

# ГОДОВОЙ ОТЧЕТ

## Отделения оптики

Физического института им. П.Н.Лебедева РАН

**2015**

Темы:

**Спектроскопические методы исследования фундаментальных свойств земной атмосферы, лабораторных и астрофизических объектов**

Руководитель д.ф.-м.н. В.Н.Сорокин

стр. 2-15

**Механизмы процессов переноса и релаксации в новых гибридных наноматериалах, необходимых для создания эффективных источников света**

Руководитель д.ф.-м.н. Витухновский А.Г.

стр. 16-31

**Оптические и спектроскопические исследования атомно-молекулярных и плазменных систем**

Руководитель д.ф.-м.н. В.Н.Очкин

стр. 32-37

**Оптика и спектроскопия атомно-молекулярных систем и структур нанометрового и субмикронных размеров**

Руководитель д.ф.-м.н. А.В. Масалов

стр.38-60

## Регистрация часового перехода в ультрахолодном тулии

Головизин А.А., Калганова Е.С., Сукачев Д.Д., Вишнякова Г.А., Семериков И.А., Сошенко В.В., Трегубов Д.О., Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н.

Впервые зарегистрировано прямое возбуждение магнито-дипольного перехода между подуровнями тонкой структуры основного состояния в облаке ультрахолодных атомов тулия. Этот переход на длине волны  $\lambda = 1,14$  мкм с естественной шириной 1,6 Гц планируется использовать в качестве часового в оптическом репере частоты на лазерно-охлажденных атомах тулия.

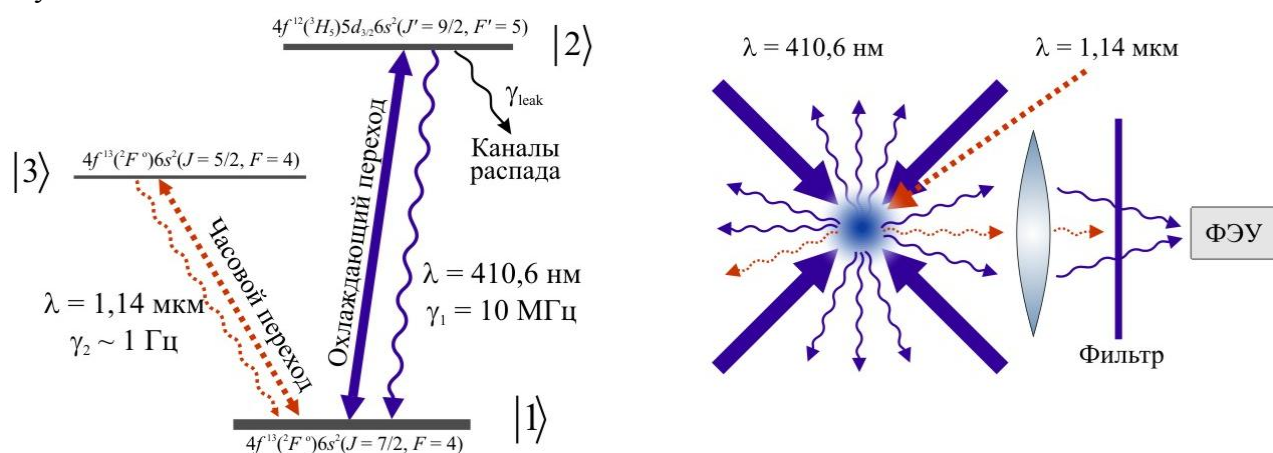


Рис.1. Слева: схема уровней атома тулия, задействованных в эксперименте. Справа: схема возбуждения облака атомов лазерными пучками и регистрация люминесценции на длине волны 410,6 нм, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель.

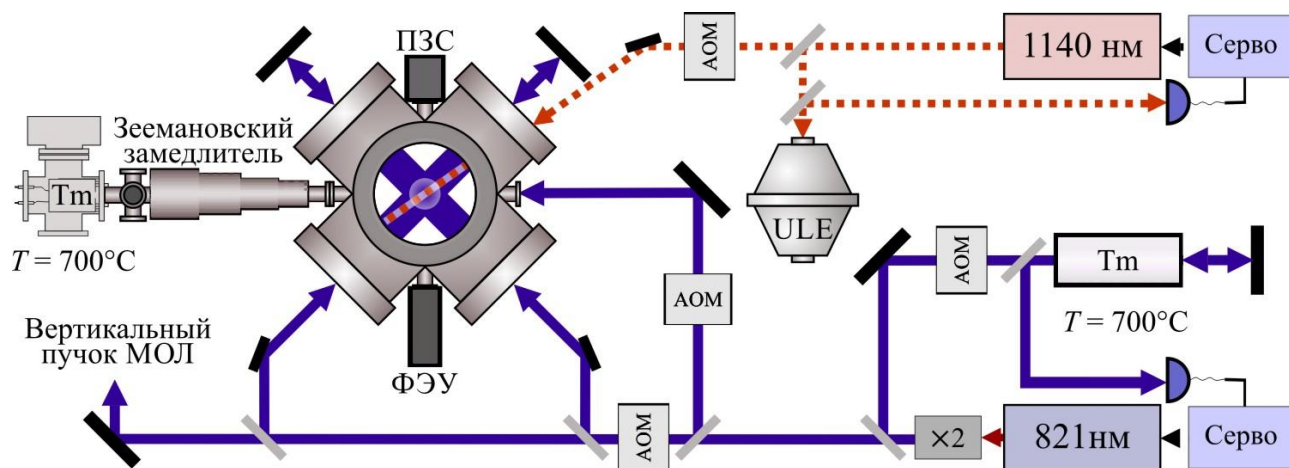


Рис.2. Схема экспериментальной установки. Сплошные линии обозначают охлаждающее излучение, пунктирные – излучение часового лазера, АОМ – акусто-оптический модулятор, ФЭУ – фотоэлектронный умножитель, ПЗС – фотокамера, ULE – высокодобротный резонатор.

Мы предложили использовать переход с длиной волны  $\lambda=1,14$  мкм в качестве часового перехода в оптическом репере частоты на ансамбле атомов тулия, загруженных в оптическую решетку для стандарта частоты нового поколения. На рис.1 показана схема уровней тулия, которые используются в настоящей работе. Лазерное возбуждение часового перехода представляет определенную сложность вследствие его малой естественной спектральной ширины. Методом регистрации слабых переходов в облаке лазерно-охлажденных атомов является наблюдение уменьшения интенсивности люминесценции

атомов на сильном циклическом переходе (в нашем случае использовался охлаждающий переход с длиной волны 410,6 нм) при попадании частоты излучения часового лазера в резонанс. На рис.2 представлена использованная в этих экспериментах часть установки.

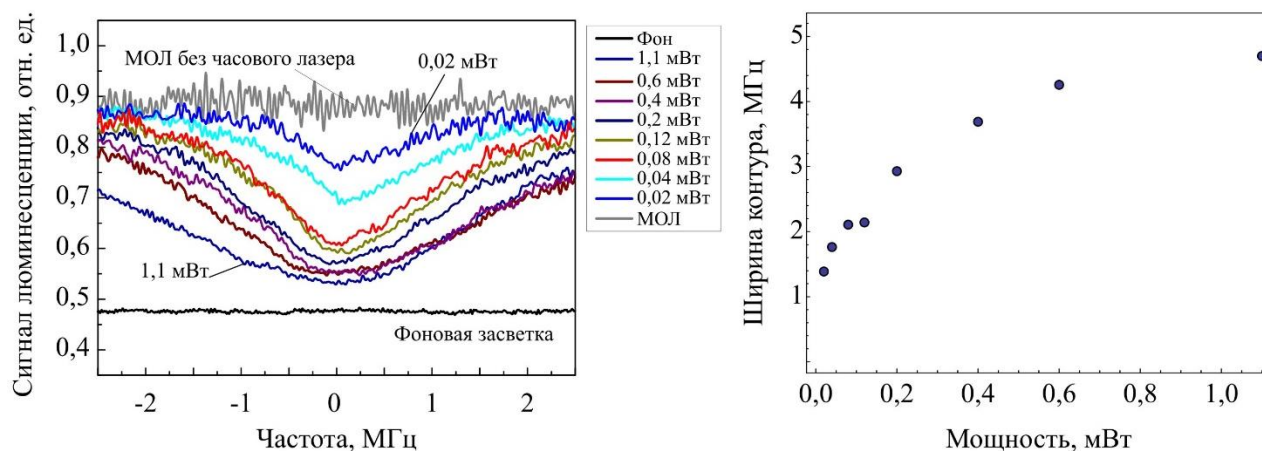


Рис.3. Слева: провал люминесценции атомов в МОЛ в зависимости от отстройки частоты часового лазера при различных мощностях излучения часового лазера. Справа: зависимость ширины резонанса, детектируемого в МОЛ, от мощности излучения часового лазера (справа).

Часовой лазер стабилизирован по внешнему высокочастотному ULE-резонатору вблизи исследуемого перехода. Частота перехода известна с точностью 1 ГГц, система измерения частоты излучения часового лазера обеспечивала точность 3 ГГц. Сканирование частоты излучения, взаимодействующего с облаком атомов, и поиск часового перехода осуществлялось с помощью акусто-оптического модулятора (АОМ).

На рисунке 3(слева) приведен сигнал люминесценции атомов в МОЛ при сканировании частоты часового лазера через найденный резонанс (скорость сканирования 100 кГц/сек) для различных значений мощности излучения. Как видно из рисунка, при уменьшении мощности излучения контраст провала люминесценции снижается при одновременном сужении спектральной ширины линии. На рис.3(справа) представлена соответствующая зависимость ширины контура линии, аппроксимированной функцией Лоренца, на полувысоте от мощности. Экстраполяция в нулевую мощность возбуждающего поля приводит к значению ~1 МГц, что примерно соответствует доплеровскому уширению лазерно-охлажденных атомов в облаке и зеемановскому расщеплению.

Таким образом, мы впервые осуществили прямое лазерное возбуждение перехода между тонкими компонентами основного состояния в ультрахолодных атомах тулия на длине волны 1140 нм, являющегося перспективным кандидатом для создания репера частоты. При мощности излучения часового лазера 20 мкВт зарегистрирована спектральная ширина перехода ~1 МГц, определяющаяся на настоящий момент уширением мощностью, а также уширением за счет эффектов Доплера и Зеемана. В ближайшей перспективе нами планируется исследовать часовой переход в атомах тулия, захваченных в оптическую решетку. Благодаря эффекту Лэмба-Дике в решетке можно избежать доплеровского уширения и спектрально разрешить зеемановские компоненты. Кроме того, в оптической решетке планируется экспериментально определить время жизни часового уровня.

А.А.Головизин, Е.С.Калганова, Д.Д.Сукачев, Г.А.Вишнякова, И.А.Семериков, В.В.Сошенко, Д.О.Трегубов, А.В.Акимов, Н.Н.Колачевский, К.Ю.Хабарова, В.Н.Сорокин. «Детектирование часового перехода (1,14 мкм) в ультрахолодных атомах тулия». Квантовая электроника, 45, № 5, 482-485 (2015).

## Волнообразное формирование горячих аркад с температурой выше 5 МК

Рева А.А., Шестов С.В., Зимовец И.В., Богачев С.А., Кузин С.В.

Впервые обнаружено волнообразное формирование горячих аркад с температурой более 5 МК в короне Солнца. В исследовании использовались уникальные данные спектрогелиографа Mg XII (спутник КОРОНАС-Ф), с помощью которого получены изображения горячей плазмы в резонансной линии иона Mg XII 8.42 А. Излучение на этой линии формируется при температурах более 5 МК, что делает спектрогелиограф эффективным прибором для исследования процессов выделения энергии в короне Солнца.

Обнаруженные аркады формировались в одной и той же активной области 4 раза подряд с интервалом примерно 4 часа. Аркады развивались одинаково:

- локализованная вспышка вспыхивает на границе все еще невидимой аркады (рис. 1);
- аркада волнообразно зажигается – петли, которые находятся ближе к предшественнику, зажигаются раньше;
- аркада потухает в течение 1 часа.

Скорость волны составляет примерно 700 км/с, а расстояние между горячими петлями 50 тыс. км. Аркады сформировались без видимых изменений магнитной структуры. До вспышки над вершиной аркады существовал токовый слой. Вспышка, предшествующая появлению аркады, запустила магнитогидродинамическую (МГД) волну, которая вызвала неустойчивости в токовом слое. Неустойчивости ускорили процесс пересоединения магнитного поля в токовом слое, что привело к нагреву петель аркады.

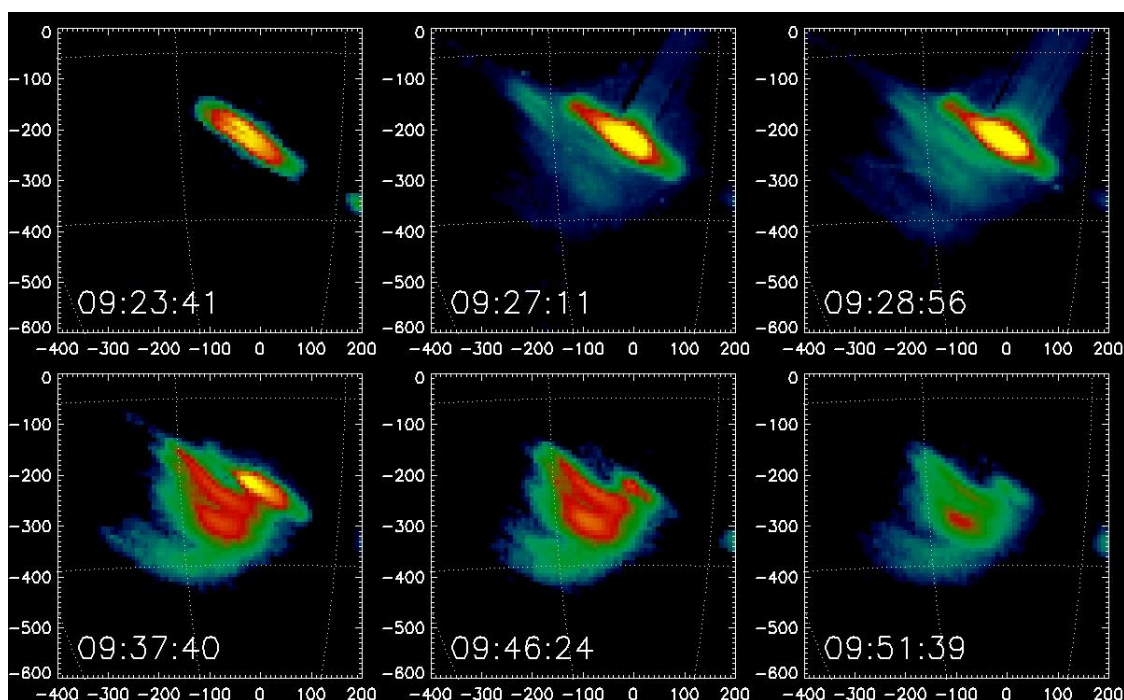


Рис. 1. Горячая аркада. Изображения получены спектрогелиографом Mg XII. Координаты указаны в угловых секундах.

Reva A., Shestov S., Zimovets I., Bogachev S., Kuzin S. Wave-like Formation of Hot Loop Arcades. *Solar Physics*, 290, 2909-2921 (2015).

# Применение изогнутых микроканальных пластин в системах регистрации спектрометров скользящего падения

Анциферов П.С., Дорохин Л.А., Сопкин Ю.В., Шевелько А.П.

Разработана новая конструкция ВУФ спектрометра скользящего падения, в схеме которого используется микроканальная пластина (МКП), упруго изогнутая вдоль окружности Роуланда. Такая схема позволила улучшить согласование пространственного разрешения МКП и реальной спектральной структуры по сравнению с вне-Роуландовской регистрацией. Проведенные тесты продемонстрировали пятикратное увеличение спектральной разрешающей способности.

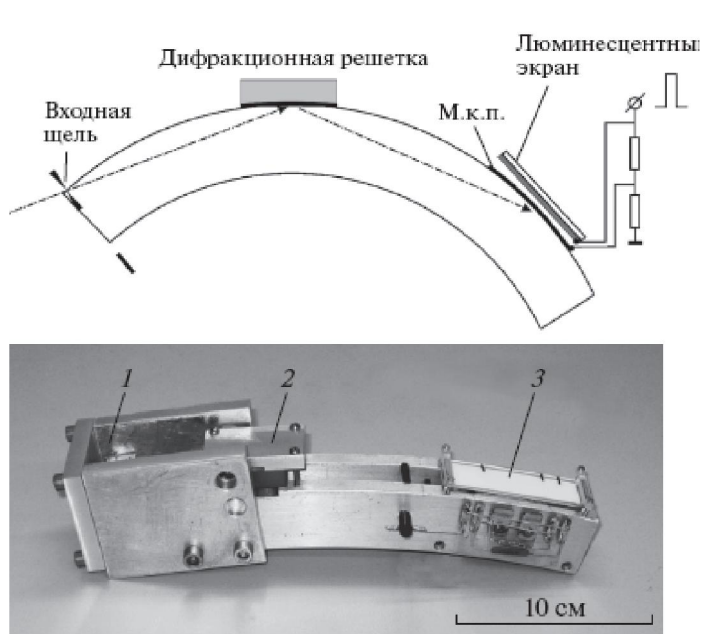
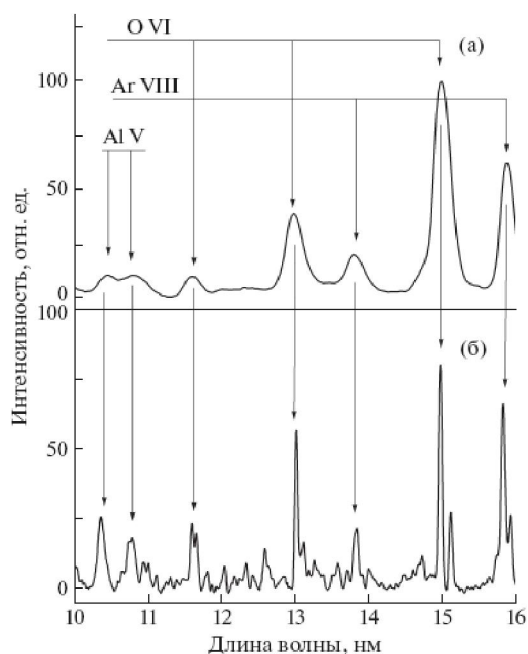


Схема и внешний вид спектрометра с МКП детектором (3)



Спектр Ar разряда с вне Роуландовским и Роуландовским (снизу) спектрометрами

П.С. Анциферов, Л.А. Дорохин, Ю.В. Сопкин, А.П. Шевелько. “Применение изогнутых микроканальных пластин в системах регистрации спектрометров скользящего падения”. ПТЭ №5, 121-123 (2015).

## Влияние электрон-ядерного взаимодействия на межъядерное движение при медленных ион-атомных столкновениях

Толстихин О.И., Толстихина И.Ю.

Исследовано влияние электрон-ядерного взаимодействия на траекторию ядер при медленных столкновениях альфа-частиц с изотопами водорода (H, D, T). Показано, что потенциал Борна-Оппенгеймера (БО) в начальном канале столкновения, который эффективно учитывает это взаимодействие, правильно описывает динамику межъядерного движения в отличие от соответствующего кулоновского потенциала. Это продемонстрировано на примере сравнения БО и кулоновской траектории с траекторией, рассчитанной из первых принципов в подходе END (Electron Nuclear Dynamics). Важным следствием этого вывода является то, что БО-траектория должна быть использована вместо кулоновской в реализации адиабатического подхода.

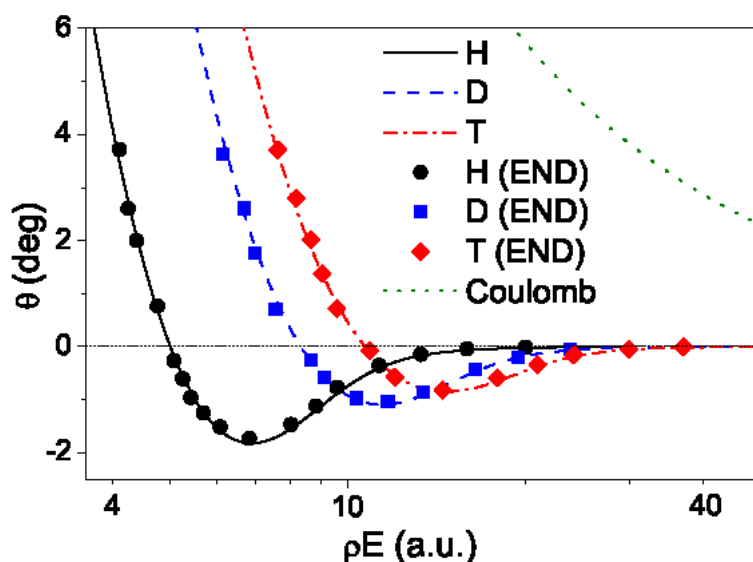


Рис. 1. Угол рассеяния для межъядерного движения в системе  $\text{He}^{2+} + \text{H}, \text{D}, \text{T}$  при энергии столкновения  $E = 50 \text{ eV/amu}$  в зависимости от произведения  $\rho E$ .

Inga Yu. Tolstikhina, and Oleg I. Tolstikhin. Effect of electron-nuclei interaction on internuclear motions in slow ion-atom collisions. *Physical Review A* 92, 042707 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevA.92.042707

# Многоэлектронная ионизация нейтральных атомов многозарядными ионами

Толстихина И.Ю., Шевелько В.П.

Предложен метод расчёта сечений многоэлектронной ионизации нейтральных атомов многозарядными ионами в широкой области энергий 1 МэВ/н – 10 ГэВ/н, т.е. включая релятивистскую область. Метод основан на использовании модели независимых частиц (IPM) и программе RICODE-M, созданной в Отделе спектроскопии ФИАН, для расчёта сечений релятивистской ионизации атомом и ионов тяжёлыми частицами. Конкретные расчёты сечений  $m$ -электронной ионизации представлены для атомов Ne ( $1 \leq m \leq 10$ ) и Ar ( $1 \leq m \leq 18$ ) в указанной области энергий. Данные для сечений многоэлектронной ионизации атомов необходимы для многих приложений в физике ускорителей, атомной физике и медицине (пучковая терапия опухолей).

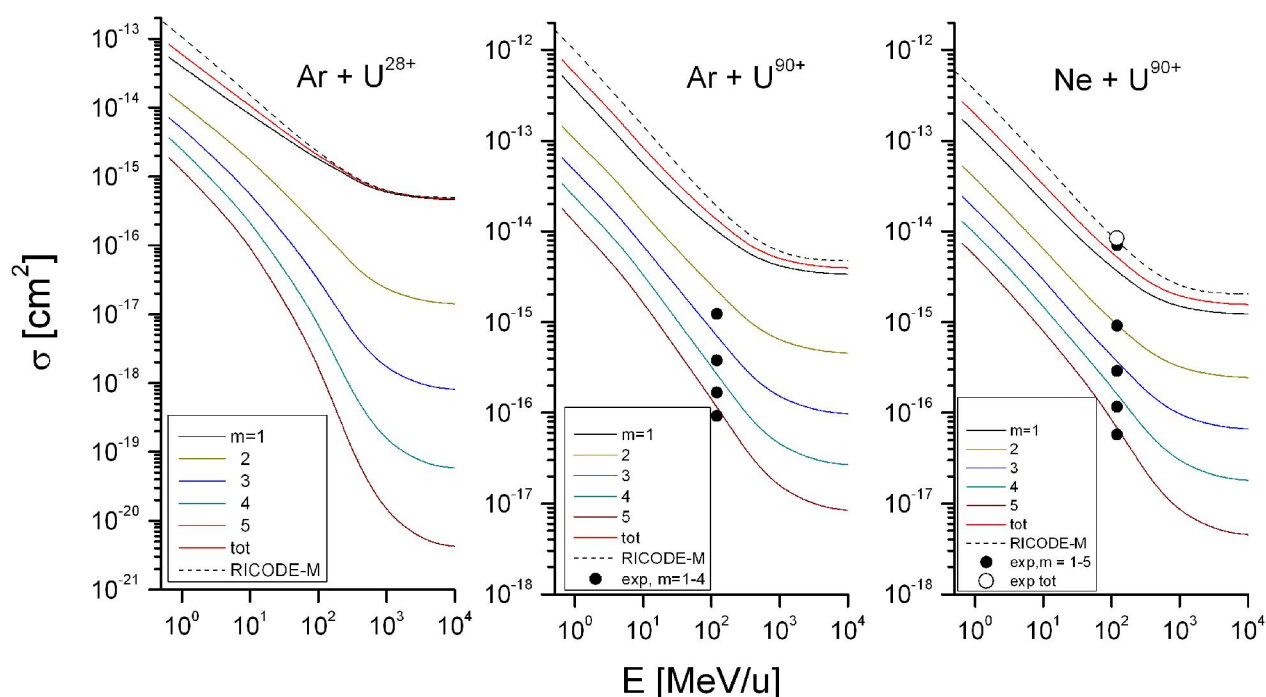


Рис. 1. Сечения  $m$ -электронной ионизации и полные, суммарные по  $m$  сечения (обозначены красным). Пунктирные кривые – релятивистское борновское приближение. Разница между борновскими и полными сечениями связана с учётом эффектов нормировки.

Inga Yu. Tolstikhina, and V.P.Shevelko. Multiple ionization of atoms by highly charged ions. Physica Scripta **90**, 074033 (2015). DOI:10.1088/0031-8949/90/7/074033.

# Построение спектральных изображений высокого разрешения в мягкой рентгеновской области спектра

Рагозин Е.Н.

Исследованы возможности спектроскопии мягкой рентгеновской области спектра при использовании VLS-решеток – отражательных дифракционных решеток с шагом, монотонно меняющимся на апертуре по заданному закону. Разработан метод расчета различных типов спектральных приборов мягкого рентгеновского диапазона, использующих VLS-решетки и многослойные зеркала. Метод совмещает аналитические расчеты и численную трассировку лучей.

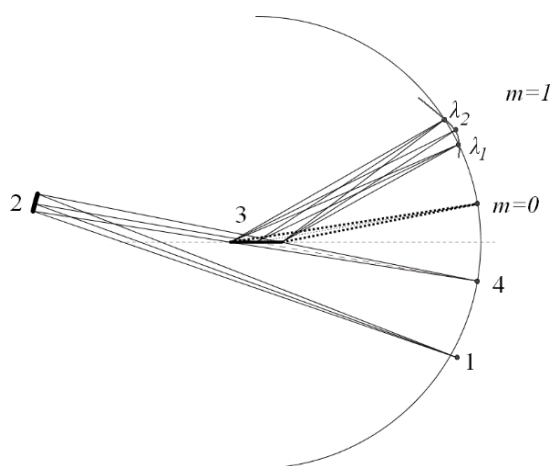


Рис. 1. Оптическая схема спектрометра с компенсацией астигматизма на двух длинах волн. 1 – источник излучения, 2 – вогнутое широкополосное зеркало на основе аперидической многослойной структуры, 3 – плоская VLS-решётка, 4 – вертикальный фокус сходящегося пучка.

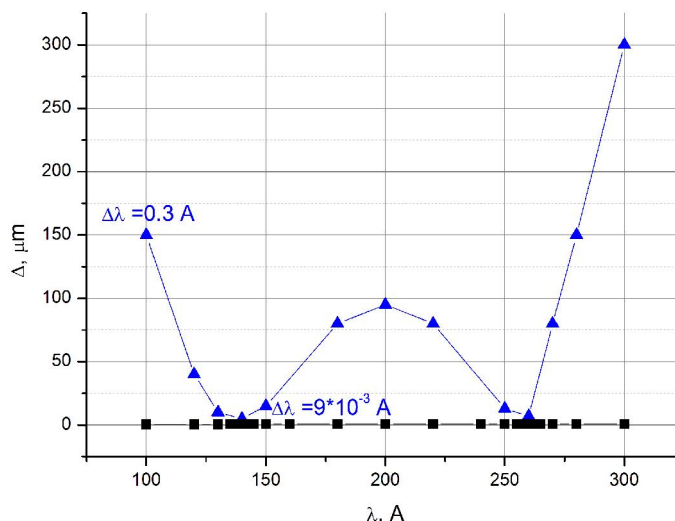


Рис. 2. Ширина спектрального изображения точечного монохроматического источника в монохроматорах с постоянным углом отклонения с классической вогнутой решеткой 600 штрих/мм (треугольники) и VLS-решеткой (квадраты) с  $p = 600$  штрих/мм шириной 50 мм (расстояние решетка – детектор  $\approx 1$  м).

Проанализированы оптико-спектральные схемы высокого разрешения для мягкой рентгеновской области спектра, обладающие плоским фокальным полем и использующие VLS-решетки скользящего падения – отражательные решетки с шагом, монотонно изменяющимся на апертуре по заданному закону (ЦКП МФТИ, НПО ГИПО). Рассчитаны (1) стигматический спектрометр на область 12–30 нм, включающий широкополосное многослойное зеркало и плоскую VLS-решетку; (2) монохроматор с неподвижными щелями и постоянным направлением входа и выхода излучения (т.е. при постоянном угле отклонения), обладающий разрешающей способностью свыше 10000 в области 10–30 нм (в стигматическом и астигматическом вариантах) с плоской VLS-решеткой. В схеме сканирующего спектрографа с плоским полем высокое качество спектрального изображения сохраняется в области более 20 Å.

