

**Оптические свойства слоистой среды с резонансным дефектным слоем нанокompозита**

**Авдеева АЮ**

Аспирант

Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники,  
Красноярск, Россия

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

Фотонные кристаллы (ФК) диэлектрические свойства которых меняются периодически с периодом, допускающим брэгговскую дифракцию света, вызывают интерес как новые оптические материалы с уникальными свойствами. Важным свойством ФК является явление локализации электромагнитных волн на дефектах структуры [1-2]. В данной работе выполнены исследования оптических свойств ФК со структурным резонансно поглощающим дефектным слоем нанокompозита, состоящим из сферических серебряных наночастиц взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Обсуждаемая структура характеризуется диэлектрической проницаемостью нанокompозита  $\epsilon_{mix}(\omega)$ , которая определяется формулой Максвелла-Гарнетта, когда в материале матрицы диспергированы изолированные включения малой объемной доли:

$$\epsilon_{mix} = \frac{(1-f)}{3} + \frac{\epsilon_d}{(\epsilon_m - \epsilon_d)},$$

где  $f$  – фактор заполнения,  $\epsilon_m(\omega) = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}$  и  $\epsilon_d$  диэлектрические проницаемости соответственно металла и матрицы,  $\omega$  – частота излучения. В качестве материалов чередующихся слоев ФК рассматриваем двуокись циркония ( $ZrO_2$ ) и двуокись кремния ( $SiO_2$ ). Толщины слоев  $W_a = 50$  нм и  $W_b = 74$  нм. Диэлектрический слой нанокompозита толщиной  $W_d = 130$  нм состоит из серебряных наночастиц взвешенных в прозрачном оптическом стекле. Для серебра  $\epsilon_0 = 5,00$ ,  $\omega_p = 9$  эВ,  $\gamma = 0,02$  эВ [3], для стекла  $\epsilon_d = 2,56$ . Функция  $\epsilon_{mix}(\omega)$  является комплексной:  $\epsilon_{mix}(\omega) = \epsilon'_{mix}(\omega) + i\epsilon''_{mix}(\omega)$ .

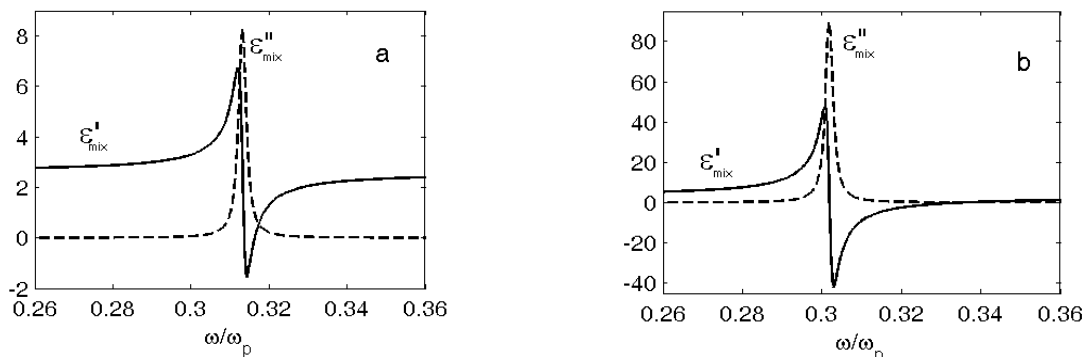


Рис. 1. Зависимости мнимой ( $\epsilon''_{mix}(\omega)$ , штриховая линия) и действительной ( $\epsilon'_{mix}(\omega)$ , сплошная линия) частей эффективной диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{mix}$  от нормированной частоты  $\omega/\omega_p$ . Фактор заполнения  $f = 0,01$  (a),  $f = 0,1$  (b).

Пренебрегая малым фактором  $\gamma^2$ , находим положение резонансной частоты, зависящее от характеристик исходных материалов и концентрации диспергированной фазы  $f$ . В точке  $\omega = \omega_0$  функция  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$  обращается в нуль, а  $\varepsilon''_{mix}(\omega)$  принимает максимальное значение.

$$\omega_0 = \omega_p \sqrt{\frac{1-f}{3\varepsilon_d + (1-f)(\varepsilon_0 - \varepsilon_d)}}$$

Функция  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$  обращается в нуль и в точке:

$$\omega_1 = \omega_p \sqrt{\frac{1+2f}{(\varepsilon_0 + 2\varepsilon_d + 2f(\varepsilon_0 - \varepsilon_d))}}$$

На промежутке  $[\omega_0, \omega_1]$   $\varepsilon'_{mix}(\omega) < 0$ , то есть в этой области частот наноккомпозит подобен металлу. На рис.1 приведены, для примера, зависимости  $\varepsilon'_{mix}(\omega)$  и  $\varepsilon''_{mix}(\omega)$  для двух значений фактора заполнения,  $f = 0,01$  и  $f = 0,1$ .

