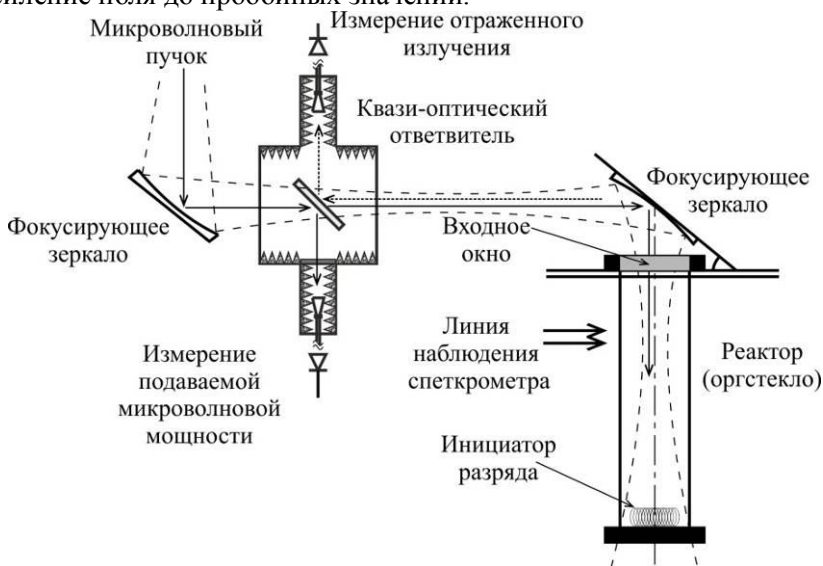


Рис. 1. Схема эксперимента

Скорость распространения головной части разряда определялась с помощью локационного метода [2]. Поскольку часть микроволнового излучения отражается плотной плазмой фронта разряда, то смешивая данное отраженное излучение с опорным излучением, которым является подаваемое в реактор излучение гиротрона, можно регистрировать набег фаз. Помня, что набег фаз

равный  $2\pi$  происходит при смещении фронта разряда на  $\lambda_0/2$ , из регистрируемого сигнала интерференции опорного и отраженного излучений легко получить скорость перемещения головной части разряда.

Спектрометрические измерения (спектрометр AVASPEC-2048) были использованы для определения температуры газа в разряде. Стоит отметить, что использование оргстекла как материала реактора ограничивало регистрируемый спектр 390 nm с коротковолновой стороны из-за поглощения в материале стенок. Спектры строились в координатах Вина, а температура определялась по континууму как в работе [3].

### Результаты и обсуждение

Полученные величины скоростей распространения подпорогового микроволнового разряда как в воздухе, так и в углекислом газе показывают пропорциональность скорости интенсивности излучения в степени  $3/2$  и обратную пропорциональность начальной плотности газа. Такой результат качественно соответствует нелинейной теории ионизационно-перегревной неустойчивости разряда при высоких давлениях газа. При этом обнаружено двукратное понижение скорости в углекислом газе по сравнению с воздухом.

Измеренные температуры газа в головной части разряда составляют  $3.5\div 5.5$  kK для разрядов в воздухе и  $8\div 15$  kK в углекислом газе. При этом в воздухе температуры несколько растут с уменьшением плотности, тогда как в углекислом газе падают.

Авторы выражают благодарность всему научному коллективу лаборатории Рамус и лаборатории газокинетических явлений в СВЧ-разряде отдела физики плазмы ИОФ РАН за подготовку и проведение трудоемкой серии экспериментов, а также за помощь в анализе и интерпретации результатов.

1. Artem'ev K.V., Batanov G.M. Berezhetskaya N.K. et al. *Plasma Physics Reports*. 2018, **44**, 12, 1146-1153.
2. Artem'ev K.V., Batanov G.M. Berezhetskaya N.K. et al. *Plasma Physics Reports*. 2019, **45**, 10, 964-971.
3. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Копьев А.В. и др. *ТВТ*. 2008, **46**(1), 135.

# Энергобаланс высокотемпературной плазмы в стеллараторе Л-2М в режиме модуляции импульса электронно-циклотронного нагрева

**Петрова М.Н.**<sup>1,2</sup>

*1 - ОФП, лаборатория физико-технических проблем*

*2 - Московский государственный технический университет  
им. Н.Э. Баумана, кафедра теплофизики*

*E-mail: [masha122.petrova@yandex.ru](mailto:masha122.petrova@yandex.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00029

## **Введение**

Исследования удержания высокотемпературной плазмы в магнитном поле являются весьма актуальными с целью реализации в будущем проектов термоядерной энергетики. Представлены результаты исследований удержания плазмы в квазистационарной трехмерной магнитной конфигурации. Установка Л-2М (ИОФ РАН) – классический стелларатор, работающий в режиме безтокового нагрева высокотемпературной плазмы с помощью импульсов СВЧ-излучения. В представленных экспериментах электронная температура плазмы достигала 1 keV ( $\sim 10^6$  K). Исследована эволюция пространственной структуры плазменного шнура с точки зрения распределения температуры и плотности по диаметру, а также достигнутой в данной серии экспериментов энергии плазмы.

## **Установка и эксперименты**

Стелларатор Л-2М – установка для создания и удержания высокотемпературной плазмы, удерживаемой в трехмерной конфигурации квазистационарных магнитных полей [1]. Основным методом создания и нагрева плазмы является электронно-циклотронный резонанс (ЭЦР) с использованием мощных СВЧ-пучков. Для генерации СВЧ используется 2 гиротрона с максимальной мощностью соответственно 800 и 700 kW и перестраиваемым во времени режимом генерации по мощности. Электронная температура плазмы в экспериментах превышает 1 keV, максимальная энергия плазмы 800 J, средняя электронная концентрация  $(0.5 \div 3) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  [2].

В экспериментах независимыми методами измеряются основные параметры плазмы, определяющие её энергобаланс.

Полное энергосодержание плазменного шнура и его эволюция во времени определяется при помощи комбинированной диамагнитной диагностики [3], пространственное распределение электронной температуры – при помощи измерения циклотронного и рентгеновского излучения [4], а распределение электронной плотности плазмы – с помощью микроволнового и лазерного интерферометров с изменяемым направлением луча [5].

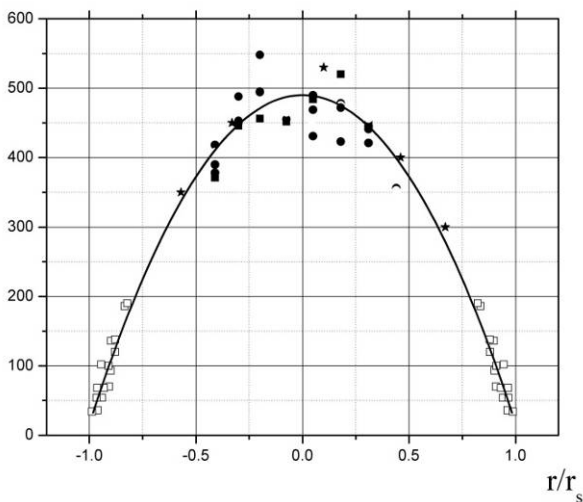


Рис. 1. Пространственное распределение электронной температуры в плазменном шнуре

### Результаты и обсуждение

Представлены результаты экспериментов для стандартного (одноимпульсного), двухгиротронного модулированного и импульсно-периодического режимов нагрева [6]. Анализируется временное изменение пространственного распределения параметров плазмы, роль области энерговклада, а также влияние стенок вакуумной камеры и рециклинг оседающих на стенки водорода и примесей. Радиальное распределение температуры в большинстве случаев соответствует параболе, распределение же плотности характеризуется локальным минимумом в центре и большими градиентами в краевой области.

### Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Василькову Д.Г., а также сотрудникам ОФП Вафину И.Ю.,



Гребенщикову С.Е., Летунову А.А., Мещерякову А.И.,  
Степахину В.Д. и Харчеву Н.К. за проведение экспериментов.

1. Abrakov V.V., Akulina D.K., Andryukhina E.D. et al. *Nuclear Fusion*. 1997, **37**, 233-239.
2. Batanov G.M., Belousov V.I., Bondar' Yu.F. et al. *Plasma Physics Reports*. 2013, **39**, 1088-1095.
3. Федянин О.И., Акулина Д.К., Батанов Г.М. и др. *Физика плазмы*. 2007, **33**, 880-890.
4. Воронов Г.С., Акулина Д.К., Батанов Г.М. и др. *Физика плазмы*. 2010, **36**, 595-601.
5. Князев А.В., Летунов А.А., Логвиненко В.П. *Приборы и техника эксперимента*. 2004, **2**, 105-108.
6. Батанов Г.М., Борзосеков В.Д., Васильков Д.Г. и др. *Физика плазмы*. 2019, **45**, 685-694.