1. Е.А. Вишняков, А.Н. Шатохин, Е.Н. Рагозин, Концепция широкополосных стигматических спектрометров высокого разрешения для мягкой рентгеновской области спектра, Квантовая электроника, **45** (4), 371-376 (2015).
2. А.С. Пирожков, Е.Н. Рагозин, Аперидические многослойные структуры в оптике мягкого рентгеновского излучения, УФН, **185** (11), 1203–1214 (2015).



## Быстрые магнитозвуковые волновые пакеты сосисочной симметрии в цилиндрических волноводах короны Солнца

Шестов С. В., Накаряков В. М., Кузин С. В.

Быстрые магнитозвуковые (БМЗ) осцилляции в плазме короны Солнца могут распространяться в волноводах вдоль магнитного поля в присутствии неоднородностей. Такими неоднородностями могут быть корональные петли, fibrils, plumes. Ввиду наличия высокой дисперсии (зависимости скорости от частоты колебаний) осцилляции при своём движении преобразуются в квази-периодические волновые пакеты. Эти квази-периодические волновые пакеты могут быть вызваны импульсным источником колебаний с широким спектром, таким, как, например, солнечная вспышка. Мы провели численное магнито-гидродинамическое моделирование распространения БМЗ осцилляций сосисочной симметрии, вызванных локализованным импульсным источником, вдоль магнитной трубки с плавно изменяющимся профилем БМЗ скорости.

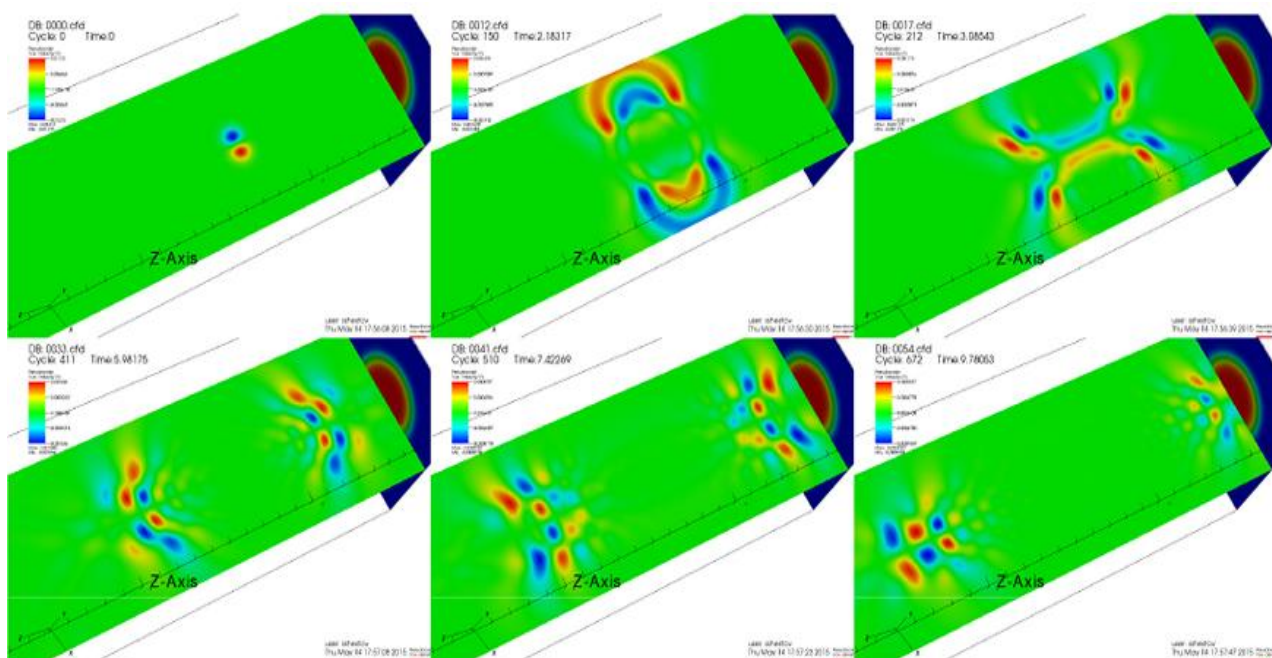


Рис. 1. Формирование (верхний ряд) и распространение БМЗ волновых пакетов сосисочной симметрии в магнитной трубке короны Солнца. Отдельные кадры соответствуют временам  $t=0$ , 2.2, 3.1, 6.0, 7.4, 9.2 сек. В горизонтальной плоскости, содержащей ось  $z$ , обозначена поперечная скорость плазмы. В плоскости, перпендикулярной оси  $z$  обозначен профиль плотности плазмы.

Обнаружены следующие особенности:

- 1). Высокая дисперсия, присущая БМЗ осцилляциям сосисочной симметрии, распространяющимся в цилиндрической волновой трубке, приводит к формированию волновых пакетов. Основные характеристики этих пакетов – модуляция по времени амплитуды и частоты, опережение составляющих с большим мгновенным периодом, форма вейвлет-спектра и др. соответствуют характеристикам, полученным аналитически и в 2Д геометрии.
- 2). Средний период осцилляций в волновом пакете примерно соответствует времени распространения БМЗ волны поперек цилиндра.
- 3). Средняя длина волны волнового пакета соответствует диаметру магнитной трубы.
- 4). Мгновенный период осцилляций пакета выше пороговой частоты.

- 5). Характеристики волновых пакетов зависят от БМЗ скорости как снаружи, так и внутри магнитной трубы, а также от плавности изменения характеристик плазмы и пространственного размера начального возмущения.
- 6). Волновым пакетам присуща модуляция мгновенного периода, при этом осцилляции с большим периодом наблюдаются в начале пакета;

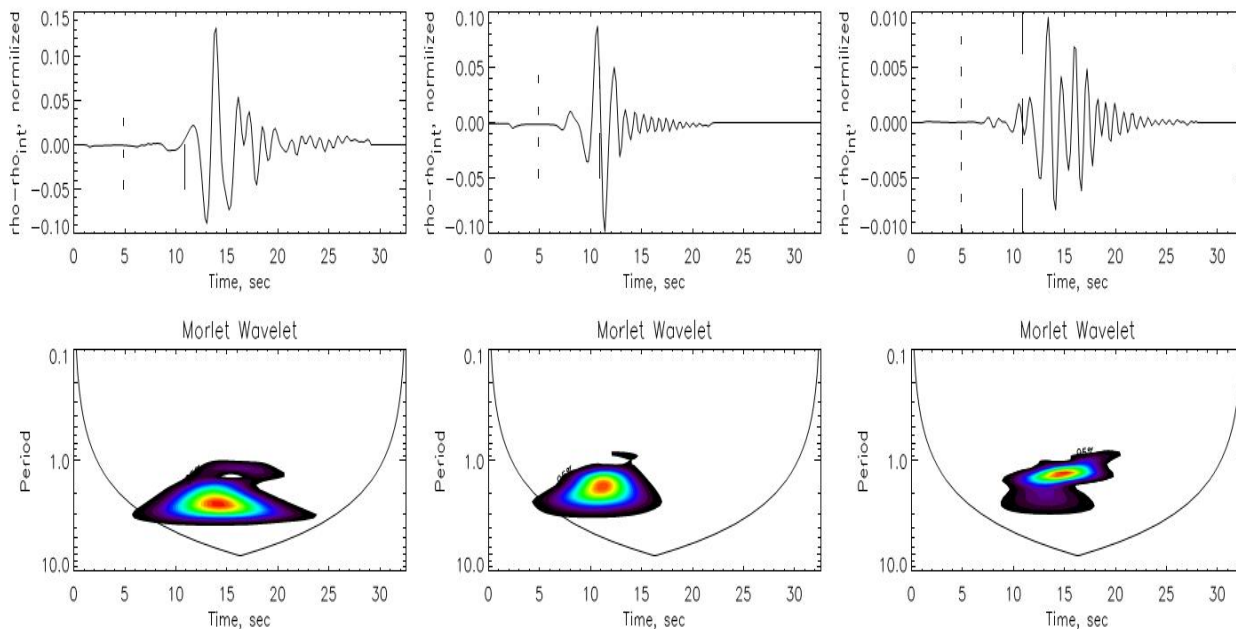


Рис. 2. Временные профили (верхний ряд) и вейвлет-спектры волновых пакетов (нижний ряд), измеренные в численном эксперименте для различных параметров профилей плазмы и размера начального возмущения. На верхних рисунках показано изменение плотности на оси цилиндра, на расстоянии  $7.5 \cdot 10^6$  м от начального положения возмущения.

Shestov, S., Nakariakov, V. M., & Kuzin, S. Fast magnetoacoustic wave trains of sausage symmetry in cylindrical waveguides of the solar corona. *Astrophysical Journal*, 814(2), 135, (2015).

## Влияние солнечной активности на эволюцию параметров солнечного ветра в период роста 24-го солнечного цикла

Родькин Д.Г., Шугай Ю.С., Веселовский И.С., Слемзин В.А.

Исследована динамика параметров околосолнечного солнечного ветра (СВ) и влияние солнечной активности на изменение параметров трех компонент СВ - высокоскоростного потока (ВСП) из крупномасштабных корональных дыр (КД), медленного СВ из районов активных областей, стримеров и других источников, и транзитных потоков, связанных со спонтанной солнечной активностью, в период роста активности 24-го солнечного цикла (2007 – 2011 годы). Настоящий 24-й цикл по активности значительно слабее нескольких предыдущих циклов, что сказывается на параметрах его источников и характеристиках генерируемого ими СВ. Максимумы распределений параметров СВ в “кромке” и “теле” высокоскоростных потоков из КД для 2009 г. (минимум солнечного цикла) и 2011 г. (фаза роста солнечного цикла), а также для Кэррингтоновского оборота 2085 (2009 год) с наибольшим вкладом транзитных потоков СВ от вспышек приведены в таблице 1.

Таблица 1. Параметры структур солнечного ветра в минимуме (январь-июнь 2009 г.) и фазе роста (январь – июнь 2011 г.) активности 24го солнечного цикла

Годы/ Параметры	“кромка” СВ из КД		“тело” СВ из КД		Транзиенты
	2009 ян.- июнь	2011 ян.-июнь	2009 ян.-июнь	2011 ян.- июнь	КО_2085 (июнь- июль 2009)
$V$ , см/с	400	450	500	500-550	350-400
$T_p \cdot 10^4$ , К	7	9	7	11	4
$N_p$ , см <sup>-3</sup>	6	5	3	3	3
$ B $ , нТл	7	11	4	4-5	4
$O^{7+}/O^{6+}$	0.06	0.04 и >0.2	0.04	0.04-0.06	<b>0.1</b>
$C^{6+}/C^{5+}$	0.6	0.6 и >1.2	0.4	0.4	<b>0.7</b>
Fe/O	0.06-0.08	0.08 и >0.12	0.06-0.08	0.08	0.06
$\langle Q_{Fe} \rangle$	10	10	10	10	<b>9</b>
He/p*100, %	1	1-4	2-3	5	1

Показано, что в глубоком минимуме активности (2009 год) температурно-зависимые параметры ионного состава транзитной компоненты СВ,  $C^{6+}/C^{5+}$  и  $O^{7+}/O^{6+}$ , коррелируют с изменением частоты слабых вспышек класса С и ниже, что подтверждает присутствие в СВ горячей компоненты от этих вспышек. С ростом солнечной активности изменения скорости и кинетической температуры СВ сильнее выражены в “теле” ВСП из КД, а для отношений  $O^{7+}/O^{6+}$  и Fe/O и модуля межпланетного магнитного поля (ММП) - в области взаимодействия между медленным фоновым и быстрым потоком СВ из КД. Рост потока медленного СВ, уменьшение потока от КД и рост вклада транзитного СВ с увеличением активности в 24-м цикле, в целом, соответствуют тенденции, установленной для предыдущего, 23-го, цикла (Zhao et al., 2009). Однако, расхождение в числе явлений активности – вспышек и КВМ - с числом межпланетных корональных выбросов массы в минимуме (2009 год) и изменение параметров СВ с активностью свидетельствуют о том, что критерии идентификации разных типов потоков СВ по температурно-зависимым параметрам не являются абсолютными и зависят от уровня солнечной активности.

Родькин Д.Г., Шугай Ю.С., Слемзин В.А., Веселовский И.С. Влияние солнечной активности на эволюцию параметров солнечного ветра в период роста 24-го солнечного цикла. *Астрономический Вестник*, 2016, т. 50, с 1.

## Спокойные и эруптивные протуберанцы в минимуме солнечной активности

Лобода И.П., Богачёв С.А.

Проведено статистическое исследование спокойных солнечных протуберанцев с использованием крупного массива данных эксперимента ТЕСИС и автоматического алгоритма детектирования. Получены распределения пространственных и динамических характеристик протуберанцев в минимуме солнечной активности.

В рамках данной работы был разработан алгоритм автоматического детектирования протуберанцев по сериям монохроматических изображений Солнца в линии He II 304 Å. С его помощью был обработан массив данных эксперимента ТЕСИС (КОРОНАС-Фотон) с 1 августа по 30 ноября 2009 г. (всего 18812 изображений). Примеры исследованных протуберанцев приведены на рис. 1.

За указанный период было детектировано 389 спокойных протуберанцев, 41 из которых были также классифицированы алгоритмом как эруптивные. Размер детектированных протуберанцев варьируется в широких пределах от  $25 \times 25$  мегаметров (Мм)<sup>2</sup>. Таким образом, удалось изучить большое количество малых протуберанцев, в то время как большинство существующих исследований сфокусировано на наиболее крупных событиях. Были получены распределения различных пространственных и динамических характеристики протуберанцев, таких как продольный и поперечный размер, форма, широтное распределение, время жизни и скорость движения центра светимости.

Помимо этого, был использован ряд оценочных моделей для нахождения масс и гравитационных энергий отдельных протуберанцев. Установлено, что одновременно в протуберанцах содержится от  $10^{12}$  до  $10^{14}$  кг вещества, а их суммарная гравитационная энергия находится в пределах от  $10^{29}$  до  $10^{31}$  эрг. Также, была исследована форма спектра гравитационной энергии протуберанцев и найдено, что в изученном диапазоне энергий от  $4 \times 10^{28}$  до  $10^{31}$  эрг он подчиняется степенному закону с показателем  $-1,1 \pm 0,2$ , что свидетельствует о равномерном распределении энергии между протуберанцами различного масштаба (рис. 2).

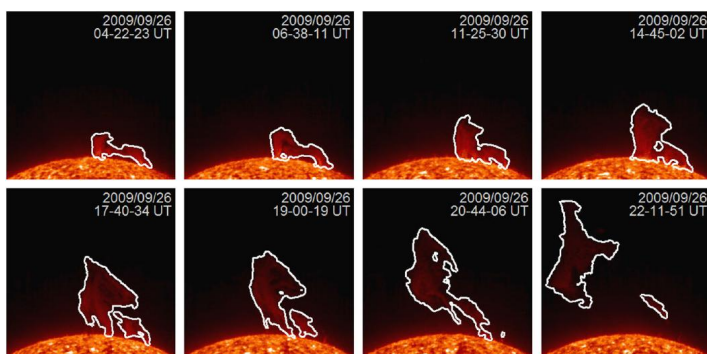


Рис. 1 Результат автоматического детектирования эруптивного протуберанца на серии монохроматических изображений Солнца в линии He II 304 Å.

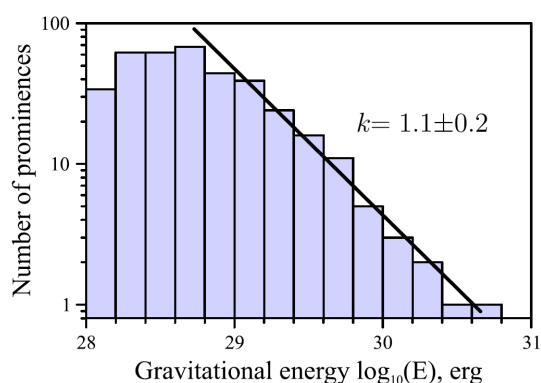


Рис. 2 Спектр гравитационной энергии протуберанцев

Loboda I.P., Bogachev, S.A. Quiescent and Eruptive Prominences at Solar Minimum: A Statistical Study via an Automated Tracking System. Solar Physics, 290, 1963 (2015).

## Мониторинг вертикального распределения озона в стратосфере над Москвой в 2014 – 2015 гг.

Кропоткина Е.П., Игнатьев А.Н., Лукин А.Н., Розанов С.Б., Соломонов С.В.

Проведен мониторинг вертикального распределения озона в стратосфере над Москвой в 2014–2015 гг. Наблюдения озона проводились с помощью высокочувствительных спектрометров 2-миллиметрового диапазона. В холодное полугодие 2014-2015 гг. зарегистрированы периоды значительного понижения содержания стратосферного озона, связанные с перемещениями к Москве полярного вихря.

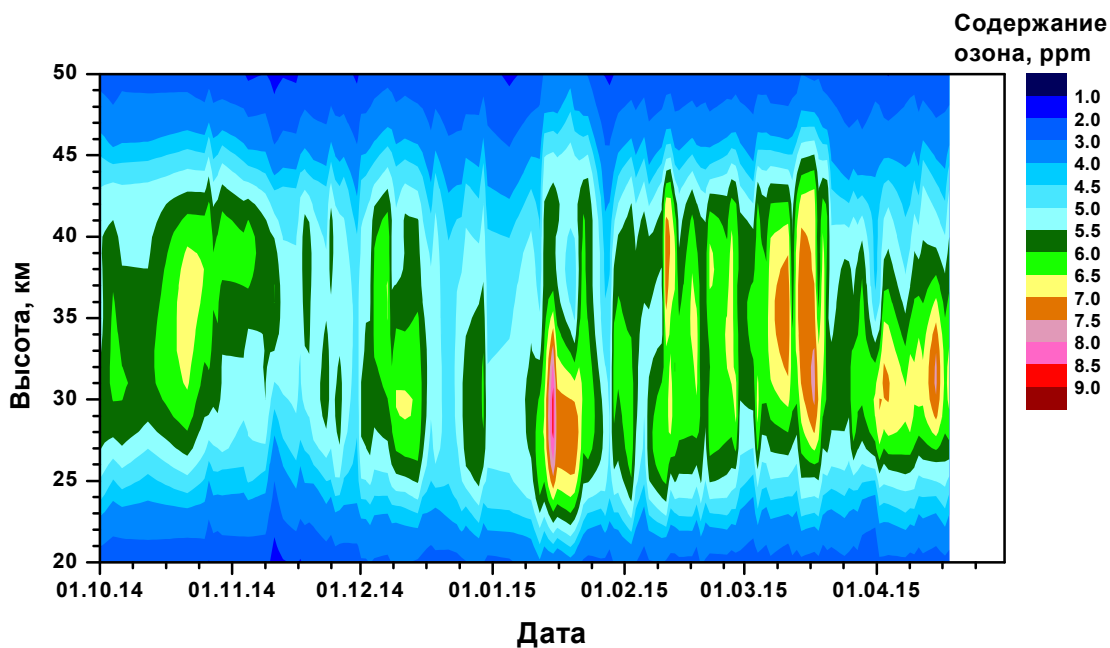


Рис. 1. Высотно-временное распределение озона в стратосфере над Москвой в холодное полугодие 2014-2015 гг.

На Рис. 1 представлено высотно-временное распределение озона на высотах 20-50 км в холодное полугодие 2014-2015 гг. в единицах ppм (parts per million или  $10^{-6}$ ). Неоднократно наблюдавшееся в ноябре 2014 г. – начале января 2015 г. значительное понижение содержания озона (сине-голубые области на высотах 25-45 км на Рис. 1) было связано с появлением над Москвой воздуха полярного стратосферного вихря, в котором происходит разрушение озона. Значительное увеличение содержания озона в середине января 2015 г. явилось результатом внезапного стратосферного потепления, которое привело к появлению над Москвой тёплого богатого озоном воздуха. Последующие случаи понижения содержания озона, наблюдавшиеся в зимние и весенние месяцы, также связаны со смещениями полярного вихря к Москве.

Е.П.Кропоткина, С.В.Соломонов, С.Б.Розанов, А.Н.Игнатьев, А.Н.Лукин. Особенности межгодовых изменений вертикального распределения стратосферного озона над Москвой по наблюдениям на миллиметровых волнах. Тезисы докладов Международного симпозиума «Атмосферная радиация и динамика» (МСАРД-2015), С.-Петербург-Петродворец, 23-26 июня 2015 г. С.-Петербург: Изд-во СПбГУ, 2015, стр. 303-304.

## Частотно-временной анализ колебаний яркостной температуры в центральной части линии озона 142,2 ГГц

Завгородний А.С., Игнатьев А.Н., Кропоткина Е.П., Лукин А.Н., Соломонов С.В., Розанов С.Б.

В результате длительных наблюдений излучения озона в ночное время выявлены спектральные составляющие колебаний яркостной температуры в центральной части линии озона на 142,2 ГГц с периодами от примерно 5 мин до десятков минут.

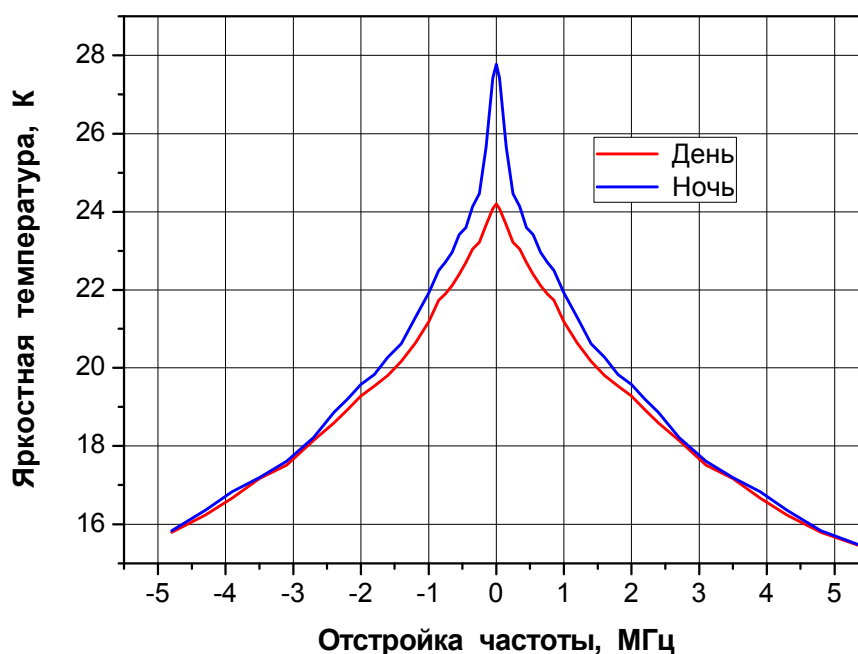


Рис. 1. Центральная часть спектральной линии озона 142,2 ГГц, измеренная 28 декабря 2015 г. днём (15:08-16:43) и ночью (20:22-21:57).

В ночное время, при отсутствии солнечного излучения, содержание озона в мезосфере и нижней термосфере, на высотах 50-100 км, значительно увеличивается. Соответственно, яркостная температура центральной части линий излучения озона в ММ диапазоне заметно возрастает. На Рис. 1 показана центральная часть спектральной линии озона 142,2 ГГц, измеренной с помощью передвижного озонметра 28 декабря 2015 г. днём (красная линия) и ночью (синяя линия). Видно, что приращение яркостной температуры в центре линии для ночного озона составляет почти 4 К. Усреднённые спектры, приведённые на Рис. 1, измерены при угле места антенны 24 градуса и скорректированы на тропосферное ослабление.

В январе и феврале 2014 г., а также в феврале, марте, ноябре и декабре 2015 г. в ФИАН с помощью нового передвижного озонметра было проведено 23 длительных сеанса наблюдений излучения ночного озона с целью регистрации быстрых, с периодами от единиц минут до нескольких часов, вариаций интенсивности этого излучения. Длительность записи единичных спектров озона с использованием фильтрового анализатора спектра высокого разрешения (0,1 МГц в центре линии) составляла около 2 мин. На Рис. 2 показаны единичные спектры излучения озона, полученные вечером 28 января 2014 г. Отметим, что ночные измерения озона проводились в течение всей недели 15-20 марта 2015 г., в т.ч. во время сильной геомагнитной бури вечером 17 марта.

Предварительный частотный анализ временных зависимостей разностей яркостных температур ночного озона в каналах анализатора с отстройками частоты 0-50, 50-150 и 150-250 кГц от центра линии позволил выявить спектральные составляющие вариаций излучения с периодами от примерно 5 мин до десятков минут. Эти вариации излучения ночного озона могут быть связаны с распространением внутренних гравитационных волн в мезосфере и нижней термосфере.

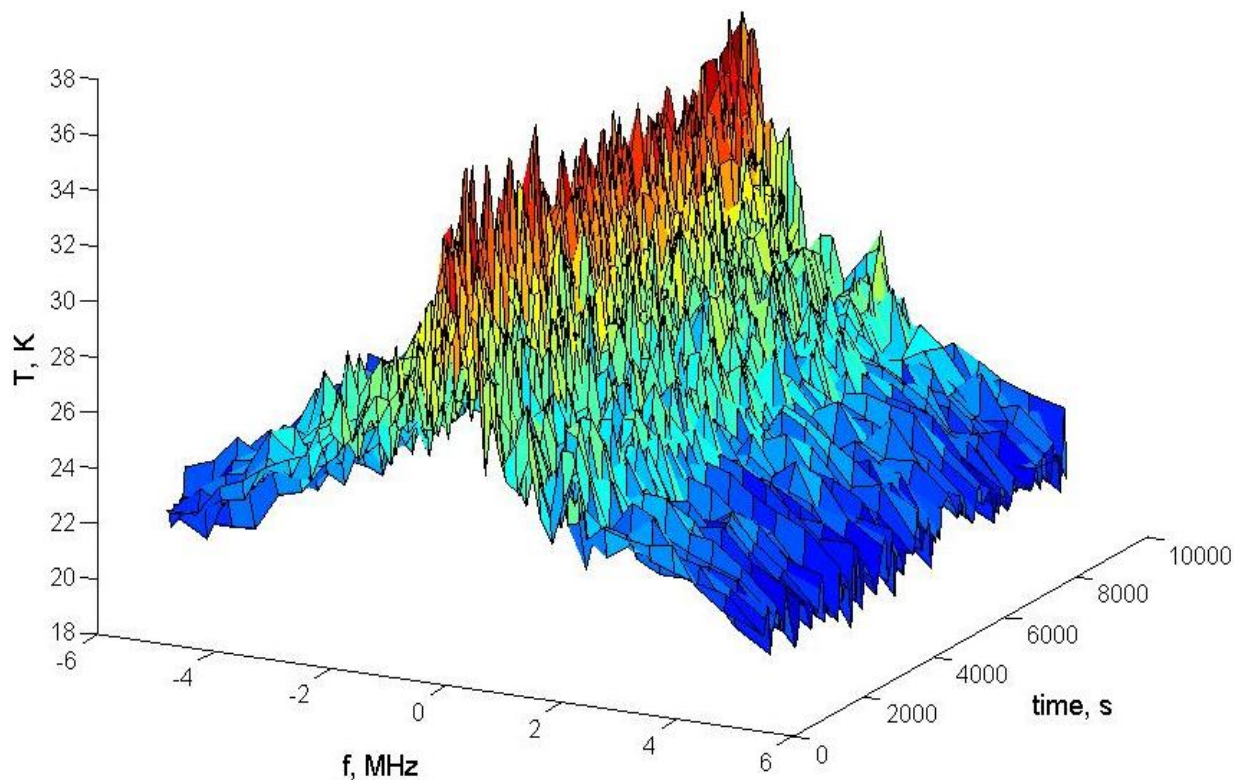


Рис. 2. Вариации яркостной температуры единичных спектров излучения озона вечером 28 января 2014 г.

С.Б.Розанов, А.С.Завгородний, А.Н.Игнатъев, Е.П.Кропоткина, А.Н.Лукин, С.В.Соломонов. Наблюдения вариаций излучения ночного мезосферного озона над Москвой на миллиметровых волнах. Тезисы докладов Международного симпозиума «Атмосферная радиация и динамика» (МСАРД-2015), С.-Петербург-Петродворец, 23-26 июня 2015 г. С.-Петербург: Изд-во СПбГУ, 2015, стр. 292-293.

## Синтез наноразмерных оптически-активных материалов в акустоплазменном разряде

М.А. Казарян, Н.А. Булычев.

В рамках данной работы в Отделе люминесценции совместно с Оптическим отделом (в.н.с. Л.Л. Чайков) создано оборудование и методика для синтеза наноразмерных материалов в акустоплазменном разряде.

Акустоплазменный разряд, то есть комбинированное воздействие на жидкую среду упругих ультразвуковых колебаний высокой интенсивности и импульсных или стационарных электрических полей является одним из перспективных путей получения наноразмерных оксидов металлов. Получаемый в кавитирующей жидкой среде плазменный разряд является новым, мало изученным до сих пор физическим явлением, обладающим, как было показано, оригинальными электрофизическими и оптическими характеристиками.

Преимуществом акустоплазменного метода является то, что синтезированные наночастицы обладают активированной поверхностью в результате действия ультразвуковой кавитации и тем самым способны к эффективному взаимодействию с органическими и неорганическими соединениями, матрицами и т.д., что позволяет создавать гибридные органо-неорганические наночастицы и новые функциональные материалы.

В результате экспериментов получены образцы оксидов вольфрама, титана, меди, цинка, алюминия и железа со средним размером частиц в диапазоне 10-50 нм и разбросом размеров  $\pm 15\%$ .