На рис. 2 представлен спектр пропускания для различных значений фактора заполнения. При увеличении  $f$  от значения 0,01 до 0,1, то есть на 10 %, расщепление возрастет в 3 раза и равно 101нм.

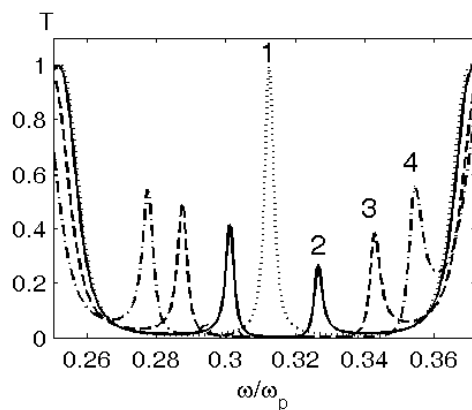


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента пропускания при различных значениях фактора заполнения:  $f = 0$  (1),  $f = 0,01$  (2, сплошная линия),  $f = 0,05$  (3, пунктирная),  $f = 0,1$  (4, штрихпунктирная),  $\theta = 0^\circ$ .

Эффект расщепления частот обусловлен изменением условия резонанса Фабри-Перо из-за дисперсии диэлектрической проницаемости наноккомпозита  $\varepsilon_{mix}(\omega)$ . Условие резонанса Фабри-Перо имеет вид:

$$n(\omega) = \frac{\omega_R}{\omega},$$

где  $n(\omega) = \left[ \frac{\left( \sqrt{\varepsilon_{mix}^2 + \varepsilon_{mix}^{\prime\prime 2}} + \varepsilon_{mix}^{\prime} \right)}{2} \right]^{1/2}$ ,  $\omega_R^2 = \left( \frac{\pi m}{W_d} \right)^2$ ,  $m = 1, 2, \dots$

В результате исследования, выявлен ряд важных особенностей в спектре пропускания ФК, которые обусловлены, прежде всего, резонансным характером эффективной диэлектрической проницаемости наноккомпозита и ее существенной зависимостью от фактора заполнения  $f$ . Важно отметить, что ФК с дефектным слоем наноккомпозита заполненного серебряными наночастицами позволяет работать в видимом диапазоне частот.

### Литература

1. *Joannopoulos J.D., Meade R.D., Winn J.N.*, Photonic Crystals. Princeton: Princeton University Press, 137 (1995)
2. *Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В.* Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.
3. *Дьяченко П.Н., Микляев Ю.В.* Компьютерная оптика, том 31, №1, 2007, с. 31-34.

**Изучение рассеяния света композитными металлополимерными материалами**

**Байков Б.В.**

*аспирант*

*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия*

*sokher@mail.ru*

**Богинская И.А.**

*аспирант*

*Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия*

*sokher@mail.ru*

В зависимости от свойств рассеивающей среды существуют несколько видов рассеяния. Рассеяние Рэлея — упругое рассеяние на малых частицах размером много меньше длины волны. Рассеяние Ми — упругое рассеяние на крупных частицах. Рассеяние Мандельштама — Бриллюэна — неупругое рассеяние на колебаниях решётки.

Общее рассеяние среды определяется сложением рассеянных волн от каждой частицы с учетом их фазы. Если частица мала по сравнению с длиной волны, то все вторичные волны находятся примерно в фазе. Совокупность рассеянных волн по всем направлениям образует индикатрису рассеяния. Факторами, определяющими форму индикатрисы, являются размер и форма частиц, их пространственное распределение, неоднородности плотности матрицы. Следовательно, исследование индикатрис рассеяния может быть использовано для выявления внутренней структуры вещества [1].

Для этого была собрана экспериментальная установка, позволяющая мерить индикатрисы рассеяния прозрачных и непрозрачных тонких пленок. Регистрация интенсивности рассеянного света осуществляется с помощью фотонно-электронного умножителя (ФЭУ). Источник света — лазер с длиной волны 629 нм. Схема установки показана на рисунке 1.