# Секция 6

## ФИЗИКА БИОЛОГИЧЕСКИХ И МЕДИЦИНСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Лазерная масс-спектрометрия  
летучих органических соединений  
для применения в постгеномной медицине

**Бухарина А.Б.<sup>1</sup>, Пенто А.В.<sup>2</sup>, Аблизен Р.С.<sup>2</sup>**

*1 - ОК, лаборатория «Фотоника: квантовые материалы и технологии»*

*2 - ОК, лаборатория лазерной диагностики*

*E-mail: [Ay15@mail.ru](mailto:Ay15@mail.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00030

### **Введение**

Летучие органические соединения (ЛОС) выделяются всеми живыми организмами и во многих случаях служат средствами коммуникации или индикатором состояния организма. Известно множество попыток выделения из ЛОС соединений-маркеров конкретных заболеваний для использования их в доказательной медицине. Развитие понимания патологических процессов привело к формулировке задачи постгеномной медицины – вероятностной оценки наличия заболевания по всему доступному молекулярному профилю организма [1]. Для этого необходим метод, обеспечивающий регистрацию максимально возможного набора ЛОС. В нашей работе для анализа ЛОС мышей, инфицированных раком, использовался масс-спектрометрический метод анализа с ионизацией органических соединений излучением лазерной плазмы [2].

### **Экспериментальная часть**

В отличие от проведенных ранее экспериментов для устранения влияния примесей, содержащихся в окружающем воздухе, область ионизации и заборник масс-анализатора располагались внутри герметичной камеры, куда в потоке чистого газа (аргон 99.995 %) при атмосферном давлении подаются пары исследуемого объекта. Для устранения ошибок, связанных с дрейфом прибора и действиями оператора, измерения проб мочи проводились строго в случайном порядке с использованием двойного слепого

метода.

Для эксперимента использовались три группы лабораторных мышей одной линии и одного пола и возраста: 10 интактных особей, 10 особей с перевитой тканью опухоли гепатокарциномы и 10 особей с перевитой тканью здоровой печени. Пробы урины собирали в течение 2 недель с интервалом в 1 день и анализировали. Это позволило проследить изменения в масс-спектрах, связанные с развитием заболевания. Масс-спектрометрические данные были классифицированы с использованием метода главных компонент.

### **Результаты и обсуждение**

В работе показана возможность выявления мышей с развивающимся онкологическим процессом, вызванным перевитой тканью гепатокарциномы, на фоне здоровых особей по составу летучих компонент пробы. Основой анализа масс-спектров является применение методов машинного обучения. Рассматривается возможность использования метода в постгеномной медицине [2].

Продемонстрирована возможность применения предлагаемого ионного источника для анализа ЛОС биологических образцов.

### **Благодарности**

Авторы выражают благодарность научному руководителю Никифорову Сергею Михайловичу за ценные советы и помощь в постановке задач и экспериментов. Симановскому Ярославу Олеговичу за обсуждение результатов и полезные замечания, Родионовой Елене Ивановне и Кочевалиной Марине Юрьевне за предоставленные биологические образцы, консультации и помощь в проведении экспериментов.

1. Лисица А.В., Пономаренко Е.А., Лохов П.Г. и др. *Вестник Российской академии медицинских наук*. 2016, **71**(3), 255-260
2. Pento A.V. et al. *Quantum Electronics*. 2013, **43**(1). 55.

# **Применимость фазового метода для определения скоростей распространения упругих волн по поверхности грудной клетки человека**

**Веремьева М.В.**

*ОЭМП, лаборатория физики живых систем*

*E-mail: [mar33567736@yandex.ru](mailto:mar33567736@yandex.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00031

## **Введение**

Информация о скоростях распространения упругих волн по поверхности грудной клетки человека вносит вклад в понимание механизмов реакции грудной клетки на импульсные механические воздействия. Этот вопрос важен, т.к. от степени его проработанности зависит развитие метода медицинской диагностики – перкуссии, основанного на звуковом анализе реакции грудной клетки на постукивания по её поверхности.

В работе [1] предложен фазовый метод для определения скоростей распространения упругих волн по поверхности грудной клетки, возникающих при проведении автоматизированной перкуссии. Целью настоящей работы было узнать, насколько применим фазовый метод для описанной выше задачи.

## **Материалы и методы**

Был проведён эксперимент с участием 10 здоровых добровольцев мужского пола в возрасте от 19 до 22 лет. Для создания и регистрации колебаний, возникающих при перкуссии, использовали макет аппаратно-программного комплекса [1], который содержит программно-управляемый ударник с колеблющимся индентором и встроенным акселерометром и приёмный акселерометр. С помощью ударника создавались перкуSSIONные постукивания, а с помощью приёмного акселерометра обеспечивалась регистрация ускорения колебаний поверхности тела. Место крепления ударника у каждого испытуемого было фиксировано, и находилось в передней правой части грудной клетки, в межреберье. Приёмный акселерометр последовательно крепили в четырёх различных точках на поверхности грудной клетки на расстоянии 5 см от центра индентора ударника.

Ускорения ударника и приёмного акселерометра записывались. Для каждой полученной записи находили спектры сигналов обоих

акселерометров, передаточную функцию сигналов от ударника к приёмному акселерометру и функцию когерентности этих сигналов.

Далее для каждого измерения была построена фазо-частотная характеристика найденной передаточной функции. Из всего полученного спектрального диапазона рассматривали только поддиапазоны частот, удовлетворяющие условиям: ниже 1000 Hz; шириной не менее 20 Hz; с когерентностью не ниже 0.8; с наличием линейного снижения фазы передаточной функции с ростом частоты.

В этих частотных поддиапазонах была проведена линейная аппроксимация зависимости фазы от частоты, найдены достоверность аппроксимации  $R^2$  и коэффициенты линейной регрессии зависимости фазы от частоты. Далее для вычисления скорости волн использовали только те поддиапазоны частот, в которых значение  $R^2$  было не менее 0.89.

Величины скорости волн  $c_e$  находили по соотношению:

$$c_e = \frac{-2\pi\Delta f x}{\Delta\varphi}, \quad (1)$$

где  $\Delta\varphi$  – изменение фазы в поддиапазоне частот  $\Delta f$ ,  $x$  – расстояние между центрами индентора ударника и приёмного акселерометра. Для каждого поддиапазона частот вычисляли среднее значение частоты, которое далее ставили в соответствие значению скорости, найденной на данном поддиапазоне частот.

### Результаты и обсуждение

Фазовый метод можно использовать для вычисления скорости волн при следующих условиях: 1) должна быть одна бегущая волна с определенной скоростью распространения, т.е. волновые движения должны происходить с одной модой либо с существенным преобладанием одной моды; 2) в диапазоне частот волнового пакета скорость волн должна быть постоянной, не зависящей от частоты.

Вопрос о модах в слое исследован в работе [2], где показано, что в вязкоупругом слое, лежащем на плоском основании, количество мод определяется параметром  $\omega H/c_t$ , где  $\omega$  – угловая частота,  $H$  – толщина слоя,  $c_t$  – скорость поперечных волн в среде слоя.

Если  $\omega H/c_t < 1.5$ , то бегущие волны не возникают. По нашим экспериментальным данным, минимальная скорость волн на поверхности грудной клетки равна 2 m/s. Это значение было найдено у испытуемого с толщиной слоя поверхностных тканей грудной клетки 4.5 mm. Таким образом, при  $c_t=2$  m/s и  $H=4.5$  mm получается, что на частотах  $f < 106$  Hz условие существования даже одной моды не

выполняется. Однако в настоящей работе с помощью фазового метода были получены значения скоростей волн в диапазоне от 27 до 557 Hz. Следовательно, в диапазоне от 27 до 106 Hz волны есть. Возможно, это связано с тем, что в [2] рассматривается вязкоупругий слой на неподвижном основании, в то время как в перкуссионных колебаниях участвуют и поверхностные ткани грудной клетки, и нижележащая рёберная клетка, и лёгкие.

Если  $\omega H/c_s > 4.0$ , то может появиться вторая мода поверхностных волн [2]. В работе [3] оценено, что вторая мода волн на поверхности грудной клетки человека может появиться на частоте около 300 Hz. Однако в настоящем исследовании 97% значений скоростей было получено в диапазоне до 300 Hz, где можно предполагать наличие только одной моды волн.

Во-вторых, в работах [1, 3] и в настоящем исследовании было обнаружено, что значения скоростей волн возрастают с ростом частоты. Однако в полученных 276 спектральных поддиапазонах была обнаружена линейная зависимость фазы передаточной функции от частоты. Причем как в узких диапазонах, около 20 Hz, так и в широких, от 100 Hz и больше, зависимость фазы от частоты была высоколинейной, с  $R^2 \geq 0.89$ . По-видимому, зависимость скорости от частоты является достаточно слабой, так что сохраняются линейность зависимости фазы передаточной функции от частоты и применимость фазового метода для определения скорости волн.

### **Заключение**

С помощью фазового метода были определены скорости распространения упругих волн по поверхности грудной клетки у 10 добровольцев. Показано, что фазовый метод может применяться для определения скоростей волн в диапазоне частот до 300 Hz, для расстояния 5 cm между ударником и приёмным акселерометром.

### **Благодарности**

Автор выражает благодарность заведующему лабораторией физики живых систем Дьяченко А.И. за ценные советы при обсуждении работы и рекомендации по написанию тезисов.