Методом динамического рассеяния света показано, что ультразвуковая кавитация при синтезе позволяет получить более высокодисперсную и стабильную суспензию наночастиц по сравнению с суспензией, полученной в отсутствие кавитации.

Данные наноматериалы могут найти применение в качестве компонентов светоизлучающих устройств (новых люминесцирующих материалов и спазерных сред), поскольку, как было показано на примере наночастиц оксида вольфрама и оксида цинка, люминесцентные свойства частиц зависят от интенсивности ультразвукового поля при синтезе (рис. 1 и рис. 2).

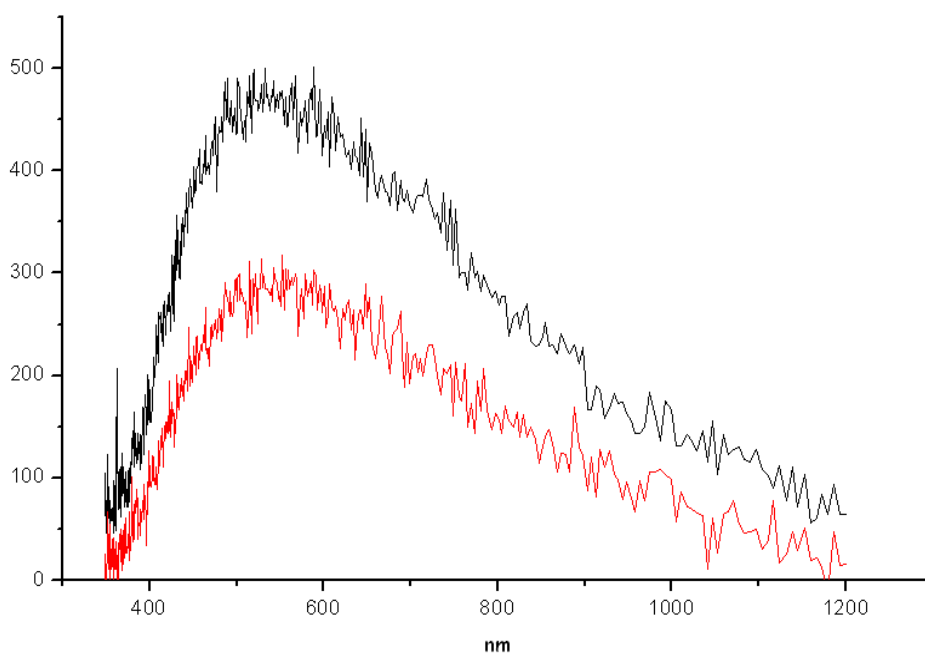


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции наночастиц оксида вольфрама (VI), полученных в плазменном разряде под действием ультразвука. Нижняя кривая соответствует интенсивности ультразвука ниже порога кавитации, верхняя кривая — выше порога кавитации.



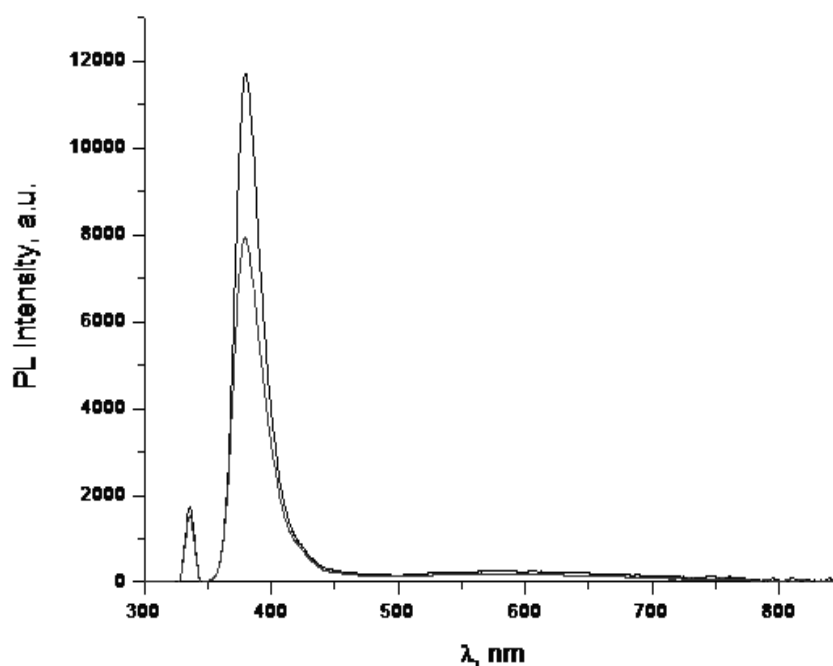


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции наночастиц оксида цинка, полученных в плазменном разряде под действием ультразвука. Нижняя кривая соответствует интенсивности ультразвука ниже порога кавитации, верхняя кривая – выше порога кавитации.

Рост интенсивности люминесценции наночастиц, полученных под действием ультразвуковой кавитации можно объяснить образованием дефектов в кристаллах оксида под действием интенсивного механического воздействия.

Н.А. Булычев, М.А. Казарян, В.Н. Никифоров. Физико-химические свойства наночастиц оксида вольфрама, полученных в плазменном разряде под действием ультразвука. Известия ВУЗов. Физика, 2015, Т. 58, №7/2, с. 65.

## Влияние длины пассивирующего квантовые точки лиганда на электрооптические характеристики органических светодиодов

Вашенко А.А., Витухновский А.Г., Курочкин Н.С.

Исследованы электрооптические характеристики органических светодиодов с квантовыми точками в качестве светоизлучающего элемента, пассивированными органическими лигандами различной длины. Установлено, что толщина покрытия квантовых точек лигандами незначительно влияет на ферсторовский перенос энергии в светодиоде, но существенно – на прямую инжекцию носителей заряда в слой квантовых точек. Показано, что толщина пассивирующей оболочки квантовой точки в плотноупакованном слое наночастиц определяется как длиной пассивирующих лигандов, так и степенью покрытия ими квантовой точки.

В работе были изучены квантовые точки CdSe/CdS/ZnS, стабилизированные лигандами различной длины. Было исследовано влияние толщины слоя лигандов, покрывающих КТ, на характеристики органических светодиодов, сделанных на основе этих квантовых точек. В качестве лигандов-стабилизаторов квантовых точек применялись лиганды с изогнутой и линейной структурой: олеиламина ( $C_{18}H_{35}NH_2$ ), молекула которого изогнута за счет двойной связи, октилтиола ( $C_8H_{17}SH$ ) и додекантиола ( $C_{12}H_{23}SH$ ).

Методом просвечивающей электронной микроскопии было установлено что промежутки между ближайшими КТ в плотноупакованном слое обусловлены наличием пассивирующих лигандов, которые имеют менее плотную структуру по сравнению с КТ. Это расстояние, а также связанная с ним эффективная толщина оболочки лигандов определяется как длиной лиганда, так и факторами, зависящими от условий синтеза наночастиц, а именно степенью покрытия наночастиц лигандами. Установлено, что длина лиганда, определяемая количеством атомов углерода в цепи, коррелирует с толщиной слоя лигандов весьма условно, поэтому для оценки концентраций КТ в плотноупакованном слое можно рекомендовать только прямое измерение методами электронной микроскопии.

Вольтамперные характеристики созданных на основе квантовых точек светодиодов в двойном логарифмическом масштабе демонстрируют влияние пассивирующих оболочек КТ на условия протекания зарядов в светодиодах. При одинаковых напряжениях диоды на квантовых точках с наиболее длинными лигандами олеиламина имеют наименьшие рабочие токи, а с наиболее короткими лигандами октилтиола- наибольшие. Таким образом, толщина покрытия КТ лигандами слабо влияет на ферсторовский перенос энергии в органических светодиодах, но существенно влияет на прямую инжекцию электронов и дырок в КТ.

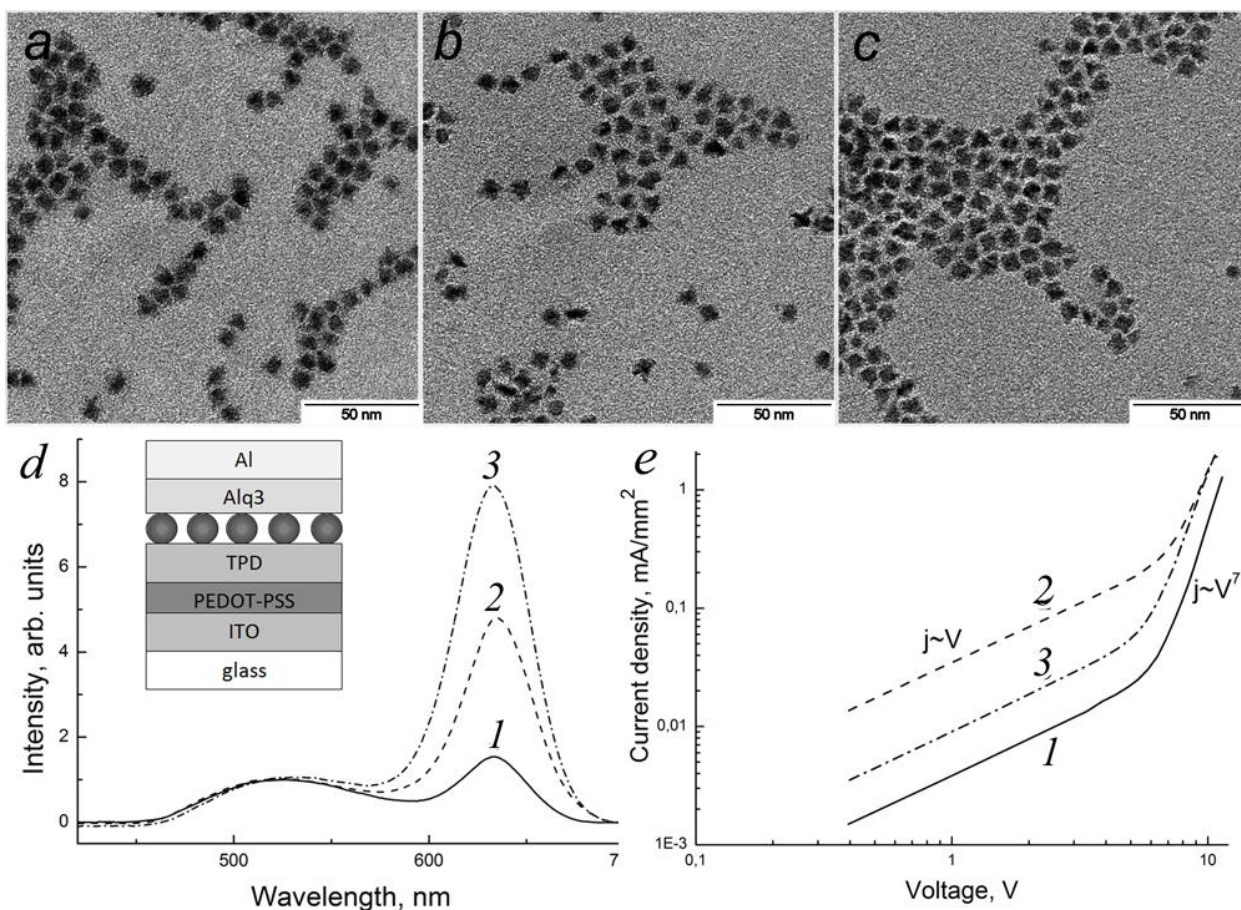


Рис.: *a, b, c* – ПЭМ изображения квантовых точек с лигандами различной длины: *a* - олеиламин, *b* - октилтиол, *c* – додекантиол; *d* - нормированные спектры электролюминесценции светодиодов на основе КТ с лигандами *1* - олеиламин, *2* - октилтиол, *3* - додекантиол при напряжении 6.8 В. На вставке- схема светодиода. *e* - вольтамперные характеристики светодиодов на основе КТ с лигандами: *1*- олеиламин, *2*- октилтиол, *3*- додекантиол.

1. Курочкин Н.С., Ващенко А.А., Витухновский А.Г., Тананаев П.Н., "Исследование влияния длины пассивирующего квантовые точки лиганда на электрооптические характеристики органических светодиодов". Физика и Техника Полупроводников том 49, № 7, с. 975-980 (2015).

2. Kurochkin, N. S.; Vashchenko, A. A.; Vitukhnovsky, A. G., Tananaev P.N. "Effect of the length of ligands passivating quantum dots on the electrooptical characteristics of organic light-emitting diodes", Semiconductors, 49(7), 953-958 (2015).

# Исследование оптических свойств сопряженных полимеров углеродных материалов с низким содержанием дефектов

Кобрянский В.М.

Исследованы материалы с очень низким содержанием дефектов на основе: сопряженных полимерных материалов с вырожденным основным электронным состоянием типа полиацетилена и нанополиацетилена; сопряженных полимерных материалов с невырожденным электронным состоянием типа полипарафенилена, полифениленвинилена; сопряженных полимерных материалов с переходным электронным состоянием типа полидиацетиленов. Впервые наблюдался инверсный Пайерлсовский переход на пленках нанополиацетилена с очень низким содержанием дефектов.

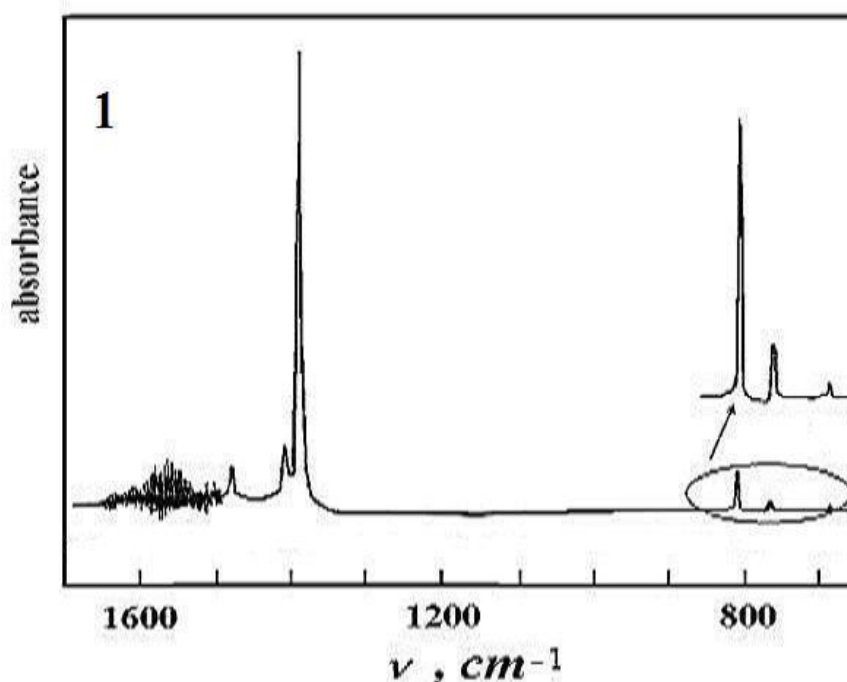


Рис. 1. ИК спектры пленки полипарафенилена полученной вакуумной возгонкой на подложку КВт. Температура возгонки - 680<sup>0</sup>С. Температура подложки - 300<sup>0</sup>С.

Высоко ориентированные пленки полипарафенилена, полученные низко вакуумной возгонкой. Показано, что в условиях низкого вакуума ( $10^{-2} - 10^{-3}$  мм.Нг) возгонка полипарафенилена, полученного по методу Ковачика, на кварцевые, ИТО, Ge и КВт подложки, нагретые до температуры 300<sup>0</sup>С, приводит формированию на их поверхности высокоупорядоченных ориентированных пленок полипарафенилена. Можно предположить, что термообработка полипарафенилена Ковачика при температурах выше 650<sup>0</sup>С сопровождается деструкцией макромолекул. При этом в газовую фазу попадают короткие фрагменты полифениленовых цепей, содержащие на своих концах радикалы. Эти короткие фрагменты образуют в газовой фазе ассоциаты. При столкновении с подложками ассоциаты образуют зародыши, прикрепленные к поверхности подложек за счет взаимодействия с концевыми радикалами. В процессе дальнейшей возгонки на поверхности подложек формируются высокоупорядоченные пленки образованные цепями полипарафениленовых молекул расположенных перпендикулярно подложкам. Ориентация полимерных цепей подтверждена методом электронной дифракции.

Структура пленок исследовалась методом ИК спектроскопии. На рисунке 1 представлен ИК спектр пленки полипарафенилена полученный вакуумной возгонкой

порошка полипарафенилена Ковачика на подложку КВг. Сравнение полученного спектра со спектрами стандартного полипарафенилена показывает, что положение полос С-Н деформационных колебаний в ИК спектрах полифенилена Ковачика и полученного вакуумной возгонкой совпадает, однако в остальном наблюдается целый ряд фундаментальных отличий. Во-первых, ширина полос в ИК спектрах полипарафенилена полученного вакуумной возгонкой значительно уже ширины полос в ИК спектрах стандартного полипарафенилена. Во-вторых, в области С-Н деформационных колебаний наблюдается уменьшение интенсивности полос 750 и 690  $\text{см}^{-1}$  относительно полосы 805  $\text{см}^{-1}$ , которое свидетельствует об уменьшении числа монозамещенных фенильных ядер. И наконец, в ИК спектрах появляется новая полоса 1375  $\text{см}^{-1}$  ранее не наблюдаемая ни на одном из известных типов полифенилена. Вероятно, эта полоса связана с образованием в пленках полифенилена полученных вакуумной возгонкой на подложках КВг хиноидных фрагментов за счет переноса электрона от полиеновых цепей к материалу подложки. Эта полоса ассоциируется с растягивающими С-С колебаниями, связывающими бензоидные и хиноидные фрагменты цепи. Длина цепи, рассчитанная по соотношению интенсивностей полос 805 и 690  $\text{см}^{-1}$  составляет 120 бензольных ядер, что почти в 10 раз больше, чем для стандартного полифенилена Ковачика.

Люминесцентные свойства полученных пленок исследовались методом селективного возбуждения люминесценции при комнатной температуре. Люминесценция возбуждалась отдельными линиями непрерывного аргонового лазера и излучением ксеноновой лампы, выделяемым монохроматором спектрофлуориметра. Наши эксперименты показали, что положение спектра люминесценции не зависит от длины волны монохроматического возбуждения, перестраиваемой в области от 300 до 430 нм. Спектр люминесценции при комнатной температуре состоит из четырех полос с максимумами на 435, 460, 485 и 516 нм. Спектр возбуждения не зависит от длины волны регистрации и является бесструктурным.

Кобрянский В.М. Сопряженные полимеры и углеродные материалы с очень низким содержанием дефектов для разработки новых высокоэффективных методов производства, передачи и преобразования энергии. Сборник статей Международного форума "Возобновляемая энергетика: Пути повышения энергетической и экономической эффективности" REENFOR-2015 г., с 145-159; [http://www.reenfor.org/ru/Abstracts\\_2015/](http://www.reenfor.org/ru/Abstracts_2015/).

См. также: Kobryanskii V.M. "Conjugated polymers and carbon materials with low defect content for organic electronics"; [http://www.reenfor.org/ru/presentations\\_2015/](http://www.reenfor.org/ru/presentations_2015/).

## Кинетика послесвечения новых типов инфракрасных люминофоров с регулируемой длительностью послесвечения

Лобанов А.Н.

Обнаружен эффект увеличения длительности послесвечения фотостимулированной люминесценции после выключения ИК-стимуляции и определены основные закономерности изменения параметров стационарной люминесценции (СЛ) при возбуждении ультрафиолетовым излучением 365 нм, длительности спонтанной люминесценции (ДСЛ), фотостимулированной люминесценции (ФСЛ) на длинах волн 810 нм и 940 нм и ФСЛ длительного последствия (ДП) концентрационной серии образцов  $\text{Sr}_{3,91-x}\text{Eu}_{0,04}\text{Tm}_{0,05}\text{Er}_x\text{Al}_{13,36}\text{B}_{0,64}\text{O}_{25}$  в зависимости от концентрации ионов  $\text{Er}^{3+}$ . Установлено, что варьирование концентрации ионов  $\text{Er}^{3+}$  позволяет за счет изменения реального распределения неравновесных носителей заряда по практически квазинепрерывному спектру ловушек с  $E_t = 0,2-1,3$  эВ направлено регулировать энергетические и инерционные параметры СЛ, ДСЛ, ФСЛ и ФСЛДП нового люминофора  $\text{Sr}_4(\text{Al},\text{B})_{14}\text{O}_{25}:\text{Eu}, \text{Tm}, \text{Er}$  в широких пределах. На основании установленных закономерностей решена актуальная проблема: научно обоснована, разработана и внедрена в промышленное производство технология получения нового высокоэффективного и технологически стойкого фотостимулированного люминофора  $\text{Sr}_4(\text{Al},\text{B})_{14}\text{O}_{25}:\text{Eu}, \text{Tm}, \text{Er}$ , (выпускаемого под маркой ФВ-490МД), с повышенной длительностью послесвечения ФСЛДП по сравнению с промышленными люминофорами ФВ-490М и ФВ-490ДМ.

Успешно решена проблема создания нового улучшенного инфракрасного люминофора с уникальным сочетанием спектрально кинетических свойств:

– повышенной по сравнению с известным промышленным ИК люминофором на основе ортофосфата иттрия со структурой ксенотима интенсивностью двух групп стоксовых ИК полос люминесценции в области 1.03–1.12 и 1.30–1.45 мкм при возбуждении импульсным излучением диапазона 0.79–0.82 мкм;

– возможностью регулирования интенсивности стоксовых ИК полос люминесценции в области 1.03–1.12 и 1.30–1.45 мкм за счет изменения концентрации  $\text{Pr}^{3+}$  и  $\text{Nd}^{3+}$ ;

– возможностью регулирования в пределах 50–107 мкс значения времени разгорания и затухания двух групп стоксовых ИК полос люминесценции после приложения и снятия возбуждающего импульсного излучения диапазона 0.79–0.82 мкм за счет изменения концентрации  $\text{Pr}^{3+}$  и  $\text{Nd}^{3+}$ .

Проведена характеристика нового ИК-фосфора с управляемой длительностью затухания люминесценции  $(\text{La}_{1-x-y}\text{Nd}_x\text{Pr}_y)_2\text{O}_2\text{S}$ . Данный фосфор может быть использован для создания нового поколения материалов для защиты ценных бумаг.

Измерены времена затухания ИКЛ кристаллов  $\text{Lu}_2\text{SiO}_5$  (LSO) и  $\text{Lu}_{1,8}\text{Y}_{0,2}\text{SiO}_5$  (LYSO). Их величины составляют  $45 \pm 7$  нс. Проведено сравнение полученных результатов с литературными данными по времена затухания гамма-люминесценции. Установлено, что в пределах ошибки измерений времена затухания для соответствующих кристаллов равны. Данный результат с учетом соответствия спектров ИКЛ и ГЛ обосновывает применимость метода ИКЛ для измерения характеристик и контроля качества сцинтилляционных кристаллов. Метод ИКЛ при этом обладает существенными преимуществами: примерно на пять порядков большей интенсивностью и отсутствием проблем с хранением и использованием радиоактивных препаратов.

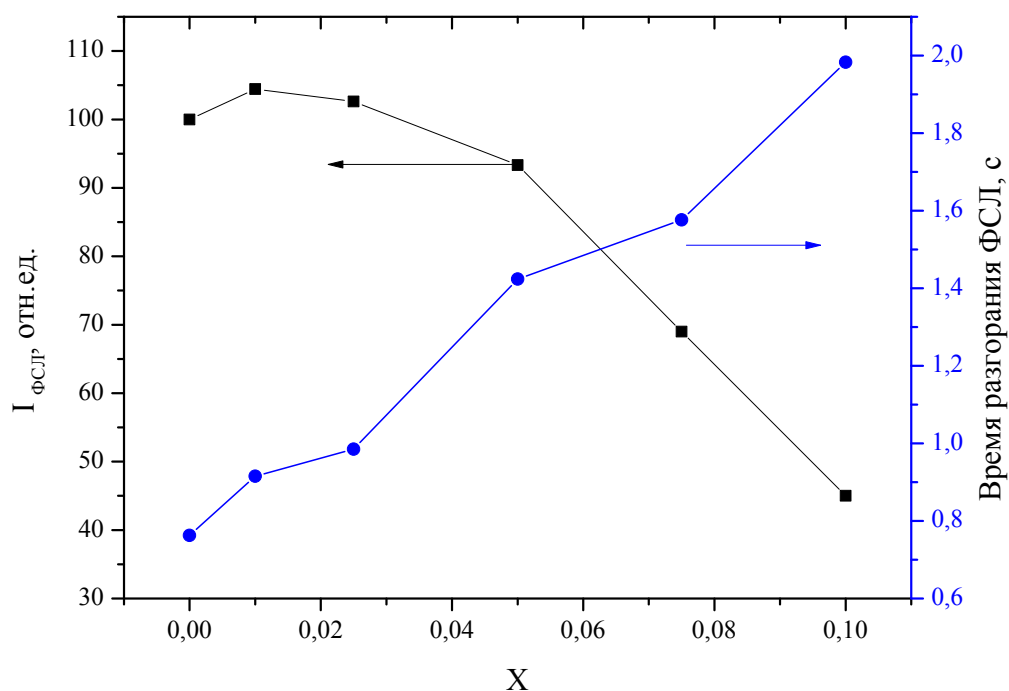


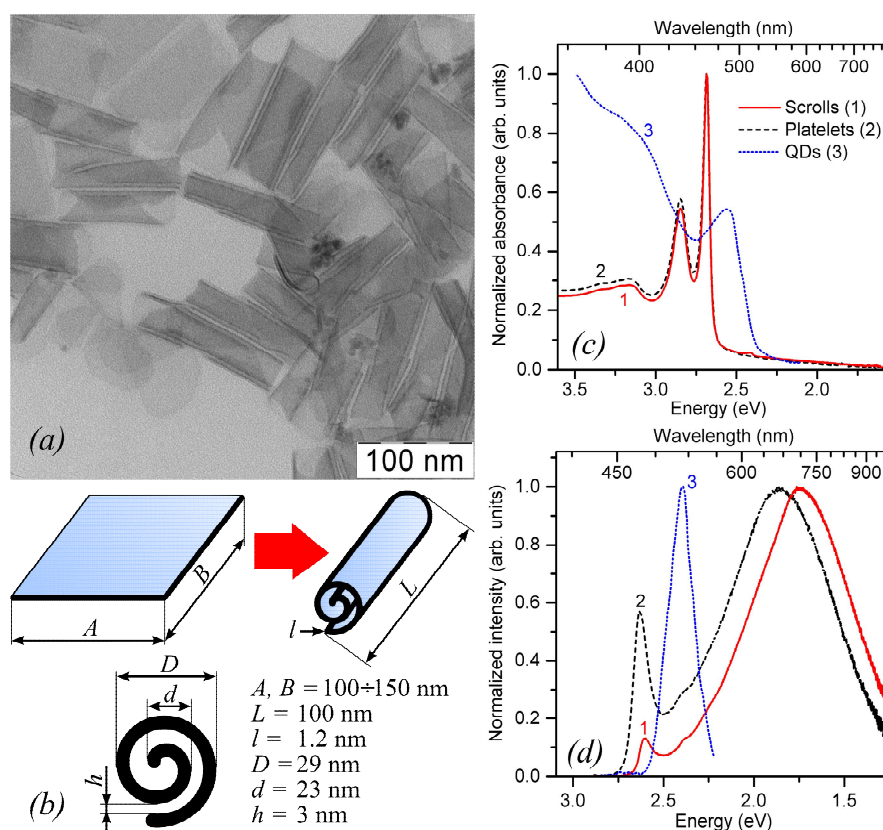
Рис. 1. Зависимости интенсивности и времени разгорания ФСЛ концентрационной серии образцов  $\text{Sr}_{3,91-x}\text{Eu}_{0,04}\text{Tm}_{0,05}\text{Er}_x\text{Al}_{13,36}\text{B}_{0,64}\text{O}_{25}$  от содержания ионов  $\text{Er}^{3+}$  при ИК стимуляции излучением лазера 810 нм.

1. Manashirov, O. Ya.; Zvereva, E. M.; Lobanov, A. N. A new strontium-aluminate-based long-persistence photostimulated phosphor. *Inorganic materials*, том 51, выпуск 10, стр. 1060-1065 (2015).
2. Manashirov, O. Ya.; Zvereva, E. M.; Lobanov, A. N. A New Lanthanum Oxysulfide-Based IR Phosphor with a Controlled Luminescence Decay Time. *Inorganic materials*, том 51, выпуск 5, стр. 466-472 (2015).
3. Zagumennyi, A. I.; Lobanov, A. N.; Mikhailov, A. V. и др. Comparison of decay times of cathodoluminescence and gamma-luminescence of scintillation crystals. *Bulletin of the Lebedev physics institute*. Том 42, выпуск 1, стр. 26-29 (2015).

## Оптические свойства скрученных наноструктур CdSe

Амброзевич С.А., Витухновский А.Г., Селюков А.С.

Исследованы наноразмерные структуры винтовой формы, представляющие собою скрученные в виде свитков коллоидные нанопластины CdSe толщиной 1.2 нм. Методами просвечивающей электронной микроскопии изучена их морфология и определены основные геометрические параметры (диаметр свитка: 29 нм, продольный размер: 100-150 нм). Получены спектры поглощения и фотолюминесценции исследуемых объектов, изучена кинетика люминесценции. Показано, что оптические свойства наносвитков CdSe сильно отличаются от свойств квантовых точек CdSe и являются привлекательными для нанофотоники из-за больших значений сил осцилляторов перехода, малых ширинок экситонных пиков и времен затухания люминесценции. Наносвитки могут найти применение при создании гибридных органо/неорганических светодиодов с чистым цветом, высоким квантовым выходом люминесценции и низкими рабочими напряжениями.