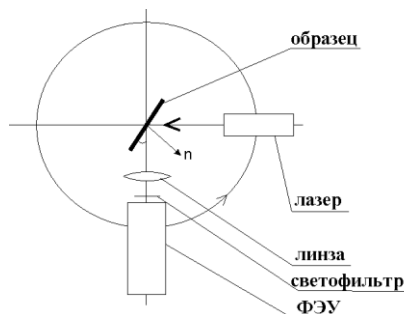


Рисунок 1. Схема установки и схема измерения индикатрисы рассеяния.

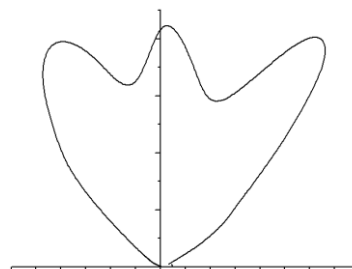


Рисунок 2. Индикатриса рассеяния ППК-Ag с содержанием серебра 7об.%.  
композиата ППК-Ag с содержанием серебра 7об.%.

Прибор тестировался измерением индикатрисы рассеяния молочного стекла, которая в соответствии с законом Ламберта представляет собой сферу. Соответствие измерений теории подтверждает годность установки для проведения дальнейших экспериментов.

Были проведены измерения индикатрис рассеяния металлополимерных композитов полипараксилилен-серебро (ППК-Ag) с различным содержанием серебра (0, 7, 15 об.%) Для чистого ППК индикатриса рассеяния выглядит как двухосный эллипсоид, что свидетельствует о достаточно однородной с оптической точки зрения структуре полимера. Появление в композите частиц серебра нанометрового размера [2] изменяет форму индикатрисы на трехосный эллипсоид, показанный на рисунке 2. Исследование характеристик семейства индикатрис ППК-Ag позволило дополнить наши данные, приведенные в [2], и более подробно описать внутреннюю структуру композита на масштабе, близком к значениям длин волн оптического диапазона. В частности, удалось определить средний период распределения плотности в композите и соотнести эти данные с результатами рентгеновских и микроскопических исследований.

### Литература

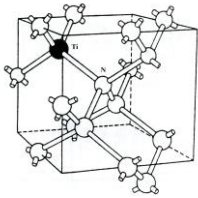
1. Борен К., Хаффман Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.:Мир, 1986.
2. Гусев А.В., Богинская И.А., Маилян К.А. и др. Структура и электропроводность пленочных металлополимерных нанокомпозитов полипараксилилен–серебро//Радиотехника и электроника, 2011, Т.56, №1, С.1-7.

**Проявление титановых центров в оптических спектрах алмаза****М.И. Рахманова***Аспирант**Учреждение Российской академии наук Институт неорганической химии СО РАН,**Новосибирск, Россия**E-mail: [Rakhmanova\\_m@mail.ru](mailto:Rakhmanova_m@mail.ru)*

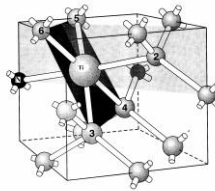
В работе приведены результаты исследования природных и синтетических алмазов с низким содержанием примесного азота, что связано с наличием в ростовой среде геттеров азота, в частности соединений титана. В спектрах фотолюминесценции (ФЛ) данного типа кристаллов наблюдаются системы S1 (БФЛ 503.4 и 510.7 нм) и 440.3 нм, электронно-колебательные переходы в которых относятся к классу запрещенных с временами жизни возбужденных состояний  $>10^{-6}$  сек. Аналогами этих центров в ЭПР являются центры ОК1/S1 и N3/440.3. Характерный ИК спектр этих образцов содержит пики 1050, 1140, 1240 и 1274  $\text{см}^{-1}$  в области проявления C-N колебаний, которые типичны для алмазов только с данным типом азотных дефектов. Кроме центров ОК1/S1 и N3/440.3, в спектрах ФЛ ряда кристаллов наблюдается система 485 нм с энергией фонона 42 мэВ. ЭПР аналогом является центр NU1 с спином  $S=1/2$ . Исходя из анализа химического состава эклогита, являющегося материнской средой для исследованных образцов, и анализа СТС спектров ЭПР было сделано предположение о вхождении титана в структуру решетки алмаза с образованием центров ОК1/S1, N3/440.3 и NU1/485. Для проверки этого были выращены кристаллы алмаза в железоникелевой среде с добавлением соединений титана в качестве геттера азота на беспрессовом аппарате типа разрезная сфера БАРС (ИГиМ СО РАН). После НРНТ обработки кристаллов, выращенных с повышенным содержанием титана в ростовой среде, в спектрах ФЛ обнаружено появление системы 440.3 нм, что связано с возможным вхождением ионов титана в структуру центра.