1. Дьяченко А.И., Тиманин Е.М., Васильев В.Н и др. *Медицинская техника*. 2013, **2**, 45-47.
2. Kulik V.M. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.* 2006, **47**(3)б 394-400.
3. Dyachenko A., Mikhaylovskaya A., Vasiliev V. *Proceedings of the 40th International Lung Sounds Association Conference*. 2015, 17-18.

## **Плазменно-активированные жидкости в противораковой терапии**

**Кончечков Е.М.<sup>1,2</sup>, Пулиш А.В.<sup>2</sup>**

*1 - ОФП, лаборатория Рамус*

*2 - Российский национальный исследовательский  
медицинский университет имени Н.И. Пирогова,  
лаборатория клеточных технологий*

*E-mail: [konchekov@fpl.gpi.ru](mailto:konchekov@fpl.gpi.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00032

### **Введение**

Применение низкотемпературной плазмы атмосферного давления в медицине и биологии в последние годы вызывает большой интерес. Это обусловлено тем, что холодная плазма и плазменно-активированные жидкости позволяют эффективно стерилизовать различные поверхности и живые ткани, стимулировать заживление тканей и пролиферацию клеток [1]. Особый интерес представляют возможности применения холодной плазмы в онкологии, в следствие ее дифференциального воздействия на здоровые и опухолевые клетки [2]. Большинство исследователей связывают механизм цитотоксических эффектов плазменного облучения с генерацией активных форм кислорода (ROS) и активных форм азота (RNS) [3, 4]. Так как существуют различные лекарственные вещества, влияющих на образование указанных соединений, представляет интерес изучить действие таких веществ на цитотоксическую активность холодной плазмы. Для этого в данной работе мы оценили совместное цитотоксическое действие холодной плазмы, противоопухолевого средства доксорубинина (индуктора образования радикалов в процессе его метаболизма) [5] и флавоноида дигидрокверцетина, обладающего антиоксидантными и антирадикальными свойствами [6], на культуру опухолевых клеток HeLa.

### **Экспериментальная часть**

Обработка культуральных сред осуществлялась прямым пьезоразрядом в воздухе, создаваемым источником холодной плазмы, разработанным в отделе физики плазмы ИОФ РАН. Клетки высевали на 6-луночные планшеты в концентрации 200 тыс. клеток на лунку.

Общая доза воздействия плазмы регулировалась временем обработки среды в интервале от 30 до 300 секунд.

Клетки рака шейки матки человека HeLa культивировали с использованием среды для культивирования RPMI. В качестве фармакологических веществ использовали доксорубин (Тева) и дигидрохверцетин (Биотехпром). Жизнеспособность клеток до и после воздействия оценивали с помощью МТТ-теста [7].

### Результаты и обсуждение

Исследования показали, что обработанная холодной плазмой культуральная среда подавляет жизнеспособность раковых клеток HeLa (рис. 1). Добавление к среде индуктора образования радикалов доксорубина повышает цитотоксичность холодной плазмы, а добавление ингибитора дигидрохверцетина цитотоксичность уменьшает. Эти результаты подтверждают существующие представления об основной роли ROS и RNS в антипролиферативном действии холодной плазмы на опухолевые клетки и показывают возможность его усиления при совместном действии с противоопухолевым препаратом доксорубином.

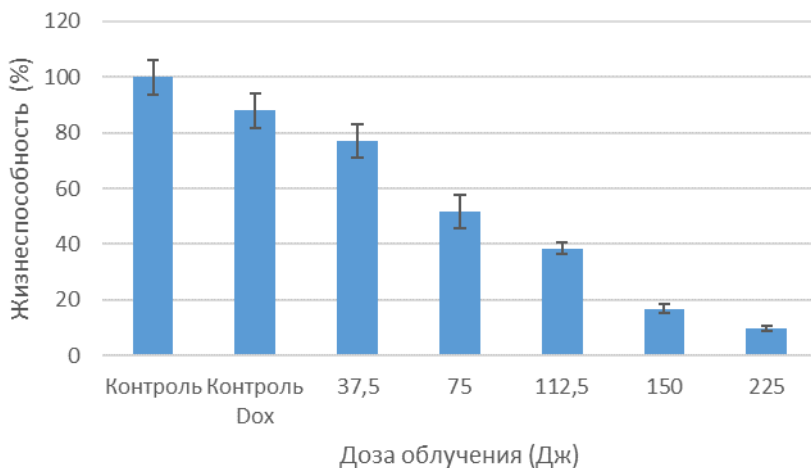


Рис. 1. Жизнеспособность (%) клеток линии HeLa в зависимости от дозы воздействия в присутствии доксорубина при времени инкубации 24 часа. Число экспериментов 6

Исследование также показали избирательную цитотоксичность плазменно-активированной среды для здоровых и раковых клеток.



Апоптоз в опухолевых клетках активируется интенсивнее, чем в здоровых. Это обусловлено более высокой чувствительностью опухолевых клеток к реактивным кислородным видам (ROS).

Применение методик совместного воздействия плазменного облучения и противоопухолевого препарата, может повысить избирательность химиотерапии и существенно снизить системные побочные эффекты химиотерапевтического препарата за счет снижения дозовых нагрузок на организм.

Авторы выражают благодарность всему научному коллективу, участвующему в исследованиях: Гусейн-заде Н.Г., Колику Л.В., Акопджанову А.Г., Шимановскому Н.Л., Степановой Д.С.

1. Laroussi M. *Plasma*. 2018, **1**, 47-60.
2. Saadati F., Mahdikia H., Abbaszadeh H. et al. *Scientific Reports*. 2018, **8**, 7689.
3. Cairns R.A., Harris I., McCracken S., Mak T.W. *Biol*. 2011, **76**, 299-311.
4. Yan D., Sherman J.H., Keidar M. *Oncotarget*. 2017, **8**, 15977-15995.
5. Rocha Pd.Sd., Campos J.F., Nunes-Souza V. et al. *Appl Biochem Biotechnol*. 2018, **184**(3), 869-884.
6. Роговский В.С., Матюшин А.И., Шимановский Н.Л. и др. *Экспериментальная и клиническая фармакология*. 2010, **73**(9), 37-41.
7. Berridge M., Herst P., Tan A. *Biotechnol Annu Rev*. 2005, **11**, 127-152.

# Оценка динамики оксигенации мозговой ткани на модели фантома головы человека методом ближней ИК-спектроскопии

**Кустов Д.М., Макаров В.И., Бородкин А.В., Савельева Т.А.**

*ЦЕНИ, ОСПЯ, лаборатория лазерной биоспектроскопии*

*E-mail: [kustovdm@bk.ru](mailto:kustovdm@bk.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00033

## **Введение**

Контроль уровня снабжения/насыщения тканей кислородом (оксигенации) является актуальной задачей для многих областей медицины: кардиология, неврология, трансплантология, онкология, ангиология, психиатрия и косметология [1–5]. Исследование состояния оксигенации органов глубокой локализации является одной из важнейших проблем экспериментальной и клинической медицины. Спектроскопия в ближней инфракрасной области (БИК) является развивающейся технологией нейродиагностики, позволяющая исследовать гемодинамику биологических тканей путем регистрации диффузно-рассеянного назад лазерного излучения. Метод БИК характеризуется неинвазивностью, минимальным локальным воздействием, возможностью исследования гемодинамических параметров ткани с минимальной временной задержкой, что является важным параметром для точной экспресс-диагностики и мониторинга [6]. Целью данной работы является разработка и исследование способа оценки уровня оксигенации биологических тканей коры головного мозга на базе метода функциональной ближней ИК-спектроскопии на модели оптического фантома, воспроизводящего многослойную структуру головы человека.

## **Экспериментальная часть**

Для создания образца, имитирующего оптические свойства мозговой ткани, использовалась донорская кровь, в качестве рассеивающей среды раствор липофундина МСТ/ЛСТ 10 % в концентрации по объему 1 % и раствор NaCl 0.9 %. С учетом оптических свойств реальной структуры мозга человека, для имитации рассеяния света использовались соответствующие концентрации. Исходная степень оксигенации равнялась ~98 %. В

качестве контрольного метода использовался метод оценки оксигенации по степени поглощения гемоглобина в видимом диапазоне. Для измерения в ближнем ИК-диапазоне (БИК) была разработана установка с применением двух длин волн в ближнем ИК, которые равнялись 687 nm и 804 nm. Поскольку в БИК биологическая ткань и поглощает, и рассеивает существенно меньше, чем в видимом диапазоне, линии поглощения оксигемоглобина и дезоксигемоглобина имеют значимое отличие. Установка состояла из двух полупроводниковых лазеров с соответствующими длинами волн и волоконно-оптического спектрометра, который в автоматическом режиме регистрировал интенсивность рассеиваемого назад лазерного излучения. Был специально разработан и изготовлен макет черепной коробки со свойствами, приближенными к рассеивающим и поглощающим свойствам черепа человека. Толщина стенки макета составляла 0.2 см. Излучающий волоконно-оптический кабель имел диаметр 4.2 mm, необходимый для обеспечения плотности мощности, значение которой не превышает порог болевой чувствительности. Приемные оптические волокна были собраны в 6-волоконный жгут диаметром 1.8 mm, значение диаметра каждого отдельного волокна составляло 250  $\mu$ m. Схема позволяла изменять расстояние между приемным и излучающим волокнами и оценить отношение сигнал/шум.