Для нанопластинок CdSe толщиной несколько атомных слоёв, полученных методами коллоидной химии, было обнаружено, что увеличение их латеральных размеров (более 100 нм) приводит к их сворачиванию в структуры типа спирали (наносвитки), поскольку формирование таких структур оказывается энергетически более выгодным.

Исследования морфологии нанопластинок при помощи просвечивающего электронного микроскопа (рис. *a*), показали, что синтезированные в работе структуры имели следующие средние размеры (рис. *b*):  $D = 29$  нм и  $d = 23$  нм – внешний и внутренний диаметры свитка,  $L = 100$  нм – длина свитка, а  $h = 3$  нм – расстояние между его соседними слоями;  $A = 100-150$  нм и  $B = 100-150$  нм – продольные размеры пластинок, из которых происходит образование свитка при скручивании;  $l = 1.2$  нм – толщина пластины, образующей свиток при ее скручивании. Анализ результатов показывает, что среднее число оборотов в свитке составляет 2.5.



Исследование оптических свойств наносвитков CdSe проводилось в сравнении с нанопластинами (планарными нанокристаллами) CdSe и квантовыми точками (сферические нанокристаллы) CdSe.

Сравнение спектров поглощения (рис. *c*) показывает, что для наносвитков и нанопластин наблюдаются характерные экситонные пики с энергиями 2.85 эВ ( $\lambda = 435$  нм) и 2.69 эВ ( $\lambda = 462$  нм), соответствующие переходам из подзон лёгких дырок (*lh* – light holes) и тяжёлых дырок (*hh* – heavy holes) в валентной зоне в зону проводимости. Следует отметить, что наблюдается небольшое уменьшение амплитуды *lh*-пика ( $\sim 5.5$  %), а площадь под кривой для этого пика изменяется приблизительно на 10 %. Это свидетельствует о небольшом уменьшении силы осциллятора соответствующего перехода при скручивании нанопластин в наносвитки. Тем не менее, сравнение кривых 1 и 2 на рис. *b* показывает, что скручивание нанопластин в наносвитки не привело к существенным изменениям в их спектрах поглощения по сравнению со случаем нанопластин прямоугольной формы. Это объясняется тем, что наибольшее влияние на оптические свойства данных объектов оказывает эффект размерного квантования в направлении поперечного размера структуры (толщины пластины или одного слоя свитка), который практически одинаков для исследуемых наносвитков и нанопластин. Сравнение со спектром поглощения сферических квантовых точек CdSe радиусом  $r = 2.1$  нм (кривая 3) показывает, что экситонные полосы поглощения наносвитков оказываются значительно уже, чем в случае сферических нанокристаллов.

При сравнении фотолюминесценции наносвитков и нанопластин CdSe при комнатной температуре (рис. *d*) было обнаружено, что максимумы межзонной люминесценции соответствуют энергиям 2.601 эВ ( $\lambda = 477$  нм) для наносвитков и 2.634 эВ ( $\lambda = 471$  нм) для нанопластин. Таким образом, наблюдается красный сдвиг межзонной люминесценции наносвитков относительно нанопластин:  $\Delta E \approx 33$  мэВ ( $\Delta \lambda \approx 6$  нм). Этот сдвиг может быть объяснён влиянием внутреннего электрического поля, обусловленного возникновением механических напряжений при изгибе нанопластин, когда они сворачиваются в наносвитки. Кроме того, изменение геометрии квазидвумерной структуры с плоской на винтовую может приводить к некоторой модификации положения энергетических уровней в потенциальной яме и, соответственно, к красному сдвигу люминесценции. Сравнение ширины линий люминесценции наносвитков  $\Delta E \approx 140$  мэВ ( $\Delta \lambda \approx 25$  нм) и нанопластин  $\Delta E \approx 110$  мэВ ( $\Delta \lambda = 20$  нм) с фотолюминесценцией квантовых точек CdSe  $\Delta E = 170$  мэВ ( $\Delta \lambda = 40$  нм) показывает, что ширина полосы межзонной люминесценции в случае наносвитков и нанопластин оказывается гораздо уже, что делает их перспективным материалом для создания различных оптоэлектронных и нанофотонных устройств.

Таким образом, в работе получены и исследованы коллоидные полупроводниковые наносвитки CdSe. Исследованы их морфология, определены размеры, изучены спектры поглощения и фотолюминесценции. Установлено, что при достаточно большом продольном (более 100 нм) в процессе синтеза происходит образование наносвитков, а не планарных нанокристаллов. Продемонстрировано, что полученные наноструктуры обладают рядом привлекательных для приложений оптических свойств и определенными преимуществами по сравнению с коллоидными полупроводниковыми квантовыми точками для решения комплекса фундаментальных и прикладных задач нанофотоники.

Р.Б. Васильев, М.С. Соколикова, А.Г. Витухновский, С.А. Амброзевич, А.С. Селюков, В.С. Лебедев, "Оптика свёрнутых в виде свитков коллоидных квантоворазмерных наноструктур CdSe", Квант. электроника, 2015, 45 (9), 853–857.

# Синтетические подходы к люминесцирующим комплексным соединениям редкоземельных элементов для создания функциональных материалов органической электроники

Тайдаков И.В., Дацкевич Н.П., Красносельский С.С., Вараксина Е.А., Витухновский А.Г.

Подробно исследованы синтетические подходы к люминесцирующим комплексным соединениям редкоземельных элементов на основе 1,3-дикетонов пиразольного ряда. Полученные соединения представляют значительный интерес в качестве люминесцентных материалов для различных областей применения, в частности, для создания функциональных материалов, материалов органической электроники и других приложений. Детально исследованы фотофизические свойства комплексных соединений скандия (III), европия (III) и тербия (III). По материалам исследований защищена диссертация на соискание степени доктора химических наук.



Рис. 1. Экспериментальные значения энергии триплетного уровня T<sub>1</sub> в новых лигандах.

Комплексы тербия (III), наряду с производными европия (III) и Sm(III), являются наиболее перспективными среди всех лантаноидов для создания эффективных источников излучения. Поскольку энергия <sup>5</sup>D<sub>4</sub> уровня составляет 20430 см<sup>-1</sup>, по крайней мере, часть синтезированных лигандов должна обеспечивать эффективную сенсibilизацию иона тербия. Фотофизические свойства синтезированных комплексов приведены в таблице 13.

Короткие времена жизни возбужденных состояний для слабо люминесцирующих комплексов свидетельствуют о быстрой безызлучательной потере энергии ионом Tb<sup>3+</sup>. Для наиболее ярко люминесцирующего комплекса [Tb(L<sup>6</sup>)<sub>3</sub>Phen] измеренное значение τ<sub>obs</sub> сопоставимо с литературными значениями, приведенными для эффективных тербиевых эмиттеров.

Резонансным в ионе Eu<sup>3+</sup> является уровень <sup>5</sup>D<sub>0</sub>, энергия которого составляет порядка 17300 см<sup>-1</sup>. Таким образом, большинство синтезированных лигандов должно хорошо сенсibilизировать данный ион. Наибольший квантовый выход был достигнут для комплексов [Eu(L<sup>4</sup>)<sub>3</sub>Phen] и [Eu(L<sup>2</sup>)<sub>3</sub>Phen], причем очевидно, что энергетически комплексы хорошо сбалансированы, η<sub>sens</sub> стремится к 100%, то есть практически вся энергия, поглощенная лигандами, передается эмиссионному центру. Величины полных квантовых

выходов порядка 40% не являются рекордными, однако достаточно велики. Таким образом, пиразолсодержащие лиганды, несущие фторированные заместители, являются перспективными соединениями для получения комплексов Eu(III), обладающих интенсивной люминесценцией.

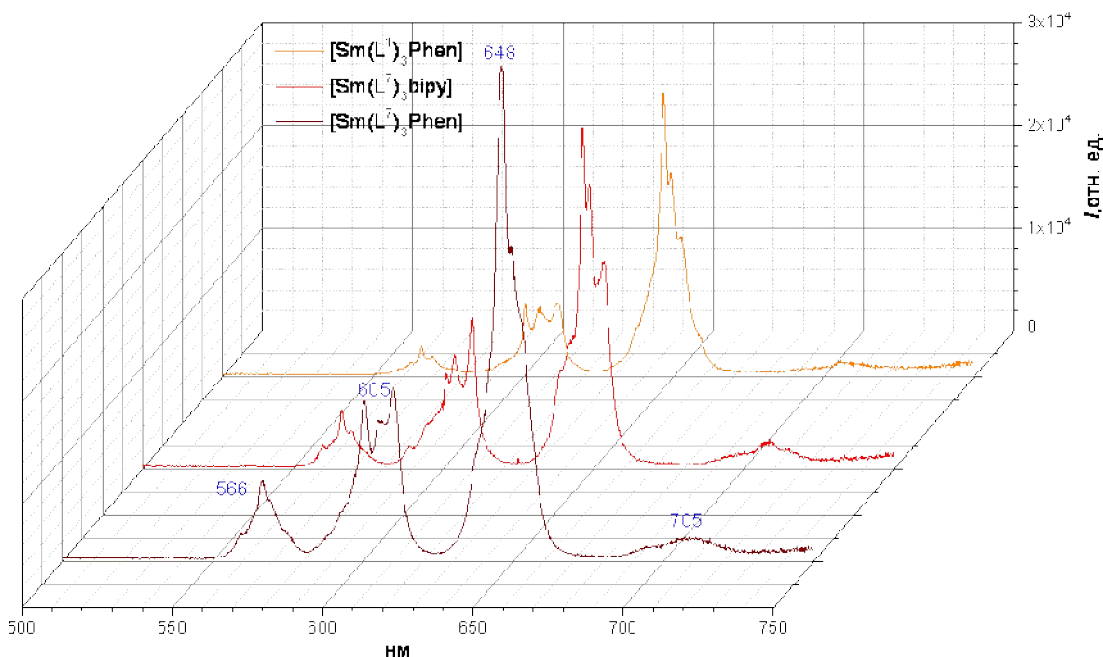


Рис. 2. Спектры люминесценции комплексов Sm(III) с пиразолсодержащими 1,3-дикетонами ( $\lambda_{\text{возб.}}=375$  нм).

Испускание иона  $\text{Sm}^{3+}$  происходит с одного резонансного уровня  $^4G_{5/2}$  на два возможных нижележащих подуровня –  $^6H_J$  ( $J = 5/2, 7/2, 9/2$  и  $11/2$ ) и  $^6F_J$  ( $J = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$  и  $9/2$ ). Первый набор линий лежит в видимой области, и является наиболее интенсивным (566, 600, 648 и 700 нм соответственно), второй набор – в ближней ИК-области (900–1200 нм).

Также для данных соединений были определены абсолютные квантовые выходы ( $\Phi$ ) в максимуме люминесценции ( $\lambda_{\text{возб.}}=375$  нм).

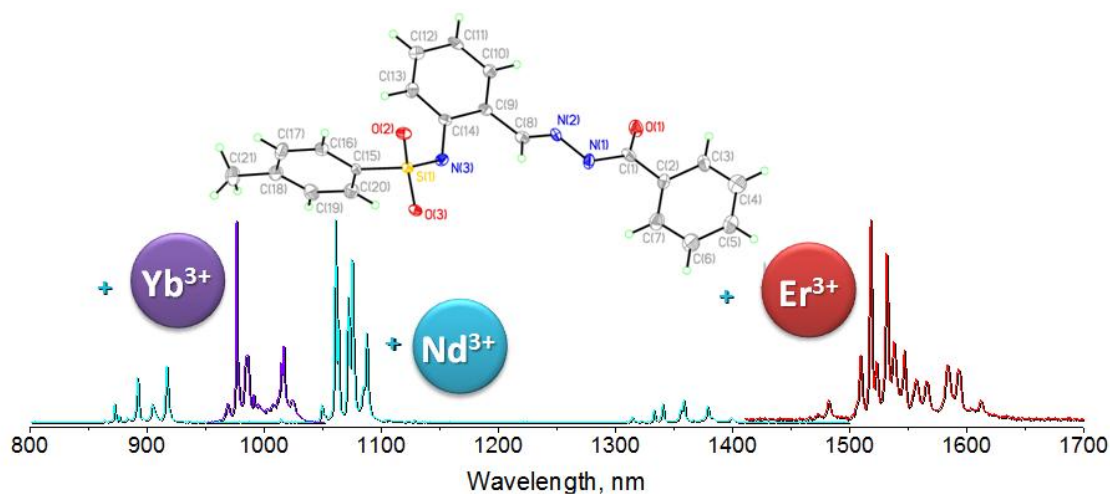
Значения квантовых выходов для комплексов самария (III) с пиразолсодержащими 1,3-дикетонами близки к рекордным, известным из литературы (4,8-5,0 %).

1. И. В. Тайдаков, Ю. А. Стреленко, Р. С. Борисов, А. З. Темердашев, Н. П. Дацкевич, А. Г. Витухновский. Синтез и исследование методами масс-спектрометрии, рентгеноструктурного анализа и ЯМР-спектроскопии на ядрах  $^{89}\text{Y}$  и  $^{139}\text{La}$  трис-(1,3-бис(1,3-диметил-1H-пиразол-4-ил)пропан-1,3-дионато)(1,10-фенантролин) иттрия (III) и лантана (III). Координационная химия, т.41, №2, с 203–212 (2015).
2. Taydakov I. V. Petrov A. I., M. A. Lutoshkin. Aqueous Complexation of  $\text{Y}^{\text{III}}$ ,  $\text{La}^{\text{III}}$ ,  $\text{Nd}^{\text{III}}$ ,  $\text{Sm}^{\text{III}}$ ,  $\text{Eu}^{\text{III}}$ , and  $\text{Yb}^{\text{III}}$  with Some Heterocyclic Substituted  $\beta$ -Diketones. European Journal of Inorganic Chemistry. № 6, p. 1074–1082 (2015).
3. C. Pettinari, F. Marchetti, R. Pettinari, I V. Tydakov, A. Belousov, V. D. Krasnobrov, D. I. Petukhov, A. A. Drozdov. Synthesis of novel lanthanide acylpyrazolonato ligands with long aliphatic chains and immobilization of the Tb complex on the surface of silica pre-modified via hydrophobic interactions. Dalton Transactions, v.44, p. 14887-14895 (2015).
4. I. Taydakov, O. Petrova, M. Anurova, A. Akkuzina, R. Avetisov, R. Khomyakov, E. Mozhevitina, I. Avetissov. Luminescent hybrid materials based on an europium organic complex and borate glasses. Journal of Non-Crystalline Solids, v.429, p. 213–218 (2015).

## Исследование люминесцентных свойств люминофоров на основе координационных соединений лантанидов

Уточникова В В, Лепнев Л.С.

Нами синтезирована серия ярко люминесцирующих координационных соединений редкоземельных элементов с основанием Шиффа, квантовый выход которых в ИК диапазоне достигает 1,4%, что является высоким значением (см. рис). Синтезированы комплексы лантанидов с замещенными тетрафторбензоат-анионами (p-R-tfb-) - R = NH<sub>2</sub> (pam-), N<sub>3</sub> (paz-), MeCOO (pmc-) и (CH<sub>2</sub>OH) (phm-), квантовый выход Tb(pmc)<sub>3</sub>(H<sub>2</sub>O)<sub>2</sub> составляет 62%. Синтезированы наночастицы фторидов лантана-европия, модифицированные с помощью органического лиганда. Такой подход привел к 100-кратному увеличению интенсивности люминесценции.



Синтезированы новые комплексы лантанидов с полидентатным основанием Шиффа 2-(тозиламино)бензильден-N-бензоилгидразоном (H<sub>2</sub>L), содержащим O,N-донорные атомы. Полученные комплексы Ln<sub>2</sub>(HL)<sub>3</sub>X<sub>3</sub> были охарактеризованы по совокупности методов элементного, термического, рентгенофазового анализов, ИК спектроскопии, масс-спектрологии ЛДИ и ЯМР. При этом медленным упариванием растворов соответствующих порошков были получены монокристаллы состава Ln(L)(HL)(H<sub>2</sub>O)<sub>2</sub>, в составе которых один из лигандов депротонирован по одной ступени, а второй – по двум.

Комплексы иттербия, эрбия и неодима обладают интенсивной ИК люминесценцией, квантовый выход которой достигает 1,4% для комплекса Yb<sub>2</sub>(HL)<sub>3</sub>X<sub>3</sub>. Такое высокое значение квантового выхода обусловлено отсутствием координированных молекул растворителя и наличием состояния с переносом заряда.

Для разработки методики модифицирования периферийной части фторированных лигандов функциональными группами, способными к связыванию с антителом, в качестве объектов исследования выбраны пара-замещенные производные пентафторбензоат-аниона (p-R-tfb-) - R = NH<sub>2</sub> (pam-), N<sub>3</sub> (paz-), MeCOO (pmc-) и (CH<sub>2</sub>OH) (phm-). Комплексы лантанидов этими лигандами были синтезированы в водной и органической среде. По данным рентгеноструктурного анализа установлено биядерное строение комплексов Ln<sub>2</sub>(pam)<sub>6</sub>(H<sub>2</sub>O)<sub>8</sub> (Ln=Eu, Tb) и Gd<sub>2</sub>(pmc)<sub>6</sub>(H<sub>2</sub>O)<sub>6</sub>, а также и мооядерное строение комплексов Tb(paz)<sub>3</sub>(H<sub>2</sub>O)<sub>6</sub> и Lu(pmc)<sub>3</sub>(H<sub>2</sub>O)<sub>6</sub>.

Охарактеризованы фотофизические свойства полученных комплексов. Комплексы тербия с pam-, pmc- и phm- и европия с pmc- и phm обладают интенсивной люминесценцией, квантовый выход Tb(pmc)<sub>3</sub>(H<sub>2</sub>O)<sub>2</sub> составляет 62%. Комплексы Ln(paz)<sub>3</sub>(H<sub>2</sub>O)<sub>2</sub> (Ln = Eu, Gd,

Tb) не обладают люминесценцией, таким образом было показано, что азидо-группа является универсальным гасителем люминесценции на ряду с нитро- и amino-группами.

С целью создания наноразмерных люминесцирующих материалов, пригодных для использования в качестве биометок в медицинской диагностике, синтезированы наночастицы твердых растворов  $\text{La}_x\text{Eu}_{1-x}\text{F}_3$ , охарактеризованы их элементный, фазовый состав и морфология. При доле европия не более 80% размер частиц не превышает 50 нм.

Разработана методика модифицирования поверхности полученных частиц ароматическими карбоксилат-анионами (2,6-нафтилдикарбоксилат-анион  $\text{nda}^{2-}$ , терефталат-анион  $\text{tph}^{2-}$ ). Показано, что такое модифицирование стократно увеличивает интенсивность люминесценции частиц. Время жизни возбужденного состояния наночастиц сложных фторидов линейно падает с увеличением доли европия, что связано с концентрационным гашением, и на кривой зависимости квантового выхода люминесценции от состава немодифицированных  $\text{La}_x\text{Eu}_{1-x}\text{F}_3$  и модифицированных  $\text{La}_x\text{Eu}_{1-x}\text{F}_3@nda$  есть максимум при 30 мол. % Eu. Квантовый выход модифицированных  $\text{La}_x\text{Eu}_{1-x}\text{F}_3@tph$  растет при уменьшении доли европия от 100% до 40%, после чего достигает 80% и остается постоянным до доли европия 1%, что связано с высокой эффективностью передачи энергии с  $\text{tph}^{2-}$  на  $\text{Eu}^{3+}$ .

1. *Utochnikova V.V., Kovalenko A.D., Burlov A.D., Marciniak L., Ananyev I., Kalyakina A.S., Kurchavov N.A., Kuzmina N.P.* Highly NIR emitting lanthanide complexes with 2-(tosylamino) benzylidene-N-benzoylhydrazone. Dalton Transactions, 44, 12660-12669 (2015).
2. *Utochnikova Valentina V., Kalyakina Alena S., Lepnev Leonid S., Kuzmina Natalia P.* Luminescence enhancement of nanosized ytterbium and europium fluorides by surface complex formation with aromatic carboxylates. Journal of Luminescence, v. 170(2), p. 633-640 (2015).
3. *Grishko Aleksei Y., Utochnikova Valentina V., Averin Aleksei A., Mironov Andrei V., Kuzmina Natalia P.* Unusual Luminescence Properties of Heterometallic REE Terephthalates. European Journal of Inorganic Chemistry, Issue 10, pages 1660–1664 (2015).
4. *A. S. Kalyakina, V. V. Utochnikova, I. S. Bushmarinov et al.* Highly luminescent, water-soluble lanthanide fluorobenzoates: Syntheses, structures and photophysics, part I: Lanthanide pentafluorobenzoates. Chemistry - A European Journal, vol. 21, p. 17921–17932 (2015).

## On the two body problem in the classical electrodynamics

Лидский В.В.

Предложена классическая теория движения заряженных частиц, учитывающая силы радиационного трения и позволяющая решить задачу о столкновении заряженных частиц, так называемую задачу двух тел в электродинамике.

В постановочной части работы рассмотрен следующий парадокс: если применить к задаче двух тел стандартные уравнения движения релятивистской заряженной частицы в классической электродинамике, то кинетическая энергия разлетающихся частиц окажется выше энергии до столкновения. Причина парадокса заключается в том, что уравнения движения частиц не учитывают излучения частицами электромагнитных волн и реакции излучения.

В работе предложены модифицированные уравнения движения заряженных частиц, полученные из условия баланса энергии-импульса на специально сконструированной 3-поверхности (чулка), окружающей мировую линию частицы. Полученные уравнения интегрировались численно. Показано, что рассмотренные решения модифицированных уравнений не нарушают закона сохранения энергии.

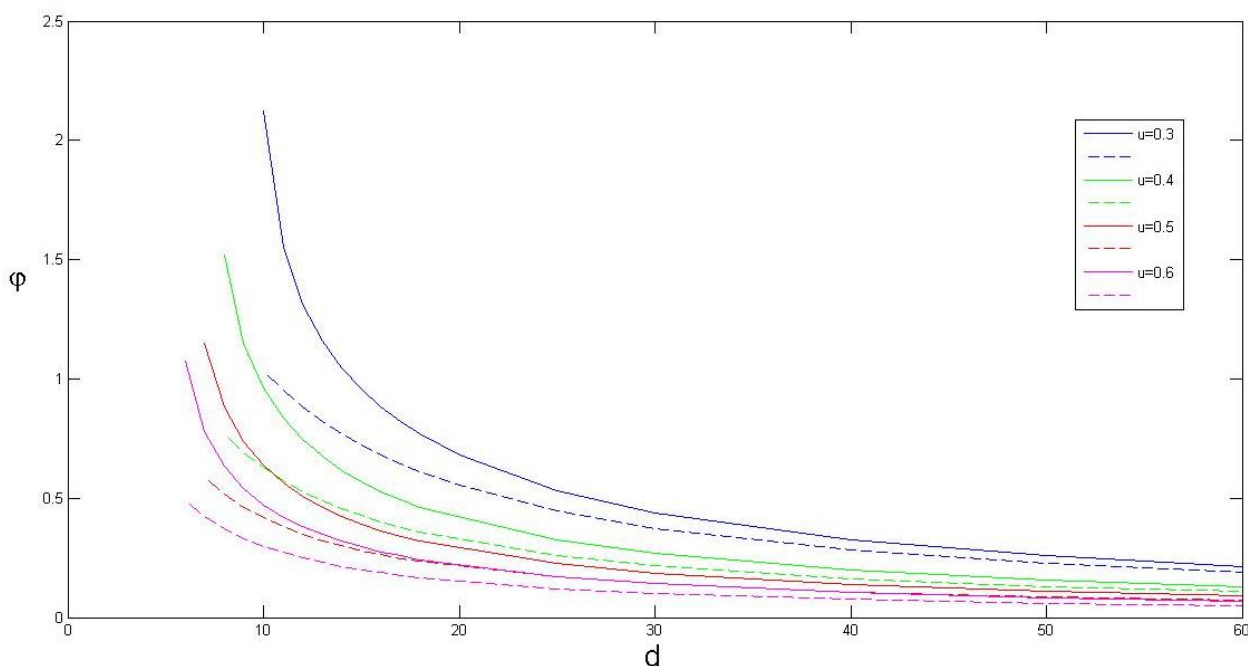


Рис.1. Зависимость угла отклонения  $\varphi$  траектории частицы в системе центра масс при столкновении двух разноименно заряженных частиц от прицельного расстояния  $d$ . Угол  $\varphi$  выражен в радианах, а прицельное расстояние  $d$  в единицах «электромагнитного радиуса» частиц:  $r_0 = 2e^2 / 3mc^2$ .

На рисунке представлены результаты расчета при четырех значениях начальных скоростей частиц  $u$  в системе центра масс, причем скорости  $u$  выражены в единицах скорости света. Пунктиром представлены значения углов, вычисленные при соответствующих параметрах по классической формуле Резерфорда.

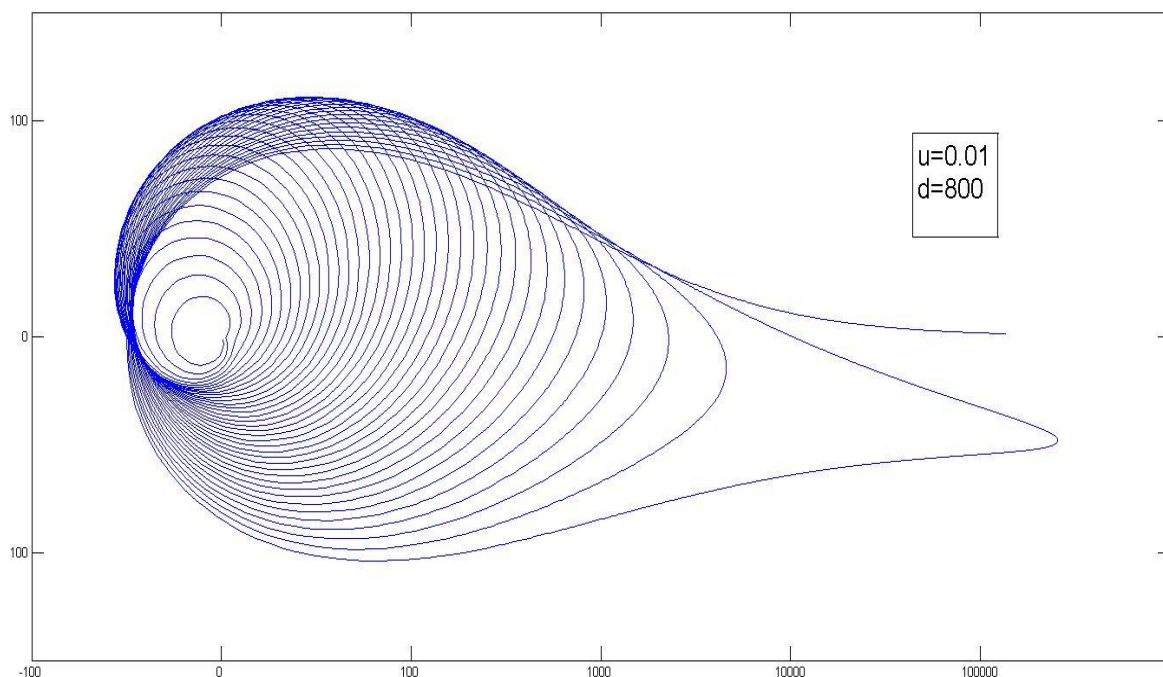


Рис. 2. Траектория захвата частицы. При столкновении с малыми энергиями частицы совершают множество оборотов вокруг центра масс, постепенно сближаясь из-за радиационных потерь энергии. Неэллиптическая форма траектории связана с выбранной логарифмической шкалой расстояний. По осям отложены декартовы координаты, причем за единицу выбрана величина электромагнитного радиуса частицы  $r_0 = 2e^2 / 3mc^2$ .

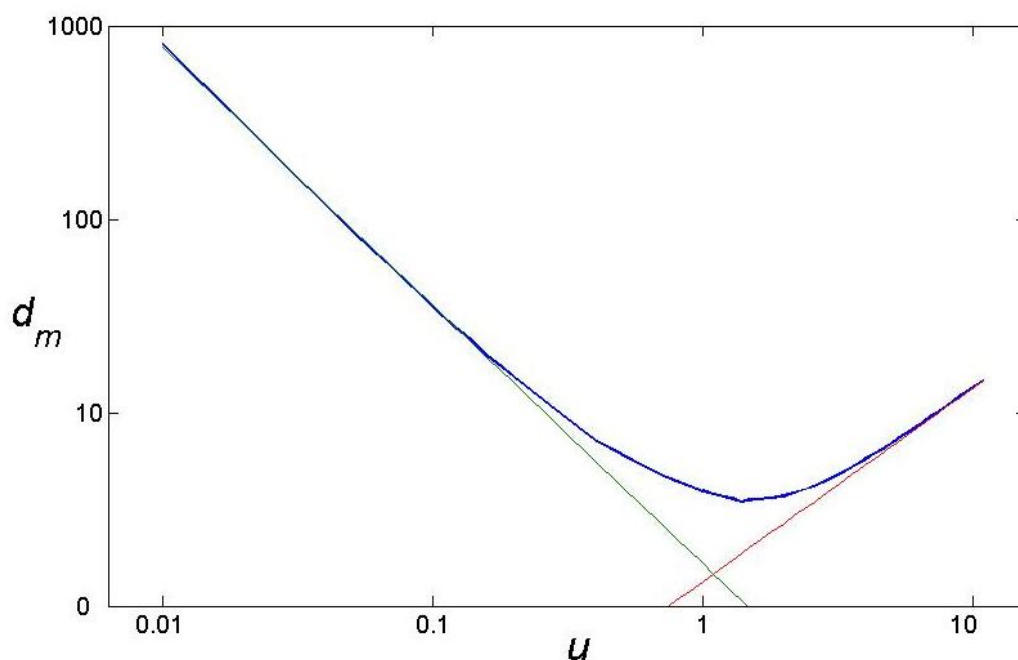


Рис. 3. Зависимость критического прицельного расстояния  $d_m$ , при котором происходит захват частицы, от начальной скорости  $u$ . По осям выбраны логарифмические шкалы. Асимптотические прямые задаются уравнениями  $y = 0,222 - 4x / 3$  (зеленая прямая) и  $y = x + 0,125$  (красная прямая).