Известно, что в формировании колебательной полосы оптических спектров принимают участие как собственные колебания решетки алмаза, так и локальные и квазилокальные колебания, обусловленные дефектами структуры. В случае вхождения в решетку примеси тяжелого атома с массой более 40 ат. ед. частота квазилокального колебания находится в области колебаний 10-60 мэВ и описывается формулой  $h\omega_{QL} = h\omega_D [M_C/3(M_T - M_C)]^{1/2}$ , где  $h\omega_D$  – дебаевская частота алмазной решетки. Определив частоту квазилокального колебания из спектров ФЛ, мы оценили массу тяжелого атома, участвующего в образовании центров N3/440.3 и NU1/485. Она оказалась близкой к массе атома титана  $M_{Ti} = 48$ . В случае центра N3/440.3 титан находится в тетраэдрическом положении с атомом азота в первой координационной сфере, в то время как в центре NU1/485 он образует расщепленную по [100] межузельную конфигурацию Ti-N. Что касается модели центра S1/OK1, то анализ СТС спектра ЭПР этого центра предполагает вхождение иона титана в положение двойной полувакансии с атомом азота в первой координационной сфере. Модели центров представлены на Рис.

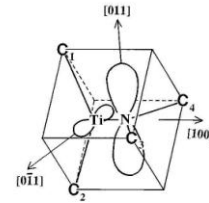
Исследование спектров ФЛ кристаллов алмаза (около 200 шт.) из различных месторождений Якутии показало, что система S1 наблюдается в кубическом секторе роста, а N3/440.3 и NU1/485 только в секторах октаэдра. Это, по-видимому, связано с особенностями вхождения примеси титана и азота в разные сектора роста кристалла.



Центр N3/440.3



Центр ОК1/S1



Центр NU1/485

**Исследование открытых резонаторов на основе кремниевых волноводов с гофрированным краем**

***Масленников Е.Д.***

*Студент*

***Пискунов Н.А.***

*Аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,*

*физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: ixidiciti@yandex.ru*



В исследованиях и приложениях современной фотоники большой интерес представляет возможность существенного замедления света (распространение электромагнитной волны с групповой скоростью, сильно меньшей скорости света) в резонаторах на основе кремниевых структур, что позволяет использовать их для компенсации дисперсии, в качестве миниатюрных оптических переключателей, для увеличения эффективности нелинейно-оптических взаимодействий и повышения чувствительности сенсоров [1]. Известно несколько возможных реализаций резонаторов, обладающих свойством замедления света. Например, на основе микродисков и микротортов, а также фотонно-кристаллических одномодовых волноводов. Общим недостатком этих реализаций является сложность заведения света в структуру, особенно существенная при работе с мощными лазерными импульсами для изучения нелинейно-оптических свойств. Поэтому целесообразно использование открытых оптических резонаторов [2], примером которых является структура, изучавшаяся в данной работе и схематически представленная на рис.1 (а,б).