### Результаты и обсуждение

Оптимальное расстояние вариативно и имеет диапазон 20-40 mm в зависимости от необходимой глубины проникновения и целей диагностики. В ходе эксперимента были записаны спектры поглощения оксигемоглобина ( $\text{HbO}_2$ ) и дезоксигемоглобина (Hb). Для определения подходящих параметров мощности лазерного излучения, была измерена числовая апертура жгута, которая составляла 0.25, плотность мощности излучения  $23 \pm 5 \text{ mW/cm}^2$ . Данное значение не превышает порог плотности мощности для безопасного воздействия на ткань. Более высокие значения лазерного облучения не применялись из-за возможного воздействия на метаболизм тканей мозга при исследованиях мозга человека *in vivo*. По изменению соотношения пиков с течением времени видно, что данный способ позволяет неинвазивно измерять параметр оксигенации с высокой чувствительностью. Степень оксигенации в конце эксперимента *in vivo* установилась на значении 40%. Результат совпал с данными, регистрируемыми с помощью метода определения

степени оксигенации в видимом диапазоне, выбранном в качестве контрольного метода.

1. Ehlis A.C., Schneider S., Dresler T. et al. *Neuroimage*. 2014, **85**, 478-488.
2. Ferri L., Bigand E., Perrey S. et al. *A brief review, L'Année psychologique*. 2014, **114**(03), 537-569.
3. Oemrawsingh R.M., Cheng J.M., Garcia-García et al. *Journal of the American College of Cardiology*. 2014, **64**(23), 2510-2518.
4. Guoqiang Y. *J Biomed Opt.* 2012, **17**(1), 1-9.
5. Jean-Pierre P. *Neuroimage*. 2014, **85**(1), 408-414.
6. Plichta M.M., Herrmann M.J., Baehne C.G. et al. *Neuroimage*. 2006, **31**, 116-124.

# Применение многокомпонентного диодного лазерного спектроанализатора для скрининговой диагностики содержания биомаркеров в выдыхаемом воздухе у человека при различных заболеваниях

Карабиненко А.А.<sup>1</sup>, Маданов Э.М.<sup>1</sup>, Понуровский Я.Я.<sup>2</sup>

*1 – Российский национальный исследовательский медицинский  
университет им. Пирогова*

*2 - ОДЛС, лаборатория спектроскопии  
межмолекулярных взаимодействий*

*E-mail: [karabinenkoa@mail.ru](mailto:karabinenkoa@mail.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00034

## Введение

Проведение скрининговых дыхательных тестов является эффективным методом оценки функционального состояния организма. На базе диодных лазеров (ДЛ) ближнего ИК диапазона с волоконным выводом излучения разработан экспериментальный прототип многоканального газоанализатора для неинвазивных скрининговых медико-биологических исследований. Прибор позволяет определять следующие биомаркеры выдыхаемого воздуха (ВВ):  $^{12}\text{CO}_2$ ,  $^{13}\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{S}$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . Для обеспечения высокой чувствительности использовалась многопроходная кювета Эрио с полной длиной оптического пути 26 м и объемом 2.0 L. Использовались ДЛ фирмы «NTT Electronics», Япония. Длины волн генерации: 1.651  $\mu\text{m}$  ( $\text{CH}_4$ ), 1.602  $\mu\text{m}$  ( $^{12}\text{CO}_2$ ,  $^{13}\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{S}$ ), 1.512  $\mu\text{m}$  ( $\text{NH}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ) Измерения проводились в режиме on line. Порция ВВ забиралась в пластиковый контейнер, что обеспечивало отсутствие непосредственного контакта испытуемого со спектрометром. Время единичного цикла измерений не более 2 минут.

В ЦКБ РАН Минобрнауки была проведена клиническая апробация опытного образца спектроанализатора на 26 пациентах-добровольцах с различными заболеваниями внутренних органов при их удовлетворительном самочувствии. Исследование содержания биомаркеров ВВ проводилось в течение одного дня обследования (перед завтраком, после обеда и после ужина) у пациентов в состоянии физического покоя. Одновременно учитывались

функциональные и антропометрические показатели – пол, возраст, характер патологии, оксиметрии ( $SpO_2$ ), АД, частоту дыхания.

### **Выводы**

Применяемый метод ДЛС биомаркеров ВВ соответствует требованиям, предъявляемым к скрининговым инновационным технологиям для выявления скрыто протекающих патологических процессов и функциональных нарушений у человека. Выявляемые отклонения параметров газообразных метаболитов ВВ человека при динамическом исследовании в течение периода дневного бодрствования позволяют обоснованно определить типы метаболического и функционального состояния человека при различной патологии внутренних органов.

**Повышение резкости границ изображений  
биологических объектов  
с применением лазерно-индуцированной флуоресценции  
в ближнем инфракрасном диапазоне**

**Москалев А.С., Грачев П.В., Макаров В.И., Козликина Е.И.**

*ЦЕНИ, ОСПЯ, лаборатория лазерной биоспектроскопии*

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

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00035

**Введение**

Несмотря на большой интерес к теме и высокую публикационную активность, проблемы увеличения пространственного разрешения, чувствительности, уменьшения влияния рассеяния при флуоресцентной визуализации в глубине тканей остается открытой. Методы фотодинамической терапии (ФДТ) и фотодиагностики имеют широкое применение при диагностике и лечении онкологических заболеваний и могут стать частью основного направления лечения рака. При этом большинство имеющихся в открытом доступе работ посвящено экспериментальным исследованиям флуоресцентной визуализации в ближнем инфракрасном (БИК) диапазоне либо с использованием клинически не разрешенных ФС, либо с флуоресцентными красителями, которые имеют низкие квантовый выход генерации синглетного кислорода и избирательность накопления опухолевыми клетками, что не позволяет их использовать при ФДТ. Регистрация в БИК диапазоне позволит уменьшить влияние рассеяния и увеличить резкость границ изображений и глубину регистрации. Хотя пик флуоресценции клинически разрешенных фотосенсибилизаторов находится в видимом диапазоне, он имеет хвост, простирающийся в БИК диапазон, который возможно зарегистрировать. Такой подход представляется перспективным для применения при фотодинамической терапии и позволит существенно улучшить контроль за макроокружением опухоли непосредственно во время ФДТ. Также улучшится визуализация гетерогенных опухолей. Наблюдение за лимфатическими и кровеносными сосудами поможет определять возможные пути метастазирования. Преимущества этого подхода, относительно других методов визуализации сосудов в том,

что не требуется вводить дополнительные контрастеры и наблюдение происходит непосредственно за фотосенсибилизатором, обладающим селективным накоплением в опухолевых клетках. Цель работы - разработка метода повышения глубины флуоресцентной визуализации биологических тканей с использованием клинически разрешенных фотосенсибилизаторов.

### **Экспериментальная часть**

Для моделирования рассеивающих свойств биологической ткани использовался 1 % раствор жировой эмульсии, близкий к тканям кожи. В качестве фотосенсибилизаторов использовались хлорин е6 и сульфинированный фталоцианин алюминия в концентрации 10 mg/L. Такая концентрация близка к концентрации фотосенсибилизатора в крови при ФДТ. Для возбуждения флуоресценции использовались три диодных лазера с длинами волн 635, 660, 679 nm. Излучение на поверхность исследуемого объекта доставлялось через оптическое волокно. Для регистрации флуоресценции использовались камера с КМОП матрицей и различные полосовые интерференционные фильтры центральных длин волн которых равны 685, 710, 794, 832 nm, а ширины полос пропускания равны 40, 40, 32, 37 nm соответственно. Глубина залегания сосуда меняется путем доливания рассеивающей среды.

Для оценки качества полученных изображений мы используем анализ их градиентного поля. Границу сосуда на полученном монохромном изображении можно связать с резким изменением яркости [2]. А величина этого изменения на пиксель, характеризует степень ее размытости, преимущественно вследствие рассеяния света. Для оценки размытости границ используется скалярная величина, вычисленная следующим образом. На исходном изображении выделяется такая область для анализа, чтобы световое поле вдоль сосуда можно считать однородным, далее, для уменьшения шумов, перпендикулярные сосуду профили яркости усреднялись, а полученный усредненный профиль дифференцировался. Коэффициентом резкости будет разность между максимальным и минимальным значением продифференцированного среднего профиля.

### **Результаты и обсуждение**

В результате мы зарегистрировали флуоресцентные изображения сосуда в БИК диапазоне от клинически разрешенных фотосенсибилизаторов, пик флуоресценции которых находится в



видимом диапазоне. Также мы получили зависимость введенного нами коэффициента резкости от глубины залегания сосуда (рис. 1). При этом наблюдается повышение качества изображений и рост введенного нами коэффициента резкости при смещении окна регистрации в БИК область (до 1.7 и 1.4 раз для фталоцианина алюминия и хлорина еб соответственно).