V.V. Lidsky. On the two body problem in the classical electrodynamics. arXiv:1501.03133, 2015.

## Развитие спектроскопических методик поиска микротечей воды в сложных электровакуумных установках

Бернацкий А.В., Очкин В.Н.

Для решения задачи обнаружения паров воды в плазме различных вакуумных установках (например, токамак ИТЭР) реализован метод измерения влажности плазмы по абсолютным интенсивностям линий в электронном спектре продукта распада воды – гидроксила. Метод включает в себя комбинацию зондовых и абсолютных оптических измерений.

На созданной установке «Гечь» проведены комплексные исследования оптических спектров (в т.ч. их абсолютных интенсивностей) плазмы и параметров ее электронной компоненты. Для контроля влажности плазмы использовалось свечение фрагмента распада молекул воды в холодной плазме – гидроксила в области 306 нм (см. рис. 1). В предложенном методе совокупность полученных данных позволяет обеспечить рекордно высокую чувствительность к обнаружению в гелиевой плазме малых примесей паров воды в абсолютной мере. Достигнуто минимальное по сравнению с известными результатами диагностируемое содержание молекул воды в плазме. Оно соответствует потоку натекания водяных паров в электроразрядную камеру  $10^{-7}$  Па·м<sup>3</sup>·с<sup>-1</sup> ( $2.6 \cdot 10^{13}$  частиц в секунду), что является допустимым «жестким» пределом по проекту ИТЭР. При этом метод имеет перспективы к дальнейшему повышению чувствительности.

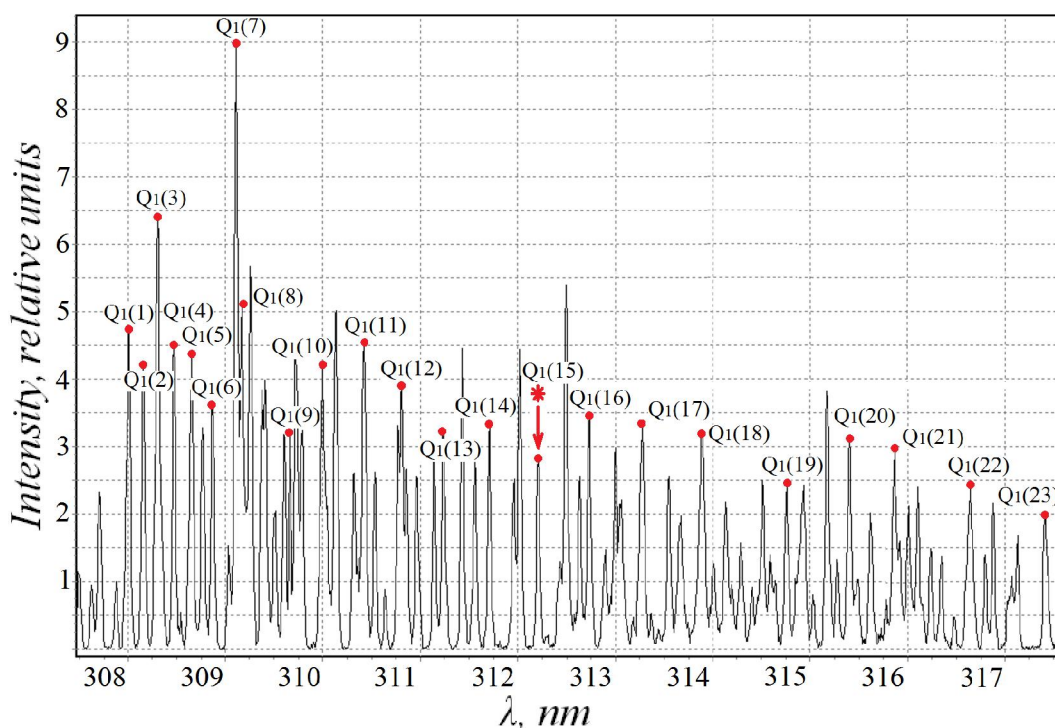


Рис. 1. Фрагмент спектра вращательной структуры (0,0) полосы перехода  $\text{OH}(A^2\Sigma-X^2\Pi)$ . Указаны линии  $Q_1(K)$  ветви. Звездочкой \* отмечена используемая линия  $Q_1(15)$  ( $\lambda=312.5$  нм) по которой восстанавливалась полная плотность «горячей» группы гидроксила.

Выполнена оптимизации аппаратуры и методов определения влажности плазмы в сложных энергетических установках, когда необходимость применения каждого дополнительного метода и канала диагностики представляет серьезные технические трудности. Он предполагает чисто спектральные измерения интенсивностей пар линий рабочие фрагменты воды – атомы инертного газа. Это известный метод т.н. оптической актинометрии, но в предложенном варианте он существенно дополняется установленным на



предыдущем этапе исследований факте связи абсолютных интенсивностей линий гидроксила и абсолютной концентрации молекул  $\text{H}_2\text{O}$  в плазме. Важно, что чувствительность измерений сохраняется. В исследованном случае в качестве актинометрической использовали линию Xe ( $\lambda=823.2$  нм) для сравнения с линией перехода OH ( $A^2\Sigma-X^2\Pi$ ) Q1(15) ( $\lambda=312.5$  нм), потенциалы возбуждения которых электронным ударом близки (рис. 2).

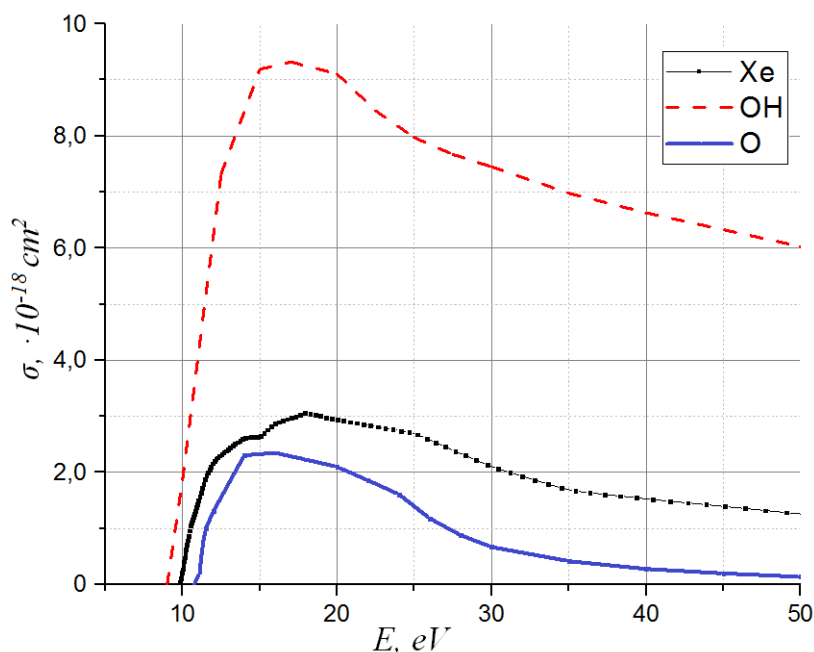


Рис. 2. Сечения возбуждения OH ( $A^2\Sigma-X^2\Pi$ ), O ( $\lambda=777.4$  нм), Xe ( $\lambda=823.2$  нм).

Работа выполнена за счет средств Российского Научного Фонда (грант 14-12-00784).

1. А.В. Бернацкий, В.Н. Очкин, О.Н. Афонин, А.Б. Антипенков. Измерение концентраций молекул воды в плазме с помощью комбинации спектральных и зондовых методов. Физика плазмы. 2015, т. 41, № 9, с. 767-777. DOI: 10.7868/S0367292115090036.  
(A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin, O.N. Afonin, A.B. Antipenkov. Measurements of the number density of water molecules in plasma by using a combined spectral-probe method. Plasma Physics Reports. 2015, V. 41, No. 9, p.p. 705-714. DOI: 10.1134/S1063780X15090032).
2. А.В. Бернацкий, В.Н. Очкин. Детектирование примесей воды в плазме методом оптической актинометрии // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2015, т. 42, № 9, с. 30-35  
(A.V. Bernatskiy, V.N. Ochkin. Detection of water impurities in plasma by optical actinometry // Bulletin of the Lebedev Physics Institute. 2015, V. 42, No. 9, p. 273-276. DOI: 10.3103/S1068335615090055).

## Ориентационные фазовые переходы первого и второго рода в поглощающем нематическом жидком кристалле

Золотыко А.С., Смаев М.П., Швецов С.А., Очкин В.Н

Воздействие внешних (магнитных, низкочастотных электрических или световых) полей на молекулы нематического жидкого кристалла (НЖК) приводит к повороту его директора  $\mathbf{n}$ . При взаимно перпендикулярной или параллельной ориентации  $\mathbf{n}$  и внешнего поля поворот директора является пороговым (переход Фредерикса). Эффект имеет черты фазового перехода: состояние кристалла меняет симметрию, вблизи порога проявляются критические явления. В качестве параметра порядка может рассматриваться угол поворота директора в центральном слое НЖК. Переходы в НЖК, как правило, являются фазовыми переходами второго рода, т.е. угол поворота директора есть непрерывная функция внешнего поля.

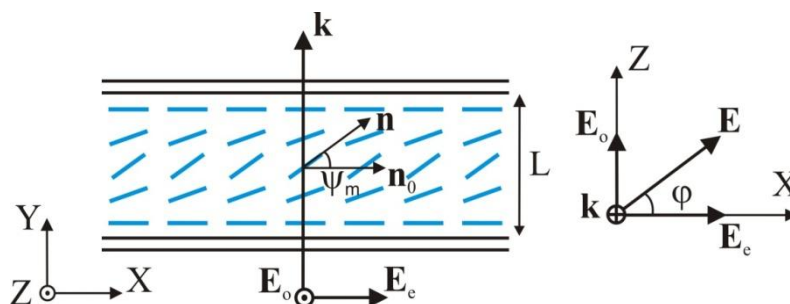


Рис. 1. Геометрия взаимодействия светового пучка с НЖК:  $\mathbf{n}_0$  – невозмущенный директор,  $\mathbf{n}$  – отклоненный директор,  $\psi_m$  – угол поворота директора в центральном слое НЖК,  $L$  – толщина жидкокристаллического слоя,  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{k}$  – электрическое поле и волновой вектор падающего света,  $\mathbf{E}_e$ ,  $\mathbf{E}_o$  – поля необыкновенной и обыкновенной световых волн  $\phi$  – угол поворота плоскости поляризации света относительно плоскости  $XY$ .

Переходы первого рода были ранее реализованы в НЖК с добавками поглощающих конформационно активных соединений (Е.А. Babayan, I.A. Budagovsky, S.A. Shvetsov et al., Phys. Rev. E **82**, 061705 (2010); А.С. Золотыко, М.П. Смаев, С.А. Швецов и др., Квантовая электроника **42**, 327 (2012)). Они происходили под действием светового пучка (рис. 1) и сопровождалась широкой областью бистабильности  $\sim 0.4$ . Возникновение переходов первого рода связано с дополнительной обратной связью между поворотом директора и оптическим вращающим моментом, обусловленной влиянием светового поля на конформационный состав добавок.

В настоящей работе развита теория таких переходов, использующая разложение вращающих моментов, действующих на директор НЖК, по углу поворота директора. Получены уравнения, формально аналогичные уравнениям теории Ландау фазовых переходов. На их основе построены фазовые диаграммы состояния НЖК в одновременно воздействующих световом и низкочастотном (электрическом или магнитном) полях.

Полученные диаграммы описывают трансформацию оптического перехода второго рода в НЖК в переход первого рода при углублении упомянутой выше обратной связи. Фазовая диаграмма в переменных интенсивность светового поля – напряженность низкочастотного поля иллюстрирует возникновение и исчезновение переходов первого рода, проявляющихся при изменении этих величин (рис. 2). Фазовая диаграмма в переменных интенсивность светового поля – направление поляризации демонстрирует возможность управления родом перехода чисто оптическим методом (рис. 3). Результаты расчетов согласуются с проведенными ранее экспериментами.

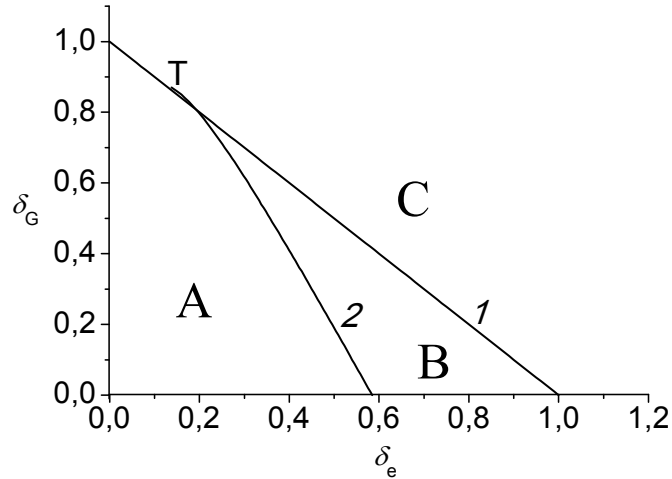


Рис. 2. Фазовая диаграмма ориентационных переходов в координатах интенсивность светового поля ( $\delta_e$ ) – квадрат напряженности низкочастотного электрического поля ( $\delta_G$ ). Кривая 1 соответствует пороговой мощности перехода из однородного в деформированное состояние, кривая 2 – обратным переходам в случае переходов первого рода. Т – трикритическая точка. Область А соответствует недеформированному состоянию НЖК, С – деформированному состоянию, В – область бистабильности.

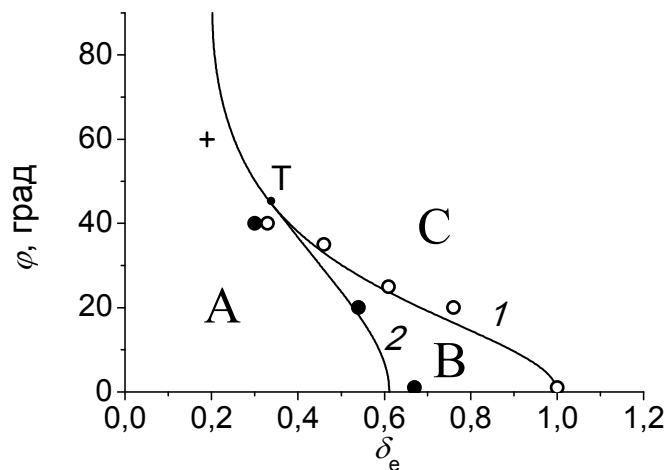


Рис. 3. Фазовая диаграмма ориентационных переходов в координатах нормированной на порог переориентации световой мощности необыкновенной волны  $\delta_e$  и угла поворота плоскости поляризации  $\varphi$  падающего света. Линии (1) и (2) соответствуют прямому и обратному переходам между недеформированным и деформированным состояниями поля директора. Т – трикритическая точка. Область А соответствует недеформированному состоянию НЖК, С – деформированному состоянию, В – область бистабильности. Экспериментальные точки для прямого (○) и обратного (●) переходов (в случае переходов первого рода), а также для перехода второго рода (+).

Таким образом, формирование ориентационных структур поглощающего свет НЖК, как и их разрушение, могут протекать по классическим сценариям фазовых переходов I и II рода.

Работа выполнена за счет средств Российского Научного Фонда (грант 14-12-00784).

А.С. Золотко, В.Н. Очкин, М.П. Смаев, С.А. Швецов. «Фазовые диаграммы ориентационных переходов в поглощающих НЖК». ЖЭТФ, 147, вып. 5, 1045-1052 (2015).

## Исследование спектрально-кинетических свойств сцинтилляционных кристаллов методом импульсной катодолюминесценции

С.Н. Андреев<sup>1</sup>, В.А. Козлов<sup>2</sup>, С.А. Кутовой<sup>3</sup>, В.Н. Очкин<sup>1</sup>, Н.В. Пестовский<sup>1</sup>, А.А. Петров<sup>4</sup>, А.И. Загуменный<sup>3</sup>, Ю.Д. Заварцев<sup>3</sup>, М.В. Завертяев<sup>2</sup> и С.Ю. Савинов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>) Отдел оптики низкотемпературной плазмы Отделения оптики ФИАН.

<sup>2</sup>) Лаборатория электронов высоких энергий Отделения ядерной физики и астрофизики ФИАН.

<sup>3</sup>) Лаборатория роста кристаллов ИОФАН.

<sup>4</sup>) Отдел физической электроники ФИАН.

Сопоставлены спектры и времена затухания импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) кристаллов многофункциональных редкоземельных ортосиликатов LFS-3, LFS-8, GSO-7 под действием мощного ( $\sim 10$  МВт) и кратковременного ( $\sim 2$  нс) импульса электронов со средней энергией 150 кэВ со спектрами и временами затухания стационарной люминесценции тех же кристаллов под воздействием гамма-излучения с энергией квантов 511 кэВ, излучаемых источником  $^{22}\text{Na}$  (гамма-люминесценции, далее ГЛ). Эти соединения перспективны для использования в качестве сцинтилляторов в позитронно-эмиссионной томографии. Установлено, что в пределах ошибки измерений спектры и времена затухания для соответствующих кристаллов совпадают.

Результаты экспериментов по сопоставлению спектров и времен затухания ИКЛ и ГЛ, являющиеся доказательством тождественности параметров ИКЛ и ГЛ, позволили свести к минимуму применение радиоактивных источников при исследовании люминесцентных характеристик кристаллов-сцинтилляторов.

На основе сопоставления результатов по исследованию спектров ИКЛ (измерение абсолютных интенсивностей с использованием калиброванных диафрагм) и результатов измерения световыхода гамма-люминесценции разработана методика для оценки световыхода кристаллов-сцинтилляторов методом ИКЛ.

Проведены измерения световыхода новых кристаллов LFS-3, LFS-8, GSO-7. Методом ИКЛ измерены эмиссионные спектры сцинтилляционных кристаллов, что позволило отобрать образцы кристаллов с наилучшим соответствием эмиссионного спектра кристаллов и спектральной чувствительности фотоприемников.

Исследовано влияние деградации свойств кристаллов под действием гамма-излучения от источника  $^{60}\text{Co}$  с энергией кванта 1.2 МэВ при дозе 45 Мрад на спектры импульсной катодолюминесценции (ИКЛ) и спектры оптического пропускания (ОП) кристалла LFS, содержащего различные примеси.

В пределах ошибки измерений не обнаружено изменения оптического пропускания кристалла LFS:Ce:Y:Sc:Ca как после облучения протонами, так и после облучения гамма-квантами. Также в пределах ошибки измерений не обнаружено изменения ИКЛ-спектра данного образца до и после облучения как протонами, так и гамма-квантами. На рис. 1 изображены ИКЛ-спектры кристалла LFS:Y:Sc:Ca:Ce до (синяя кривая) и после (красная кривая) облучения его гамма-излучением источника  $^{60}\text{Co}$  и дозой 45 Мрад. Видно, что спектр кристалла не изменился до и после облучения. Это свидетельствует о том, что сцинтилляционный механизм не нарушился после облучения. Для сравнения на рис. 2 приведен спектр LFS:Sc. Видно, что спектры до и после облучения различны, что свидетельствует о нарушении сцинтилляционного механизма данного кристалла при дозах облучения до 45 Мрад.

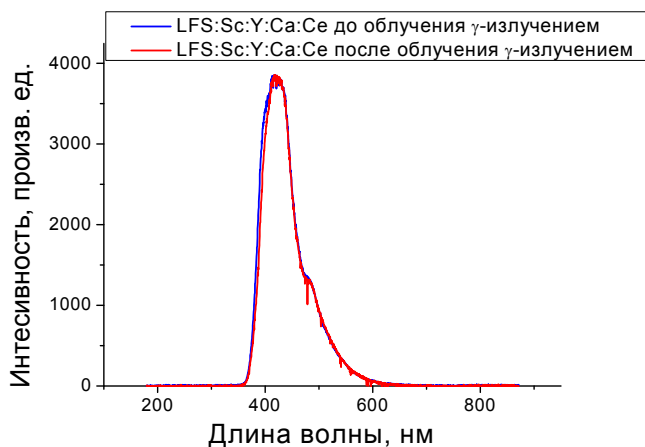


Рис. 1. ИКЛ-спектры кристалла LFS:Y:Sc:Ca:Ce до (синяя кривая) и после (красная кривая) облучения его гамма-излучением источника  $^{60}\text{Co}$  и дозой 45 Мрад.

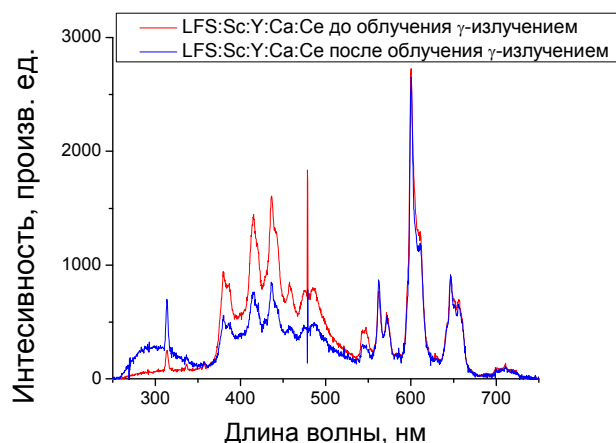


Рис. 2. ИКЛ-спектры кристалла LFS:Sc до (красная кривая) и после (синяя кривая) облучения его гамма-излучением источника  $^{60}\text{Co}$  и дозой 45 Мрад.

На основе разработанных методик создан макет активного модуля (оптимизированный по размерам и составу кристалл – скintиллятор + фотоумножитель) с наилучшими на настоящий момент характеристиками – наименьшими временами высвечивания ( $20 \text{ нсек} \pm 2 \text{ нсек}$ ), наилучшим соответствием эмиссионного спектра кристалла кривой спектральной чувствительности фотоприемника и наибольшей радиационной стойкостью.

Работа поддержана грантами Российского Научного Фонда №14-22-00273 и №14-12-00784, а также грантом РФФИ №13-08-01188А.

А.И. Загуменный, А.Н. Лобанов, А.В. Михайлов, В.Н. Очкин, Н.В. Пестовский, А.А. Петров, С.Ю. Савинов, “Сопоставление времен затухания катодо- и гамма-люминесценции скintилляционных кристаллов”. Краткие сообщения по физике ФИАН, том 42, номер 1, стр. 15-20 (2015).

V.A. Kozlov, V.N. Ochkin, N.V. Pestovskii, A.A. Petrov, S.Yu. Savinov, A.I. Zagumenniy, and M.V. Zaver'tyayev, “Pulsed Cathodoluminescence and gamma-luminescence of scintillation crystals”. Journal of Physics: Conference Series, Vol. 653, 012017, pp. 1-4 (2015).

Н.В. Пестовский и С.Ю. Савинов, “Физические принципы импульсной катодолуминесценции”, Учебное пособие, РИИС ФИАН, 42 с. 2015.

## Возбуждение лазерными импульсами когерентных терагерцевых колебаний в замороженной суспензии наночастиц ZnS

К.И. Земсков, А.Д. Кудрявцева, Н.В. Чернега

Зарегистрировано вынужденное низкочастотное комбинационное рассеяние (ВНКР) наночастиц сульфида цинка в замороженной водной суспензии под действием наносекундных лазерных импульсов. ВНКР является результатом взаимодействия лазерного излучения с собственными колебаниями наночастиц. Частотный сдвиг 1-ой стоксовой компоненты ВНКР определяется частотой собственных колебаний наночастиц.

Образцы представляли собой водную суспензию наночастиц сульфида цинка, замороженную при температуре жидкого азота (77 К). Концентрация сульфида цинка составляла  $10^{-3}$  М, что соответствует концентрации наночастиц в суспензии  $10^{16}$  см $^{-3}$ . Размеры наночастиц, определенные методом рентгенофазового анализа и методом динамического рассеяния света, составляли 10 нм.

Для возбуждения использовались одиночные импульсы рубинового лазера ( $\lambda = 694.3$  нм,  $\tau = 20$  нс,  $E_{\max} = 0.3$  Дж,  $\Delta\nu = 0.015$  см $^{-1}$ ). Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1.

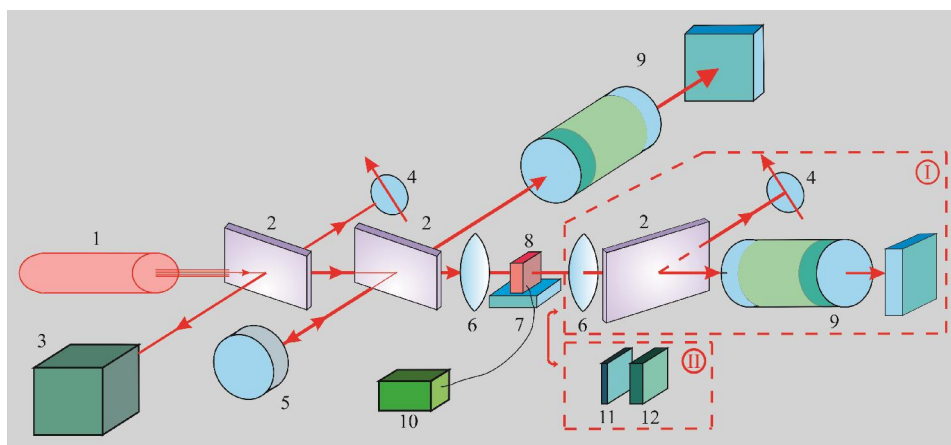


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – рубиновый лазер, 2 – стеклянные пластинки, 3 – система для измерения характеристик возбуждающего излучения, 4 – калиброванные фотодиоды, 5 – зеркало, 6 – линзы, 7 – медная пластина охлаждаемая жидким азотом, 8 – образец (замороженная суспензия ZnS), 9 – интерферометры Фабри-Перо (область дисперсии 16,7 см $^{-1}$ ), 10 – спектрометр с волоконным входом, 11 – фильтр для рентгеновского излучения – Al фольга, 12 – рентгеновская пленка.

При низкой интенсивности излучения лазера в спектре рассеяния как в направлении вперед (в направлении возбуждения), так и в противоположном направлении наблюдалась одна линия, соответствующая длине волны накачки. При увеличении интенсивности возбуждающего излучения до 0.12 ГВт/см $^2$  в спектре появлялась вторая линия, соответствующая первой стоксовой компоненте ВНКР и смещенная относительно накачки на величину 0.465 ТГц. ВНКР наблюдалось как в направлении вперед, так и в направлении назад, его ширина линии и расходимость были близки к соответствующим величинам возбуждающего излучения. Интерферограмма рассеянного излучения показана на рис. 2. Коэффициент преобразования лазерного света в ВНКР составлял 10 %. Высокий коэффициент преобразования свидетельствует о высокой эффективности возбуждения терагерцевых колебаний наночастиц. Максимальная интенсивность акустических колебаний наночастиц, вычисленная с помощью соотношения Мэнли-Роу, составляет  $3 \cdot 10^6$  Вт/см $^2$ .

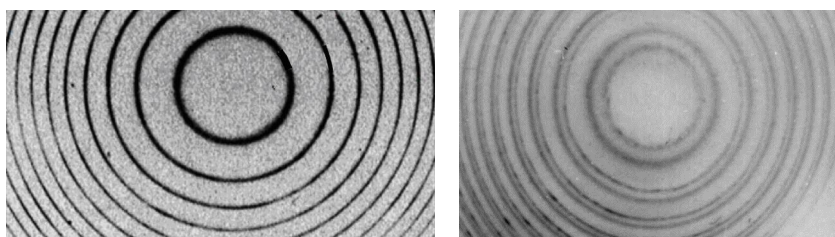


Рис.2. Слева – интерферограмма возбуждающего лазерного излучения; справа – спектр ВНКР в замороженной суспензии ZnS.

Одновременно с ВНКР мы наблюдали две полосы люминесценции ZnS, лежащие в сине-зеленой области (480 нм и 510 нм). Свечение продолжалось более 3 с и было очень ярким. Его можно было наблюдать невооруженным глазом. Возможной причиной появления люминесценции является деформация кристаллической решетки и появление вакантных уровней из-за возбуждения акустических колебаний при ВНКР. Спектр люминесценции и временная зависимость ее интенсивности приведены на рис. 3(а) и 3 (б).