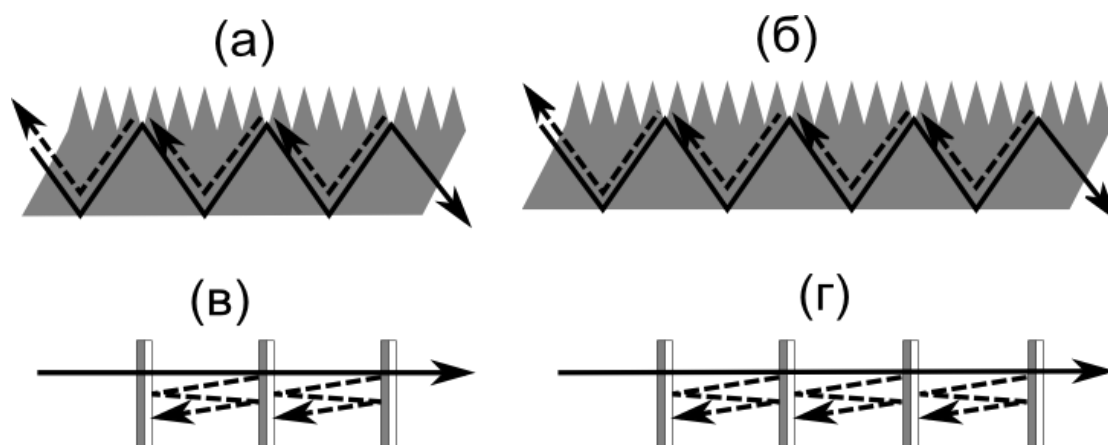


Рис.1. Схематическое изображение исследуемых структур (а,б) и эквивалентные схемы из интерферометров Фабри-Перо (в,г)

Резонатор образован в многомодовом планарном кремниевом волноводе с гофрированным краем, параметры дифракционной решетки подобраны для обеспечения режима литровской дифракции (дифракция в обратном направлении). Период решетки составлял 384 нм, а высота треугольных зубцов варьировалась в диапазоне от 960 – 1500 нм. Исследовались резонаторы двух различных длин, подобранных таким образом, чтобы свет совершал 6 (длина 37,5 мкм, рис.1а) или 8 (50 мкм, рис.1б) отражений внутри них. Ширина волновода составляет ~5 мкм, что соответствует 50 распространяющимся в нём модам.

Для расчета спектров пропускания исследуемых резонаторов была предложена теоретическая модель, в рамках которой рассматривается распространение световой волны в эквивалентной оптической схеме, состоящей из последовательно расположенных связанных интерферометров Фабри-Перо. Провести такую аналогию позволяет то обстоятельство, что волна, дифрагированная от гофрированной стороны волновода в обратном направлении,

взаимодействует с волной, распространяющейся в прямом направлении, аналогично взаимодействию волн в резонаторе Фабри-Перо. Показатель преломления области между зеркалами интерферометра считается равным эффективному показателю преломления исследуемого планарного волновода (толщина которого (220 нм) много меньше длин волн, для которых рассчитывается спектр [3]), при этом в модели учитывалась его дисперсия. Расчёт спектров производился методом матриц пропускания [4], суть которого заключается в том, что компоненты (в прямом и обратном направлении распространения) вектора электрического поля выходящей волны  $E$  связаны с компонентами входящей волны  $E_0$  соотношением:

$$\begin{pmatrix} E^r \\ E^l \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^N M_i \cdot \begin{pmatrix} E_0^r \\ E_0^l \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $N$  – количество последовательных однородных слоёв в рассматриваемой системе,  $M_i$  – матрица пропускания  $i$ -того слоя (нумерация слоёв от 1 до  $N$  в направлении обратного распространения).

Для экспериментального исследования распространения света в описанных выше резонаторах, были изготовлены структуры, состоящие из двух вспомогательных волноводов длиной 3 мм, расположенных под углом  $45^\circ$  к гофрированной части. На концах они снабжены дифракционными решётками с периодом 70 нм, для вертикального заведения света под углами, близкими к нормали, в спектральном диапазоне  $1550 \pm 35$  нм. Образцы произведены на пластинах кремния-на-изоляторе (планарный эффективный показатель преломления  $n_{\text{eff}} \approx 2.83$  на длине волны  $\lambda_0 = 1550$  нм) методом глубокой ультрафиолетовой литографии, между волноводами кремний вытравлен. Сканирование осуществлялось с шагом 0,05 нм с помощью перестраиваемого по длине волны лазера. Для регистрации выходящего света использовалась InGaAs ИК-камера.