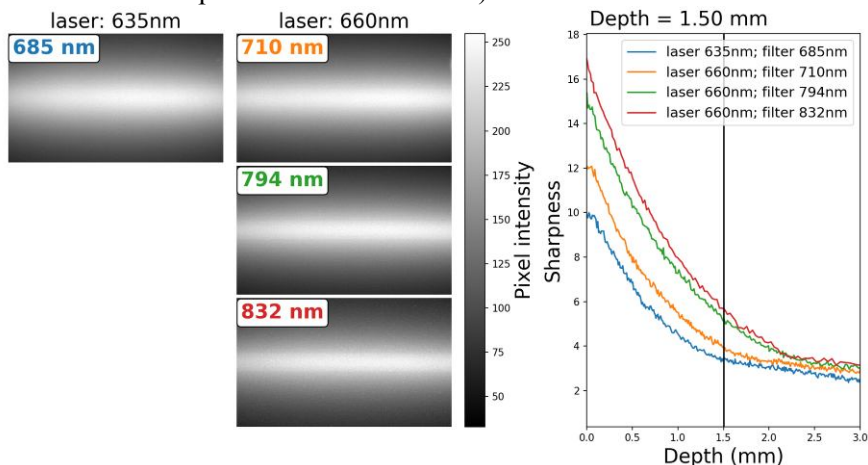


Рис. 1. Зависимости коэффициента резкости хлорина еб от глубины при различном лазерном возбуждении

На рисунке для хлорина еб представлен график зависимости коэффициента резкости от глубины при различном лазерном возбуждении и окне регистрации и непосредственно флуоресцентные изображения с глубины 1.5 mm. Изображения расположены по столбцам, соответствующим различным лазерным возбуждениям. В левом верхнем углу указана центральная длина волны фильтра. Ее цветовая маркировка соответствует таковой на графике.

1. Hong G., Antaris A.L., and Dai H., *Nature Biomedical Engineering*. 2017, **1**, 0010.
2. D. Forsyth and J. Ponce, *Computer Vision: A Modern Approach*. (Second edition), Prentice Hall, 2011.

# **Анализ каротиноидов и полиэтиленгликолей методом спектроскопии комбинационного рассеяния**

**Новиков В.С.**

*ВКИВ, лаборатория гиперкомбинационных рассеяний*

*E-mail: [vs.novikov@kapella.gpi.ru](mailto:vs.novikov@kapella.gpi.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00036

## **Введение**

В данной работе исследованы спектры комбинационного рассеяния (КР) света двух серий органических соединений, имеющих важнейшее значение для дерматологии, – полиэтиленгликолей (ПЭГ) и каротиноидов. Проведены квантово-химические расчеты структуры и спектров КР этих молекул и их изомеров.

Спектроскопия КР имеет большой потенциал для исследования биотканей, а также для анализа состава и качества лекарственных препаратов. Этот метод особенно востребован в дерматологии и косметологии, так как позволяет быстро и без повреждения кожных покровов исследовать состояние кожи на разной глубине и определить содержание и глубину проникновения компонентов лекарственных или косметических средств в роговой слой кожи.

Одно из важных применений бинарных смесей ПЭГ с различной молекулярной массой – в качестве основ мазей и кремов. Выбор молекулярной массы и содержания компонентов смеси позволяет добиться любой нужной консистенции для лечения ран разного типа. Для ряда активных лекарственных веществ в растворах и смесях с ПЭГ обнаружено значительное увеличение стабильности и способности проникать в кожу при полном сохранении эффективности лечебного действия.

Каротиноиды содержатся в коже человека, защищают ее от ультрафиолетового излучения, обладают провитаминными, антиоксидантными, антимутагенными, антикарциногенными, иммуностимулирующими и лечебно-профилактическими свойствами. Кроме того, благодаря своим лечебным и защитным свойствам такого рода соединения используются как компоненты лекарственных мазей и косметических кремов. Однако свойства каротиноидов (например, провитаминная активность и биодоступность) зависят от изомерного состава. Анализ

каротиноидов в биотканях и лекарственных формах методом спектроскопии КР особенно привлекателен, так как резонансное усиление интенсивности КР каротиноидов при возбуждении в синезеленой области спектра позволяет анализировать эти соединения в очень малых концентрациях.

Квантово-химические расчеты были проведены с использованием программы «Природа» методом функционала плотности. Сравнение экспериментальных спектров с теоретически рассчитанными позволяет более достоверно интерпретировать сложные спектры КР исследуемых веществ. В случае ПЭГ, молекулы которых могут находиться в конформации спирали 7/2, в полностью *транс*-конформации и в нестереорегулярной конформации, расчет структуры, энергии и спектра КР и сравнение с экспериментальными данными дает информацию о конформационном составе образцов с различной молекулярной массой. В случае каротиноидов квантово-химические расчеты позволяют определить зависимость спектра КР от длины полиеновой цепи, строения боковых и концевых групп, типа изомера.

### Результаты

Возможности спектроскопии КР при анализе конформационного состава ПЭГ демонстрирует рис. 1. На нем приведен экспериментальный спектр КР для жидкого при комнатной температуре ПЭГ 400 со средней молекулярной массой 400 Да (примерно 9 мономерных звеньев) и рассчитанные спектры для молекулы ПЭГ-9 с 9 мономерными звеньями в конформации спирали и в полностью *транс*-конформации. Поскольку расчет не учитывает реальную ширину и форму линий КР, с целью наглядного сравнения теоретические спектры были уширены с учетом значений ширины и формы линий, оцененных из экспериментальных спектров. Из рисунка 1 видно, что экспериментальный спектр хорошо соответствует спектру молекулы в конформации спирали 7/2. Таким образом, установлено, что содержание молекул ПЭГ 400 в конформации спирали значительно превышает содержание молекул в других конформациях. Этот вывод подтверждается оценкой с использованием распределения Больцмана, а именно, количество молекул в конформации спирали относится к количеству молекул в полностью *транс*-конформации как 99/1.

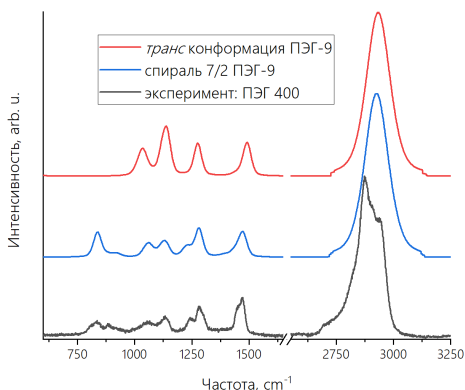


Рис. 1. Экспериментальный спектр ПЭГ 400 и теоретически рассчитанные спектры для молекулы ПЭГ-9 в полностью *транс*-конформации и конформации спирали 7/2

Анализ спектров КР *транс*- и *цис*-изомеров  $\beta$ -каротина, содержащего два бета-иононовых кольца в качестве концевых групп, и ликопина, не содержащего колец, показал, что резонансно усиливаемые полосы, отвечающие валентным колебаниям одинарных и двойных С-С связей в районе  $1120$  и  $1520$   $\text{cm}^{-1}$ , являются дублетами и положения максимумов этих линий зависит от типа изомера и концевых групп.

### Заключение

Показано, что по спектрам КР можно определять конформационный состав полиэтиленгликолей, а также химический и изомерный состав каротиноидов.

### Благодарности

Автор выражает благодарность Кузьмину В.В. за помощь в расчетах спектров КР молекул ПЭГ. Автор выражает благодарность МСЦ РАН за предоставление вычислительных ресурсов.

Работа по исследованию каротиноидов выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90172 «Аспиранты».

1. M.E. Darvin, W. Sterry, J. Lademann and T. Vergou. *Molecules*. 2011, **16**(12), 10491-10506.
2. D.N. Laikov. *Chemical Physics Letters*. 1997, **281**(1–3), 151-156.

## Секция 7 РАДИОФИЗИКА И АКУСТИКА

### Лазерная полупроводниковая плазменная антенна

**Богачев Н.Н.<sup>1</sup>, Жлуктова И.В.<sup>2</sup>, Камынин В.А.<sup>2</sup>,  
Трикшев А.И.<sup>2</sup>, Филатова С.А.<sup>2</sup>, Шохрин Д.В.<sup>3</sup>**

*1 - теоретический отдел*

*2 - НЦЛМТ, ОЛКиТЛ, лаборатория активных сред твердотельных лазеров*

*3 - МИРЭА – Российский технологический университет,  
базовая кафедра № 343*

*E-mail: [bgniknik@yandex.ru](mailto:bgniknik@yandex.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00037

#### **Введение**

В последнее время интенсивно изучаются возможности применения плазменных антенн в различных радиотехнических и телекоммуникационных устройствах [1, 2]. Основные преимущества и достоинства таких антенн были рассмотрены в работах [3, 4]. Обычно в антеннах такого типа используется плазма газового разряда при низком давлении [5–8]. В данном докладе в качестве рабочей среды антенны рассматривается неравновесная электронно-дырочная плазма, создаваемая при воздействии лазерного импульса на полупроводник. К преимуществам такой лазерной полупроводниковой плазменной антенны (ЛППА) можно отнести: технологичность, возможность масштабирования для различных устройств и систем (от микроэлектронных устройств до крупных систем); возможность получения плазмы со значительно более высокой концентрацией носителей заряда ( $10^{16} \text{ см}^{-3}$  и выше [9]); меньшие энергозатраты на образование свободных носителей заряда ( $\sim 1 \text{ eV}$  в полупроводнике и  $\sim 30 \text{ eV}$  в газоразрядной плазме); отсутствие вакуумированных компонент; более широкие возможности по управлению антенными параметрами и характеристиками.