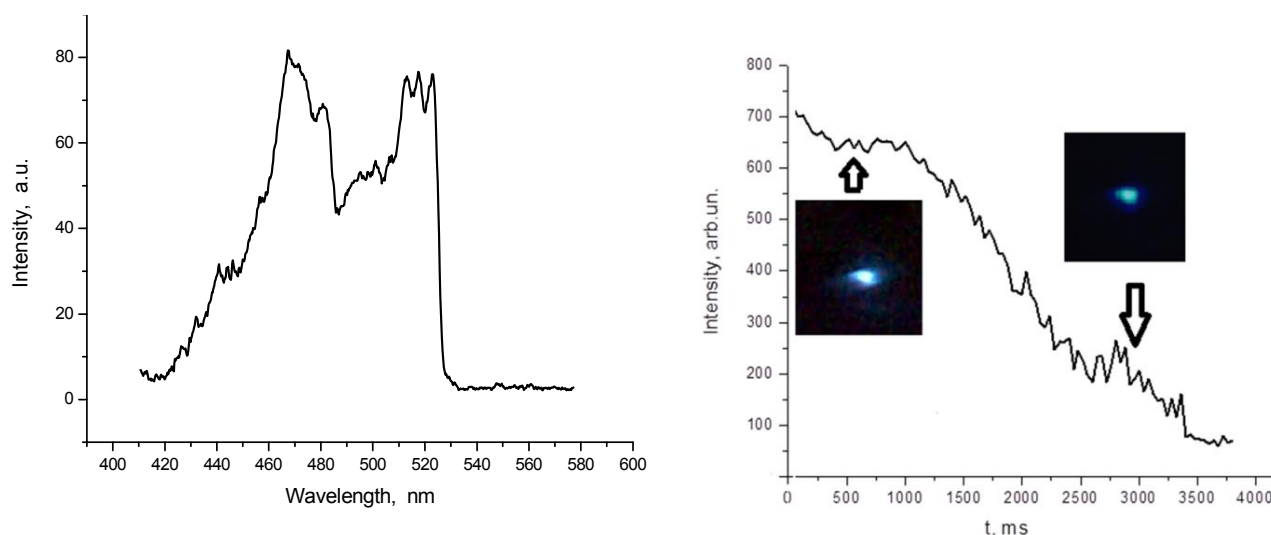


Рис. 3. Слева - спектр люминесценции замороженной суспензии наночастиц ZnS при возбуждении лазерным излучением с интенсивностью  $0.2 \text{ ГВт/см}^2$ ; справа – временная зависимость интенсивности люминесценции.

Врезки на рисунке 3 (б) показывают люминесценцию образца, зарегистрированную скоростной камерой при 500 и при 3000 мс от лазерного импульса. Места на кривой, соответствующие этим фотографиям, отмечены стрелками.

Еще один эффект, который наблюдался в наших экспериментах одновременно с ВНКР – узконаправленное рентгеновское излучение. Мы регистрировали его с помощью рентгеновской пленки, помещенной в специальную кассету с фильтром, пропускающим излучение больше 10 кэВ. Рентгеновское излучение регистрировалось в виде ярких точек, размер которых не менялся при изменении расстояния пленки от образца от 2 до 7 см. Пространственное расположение точек и их размер флуктуировали от вспышки к вспышке. Возникновение рентгеновского излучения обусловлено триболюминесценцией, являющейся результатом акусто-оптического взаимодействия в образце.

H. Ehrlich, A. Kudryavtseva, G. Lisichkin, V. Savranskii, N. Tcherniega, K. Zemskov, M. Zhilenko. "Frozen ZnS aqueous suspension nonlinear optical properties". International Journal of Thermophysics, v. 36, p. 2784-2791 (2015).

## Нелинейно-оптические эффекты в опаловых матрицах при фемтосекундном возбуждении

Кудрявцева А.Д., Чернега Н.В.

В фотонных кристаллах - синтетических опаловых матрицах, охлажденных до температуры жидкого азота, был зарегистрирован узкий пик люминесценции и получена генерация второй и третьей гармоник при фемтосекундном возбуждении с длиной волны 800 нм.

В данной работе исследовались нелинейно-оптические свойства фотонных кристаллов – синтетических опаловых матриц. Опаловые матрицы состоят из плотноупакованных глобул кремнезема ( $\text{SiO}_2$ ), образующих кубическую гранцентрированную решетку. Их удобно использовать для создания нанокомпозитных материалов, заполняя пустоты между глобул различными веществами. Эффективность нелинейных процессов в средах, заполняющих поры фотонного кристалла, существенно возрастает по сравнению со сплошной средой. В этой связи важно также изучать свойства самих матриц. В качестве образцов использовались синтетические опаловые матрицы, охлажденные до температуры жидкого азота. Диаметр глобул составлял 295 нм. Источником возбуждения служил титан-сапфировый лазер с длительностью импульсов 160 фс, длиной волны 800 нм, с частотой повторений 1КГц, средней мощностью 150 мВт и мощностью в импульсе 1 ГВт. Зарегистрированные спектры представлены на рис. 1.

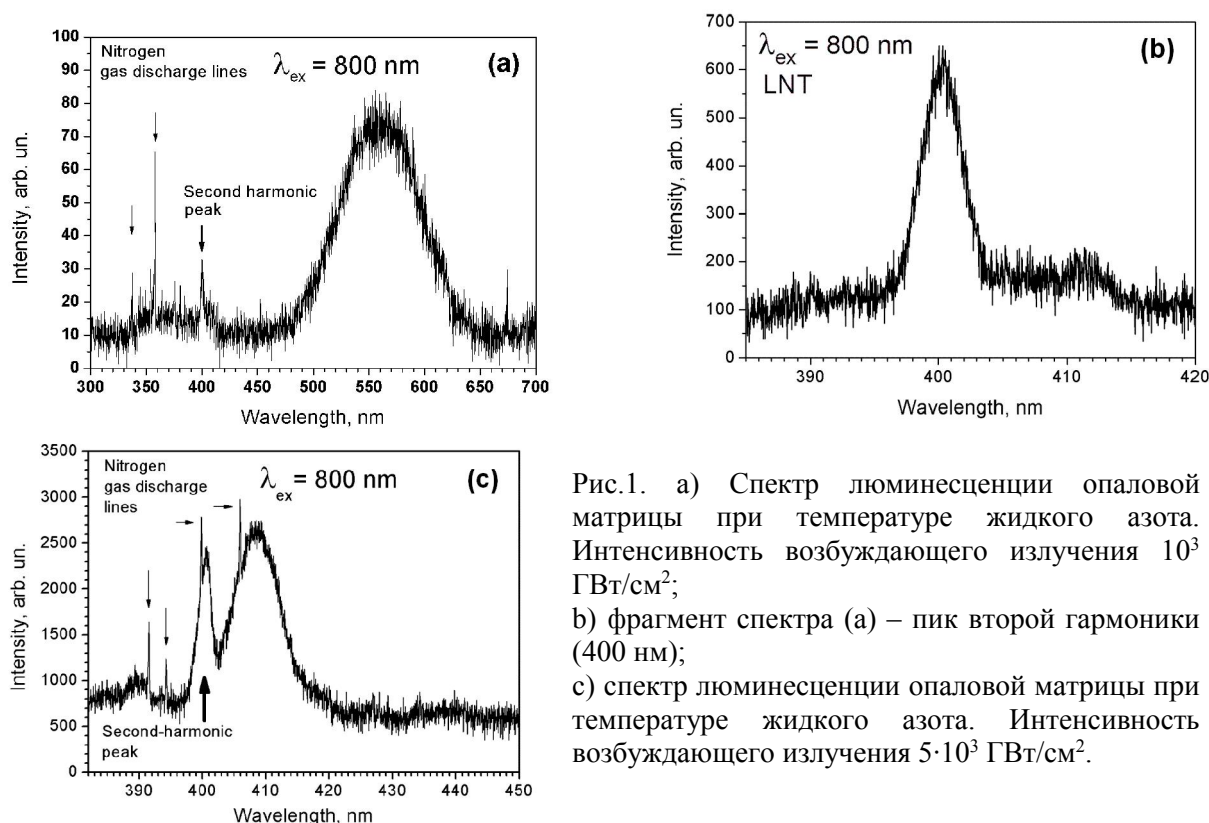


Рис.1. а) Спектр люминесценции опаловой матрицы при температуре жидкого азота. Интенсивность возбуждающего излучения  $10^3$  ГВт/см<sup>2</sup>; б) фрагмент спектра (а) – пик второй гармоники (400 нм); в) спектр люминесценции опаловой матрицы при температуре жидкого азота. Интенсивность возбуждающего излучения  $5 \cdot 10^3$  ГВт/см<sup>2</sup>.

В ультрафиолетовой области спектра был зарегистрирован пик третьей гармоники на частоте 267 нм. На рис. 2 представлен весь спектр свечения опаловой матрицы при возбуждении лазерным излучением с длиной волны 800 нм.



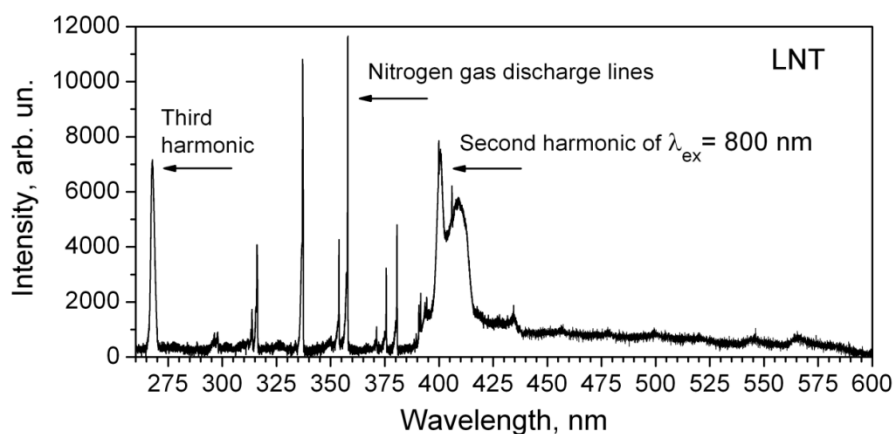


Рис. 2. Весь спектр люминесценции синтетической опаловой матрицы при температуре жидкого азота. Интенсивность возбуждающего излучения  $5 \cdot 10^3$  ГВт/см<sup>2</sup>.

Как видно из рис. 1 (с) и рис. 2, спектр свечения опаловой матрицы существенным образом меняется при возрастании интенсивности возбуждающего излучения. Полностью исчезает пик 560-570 нм и появляется интенсивный пик на длине волны 408 нм, перекрывающийся с линией второй гармоники. Для того, чтобы понять природу полосы люминесценции 560 нм, были получены спектры свечения опаловой матрицы под действием третьей гармоники титан-сапфирового лазера (длина волны 267 нм, частота повторений 86 МГц, средняя мощность 70 мВт, мощность в импульсе 5.4 кВт). Полученные спектры приведены на рис. 3.

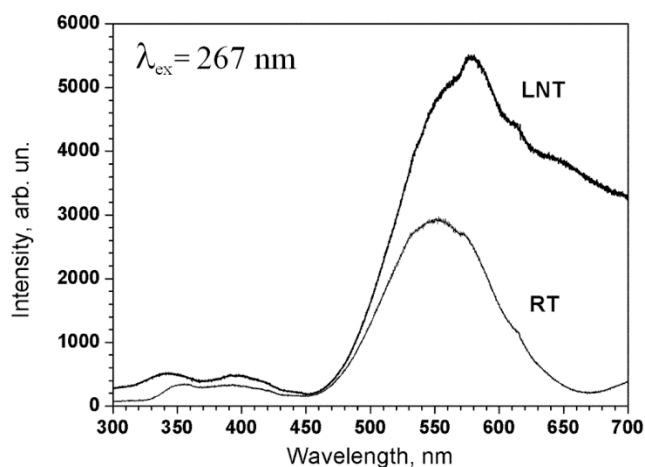


Рис.3. Спектр люминесценции опаловой матрицы при возбуждении излучением 267 нм (LNT – при температуре жидкого азота, RT – при комнатной температуре).

Как при температуре жидкого азота, так и при комнатной температуре форма спектра люминесценции в этом случае практически совпадает со спектром, полученным при возбуждении основной гармоникой с длиной волны 800 нм (см. рис.1 (а)). Интенсивность люминесценции при азотной температуре примерно в 2 раза превышает интенсивность люминесценции при комнатной температуре. Этот эксперимент подтверждает предположение, что люминесценция на длине волны 560 нм возбуждается третьей гармоникой, которая возникает в самом образце под действием лазерного излучения.

M. V. Vasnetsov, V. Yu. Bazhenov, I. N. Dmitruk, V. I. Stiopkin, A. D. Kudryavtseva, N. V. Tcherniega, "Luminescence response of synthetic opal under femtosecond laser pumping", Journal of Luminescence, v. 166, p. 233-237 (2015).

## Исследования размерного состава белков и белковых агрегатов в плазме крови методом динамического рассеяния света (ДРС)

М.Н. Кириченко, А.В. Масалов, Л.Л. Чайков, С.В. Кривохижа, А.Р. Зарицкий.

Методом динамического светорассеяния обнаружено, что с ростом размера частиц (белков и их агрегатов) в плазме крови от единиц нанометров до 1 микрона, концентрация этих частиц падает по закону 4-й степени, почти на 12 порядков. Исследования проводились на стандартной установке ДРС, с He-Ne лазером мощностью – 5-10 мВ и с коррелятором Photocor-FCm. Распределение интенсивности рассеянного света по размерам частиц определялось из корреляционной функции с помощью программы DynaLS. Оказалось, что в серии измерений, проведенных подряд (через каждые 2 мин), получаемые распределения интенсивности по размерам частиц были неустойчивыми (рис. 1).

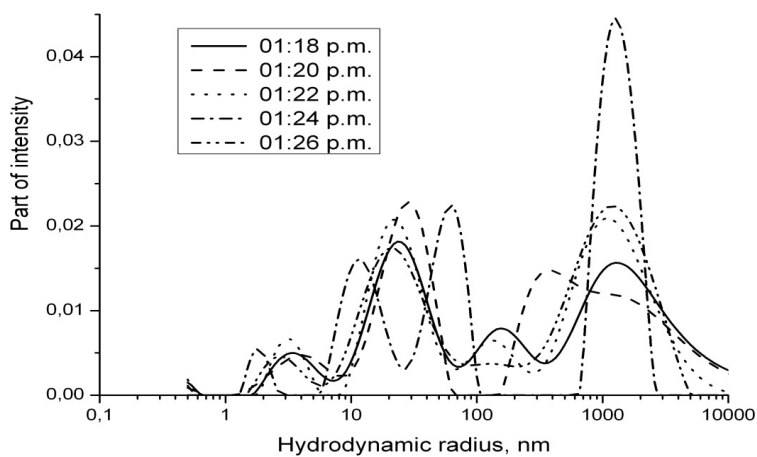


Рис. 1. Распределения интенсивности рассеянного света по размерам частиц, полученные для одного образца плазмы крови через равные промежутки времени (2 минуты).

Преодолеть указанную проблему удалось путем формирования массива средних по пикам размеров. Было получено 130 распределений интенсивности. Далее производили подсчет числа регистраций размеров частиц в пределах выбранного шага (бина) – 0,1 от показателя степени логарифма радиуса  $r$  и получали гистограмму числа регистраций логарифма размеров частиц в плазме крови.

Концентрации частиц каждого размеров оценивались по интенсивности рассеянного света в приближении Релея-Ганса-Дебая (РГД). (при расчете концентраций частиц для каждой группы размеров использовался один и тот же показатель преломления 1,43). Каждой полученной концентрации сопоставлялся соответствующий ей гидродинамический радиус. На рис. 2 представлены результаты такого сопоставления в предположении цилиндрической формы частиц в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что связь между концентрациями частиц и их размерами имеет вид степенной зависимости  $N=a \cdot r^{-4}$ .

Математических моделей, объясняющих подобную зависимость, пока нет. В природе подмечено немало эмпирических закономерностей, имеющих показательный или степенной вид и не имеющих строгого теоретического обоснования (закон Мура, закон Дамута и др). Возможно, обнаруженная зависимость  $N=a \cdot r^{-4}$  является новой закономерностью для биологических жидкостей сложного состава. Такие же измерения были проведены в размороженной плазме крови и при её разбавлении в 10 и 100 раз (рис. 3).

Сохранение формы зависимости  $N=a \cdot r^{-4}$  при разбавлении плазмы показывает как адекватность применяемых при обработке измерений моделей, так и возможность работы с неразбавленной плазмой крови. В практическом плане особенности данной зависимости и отклонения от нее могут служить диагностическим признаком в распознавании различных заболеваний.

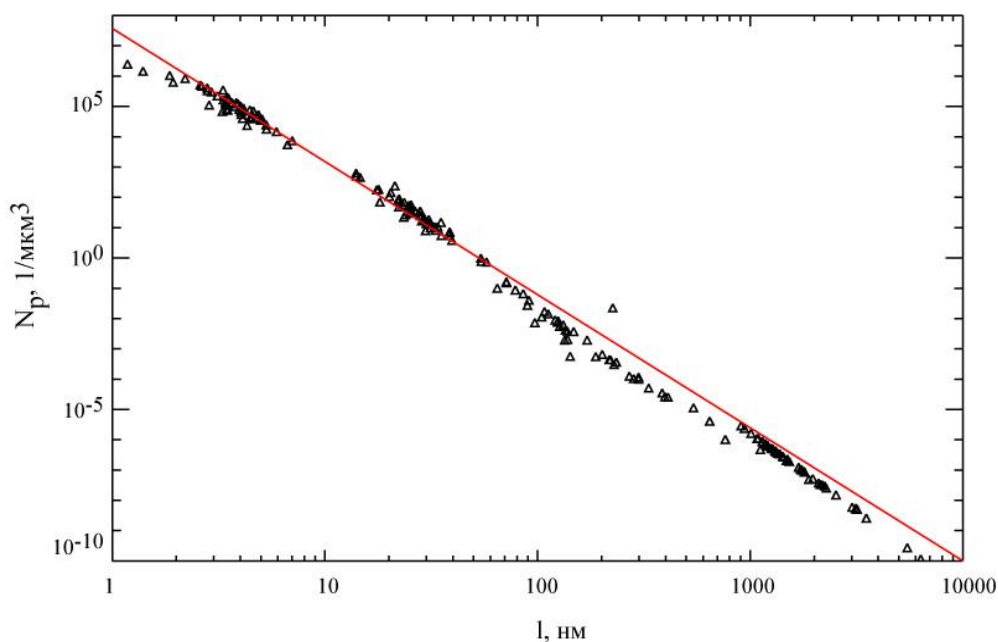


Рис. 2. Диаграмма "размер частиц – концентрация частиц" в двойном логарифмическом масштабе в предположении цилиндрической формы частиц демонстрирует степенную связь концентрации частиц с их размером  $N \sim r^K$  с показателем степени  $K = -4,0 \pm 0,1$  (прямая линия).

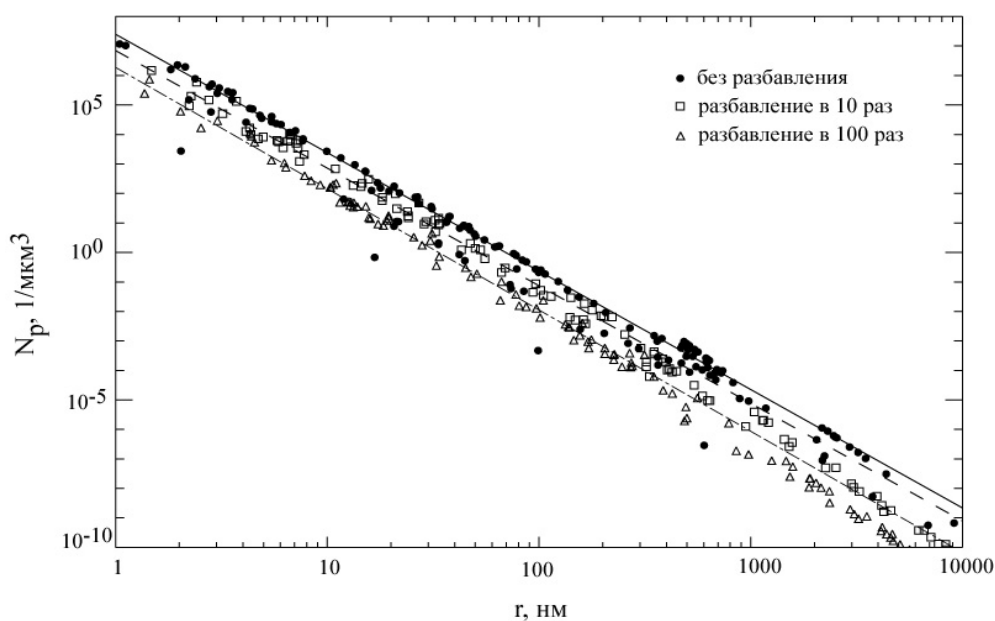


Рис. 3. Диаграммы "размер частиц – концентрация частиц" в двойном логарифмическом масштабе демонстрируют сохранение степенной связи концентрации частиц с их размером  $N \sim r^K$  с показателем степени  $K = -4,0 \pm 0,1$  при разбавлении плазмы в 10 (аппроксимация пунктирной линией) и в 100 раз (аппроксимация штрихпунктирной линией).

1. L.L. Chaikov, M.N. Kirichenko, S.V. Krivokhizha A. R. Zaritskiy; "Dynamics of statistically confident particle sizes and concentrations in blood plasma obtained by the dynamic light scattering method," J. Biomed. Opt., 20(5), 057003 (2015). doi:10.1117/1.JBO.20.5.057003.
2. М.Н. Кириченко, А.В. Масалов, Л.Л. Чайков, А.Р. Зарицкий. Соотношение размеров и концентраций частиц в неразбавленной и разбавленной плазме крови по данным светорассеяния. Краткие сообщения по физике ФИАН, том 42, № 2, стр. 3 -10. (2015).

## **Исследование наличия и концентрации кластеров в вязких жидкостях и их растворах по изменению параметров гиперзвука при разбавлении маловязкой жидкостью**

Г.И. Зайцев, С.В. Кривохижа, Л.Л. Чайков.

Нелокальная теория распространения звуковых и электромагнитных волн в вязких жидкостях была создана М.А. Исакович и И.А. Чабан. Согласно этой теории вязкая жидкость представляет собой неоднородную двухкомпонентную среду. Одна компонента - кластеры или нанонеоднородности (НН), а вторая - неупорядоченная, в которой эти кластеры «плавают». Кластеры имеют размеры порядка нанометров. При распространении звуковой волны кластеры (НН) перестраиваются, и молекулы переходят из кластеров в неупорядоченную жидкость и обратно. Акустические свойства среды определяются концентрацией кластеров и числом «дырок» (свободных мест)  $\zeta$  в обеих компонентах. Нарушенное волной равновесие по  $\zeta$  восстанавливается за счет диффузии между компонентами за время  $\tau$ , пропорциональное отношению вязкости  $\eta$  к температуре  $T$  и зависящей от свойств НН. Исследования скорости гиперзвука при экстремальном температурном воздействии указывали на то, что кластеры (НН) быстро возникают при охлаждении вязкой жидкости ниже некоторой температуры и весьма устойчивы.

Концентрацию НН можно изменять контролируемым образом, добавляя в вязкую жидкость маловязкую. Проведение такого эксперимента и являлось целью настоящей работы.

В качестве вязкой жидкости был выбран глицерин, а растворителя – вода. В растворах четырех концентраций изучалась температурная зависимость скорости распространения  $\nu$  и коэффициента поглощения  $\alpha$  продольного гиперзвука методом Мандельштам – Бриллюэновского рассеяния света. Полученные экспериментальные данные сравнивались с выводами нелокальной теории. Спектр рассеянного света исследовался на установке с интерферометром Фабри Перо, сканируемом давлением, в интервале температур от – 90 до 150°С. Результаты определения скорости гиперзвука  $\nu$  и его поглощения на длине волны  $\alpha\lambda$  для растворов с  $C=0,94$  и  $C=0,53$  (по объёму) приведены на рис 1. Для растворов  $C = 0,88$  и  $0,75$  результаты аналогичные.

Расчетные значения  $\nu$  и  $\alpha$  в области их быстрого изменения приведены на рис.1 в виде непрерывных кривых. Из графиков видно, что во всем интервале изменения температуры (и вязкости) для скорости гиперзвука есть хорошее согласие между теорией и экспериментом.

Оказалось, что зависимости  $\lg \tau$  от  $\lg(\eta/T)$  для разных растворов, рис.2, группируются в одну прямую линию. Постоянство параметров этих кривых означает постоянство размера  $a$  кластеров как при добавлении воды в глицерин, так и при нагревании смеси. По-видимому, НН устойчивы к изменению внешних условий. Из этих данных получаем  $a = 1,1$  нм. Авторы теории получили величину  $a$ , близкую по величине – 1.22нм.

Таким образом, нелокальная теория, разработанная для чистых вязких жидкостей с нанонеоднородной структурой, хорошо описывает характер распространения продольного гиперзвука и в растворах. При этом количество НН уменьшается с добавлением маловязкого растворителя, а их размер остается неизменным. Почему нанонеоднородности являются устойчивыми образованиями, предстоит выяснять в дальнейшем.

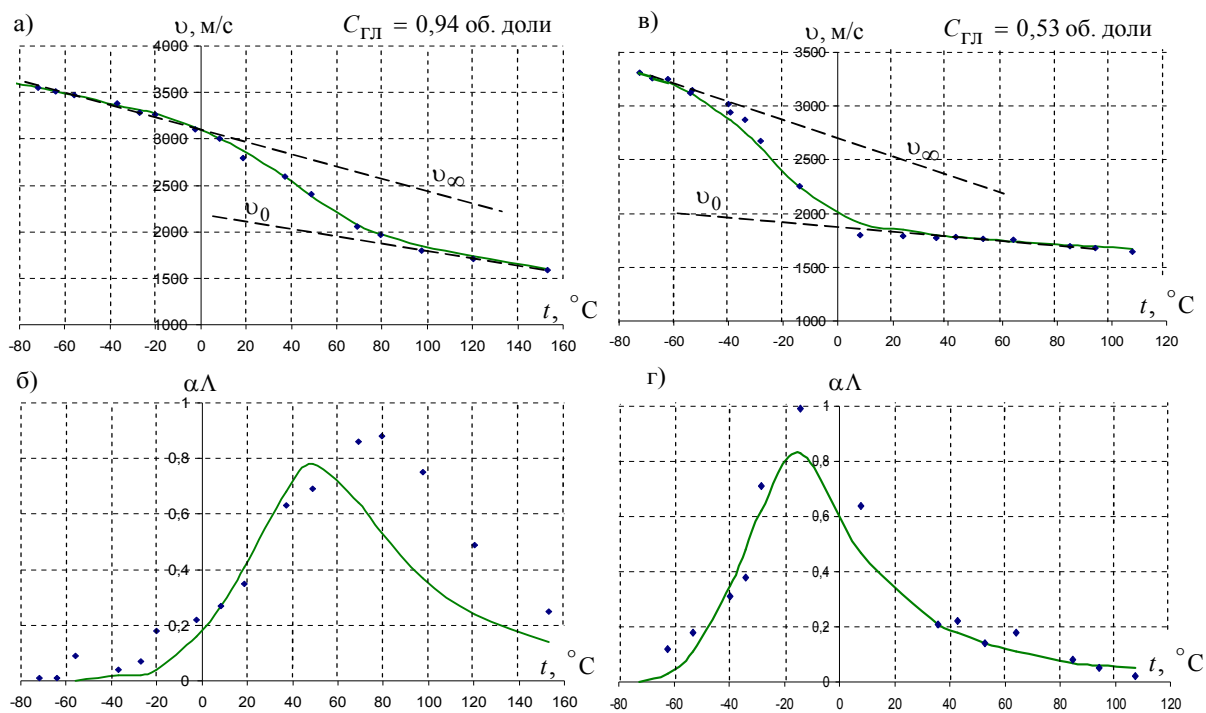


Рис. 1. Зависимость скорости (а, в) и поглощения на длине волны (б, г) продольного гиперзвука от температуры: слева – в растворе с концентрацией глицерина  $C = 0,94$  об. д.; справа – в растворе с  $C = 0,53$  об. д. Точки – экспериментальные значения; сплошные линии построены по формулам теории Исаковича и Чабан.

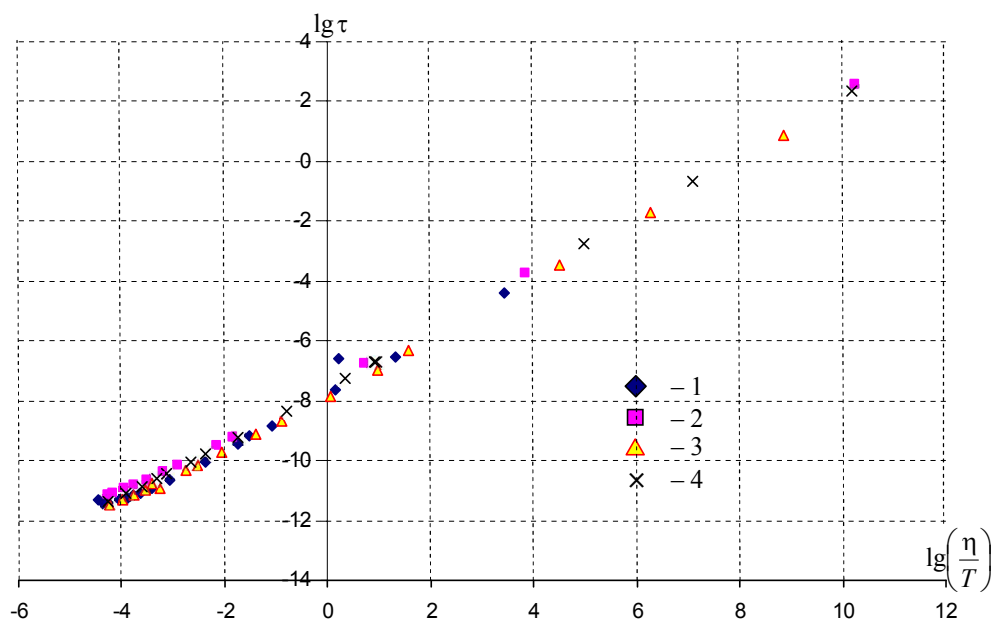


Рис. 2. Зависимость времени выравнивания  $\tau$  от отношения  $\eta/T$ : 1 –  $C = 0,53$ ; 2 –  $C = 0,75$ ; 3 –  $C = 0,88$ ; 4 –  $C = 0,94$  об. доли глицерина.