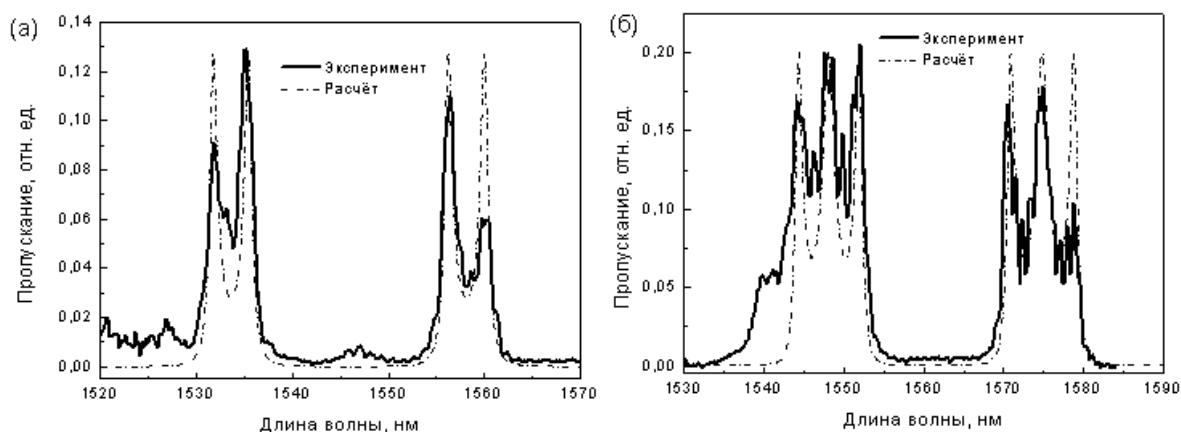


Рис.2. Экспериментальные и расчётные спектры пропускания:

(а) – для структуры на рис.1а, (б) – на рис.1б.

Предложенная модель обеспечивает хорошее совпадение расчетных и экспериментальных спектров (рис.2). Также она предсказывает возможность получения высоких значений добротности резонатора (вплоть до  $Q=10000$ ) изменением высоты зубцов дифракционной решётки, что тоже наблюдается в эксперименте.

### Литература

1. C. Monat, B. Corcoran, T.F. Krauss et al., Opt. Express **17**, 2944-2953, 2009
2. H. Benisty, Photon. Nanostruct. Fundam. Applic., **7**, 115, 2009
3. L.A. Coldren, S.W. Corzine. Diode lasers and photonic integrated circuits. New York: Wiley, 1995, pp. 428-431
4. H. Benisty et al. Confined photon systems. Springer, 1999, pp. 173-195

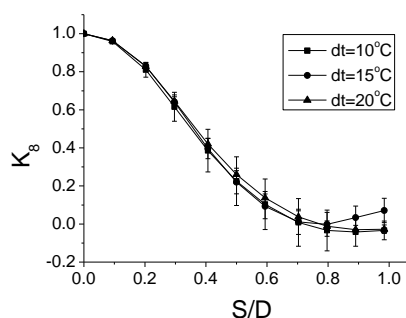
## Корреляционные функции фазы расходящихся лазерных пучков в турбулентном слое

Андреева М.С.<sup>1</sup>, Куликов В.А.<sup>2</sup><sup>1</sup> сотрудник, к.ф.-м.н.; <sup>2</sup> аспирантМосковский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, РоссияE-mail: <sup>1</sup> [andreeva\\_maria@mail.ru](mailto:andreeva_maria@mail.ru), <sup>2</sup> [vkulik@mail.ru](mailto:vkulik@mail.ru)

Корреляционные функции фазы лазерных пучков могут быть использованы для получения информации о параметрах турбулентного слоя. Теория встречает значительные трудности при описании расходящихся световых пучков в турбулентной среде, и даже в более простом случае коллимированных пучков аналитические выражения удается получить не для всех моделей турбулентности. При пренебрежении сравнительно малой областью вблизи перетяжки можно ожидать близкие результаты оценок, рассчитываемых для коллимированных и сфокусированных пучков. В Колмогоровской модели турбулентности нормированные корреляционные функции фазы коллимированного и расходящегося пучков совпадают. Для многих задач необходим учет как внешнего, так и внутреннего масштаба турбулентности, что усложняет анализ. В этих случаях нормированные корреляционные функции, вообще говоря, не обязаны совпадать. Для того, чтобы учесть оба масштаба турбулентности, используют модель фон Кармана-Татарского. Выражение для корреляционных функций в этом, самом общем случае, получено в [1]. Рассматривая параметры турбулентности как подгоночные возможно оценить их величину по экспериментально измеренным корреляциям фазы. Схема экспериментальной установки и ее описание приведены в [2]. Методика такой оценки подробно описана в [3]. При заведении лазерного пучка в кювету с водой использовалась линза, которая создает перетяжку у стенки кюветы, что физически аналогично точечному источнику излучения в турбулентной среде. Вторая линза использовалась для того, чтобы исправить (сделав плоским) волновой фронт после выхода из кюветы.

Полученные нами экспериментальные данные позволяют сделать выводы о характере влияния мелкомасштабных неоднородностей на пучок со сферическим волновым фронтом.