#### **Экспериментальная часть**

В данной статье экспериментально показана возможность использования в качестве вибраторной антенны электронно-дырочной плазмы, возникающей на поверхности полупроводника при воздействии

лазерным излучением. Излучение от лазерного диода K976FA2RN-20.00W с волоконным выводом излучения ( $\lambda=975$  nm), проходило через коллиматор, и с помощью цилиндрической линзы, фокусировалось на тонкую пластину из полупроводника (монокристалла Ge). В результате на поверхности полупроводника формировалось прямоугольное пятно шириной 1 mm и длиной 18 mm. Полупроводниковая пластина через омический контакт соединялась с разъемом коаксиального кабеля, на который подавался модулированный с частотой сигнал с СВЧ генератора Г4-82 (частота модуляции  $F=1$  kHz, несущая частота  $f=6\div 7.5$  GHz). Сигнал, излученный ЛППА принимался рупорной антенной и поступал на детекторный приемник на базе диода ДК-В7М. Уровень принятого детектором от ЛППА сигнала был отнесен к уровню сигнала принятого от разъема кабеля и присоединенного полупроводника (без облучения лазером). На рис. 1 представлен график изменения излучаемого ЛППА сигнала в зависимости от мощности лазерного источника.

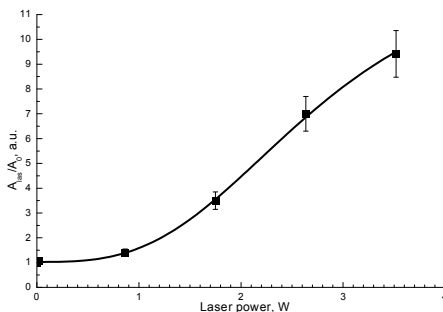


Рис. 1. Зависимость относительного увеличения амплитуды сигнала от лазерной полупроводниковой плазменной антенной из монокристаллического Ge от мощности лазера с  $\lambda=975$  nm

### Результаты и обсуждение

Видно, что электронно-дырочная плазма, возникающая в области засветки пластины Ge, проявляет себя как плазменная вибраторная антенна. На рис. 1 видно, что эффективность передачи сигнала существенно возрастает, особенно при увеличении мощности лазерного излучения, воздействующего на полупроводник. При освещении Ge лазерным излучением  $P_{\text{las}}=3.5$  W амплитуда сигнала на детекторе ( $A_{\text{las}}$ ) возрастает почти в 10 раз по сравнению с исходным сигналом ( $A_0$ ).

В настоящей работе предложен метод создания

полупроводниковой плазменной антенны с помощью лазерного излучения. Метод обладает большими перспективами для создания управляемых антенн. Описана первая успешная реализация полупроводниковой плазменной дипольной антенны для передачи излучения СВЧ-диапазона. Экспериментально доказана возможность управления эффективностью передачи сигналов СВЧ диапазона, за счет регулирования интенсивности засветки полупроводниковой вибраторной антенны лазерным излучением.

### **Благодарности**

Авторы выражают благодарность за обсуждения, помощь в организации и проведении исследований Гусейн-заде Н.Г., Казанцеву С.Ю., Подлесных С.В., Цветкову В.Б., Роголину В.Е.

1. Kumar R., Bora D. *J. of Applied Physics*. 2010, **107**(5), 053303.
2. Богачев Н.Н., Гусейн-заде Н.Г., Нефедов В.И. *Физика плазмы*. 2019, **45**(4), 365-368.
3. Гусейн-заде Н.Г., Минаев И.М., Рухадзе А.А., Рухадзе К.З. *Радиотехника и электроника*. 2011, **56**(10), 1216-1220.
4. Минаев И.М., Сергейчев К.Ф. *Труды ИОФАН*. 2014, **70**, 186.
5. Ким А.В., Марков Г.А., Смирнов А.И., Умнов А.Л. *Письма в ЖТФ*. 1989, **15**(5), 34-37.
6. Пахотин В.А. *Письма в ЖТФ*. 2007, **33**(8), 22-29.
7. Истомин Е.Н., Карфидов Д.М., Минаев И.М., и др. *Физика плазмы*. 2006, **32**(5), 423-435.
8. Bogachev N.N., Bogdankevich I.L., Gusein-zade N.G., Rukhadze A.A. *Plasma Phys. Rep.* 2015, **41**(10). 792-798.
9. Алексеев Е.Е., Казанцев С.Ю., Кононов И.Г. и др. *Оптика и спектроскопия*. 2018, **124**(6), 790-794.

# Экспериментальное обнаружение проявлений перехода металл-диэлектрик при наносекундной лазерной абляции

**Зубко А.Е.**

*ОФЭЛ, лаборатория пико-фемтосекундных лазеров*

*E-mail: [aleksey.zubko11@gmail.com](mailto:aleksey.zubko11@gmail.com)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00038

## **Введение**

Первая попытка исследования перехода металл-диэлектрик в условиях лазерной абляции была предпринята в работе А.М. Прохорова с сотрудниками [1], хотя сама проблема такого перехода в жидкой фазе была обозначена еще раньше [2]. Однако и в настоящее время этот вопрос требует дальнейшего изучения, как и вся околокритическая область состояний металлов в неравновесных условиях лазерного воздействия [3–5]. Такая точка зрения непосредственно вытекает из того факта, что критические параметры перехода жидкость-пар для большинства металлов остаются плохо определенными.

В настоящей работе представлены новые экспериментальные результаты исследования наносекундной лазерной абляции ртути с помощью акустической и оптической диагностик, которые могут быть обусловлены переходом металл-диэлектрик.

## **Экспериментальная часть**

Используемые здесь лазерные установки для генерации 30 ns относительно гладкого лазерного импульса ( $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ) и цуга из регулируемого числа отдельных пикосекундных (60 ps) импульсов, а также процедура акустической диагностики поведения генерируемого в мишени давления отдачи и смещения облучаемой поверхности описаны в [5, 6]. Зеркально отраженный лазерный импульс и свечение возникающей эрозионной плазмы регистрировалось с помощью фотодиода и соответствующих светофильтров. При использованных диаметрах области воздействия (1 и 0.5 mm) лазерные импульсы обеспечивали максимальную плотность облучения  $E$  в диапазоне  $0.2\text{--}3 \text{ J/cm}^2$  с гауссовым пространственным распределением. Калибровка пьезодатчика осуществлялась по методу сравнения термоакустического и



испарительного сигналов, одновременное наблюдение которых в случае ртути отмечено еще в [7].

В настоящем эксперименте ртуть с толщиной слоя 2.5 mm находилась в закрытой покровным стеклом кювете диаметром 18 mm и высотой 35 mm, стеклянное дно которой толщиной 4 mm располагалась на верхней поверхности датчика из ниобата лития диаметром 22 mm и толщиной 7 mm с коаксиальным съемом сигнала [5, 6], который подавался на нагрузку 50  $\Omega$  осциллографа LeCroy WaveSurfer 3054.

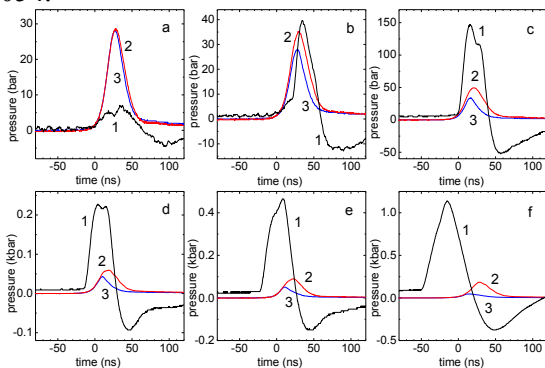


Рис. 1. Акустический (1), лазерный (2) и отраженный (3) сигнал при разных  $E = 0.33$  (a), 0.43 (b), 0.66 (c), 0.81 (d), 1.15 (e), 2.55 (f)  $\text{J}/\text{cm}^2$

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны изменения акустического и отраженного лазерного сигналов на фоне исходного лазерного импульса. Рис. 1a,b демонстрирует заметный рост испарительного сигнала на фоне термоакустического при сравнительно небольшом изменении отраженного сигнала. Еще слабо различимый на рис. 1b излом на заднем фронте акустического сигнала уже явно заметен при дальнейшем росте  $E$ , как и происходящее при этом уменьшение отражательной способности. На рис. 1d-f проявляется еще два эффекта: смещение на более ранние времена переднего фронта акустического сигнала, который при этом претерпевает заметное уширение.