Г.И. Зайцев, С.В. Кривохижа, Л.Л. Чайков. Продольный гиперзвук в растворах вязкой жидкости в маловязкой. Краткие сообщения по физике ФИАН, том 42, № 10, стр. 3 -10. (2015). DOI: 10.3103/S1068335615100012.

(G. I. Zaitsev, S. V. Krivokhizha, and L. L. Chaikov. Longitudinal Hypersound in Solutions of a Viscous Liquid in a Low-Viscosity One. Bulletin of the Lebedev Physics Institute, 2015, Vol.42, No.10, pp. 283-287).

## Аномальное возрастание интенсивности комбинационного рассеяния света и оптических гармоник, локализованных в приповерхностной области мезопористых фотонных кристаллов, заполненных комбинационно-активными или нелинейно-оптическими средами

Ю.П. Войнов, Л.И. Злобина, А.Д. Кудрявцева, П.П. Свербиль, Н.В. Чернега, В.С. Горелик.

Установлено усиление (более, чем на порядок) электромагнитного поля в приповерхностной области фотонных кристаллов в том случае, когда частота излучения приближается к краю стоп-зоны фотонного кристалла. При этом аномально возрастают эффективности нелинейно-оптических процессов [1-4].

Экспериментально обнаружено, что при освещении поверхности мезопористых фотонных кристаллов, заполненных нелинейно-оптическими средами, сфокусированным импульсным лазерным излучением, частота которого близка к спектральной границе стоп-зон фотонного кристалла, наблюдается резкое возрастание интенсивности нелинейно-оптических процессов: вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР), второй и третьей оптических гармоник. Точная подстройка частоты границы стоп-зоны к частоте возбуждающего лазерного излучения осуществляется при изменении периода кристаллической решётки фотонного кристалла, при изменении показателя преломления диэлектрика, введённого в поры фотонного кристалла, или при изменении угла падения этого излучения на поверхность фотонного кристалла (см. рис.1 и 2).

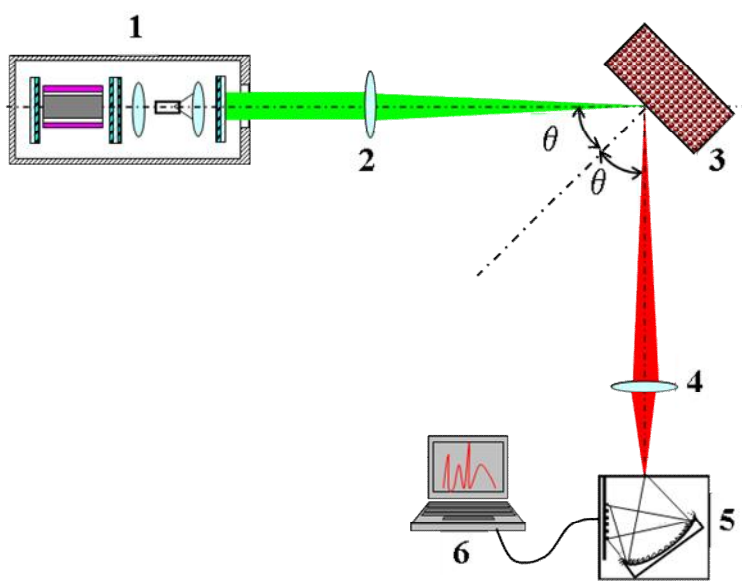


Рис.1. Схема экспериментальной установки для возбуждения ВКР в мезопористом фотонном кристалле, заполненном бензолом: 1- импульсный лазер на алюмоиттриевом гранате, 2,4-конденсоры, 3-фотонный кристалл, 5- миниспектрометр, 6-компьютер.

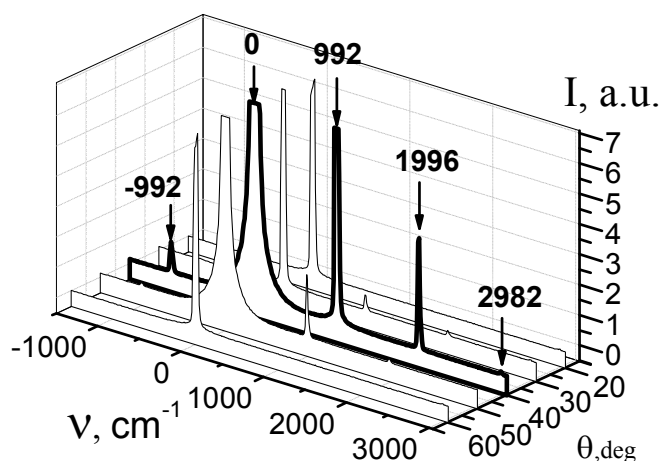


Рис.2 Спектры вынужденного комбинационного рассеяния в бензоле, введённом в нанопоры фотонного кристалла при различных углах падения возбуждающего излучения на поверхность фотонного кристалла. Интенсивность накачки составляла  $0.12 \text{ ГВт/см}^2$  на поверхности фотонного кристалла.

При критическом угле падения, соответствующем спектральной границе стоп-зоны, обнаруживается резкое падение порога ВКР и резкое возрастание эффективности (до 10%) генерации второй и третьей оптических гармоник от приповерхностной области (10-20 мкм) фотонного кристалла.

1. Я. Альмохамед, Р. Бариль, А.И. Водчиц, Ю.П. Войнов, В.С. Горелик, А.Д. Кудрявцева, В.А. Орлович, Н.В. Чернега. Понижение порога вынужденного комбинационного рассеяния света в комбинационно-активных средах, введённых в поры глобулярного фотонного кристалла. Письма в ЖЭТФ, том 101, вып.6, с. 399-404 (2015).
2. Ю.П.Войнов, В.С. Горелик, К.И. Зайцев, Л.И. Злобина, П.П.Свербиль, С.О. Юрченко. Вторая оптическая гармоника вблизи поверхности сегнетоэлектрических фотонных кристаллов и фотонных ловушек. Физика твёрдого тела, том 57, №3, с. 443-449 (2015).
3. В.С.Горелик, К.И.Зайцев, В.Н.Моисеенко, С.О.Юрченко, И.Н.Алиев. Нелинейно-оптическая конверсия в синтетических опаловых матрицах. Неорганические материалы, т. 51, №5, с. 473-478 (2015).
4. V. S. Gorelik, A. M. Negriyko, V. A. Orlovich, P. P. Sverbil, N. V. Tcherniega, I. Vodchits, Y. P. Voinov and L. I. Zlobina. Lowering of stimulated Raman scattering threshold as a result of light capture. Journal of Physics: Conference Series, 584, 012026 (2015).

## Оптические свойства голографических сенсоров и колориметрический способ определения длины волны узкополосного светового излучения

Т.В.Миронова, А.А.Крайский, В.А.Постников, Т.Т.Султанов, М.А.Шевченко, А.В.Крайский

Голографические сенсоры (ГС) – позволяют создать новый класс диагностических устройств для определения компонентов растворов и биологических жидкостей [1-4]. Они могут применяться в различных областях: медицине, пищевой промышленности, мониторинге окружающей среды, в частности водных ресурсов, и т.п. ГС - это, в сущности, голограмма Денисюка, в которой матрица эмульсионного слоя изменяет свое набухание под действием тестируемого компонента. Вследствие периодической слоистой структуры голографического слоя при освещении белым светом отраженный сенсором свет практически монохроматичен, и при изменении набухания изменяет свою длину волны и, следовательно, цвет. По изменению длины волны, определяют концентрацию тестируемого вещества. Сенсоры изготавливаются, как правило, на основе фоточувствительных галоидосеребряных эмульсий при получении голограммы плоской волны во встречных пучках.

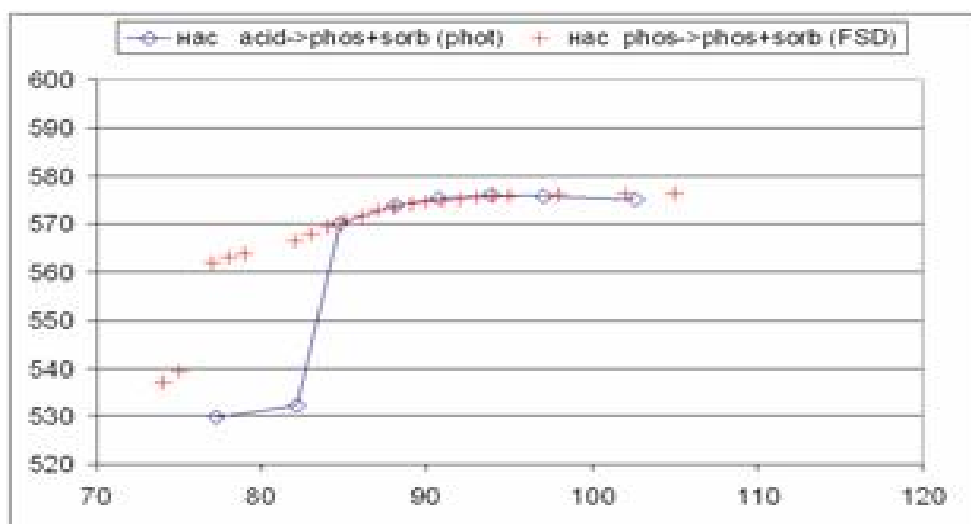
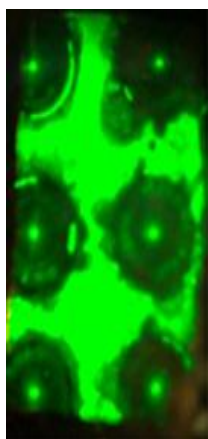


Рис.1. Слева: фотография голограммы; показаны 6 голографических микрофлюидных ячеек диаметром 2 мм, в которых можно осуществлять независимый проток тестируемых жидкостей. Ячейка формирует сферическую волну. Измерения длины волны по данной голограмме проводились по центральному яркому пятну в каждой ячейке. Справа: результаты измерения кинетики перехода сенсора из одного состояния в другое с помощью спектрометра (ромбы) и колориметрическим способом (кресты). Переход проводился в одно и то же состояние из разных начальных состояний.

Точность измерения длины волны (один из главных параметров сенсора) должна быть достаточной для измерения концентрации тестируемого компонента раствора. При работе с малогабаритным спектральным прибором, аппаратная функция которого имеет спектральную ширину около 5 нм, достаточной точности измерений длины волны от десятых долей нанометра до нанометра. Дифракционная эффективность голограммы не должна быть слишком велика, чтобы не происходило заметного уширения линии отражения вследствие уменьшения глубины проникновения излучения в голографический слой [5].

Локальность отклика ГС при соответствующем выборе конструкции регистрирующих устройств позволяет использовать их в качестве многоканальных сенсоров. При этом возможно одновременное проведение различных измерений в разных точках поверхности, например, проводить определение тестируемого компонента в различных растворах. Для этих целей нами был разработан колориметрический способ измерения средней длины



волны узкополосного излучения [6] при рабочем спектральном диапазоне для практически всего видимого диапазона 455 - 625 нм, что, например, позволяет определять концентрацию глюкозы во всех ячейках чипа одновременно. Пример такой ячейки приведен на рис. 1а.

Суть способа состоит в том, что поскольку отраженное голограммой излучение узкополосно (спектральная ширина до 20 нм), то по соотношению сигналов в цветовых компонентах пикселя изображения можно однозначно определить длину волны (строго говоря - среднюю длину волны). Для монохроматического излучения, вообще говоря, достаточно всего 2 типа селективно чувствительных сенсоров. В процессе работы выяснилось, что в бытовых форматах (bmp, jpg, jpeg, tiff и т.п.) при различной суммарной интенсивности излучения одной и той же длине волны может соответствовать различное значение цветности, что было преодолено с помощью специальной калибровки. Перебирая затем последовательно все пиксели изображения с помощью калибровочной характеристики, таким образом строили изображение в длинах волн, т.е. получали карту длин волн. На рис. 1б показано сравнение результатов измерения кинетики перехода сенсора из одного состояния в другое с помощью спектрометра и колориметрическим способом. Переход проводился в одно и то же состояние (раствор сорбитола в фосфатном буфере) из разных начальных состояний: ромбы – переход из уксусной кислоты, кресты – из фосфатного буфера.

Видно, что голографический способ не уступает по точности измерениям спектров с помощью спектрометра.

Работа выполнена совместно с НИИ ФХМ.

Список цитированной литературы:

1. Lowe, C. R.; Millington, R. B.; Blyth, J.; Mayes, A. G. // Hologram used as a sensor. WO Patent Application 1995026499 A1, October 5, 1995.
2. Yetisen, A. K.; Naydenova, I.; da Cruz Vasconcellos, F.; Blyth, J.; Lowe, C.R. "Holographic Sensors: Three-Dimensional Analyte-Sensitive Nanostructures and Their Applications", Chem. Rev., 1409300950 (2014).
3. А.В.Крайский, В.А.Постников, Т.Т.Султанов, А.В.Хамидулин. Голографические сенсоры для диагностики компонентов растворов. Квантовая электроника, **40**, №2, с. 178-182 (2010).
4. Postnikov, V. A.; Kraiskii, A. V.; Sergienko, V. I. In Holography - Basic Principles and Contemporary Applications; Ed. Emilia Mihaylova. InTech, 2013; p 103.
5. А.А.Крайский, А.В.Крайский. Определение параметров голографического слоя по спектральным характеристикам. Квантовая электроника (в печати).
6. А.В.Крайский, Т.В.Миронова, Т.Т.Султанов. Измерение длины волны узкополосного излучения при обработке цифровых фотографий в RAW-формате. Квантовая электроника, **42**, №12, с. 1137-1139 (2012).

Публикации:

Крайский А.В., Постников В.А., Султанов Т.Т., Миронова Т.В., Крайский А.А., Шевченко М.А. Оптические свойства голографических сенсоров и колориметрический способ определения длины волны узкополосного светового излучения. Известия ВУЗ'ов, Физика, т. 58, № 11/3, с.47-50 (2015).

## Несмещенная компонента в рассеянии света в нанодоменном кристалле

Иванова С.В.

Целью данной работы является изучение особенностей температурного поведения рассеянного лазерного излучения несоразмерным кристаллом барий натриевого ниобата и выявление причин температурных аномалий рассеянного света. На основании анализа температурного поведения интенсивности рассеяния несмещенной компоненты, картин рассеяния в дальнем поле при температурах выше и ниже 300°C и структурных исследований был сделан вывод о несоразмерной фазе выше 300°C с границами вблизи 500°C и 560°C ( $T_C$ ).

Статические и динамические характеристики несоразмерных фаз в структуре кристалла барий натриевого ниобата (BSN) ранее были изучены в области от комнатной температуры до 660°C методами структурного анализа в ряде работ: J. Schneck, J.C. Toledano, C. Joffrin, J. Aubree, B. Joukoff, and A. Gabelotaud. Phys. Rev, B **25**. 1982. pp. 1766-1785; S. Mori, N. Yamomoto, Y. Koyama, Y. Uesu. Phys. Rev. B **52**. 1995, pp. 6158-6166; J. M. Kiat, G. Calvarin, J. Schneck. Phys. Rev. B **49**. 1994. pp. 776-785. В этих работах были обнаружены ниже 300°C сегнетоэластические домены, формирующие несоразмерную структуру в кристалле. Волновой вектор модуляции, характеризующий несоразмерную фазу,  $k = [(a^*+b^*)/4](1+\delta) + c^*/2$ , где  $a^*$ ,  $b^*$  и  $c^*$  базисные векторы обратной решетки,  $\delta$  – параметр несоразмерной модуляции. Особенностью температурного поведения  $\delta$  является скачок при температуре 250°C при нагревании от комнатной температуры. При охлаждении от температуры 300°C наблюдается большой температурный гистерезис параметра несоразмерности  $\delta$  и отсутствие скачка. Температурная трансформация доменов происходит в области температур 260°C, 250°C и 190°C. Несоразмерных фаз выше 300°C обнаружено не было.

В данной работе были изучены температурные свойства несмещенной компоненты рассеянного нелинейным кристаллом излучения и картины углового распределения излучения в температурной области 20°C - 600°C. Рассеяние несмещенной компоненты регистрировалось под углом 90° к направлению луча спектрометром ДФС-12. Сфокусированный луч аргонового лазера ( $F = 15\text{см}$ ,  $\lambda = 514.5\text{нм}$ ,  $P = 30\text{-}300\text{ мВт}$ ) распространялся в ориентированном относительно кристаллографических осей образце  $3 \times 4 \times 5\text{ мм}^3$  и регистрировался на экране в дальнем поле на расстоянии 2.5 м от образца. Плоскость поляризации луча в разных экспериментах была параллельна или перпендикулярна оптической с-оси кристалла. Образцы помещались в печь в область перетяжки сфокусированного светового луча. Печь имела четыре окна, позволяющих наблюдать картины распространения луча в образце.

На Рис. 1 представлены результаты температурных изменений несмещенной компоненты рассеянного излучения между 20°C и 660°C при нагревании (красная кривая) и охлаждении при различных геометрических условиях. Изменения на кривых наблюдались при температурах вблизи 200 ( $T_1$ ), 240 ( $T_2$ ), 300 ( $T_3$ ), 500 ( $T_4$ ) и 560°C ( $T_C$ ).

Аномалии на температурных кривых интенсивности рассеяния несмещенной компоненты наблюдались вблизи структурных переходов (300°C и 560°C), в областях трансформации нанодоменных структур (200°C, 240°C) и обнаруженного нами структурного фазового перехода второго рода (500°C).

Температурный гистерезис в поведении интенсивности рассеяния несмещенной компоненты наблюдался в исследованном температурном интервале при охлаждении от  $T_C$  при всех направлениях луча, в согласии с известным из литературы температурным поведением параметра несоразмерности  $\delta$  при охлаждении от 300°C.

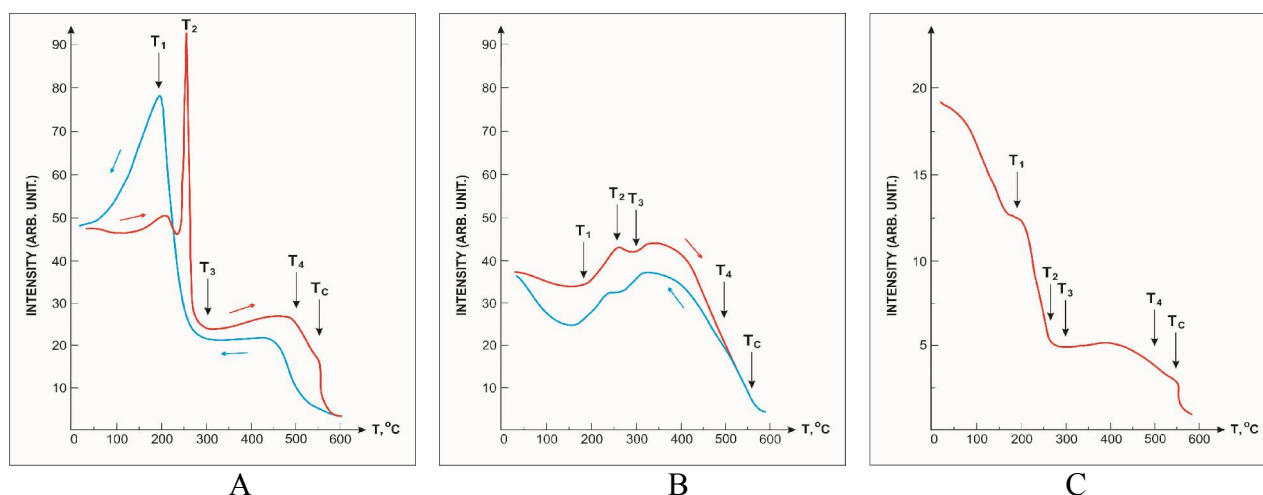


Рис. 1. Зависимость интенсивности несмещенной компоненты от температуры: А - направление луча лазера перпендикулярно оптической с-оси, поляризация луча параллельна этой оси; В - направление луча параллельно с-оси, поляризация параллельна а-оси; С - направление луча параллельно с-оси, поляризация параллельна b-оси.

Температуры  $T_3$ ,  $T_c$  соответствуют структурным фазовым переходам,  $T_1$ ,  $T_2$  – температурной трансформации нанодоменных структур, формирующих несоразмерную решетку;  $T_4$  - граница новой несоразмерной фазы; стрелки вдоль кривых соответствуют направлению изменения температуры.

Температурные изменения интенсивности на экране в дальнем поле представлены на Рис. 2. Затемненная область соответствует новой несоразмерной фазе.

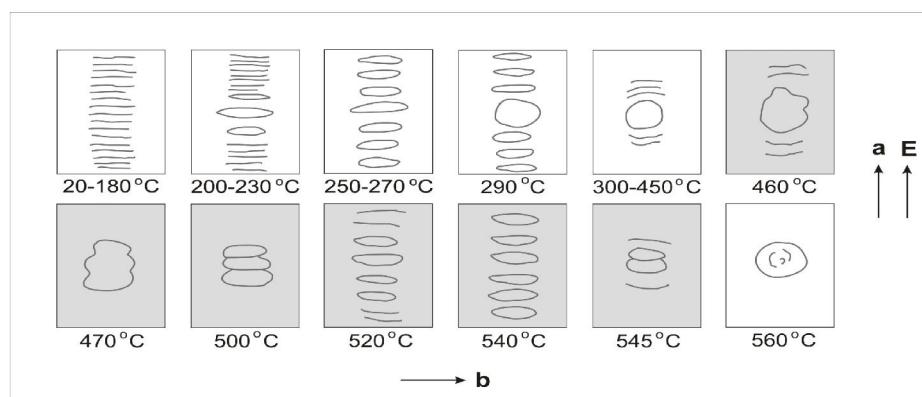


Рис. 2. Температурная зависимость картин рассеяния на экране в дальнем поле. Луч направлен вдоль с-оси, поляризация – вдоль а-оси.

При направлении лазерного луча параллельно с-оси кристалла и поляризации параллельной а-оси наблюдаются изменения картин рассеяния от полос к кругам в области температур  $200^\circ\text{C}$ ,  $250^\circ\text{C}$  и  $290^\circ\text{C}$ . В области температур от  $300^\circ\text{C}$  до  $460^\circ\text{C}$  лазерный луч не трансформируется. В области  $460^\circ\text{C}$  –  $545^\circ\text{C}$  наблюдаются изменения картин рассеяния от кругов до эллипсов. Выше фазового перехода  $560^\circ\text{C}$  наблюдается круг. Изменение формы рассеянного излучения на экране в дальнем поле происходит в соответствии с температурным поведением несмещенной компоненты и трансформацией кристаллической решетки.

S.V. Ivanova. “Central Peak in Raman-scattering Spectra of Nanodomain Crystal”. AASCIT Journal of Nanoscience, I, №4, 39-42 (2015).

## Реализация режима «бегущего» фокуса в воде, обладающей повышенной оптической прочностью

Бабенко В.А., Сычев А.А.

Использование воды с высоким значением порога оптического пробоя позволило исследовать нелинейно-оптические явления в жидкости в сверхсильных световых полях. В воде, очищенной от твердых микрочастиц и от внешних ионогенных примесей, дефектами структуры являются бабстоны – стабильные частицы, состоящие из отдельных термодинамически устойчивых газовый нанопузырей размером порядка 10 – 100 нм. Наличие в воде бабстонной фазы объясняет довольно низкий уровень порога оптического пробоя жидкости при импульсном лазерном возбуждении по сравнению с твердыми телами. Повышение порога оптического пробоя в воде может осуществляться за счет многостадийной дегазации воды, в том числе в атмосфере гелия. Такой метод очистки позволяет понизить концентрацию газовых центров пробоя и достичь к настоящему времени значения уровня интенсивности оптического пробоя  $2,7 \text{ ТВт/см}^2$ . В такой воде и были проведены исследования нелинейного распространения лазерного излучения с длиной волны  $\lambda=1064 \text{ нм}$  в режиме квазистационарной самофокусировки на длинах значительно превышающих длину каустики лазерной фокусировки.

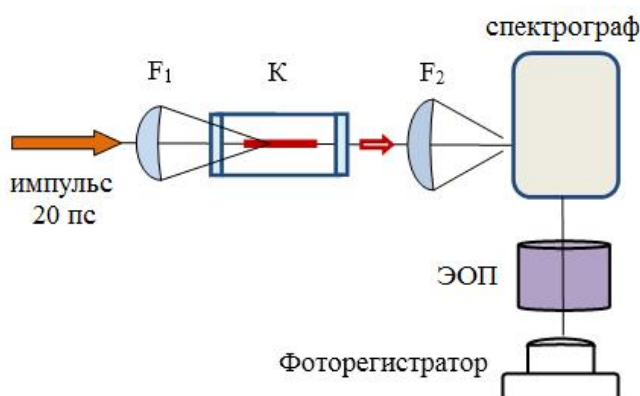


Рис.1. Схема регистрации нелинейного рассеяния лазерного излучения ( $\lambda=1064 \text{ нм}$ ) в воде.  $F_1=10 \text{ см}$ , К – кювета с дегазованной водой длиной 18 мм.

Излучение одиночного ультракороткого импульса (20 пс) фокусировалось линзой  $F_1$  в кювету с водой. Частотно-угловой спектр выходящего из кюветы излучения в диапазоне  $1000\div 1200 \text{ нм}$  исследовался в фокальной плоскости линзы  $F_2$  с помощью дифракционного спектрографа. Изображение выходной плоскости спектрографа переносилось на фоторегистратор инфракрасным электронно-оптическим преобразователем. Соответствующие частотно – угловые спектрограммы излучения, выходящего из кюветы, для различных значений энергии  $W$  падающего излучения показаны на рисунке 2. В пределах указанных энергий интенсивность импульса была меньше интенсивности оптического пробоя. Отчетливо видно угловое сужение направленности выходящего излучения, которое в случае квазистационарной самофокусировки должно реализовываться в виде «бегущего» фокуса. Обращает на себя внимание также сильное уширение спектра, вызванного эффектом самомодуляции излучения.

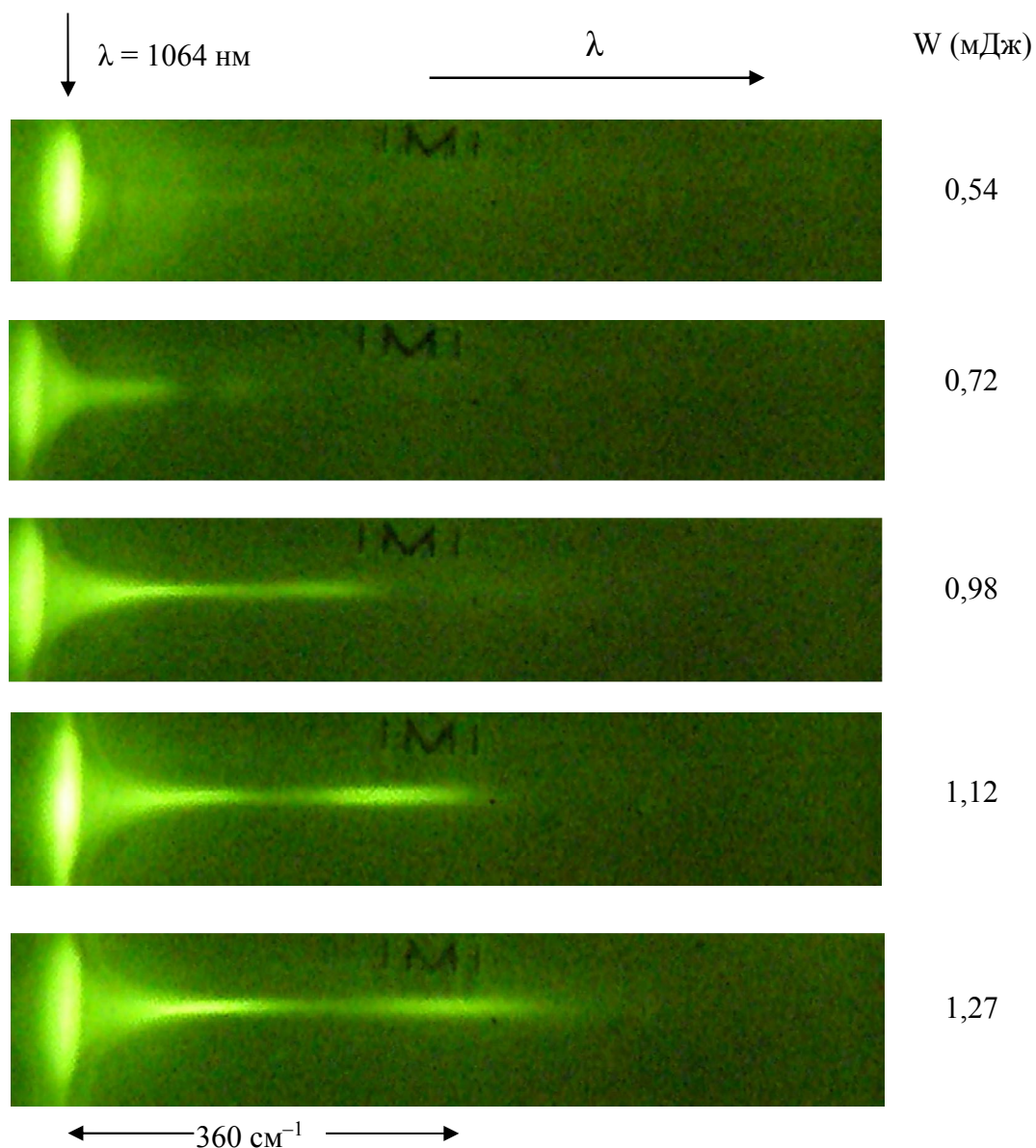


Рис.2. Частотно-угловые спектрограммы излучения, выходящего из кюветы с дегазированной водой, при различных значениях энергии  $W$  падающего светового импульса.