Была проведена серия экспериментов по измерению корреляционных функций лазерных пучков со сферическим волновым фронтом для разностей температур  $dt=10;15;20^{\circ}\text{C}$ . Абсолютное значение температуры холодильника и нагревателя в течение эксперимента изменялось на величину, не превышающую один градус. Каждая серия измерений проводилась четыре раза и состояла из 2048 «снимков» фазы. Приведенные данные усреднены по этим реализациям. Полученные данные сравниваются между собой и с теоретическим расчетом. Мы ограничились рассмотрением первых трех радиальных порядков полиномов Цернике, то есть первыми 9 модами.

Рис.1 Корреляционная функция 8-ой моды для  $dt=10;15;20^{\circ}\text{C}$

На рис.1 для примера приведены корреляционные функции 7 моды Цернике (3-го радиального порядка) для всех измеренных  $dt$ . Видно, что в пределах ошибки они не различимы. Также они совпадают (в пределах погрешности) с корреляционными функциями мод третьего порядка, полученными для коллимированных пучков [3]. Такое поведение характерно для всех коррелирующих мод третьего порядка. На рис 2 приведена аппроксимация теорией [1] начального участка экспериментально полученной корреляционной кривой 7-ой моды. Полученные оценки в случае  $dt=10;15^{\circ}\text{C}$  совпадают с оценками, выполненными по коррелированным пучкам в аналогичном эксперименте [3]. По корреляционным функциям 1-го порядка аналогичным образом определялся внешний масштаб. Все выполненные оценки приведены в таблице 1. Из-за наличия анизотропии, не описываемой теорией, но обусловленной экспериментальными ограничениями, оценки величины внешнего масштаба, проводимые по двум направлениям (x и y), не совпадали.

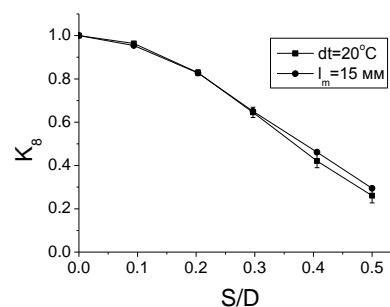


Рис.2 Аппроксимация корреляционной функции 8-ой моды согласно теории, изложенной в [1] для  $dt=20^{\circ}\text{C}$

разность температур $dt$ , $^{\circ}\text{C}$	$l_m$ , см	$L_0$ , см по y	$L_0$ , см по x
$10 \pm 0.5$	$1,5 \pm 0.2$	$7 \pm 2$	$5 \pm 1$
$15 \pm 0.5$	$1,5 \pm 0.2$	$5 \pm 1$	$3 \pm 1$
$20 \pm 0.5$	$1,5 \pm 0.2$	$9 \pm 1$	$8 \pm 2$

Таблица 1. Результаты оценок внешнего и внутреннего масштабов турбулентности, выполненных для  $dt=10;15;20^{\circ}\text{C}$

1. Andrews L.C., Phillips R.L., SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, (2005).
2. Ирошников Н.Г., Ларичев А.В., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И., Вестник МГУ. Серия 3. Физика и астрономия. №5. с.74-77, (2009).
3. Куликов В.А., Андреева М.С., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И., Динамика сложных систем, т.5, №1, с. 28-33, (2011).

**Флуоресценция родамина 6Ж на электрохимическом серебре с подслоем  
поливинилового спирта**

Горлов Р.В.

*Аспирант*

*Калининградский государственный технический университет*

*Калининград, Россия,*

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

Изучение зависимости интенсивности гигантского комбинационного рассеяния света и усиленной поверхностью флуоресценции молекул адсорбата от расстояния до поверхности металла имеет принципиальное значение при определении механизмов этих явлений [1-2]. Для этого широко применяется покрытие субстратов итерфейсным слоем известной толщины. Используются саморганизованные монослои тиолов различной природы [3], а также нанесение упорядоченных монослоев жирных кислот по технологии Ленгмюра-Блоджет. Подобные методы применяются также для устранения непосредственного контакта молекулы с металлической поверхностью, что позволяет минимизировать искажение нативной структуры молекул при адсорбции.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований интенсивности излучения молекул родамина 6Ж, внедренных в матрицу поливинилового спирта (ПВС), которая создавалась на электрохимических серебряных пленках с различной степенью шероховатости с подслоем поливинилового спирта.