К отмеченным выше впервые наблюдаемым эффектам (появление горба на заднем фронте акустического импульса, его уширение и сдвиг на более ранние времена) следует добавить провал в поведении эффективного смещения облучаемой поверхности,

которое регистрируется по отличию (временному сдвигу) между модулированными частями лазерного и акустического импульсов. Появление этого провала не согласуется с механизмом испарительной абляции и может быть связано со значительным увеличением длины поглощения в жидком металле (от долей микрона до многих десятков микрон), что согласуется также с замедлением роста величины сдвига вперед на уровне  $\tau \approx 70$  ns при дальнейшем росте  $E > 3$  J/cm<sup>2</sup>. Сдвиг вперед на таком уровне означает уменьшение расстояния между областью проникновения излучения и датчиком на величину  $d = c\tau = 100$   $\mu$ m, где  $c = 1.4$  km/s – скорость звука в ртути.

Заметим, что уменьшение времени прохождения акустического сигнала от области проникновения излучения до пьезодатчика не может быть объяснено его трансформацией в более быструю ударную волну на всем пути его следования. Это утверждение основывается на результатах акустической диагностики в случае нагружения облучаемой поверхности стеклянной пластиной толщиной 7 mm.

### Благодарности

Автор выражает благодарность старшим товарищам из Теоретического отдела, отделов ФЭЛ, ВКИВ и Колебаний ИОФ РАН за постановку задачи и содействие проведению эксперимента.

1. Batanov V.A., Bunkin F.V., Prokhorov A.M. et al. *ЖЭТФ*. 1973, **36**, 311-322.
2. Ландау Л.Д., Зельдович Я.Б. *Acta phys.-chim. USSR* 1943, **18**, 194.
3. Андреев С.Н., Мажукин В.И., Никифорова Н.М. и др. *Квантовая электроника*. 2003, **33**, 771-776.
4. Быковский Н.Е., Першин С.М., Самохин А.А. и др. *Квантовая электроника*. 2016, **46**, 128-132.
5. Самохин А.А., Шашков Е.В., Воробьев Н.С. и др. *Письма в ЖЭТФ*. 2018, **108**, 388-192.
6. Samokhin A.A., Shashkov E.V., Vorob'ev N.S. et al. *Physics of Wave Phenomena*. 2019, **27**, 42–50.
7. Веселовский И.А., Жиряков Б.М., Попов Н.И., Самохин А.А. *Труды ИОФАН*. 1988, **13**, 108-120.

# Чувствительность приемных систем типа «диполь» и «триполь» с неидентичными приемниками

Субботкин А.О.

*ИЦВИ, отдел «Морские технологии»*

*E-mail: [subov-an@yandex.ru](mailto:subov-an@yandex.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00039

## **Введение**

Электрически комбинированные электроакустические приемные (микрофонные или гидрофонные, далее микрофонные) системы типа «диполь» и «триполь» известны с 30-40-х годов, сегодня такие системы широко применяются для решения задач однонаправленного приема при акустических измерениях преимущественно в гидроакустике.

Некоторые теоретические основы формирования электрически комбинированных микрофонных систем изложены в классических учебниках по электроакустике [1, 2], а также в более поздних работах [3, 4]. Из упомянутых источников известно, что при формировании системами «триполь» характеристики направленности типа «кардиоида», появляется необходимость компенсации разности фаз между сигналами двух разных типов приемников, которое обычно решается путем введения компенсирующей временной задержки в один из сигналов. Однако представленные в вышеупомянутой литературе теоретические основы не формулируют полной математической модели подобных комбинированных микрофонных систем, что не позволяет определить все характеристики системы (например, частотный диапазон направленного приема), т.к. не приводится аналитическое выражение для ее чувствительности. Также, в [1, 2, 4] не рассматриваются системы, состоящие из однотипных приемников с неидентичными амплитудными и фазовыми характеристиками.

В настоящей работе сформулирована математическая модель для микрофонных систем типа «диполь» и типа «триполь», состоящих из ненаправленных приемников (приемников звукового давления) с неидентичными амплитудными и фазовыми характеристиками.

## Результаты

Микрофонная система типа «диполь» состоит из двух ненаправленных микрофонов (приемников звукового давления)  $d_1$  и  $d_2$  (рис. 1 а) расположенных на расстоянии  $d$  друг от друга (назовем это расстояние базой диполя). Микрофоны включены встречно, т.е. сигнал диполя формируется, как  $u_d = u_{d1} - u_{d2}$ . Начало координат совпадает с центром базы диполя. Пусть приемники имеют неидентичные амплитудные и фазовые характеристики, а именно: частотную характеристику чувствительности (ЧХЧ)  $M_{d1} \neq M_{d2}$  и фазо-частотные характеристику (ФЧХ)  $\Delta\varphi_{d1} \neq \Delta\varphi_{d2}$ .

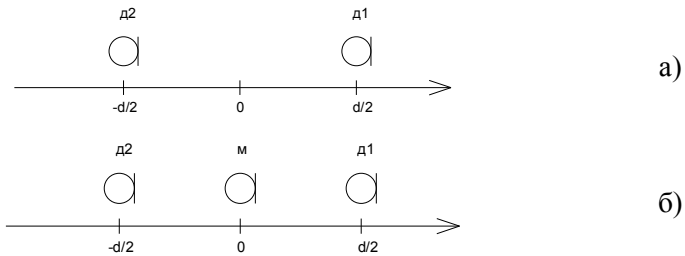


Рис. 1. Схема расположения приемных элементов системы «диполь» (а) и «триполь» (б)

Выходное напряжение сигнала диполя, состоящего из неидентичных по АЧХ и ФЧХ приемников при падении гармонической плоской волны под некоторым углом  $\theta$  к оси системы, будет записано, как:

$$u_d = M_{d1} \cdot p_m \cdot \left( e^{j\left(\omega t + \Delta\varphi_1 + \frac{kd}{2} \cos \theta\right)} - \frac{M_{d2}}{M_{d1}} \cdot e^{j\left(\omega t + \Delta\varphi_2 - \frac{kd}{2} \cos \theta\right)} \right)$$

А модуль чувствительности диполя:

$$|M_d| = M_{d1} \cdot \sqrt{\left(\frac{M_{d2}}{M_{d1}}\right)^2 + 1 - 2 \frac{M_{d2}}{M_{d1}} \cos(\Delta\varphi_{d1-2} + kd \cos \theta)}$$

Для формирования системы «триполь» поместим в фазовый центр диполя ненаправленный микрофон (рис.1.б.), назовем его монополю. Сигнал диполя усилим на некоторый частотно-зависимый коэффициент усиления  $K(f)$ , сигнал монополя пропустим через линию временной задержки с некоторой регулируемой задержкой по времени  $\tau$ , далее сложим сигнал монополя и диполя.

Выходное напряжение сигнала триполю, состоящего из неидентичных по АЧХ и ФЧХ приемников, будет записано, как:

$$u_{\text{дм}} = K \cdot M_{\text{д1}} \cdot p_m \cdot e^{j\left(\omega t + \Delta\varphi_1 + \frac{kd}{2} \cos \theta - \omega\tau_{\text{д}}\right)} - K \cdot M_{\text{д2}} \cdot p_m \cdot e^{j\left(\omega t + \Delta\varphi_2 - \frac{kd}{2} \cos \theta - \omega\tau_{\text{д}}\right)} + M_{\text{м}} \cdot p_m \cdot e^{j(\omega t + \Delta\varphi_{\text{м}})}$$

А модуль чувствительности триполю:

$$\begin{aligned} |M_{\text{дм}}| = M_{\text{м}} \times & \left[ K^2 \cdot 10^{0,1A} + K^2 \cdot 10^{0,1B} + 1 - \right. \\ & - 2K^2 \cdot 10^{0,05(A+B)} \times \cos\left(\frac{2\pi}{360} \Delta\varphi_{\text{д1-д2}}^\circ + kd \cos \theta\right) + \\ & + 2K^2 \cdot 10^{0,05A} \times \cos\left(\frac{2\pi}{360} \Delta\varphi_{\text{д1-м}}^\circ - \omega\tau_{\text{д}} + \frac{kd}{2} \cos \theta\right) - \\ & \left. - 2K^2 \cdot 10^{0,05B} \times \cos\left(\frac{2\pi}{360} \Delta\varphi_{\text{д2-м}}^\circ - \omega\tau_{\text{д}} - \frac{kd}{2} \cos \theta\right) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

где

$$A = 20 \log\left(\frac{M_{\text{д1}}}{M_{\text{м}}}\right) \quad B = 20 \log\left(\frac{M_{\text{д2}}}{M_{\text{м}}}\right) \quad \frac{M_{\text{д1}}}{M_{\text{м}}} = 10^{0,05A} \quad \frac{M_{\text{д2}}}{M_{\text{м}}} = 10^{0,05B}$$

Здесь амплитудная неидентичность  $A$  и  $B$  приемников показано дБ, а неидентичность ФЧХ – в градусах.

### Благодарности

Автор выражает благодарность коллегам из отдела «Морские технологии» НЦВИ ИОФ РАН Кузнецову Геннадию Николаевичу и Пудовкину Алексею Алексеевичу за полезные обсуждения работы и ее результатов.

1. Фурдуев В.В. *Акустические основы вещания*. М.: Связьиздат, 1960.
2. Вахитов Я.Ш. *Теоретические основы электроакустики и электроакустическая аппаратура*. М.: Искусство, 1982.
3. Скребнев Г.К. *Комбинированные гидроакустические приемники*. Санкт-Петербург: Элмор, 1997.
4. Вахитов Ш.Я., Ковалгин Ю.А., Фадеев А.А., Щевьев Ю.П. *Акустика: учебник для вузов*. М.: Горячая линия - Телеком, 2009.