Таким образом, в случае дегазированной воды реализован режим «бегущего» фокуса при самофокусировке светового импульса с интенсивностью, близкой к величине интенсивности оптического пробоя ( $\sim 2.7 \text{ ТВт/ см}^2$ ). В дальнейшем планируется проведение исследований нелинейных свойств жидкостей, подвергнутой глубокой очистке.

Bunkin N.F., Shkirin A.V., Babenko V.A., Sychev A.A., Lomkova A.K., Kulikov E.S. "Laser diagnostics of the bubston phase in the bulk of aqueous salt solutions" *Physics of Wave Phenomena*, v. 23, №3, p. 161-175 (2015).

## Резонансное столкновительное тушение циркулярных ридберговских состояний атомов

Е.С. Мирончук, А.А. Нариц, В.С. Лебедев

Проведено изучение резонансного механизма взаимодействия щелочноземельных атомов с малой энергией сродства к электрону и ридберговских атомов в циркулярных ( $l=|m|=n-1$ ) и близких к ним состояниях. Рассчитаны сечения резонансного опустошения ридберговских состояний атома  $\text{Li}(nlm)$  с заданными значениями главного  $n$ , орбитального  $l=n-1$  и магнитного  $m$  квантовых чисел при тепловых столкновениях с атомами  $\text{Ca}(4s^2)$  и  $\text{Sr}(5s^2)$ . Результаты свидетельствуют о большей устойчивости таких состояний по отношению к их возмущению нейтральными частицами по сравнению с обычно изучаемыми  $nl$ -состояниями с малыми значениями  $l \ll n$ .

Исследован эффективный резонансный механизм столкновительного разрушения  $nlm$ -состояния атомов с фиксированными значениями главного  $n$ , орбитального  $l = n - 1$  и магнитного  $m$  ( $0 \leq |m| \leq n - 1$ ) квантовых чисел нейтральными частицами, имеющими малые энергии сродства к электрону. В этом механизме резонансное опустошение ридберговского состояния осуществляется через стадию временного образования квазимолекулы,  $A^+ + V_t^-$ , в ходе столкновения атомов. Первый канал исследуемой реакции – это образование ионной пары:  $A(nlm) + V \rightarrow A^+ + V^-$ . Второй канал – резонансное тушение,  $A(nlm) + V \rightarrow A^+ + V_t^- \rightarrow A(n'l'm') + V$ . Как и в случае ридберговских состояний с малыми  $l$  ( $l \ll n$ ), рассматриваемые переходы происходят вблизи точки квазипересечения ионного и ковалентного термов квазимолекулы. Образование ионной пары реализуется, когда временно образовавшийся в ходе столкновения отрицательный ион  $V_t^-$  проходит без распада все квазипересечения с ковалентными термами  $A^* + V$ . В противоположном случае, когда один из этих термов  $A(n'l'm') + V$  оказывается заселенным вследствие распада аниона  $V_t^-$  в поле положительного иона  $A^+$ , реализуется резонансное тушение  $nlm$ -состояния.

Для описания динамики резонансных процессов, сопровождающихся неадиабатическими переходами между ионным и ридберговским ковалентным термами квазимолекулы, развит подход, основанный на интегрировании связанных уравнений для амплитуд вероятностей с учетом возможности распада аниона в кулоновском поле положительного ионного остова высоковозбужденного атома. Подход учитывает специфические особенности задачи, связанные со структурой волновой функции ридберговского электрона в состояниях с большими значениями орбитального момента  $l \sim n - 1$ . На его основе удастся существенно более точным образом, чем в рамках модифицированной квазиклассической модели Ландау-Зинера, описать динамику электронных переходов, происходящих в ходе столкновения атомов, и эффективным образом учесть многоканальность задачи. Получено явное выражение для матричных элементов ионно-ковалентной связи в случае столкновений с участием "ориентированных" ридберговских состояний с  $l_i = n_i - 1$  и фиксированным значением магнитного квантового числа  $m_i$ , сопровождающихся образованием аниона в  $p$ -состоянии.

Конкретные численные расчеты сечений были выполнены для процесса резонансного тушения циркулярных и близких к ним ридберговских состояний атомов  $\text{Li}$  атомами  $\text{Ca}(4s^2)$  и  $\text{Sr}(5s^2)$  (рис. 1). Расчеты и анализ процессов опустошения ридберговских состояний при взаимодействии таких атомов был проведен в области не слишком высоких значений  $n_* \leq 10$ , где традиционный механизм Ферми, обусловленный рассеянием квазисвободного электрона на возмущающем атоме, оказывается неэффективным. В результате проведенных в работе исследований было показано, что сечения тушения имеют максимум при  $n = 6 \div 7$ , величина которого возрастает с уменьшением относительной скорости столкновения  $v$ . При

фиксированной скорости вдали от порогов максимальные сечения слабо отличаются для  $l = 0 \div 2$ , но становятся в несколько раз меньше для около-циркулярных состояний  $|n, l=n-1, m\rangle$ .

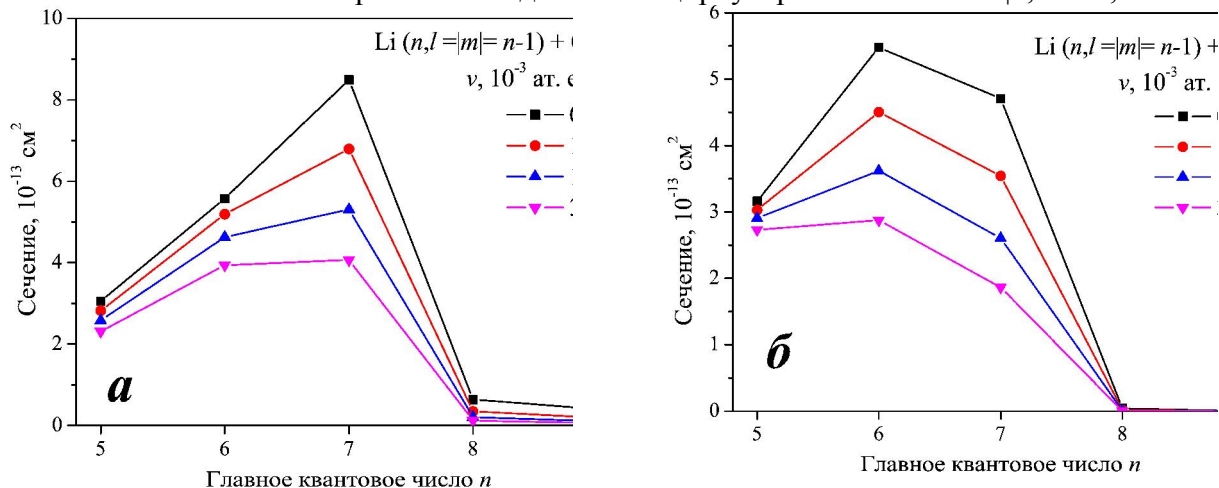


Рис. 1. Зависимости полных сечений разрушения ридберговских состояний лития в столкновениях с  $\text{Ca}(4s^2)$  (панель а) и  $\text{Sr}(5s^2)$  (панель б) в результате резонансного тушения и образования ионной пары. Угол столкновения  $\alpha=0$ .

Разработанный подход позволяет рассчитать сечения для фиксированного значения магнитного квантового числа ридберговского атома. Полученные зависимости сечения  $\sigma_{n,n-1}^{(q)}$  от  $|m|$  имеют ярко выраженные максимумы при  $|m| = n - 1$ , что соответствует циркулярному состоянию. Продемонстрировано также, что для столкновений с атомами в состояниях  $n|l|m\rangle$  сечение процесса тушения зависит от угла  $\alpha$  между осью квантования  $z$  и относительной скоростью сталкивающихся частиц  $v$  (см. рис. 2), причем характер зависимости определяется величиной магнитного квантового числа. Для циркулярных состояний минимальные сечения  $\sigma_{nl}^{(q)}(n)$  получаются при  $\alpha = \pi/2$ , а максимальные (при  $\alpha = 0$ ) превышают их в  $1.4 \div 1.5$  раза. Показано, что при усреднении по углу столкновения сохраняются как основные закономерности в зависимостях сечений от квантовых чисел ридберговского атома и типа возмущающего атома, так и характерные величины указанных сечений. Данное обстоятельство является важным с точки зрения анализа данных, получаемых в экспериментах, где указанный угол, как правило, не является фиксированным.

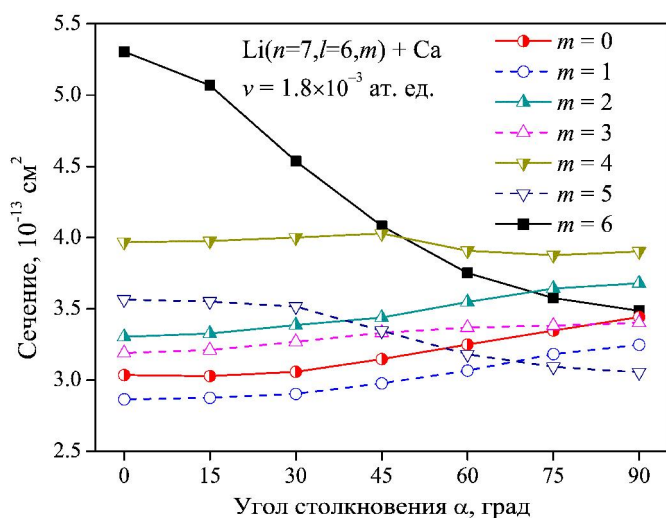


Рис. 2. Зависимости сечений резонансного тушения ридберговских состояний атомов  $\text{Li}(n=7, l=6, m)$  атомами  $\text{Ca}(4s^2)$  от угла столкновения  $\alpha$ .

Е.С. Мирончук, А.А. Нариз, В.С. Лебедев. *Взаимодействие ридберговских атомов в циркулярных состояниях с атомами щелочноземельных элементов  $\text{Ca}(4s^2)$  и  $\text{Sr}(5s^2)$* , ЖЭТФ, т. 148, №5(11), с. 914-930 (2015).

# Поглощение света и плазмон-экситонное взаимодействие в трехслойных наностержнях с золотым ядром и внешней оболочкой молекулярных J- и H-агрегатов цианиновых красителей

А.Д. Кондорский, В.С. Лебедев

Исследованы оптические свойства цианинового красителя [триэтиламмониевая соль 3,3'-ди-( $\gamma$ -сульфопропил)-6,6'-диметокси-8,10-диметилен-тиакарбоцианин-бетаина], способного одновременно к образованию мономеров М, димеров  $D_1$  и  $D_2$ , а также упорядоченных молекулярных агрегатов J- и H-типов на поверхности золотых наночастиц, покрытых тонким пассивным органическим слоем ТМА: N,N,N-триметил(11-меркаптоундецил)хлорид аммония. Упорядоченные J- и H-агрегаты отличаются друг от друга углом упаковки молекул красителя в агрегате и обладают различными спектральными характеристиками. С использованием этого уникального красителя разработана методика получения гибридных трехкомпонентных наночастиц, Au/Spacer/J-aggregate и Au/Spacer/H-aggregate, стержнеобразной формы (см. рис. 1). Определены геометрические параметры и изучены спектроскопические свойства синтезированных гибридных наностержней.

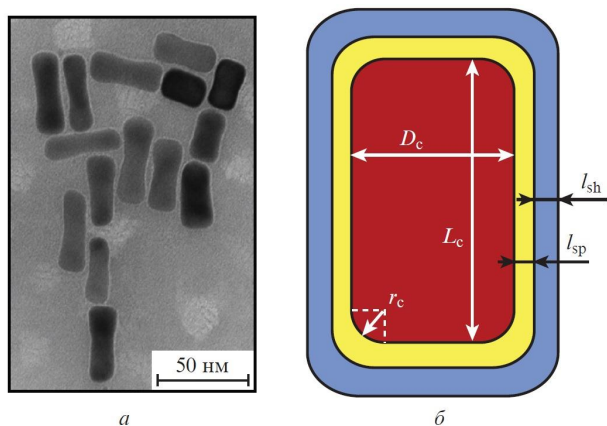


Рис.1. Изображения двухкомпонентных наночастиц, Au/TMA, полученные методом просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ) (а), а также схематическая структура трехкомпонентных наночастиц Au/TMA/Dye (б).

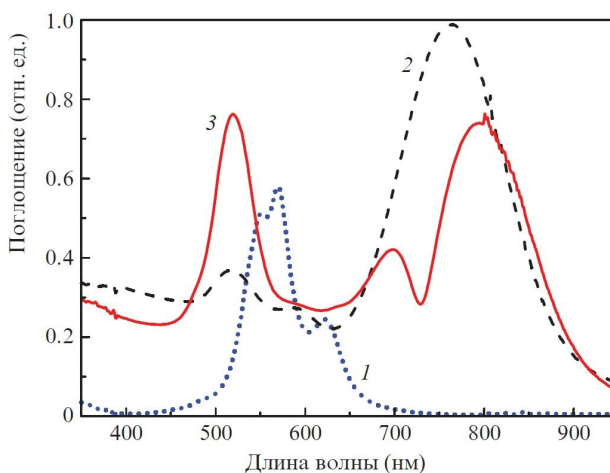


Рис.2. Спектры поглощения водного раствора исследуемого красителя при концентрации  $10^{-5}$  М (1), а также золя двухкомпонентных наностержней Au/TMA (2) и золя трехкомпонентных наностержней Au/TMA/Dye (3).

Для исследуемого красителя установлены характерные отличия друг от друга оптических свойств гибридных наноструктур Au/Spacer/J-aggregate и Au/Spacer/H-aggregate (см. рис. 2). В спектре поглощения наностержней Au/TMA/Dye обнаружен провал в окрестности  $\lambda=725$  нм в результате сильной электромагнитной связи Френкелевского экситона J-агрегата красителя и продольного плазмона наностержня. Наоборот, в области коротковолновой полосы при  $\lambda=520-525$  нм, связанной с поперечным плазмоном в наностержне, имеет место рост поглощения.

Продемонстрированы существенные качественные и количественные отличия в поведении спектров поглощения металлоорганических наночастиц стержнеобразной формы от детально исследованного ранее случая гибридных двухслойных и трехслойных сферических частиц [см. В.С. Лебедев, А.С. Медведев. Квантовая электроника, **42**, 701 (2012); Квантовая электроника, **43**, 1065 (2013)]. Обнаруженные отличия отражают качественно различный характер взаимодействия экситонов Френкеля во внешней



органической оболочке с плазмонами, возбуждаемыми в золотой сердцевине изучаемых трехкомпонентных наносистем: Au/Spacer/J-aggregate и Au/Spacer/H-aggregate.

Развит теоретический подход и в рамках метода FDTD выполнено компьютерное моделирование спектров поглощения металлоорганических наночастиц Au/ТМА/J-агрегат и Au/ТМА/H-агрегат стержнеобразной формы. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментом. Дано объяснение и надежное количественное описание полученных в работе [1] экспериментальных данных.

В результате моделирования спектров поглощения по полученным в совместной работе с сотрудниками МИТХТ экспериментальным данным восстановлены параметры диэлектрических функций, определяющих оптические свойства J- и H-агрегатов исследованного красителя. Определены также параметры диэлектрической функции золотых частиц стержнеобразной формы. Результаты учитывают вклады свободных и связанных электронов, а также размерный эффект, обусловленный рассеянием электронов на границе металла и органической прокладки ТМА.

Наряду с этим в работе [2] проведено моделирование спектров поглощения произвольно-ориентированных в пространстве вытянутых сфероидальных наночастиц, Ag/J-агрегат, с серебряной сердцевинкой (см. рис. 3). Установлены сильные зависимости результатов для положений максимумов и минимумов в спектрах поглощения от величины приведенной силы осцилляторов перехода,  $f$ , в J-полосе красителя и геометрических параметров наночастиц вытянутой формы.

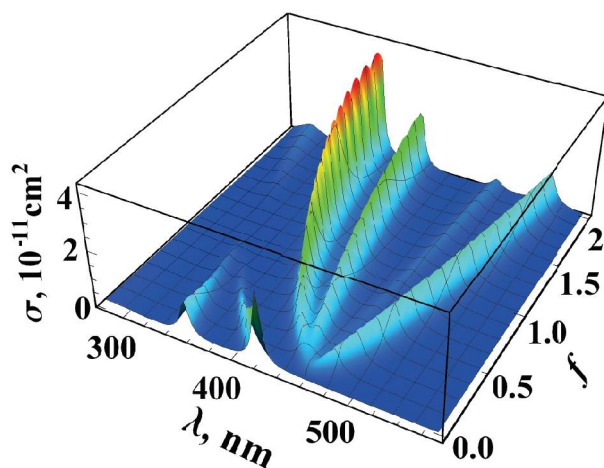


Рис. 3. Зависимости сечения поглощения сфероидальной частицы, Ag/J-агрегат, от длины волны в вакууме  $\lambda$  и силы осциллятора радиационного перехода  $f$  в J-полосе красителя. Параметры диэлектрической функции J-агрегата (кроме величины  $f$ ) выбраны такими же, как у J-агрегатов красителя ТС. Геометрические параметры конфокального сфероида:  $b = 12$  нм и  $a = 15$  нм – длины малой и большой полуосей внешней оболочки,  $b_c = 8$  нм и  $a_c = 13.75$  нм – длины малой и большой полуосей серебряной сердцевинки.

Полученные результаты по оптическим свойствам металлоорганических наноструктур стержнеобразной формы представляют непосредственный интерес для активно проводимых в настоящее время фундаментальных и прикладных исследований в области наноплазмоники, а также органической и гибридной (органо/неорганической) оптоэлектроники и нанофотоники.

1. Б.И. Шапиро, Е.С. Тышкунова, А.Д. Кондорский, В.С. Лебедев, Поглощение света и плазмон-экситонное взаимодействие в трехслойных наностержнях с золотым ядром и внешней оболочкой молекулярных J- и H-агрегатов красителей. Квантовая электроника, т. 45, № 12, с. 1153-1160 (2015).
2. A.D. Kondorskiy, K.S. Kislov, N.T. Lam, and V.S. Lebedev, Absorption of light by hybrid metalorganic nanostructures of elongated shape. J. Russian Laser Research, v. 36, No 2, p. 175-192 (2015).

## Эффективная схема возбуждения поверхностных плазмонов на границе металла с одномерным фотонным кристаллом

Н.А.Распопов, Т.И. Кузнецова

Исследованы световые волны в одномерном фотонном кристалле, рассмотрена схема, в которой исходное возбуждающее излучение направлено параллельно слоям кристалла или распространяется под малым углом к слоям. Анализ граничных условий на границе кристалла и примыкающей к нему среды показал, что на этой границе всегда существуют условия для возникновения поверхностной волны. При помещении кристалла на металлическую подложку на границе кристалл-металл обеспечиваются условия генерации плазмонов. Это связано с модуляцией исходного излучения на неоднородной структуре диэлектрической проницаемости кристалла, в результате чего возникают поля, осциллирующие в пространстве с высокой пространственной частотой. При использовании фотонного кристалла не требуется включения в схему никаких дополнительных элементов, которые были бы необходимы в большинстве традиционных вариантов генерации плазмонов для получения волн высокой пространственной частоты. Здесь же волны с высокой пространственной частотой возникают непременно, но при разных параметрах схемы они могут иметь большую или меньшую интенсивность.

Для достижения максимального эффекта параметры системы должны лежать в окрестности плазмонного резонанса. Это требование устанавливает однозначную связь между величинами частоты излучения, угла падения исходной волны, диэлектрической проницаемостью кристалла и металла и периодом кристаллической структуры. При наличии подложки со свойствами, близкими к свойствам идеального металла, условие плазмонного резонанса слабо зависит от дисперсии диэлектрической проницаемости, и на небольших частотных интервалах можно считать, что резонансное значение синуса угла равняется разности константы и величины, пропорциональной длине световой волны. Результаты, приведенные на рисунке, были получены для случая падения на кристалл излучения лазера на рубине (длина волны 694.3 нм), среднее по координате значение диэлектрической проницаемости кристалла составляло 1.851, модуляция среды кристалла взята косинусоидальная, причем относительный контраст значений диэлектрической проницаемости составлял 0.035. Выбор констант основан на расчете амплитуд Фурье-разложения синтетического опала с незаполненными порами и учете только одной гармоники разложения рефрактивности опала в ряд Фурье. Период кристалла взят равным 480 нм.

Для нормального падения лазерного излучения на кристаллическую плоскость с индексами  $\{1,1,1\}$ , что означает скользящее падение относительно условных слоев одномерной структуры, получены результаты, приведенные на Рис.1. На рисунке дается отношение модуля амплитуды поверхностной волны к амплитуде исходной лазерной волны для двух случаев: кристалл помещен на золотой подложке (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = -16.082 + 1.059i$ ) и кристалл находится на серебряной подложке (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon = -22.637 + 0.401i$ ). Графики, приведенные на рис. 1, показывают, что полученные резонансы являются очень узкими, для получения существенной величины амплитуды плазмона требуется строгое согласование периода кристалла и длины волны излучения. Это затруднение легко преодолеть, если от случая нормального падения исходного излучения перейти к наклонному падению.

На рис. 2 приведены результаты расчета для различных значений периода кристалла и специально выбранных углов наклона исходной волны, которые обеспечивают резонанс. Эти результаты показывают, что максимальное значение амплитуды плазмона очень близко к той величине, которая была рассчитана для случая нормального падения и обсуждалась в связи с рис. 1.

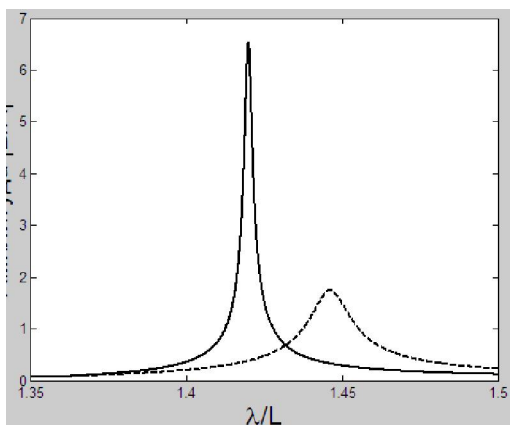


Рис. 1. Эффективность возбуждения поверхностной волны в зависимости от отношения длины волны  $\lambda$  к периоду модуляции кристалла  $L$ ; золотая подложка – штриховая линия, серебряная подложка – сплошная.

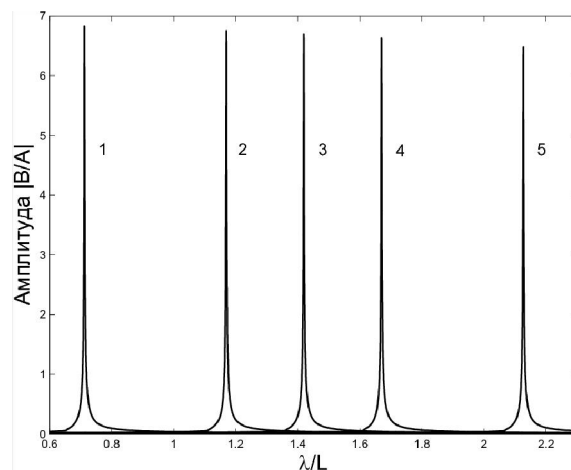


Рис. 2. Эффективность трансформации начальной волны в поверхностную волну при различных углах падения волны  $\theta$ . Подложка из серебра;  $\sin(\theta) = 0.707$  (1),  $0.25$  (2),  $0$  (3),  $-0.25$  (4),  $-0.707$  (5).

Показано, что поверхностный плазмон распространяется вдоль поверхности раздела с нулевым экспоненциальным затуханием. Рассматривался выход электромагнитного излучения через внешнюю границу кристалла в боковом направлении. При этом поле распространяется аналогично полю двумерного локализованного источника. Амплитуда поля в открытом пространстве изменяется обратно пропорционально квадратному корню из расстояния до точки наблюдения.

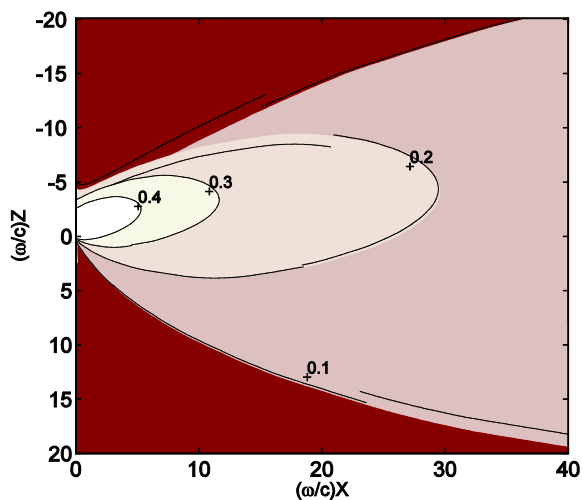


Рис. 3. Распределение абсолютной величины поля во внешнем пространстве для серебряной подложки.

При выходе во внешнее пространство через боковую поверхность кристалла плазмон будет распространяться без экспоненциального затухания. Распределение абсолютной величины поля во внешнем пространстве приведено на рис. 3. Расчет сделан для длины волны излучения  $\lambda=694.3$  нм, случай серебряной подложки, период модуляции диэлектрической проницаемости кристалла составлял 480 нм. Значение поля в начале координат принято за единицу. На рисунке видно, что поле спадает медленно. Амплитуда поля изменяется обратно пропорционально квадратному корню из расстояния от точки наблюдения до выходной плоскости.

Т.И.Кузнецова, Н.А.Распопов, Эффективность возбуждения поверхностных плазмонов на границе фотонного кристалла и металла. Квантовая электроника, т. 45, № 11, с. 1055-1062 (2015).

## Масштабные преобразования функций Хусими и «растянутые» состояния гармонического осциллятора

Л.Д.Давидович, Милена Д.Давидович, Милош Д.Давидович, Д.М.Давидович, В.А.Андреев

Найдено точное решение новой задачи квантовой механики, связанной с описанием поведения  $n$ -фотонного состояния в квантовом усилителе. С этой целью развита новая техника, использующая формализм квазивероятностных распределений, в частности, функции Хусими  $Q(q,p)$ . Эта функция строится по матрице плотности квантового состояния и определена на фазовом пространстве. Мы рассматриваем масштабное преобразование фазового пространства  $(q,p) \rightarrow (\lambda q, \lambda p)$ . Известно, что если величина  $Q(q,p)$  является функцией Хусими некоторого квантового состояния, то и величина  $\lambda^2 Q(\lambda q, \lambda p)$ , где  $|\lambda| \leq 1$ , тоже является функцией Хусими другого квантового состояния. Такие состояния, которые получаются в результате масштабного  $\lambda$ -преобразования, мы называем «растянутыми» состояниями. Это связано с тем, что при таком преобразовании локализованное распределение  $n$ -частичного состояния переходит в состояние, в котором с разными вероятностями присутствуют различные многочастичные состояния. Такие состояния возникают при прохождении квантового состояния через усилитель. Найден явный вид матрицы плотности растянутых состояний, которые получаются в результате масштабного преобразования произвольной суперпозиции  $n$ -частичных состояний гармонического осциллятора. В том случае, если мы имеем одно  $N$ -частичное состояние, ему будет соответствовать смешанное состояние, матрица плотности которого имеет вид:

$$\rho_\lambda = \frac{\lambda^{2N+2}}{N!} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(N+k)!}{k!} (1 - \lambda^2)^k |N+k\rangle\langle N+k|.$$

Это диагональная матрица плотности. Её элементы, расположенные на главной диагонали, образуют отрицательное биномиальное распределение. Для суперпозиции  $n$ -частичных состояний матрица плотности  $\rho_\lambda$  уже не является диагональной. В ней присутствуют и другие элементы, но на главной диагонали стоят величины, образующие сумму нескольких различных отрицательных биномиальных распределений. Вычислена энергия таких состояний, их энтропия, среднее значение числа фотонов и дисперсия. Для этих величин найдена в аналитической форме их зависимость от масштабного параметра  $\lambda$ . Показано, что с уменьшением  $\lambda$  все они возрастают. Развита новая техника построения  $Q$ -символов операторов. С её помощью доказано, что средние значения любых операторов, полиномиальных по  $\hat{q}$  и  $\hat{p}$ , вычисленные для произвольных растянутых состояний, возрастают при уменьшении параметра  $\lambda$ . Произведена оценка соотношений неопределенностей Гейзенберга и Робертсона-Шредингера для растянутых состояний. Обсуждается вопрос об описании других квантовых процессов с помощью других преобразований фазового пространства.

Vladimir A Andreev, Milena D Davidović, Ljubica D Davidović, Miloš D Davidović and Dragomir M Davidović, «Derivation of the Husimi symbols without antinormal ordering, scale transformation and uncertainty relations». *Physica Scripta*, Vol. 90, No 7, 074023 (2015).