# Модифицированное «телеграфное» уравнение в интерференционной антенне и трубе с импедансными включениями

Субботкин А.О.

*ИЦВИ, отдел «Морские технологии»*

*E-mail: [subov-an@yandex.ru](mailto:subov-an@yandex.ru)*

DOI:10.24411/9999-033A-2019-00040

## **Введение**

Колебательные процессы в трубах являются классической проблемой линейной акустики. Уравнение колебательного процесса в замкнутой на два импеданса трубе хорошо известно и представлено в классической литературе, например в [1]. Также в литературе и периодических изданиях подробно рассмотрены вопросы прохождения волн через различные импедансные включения в бесконечных или полубесконечных трубах (отводы, резонаторы, разветвления и т.д.). Однако, задача определения результирующего звукового поля в конечных (замкнутых) трубах при наличии импедансных включений на сегодняшний день в известной литературе не рассмотрена.

Представлено модифицированное «телеграфное» уравнение распространения плоской волны в интерференционной антенне (трубы с боковыми отверстиями) и трубе с импедансными включениями.

## **Результаты**

Распространение плоской звуковой волны в бесконечной цилиндрической трубе без импедансных включений можно описать т.н. «телеграфным» уравнением [1, 2]:

$$p = \rho c_0 \cdot p_0 \cdot e^{-\gamma x} \cdot e^{i\omega t},$$

где

$\gamma = \beta + j\alpha$  – постоянная распространения;

$\beta$  – коэффициент затухания;

$j\alpha$  – фазовая постоянная.

Прохождение плоской звуковой волны в цилиндрической трубе через сечение импедансного включения в литературе [1, 3] рассмотрено в предположение, что, во-первых, труба является бесконечной или полубесконечной, во-вторых, это единственное

импедансное включение, а в-третьих, импедансное включение не излучает дополнительные звуковые волны в рассматриваемую трубу, т.е. не является вторичным источником звуковых колебаний (например, импедансным включением является полубесконечная труба). Такая постановка задачи не позволяет описать звуковую волну, распространяющуюся в реальных звукопроводах с импедансными включениями в любой точке.

Ниже представлено полученное нами модифицированное «телеграфное» уравнение для распространяющейся плоской звуковой волны прямого  $A(x)$  и обратного хода  $B(x)$  в цилиндрической трубе с импедансными включениями:

$$A(x) = A \cdot e^{-\gamma(x-x_0)} \cdot \mathcal{G}_{left}(x-x_0) \cdot T_{in}(x),$$

$$B(x) = B \cdot e^{\gamma(x-x_{(n+1)})} \cdot \mathcal{G}_{right}(x_{(n+1)}-x) \cdot T_{out}(x)$$

где

$A$  и  $B$  – амплитудно-фазовые коэффициенты прямой и обратной волны соответственно в начальный момент времени;

$$T_{in}(x) = \left( \prod_{i=s_{in}(x_0)}^{i=s_{in}(x_{(0+(1-g(x_0-x))))})} (T_i) \right)^{-1} \cdot \left( \prod_{i=s_{in}(x_0)}^{i=s_{in}(x)} (T_i) \right)$$

$$T_{out}(x) = \left( \prod_{i=s_{out}(x_{(n+1)})}^{i=s_{out}(x_{((n+1)-(1-g(x-x_{(n+1))}))})} (T_i) \right)^{-1} \cdot \left( \prod_{i=s_{out}(x_{(n+1)})}^{i=s_{out}(x)} (T_i) \right)$$

$T_i$  – коэффициент прохождения волны через границу сечения импедансного включения;

Ступенчатые функции  $s_{in}(x)$  и  $s_{out}(x)$  определяются, как:

$$s_{out}(x) = \begin{cases} 0, & x < x_0 \\ 1, & x_0 \geq x > x_1 \\ 2, & x_1 \geq x > x_2 \\ \dots & \dots \\ n, & x_{(n-1)} \geq x > x_n \\ (n+1), & x_n \geq x > x_{(n+1)} \\ (n+2), & x \geq x_{(n+1)} \end{cases}, \quad s_{in}(x) = \begin{cases} -1, & x \leq x_0 \\ 0, & x_0 < x \leq x_1 \\ 1, & x_1 < x \leq x_2 \\ \dots & \dots \\ (n-1), & x_{(n-1)} < x \leq x_n \\ n, & x_n < x \leq x_{(n+1)} \\ (n+1), & x > x_{(n+1)} \end{cases},$$

по аналогии с функцией Хэвисайда:

$$g(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ 1, & x \geq 0 \end{cases}$$

### **Благодарности**

Автор выражает благодарность профессору кафедр «электроакустика и ультразвуковая техника» ЛЭТИ и «акустика» СПбГУКиТ Вахитову Шакиру Яшэровичу за полезные обсуждения работы и ее результатов.

1. Ржевкин С.Н. *Курс лекций по теории звука*. Москва: Издательство московского университета, 1960.
2. Исакович М.А. *Общая акустика*. Москва: Наука, 1973.
3. Лапин А.Д. *Акустический журнал*. 1994, **40**(6), 1001-1002.



## Алфавитный указатель

Фамилия имя отчество участника стр.

### ОТДЕЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Новиков Василий Сергеевич 89  
Яблочникова Мария Сергеевна 35

### ОТДЕЛ ДИОДНОЙ ЛАЗЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Кузьмичев Александр Сергеевич 15  
Маданов Эльмар Магомедович 84

### ОТДЕЛ КОЛЕБАНИЙ

Аблизен Роман Сергеевич 64, 73  
Бухарина Айгуль Булатовна 64, 73  
Дежкина Маргарита Александровна 7  
Жлуктова Ирина Вадимовна 10, 32, 92  
Зверев Андрей Дмитриевич 13  
Красиков Кирилл Михайлович 38  
Кузнецов Сергей Михайлович 41  
Лаптинская Полина Константиновна 16  
Мартьянов Артем Константинович 18, 53, 55  
Понарина Мария Владимировна 24  
Титиренко Антон Михалович 28  
Трикшев Антон Игоревич 10, 29, 32, 92  
Филатова Серафима Андреевна 10, 32, 92

### ОТДЕЛ СУБМИЛЛИМЕТРОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Тихановский Артем Юрьевич 44  
Чучупал Сергей Вячеславович 47

### ОТДЕЛ ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ

Борзосеков Валентин Дмитриевич 67  
Кончечков Евгений Михайлович 78  
Петрова Мария Николаевна 70

### ОТДЕЛ ФОТОЭЛЕКТРОНИКИ

Зубко Алексей Евгеньевич 95

**ОТДЕЛ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ И  
МЕДИЦИНСКИХ ПРОБЛЕМ**

Веремьева Мария Владимировна 75

**ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ ОТДЕЛ**

Богачев Николай Николаевич 92

Кожаев Михаил Александрович 61

***НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ВОЛНОВЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ***

**ОТДЕЛ «МОРСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ»**

Субботкин Антон Олегович 98, 101

***НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ЛАЗЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ И ТЕХНОЛОГИЙ***

**ОТДЕЛ ЛАЗЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ И ФОТОНИКИ**

Пирпоинт Ксения Александровна 21

Терещенко Дмитрий Петрович 26

**ОТДЕЛ НАНОТЕХНОЛОГИЙ**

Александров Александр Александрович 50

Кузнецов Сергей Викторович 52, 55

Смирнов Владислав Алексеевич 57

Стрекалов Павел Викторович 58

***ЦЕНТР ЕСТЕСТВЕННО-НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ***

**ОТДЕЛ СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ  
ЯВЛЕНИЙ**

Ерёмин Тимофей Владимирович 59

Кустов Даниил Максимович 81

Москалев Аркадий Сергеевич 86

Пастернак Дмитрий Григорьевич 18

Седов Вадим Станиславович 53, 55

***ЦЕНТР ФИЗИЧЕСКОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ***

Ганин Даниил Валентинович 5

## ОРГАНИЗАТОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ



Институт общей физики им. А.М. Прохорова  
Российской академии наук

## ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА



Министерство науки и высшего образования  
Российской Федерации



При участии фирмы Wonder Technologies

**Wonder  
Technologies**



**ШКОЛА МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ  
«ПРОХОРОВСКИЕ ЧТЕНИЯ»**

**ШКОЛА-КОНФЕРЕНЦИЯ МОЛОДЫХ УЧЁНЫХ  
«ПРОХОРОВСКИЕ НЕДЕЛИ»**

**ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

*Печатается в авторской редакции  
в соответствии с представленным оригинал-макетом*

*Дизайн обложки М.Н. Маяковой  
Технический редактор В.Е. Шукшин*

Подписано в печать 12.10.2019  
Формат 60×90 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Усл. печ. л. 6,75.  
Тираж 50 экз. Заказ № 191690-10-19.  
Отпечатано в ООО «МДМпринт»  
г. Москва, тел. +7(495) 256-10-00

ISBN 978-5-905109-04-1



9 785905 109041

ISBN 978-5-905109-04-1



9 785905 109041