В качестве электролита применяли синеродистороданистый электролит [4], который по своим свойствам близок к цианистому, так как разряд ионов серебра идет из цианистого комплекса:  $[Ag(CN)_3]^{2-} + e^- = Ag + 3CN^-$ . Серебряные пленки получали на медном подслое. Электроосаждение осуществляли при температуре 18-20 °С и плотности тока 5 мА/см<sup>2</sup> на толщину 5 мкм. Шероховатость серебряной поверхности варьировали анодным растворением. На серебряную поверхность наносили слой поливинилового спирта, допированного родамином 6Ж. Поверхность облучали возбуждающим светом с длинами волн 337, 350, 400, 450 и 510 нм. Спектры флуоресценции исследовали на спектрофлуориметре «Флюорат-02-Панорама». Образцы располагали так, что световой поток был направлен к нормали поверхности под углом 45°. Возбуждение осуществлялось неполяризованным излучением ксеноновой лампы высокого давления монохроматора спектрофлуориметра.

Типичные спектры флуоресценции представлены на рисунке, из которого следует, что наибольшая интенсивность наблюдается на матовом серебре, причем в этом случае наличие подслоя ПВС между поверхностью серебра и пленкой ПВС с красителем не сказывается на интенсивности излучения. Анодное растворение серебряной пленки на толщину 0,5 мкм приводит к уменьшению интенсивности флуоресценции, однако предварительное нанесение на поверхность серебра подслоя ПВС толщиной 100 нм, вызывает увеличение интенсивности излучения в 1,36 раза.

Таким образом, в зависимости от степени шероховатости и пористости поверхности серебряной пленки возможно как увеличение, так и уменьшение интенсивности излучения молекул родамина 6Ж, внедренных в матрицу поливинилового спирта.

Выражаю признательность проф. В.В.Брюханову за постановку задачи исследования.

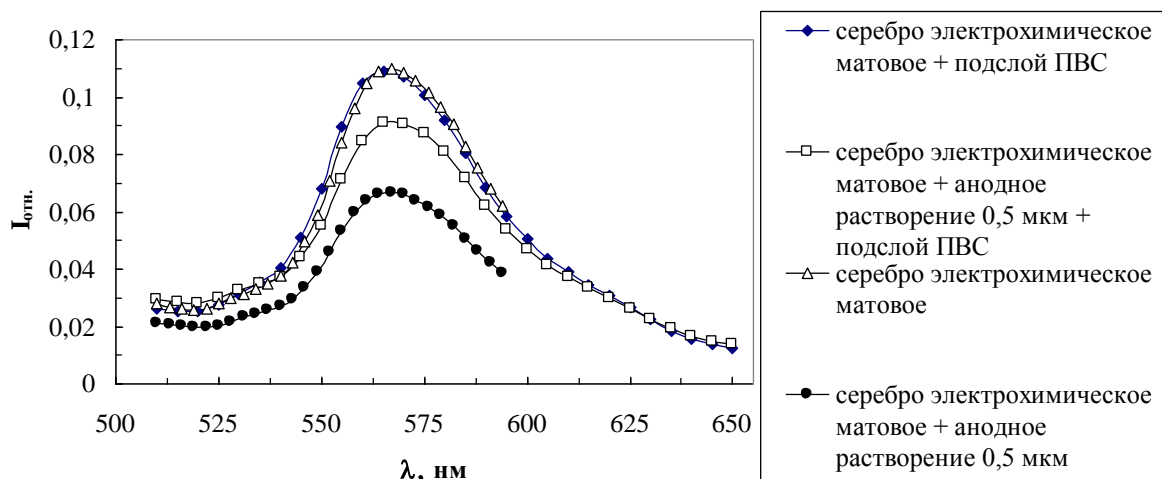


Рис. Спектры флуоресценции молекул родамина 6Ж ( $C=3 \cdot 10^{-3}$  М) в пленке ПВХ на серебряных пленках; толщина подслоя ПВХ 100 нм, толщина ПВХ с роданином 6Ж 25 мкм,  $\lambda_{в}=400$  нм.

## Литература

1. Герман А.Е. Зависимость усиления ГКР и флуоресценции от расстояния между адсорбируемой молекулой и металлической поверхностью / А.Е. Герман, Г.А.Гачко // ЖПС. 2001. Т.68. № 6. С. 758-760.
2. Кулакович О.С. Увеличение чувствительности флуоресцентного анализа с использованием островковых пленок серебра на примере альбумина, меченного флуоресцеинизотиоционатом / Кулакович О.С., Стрекаль Н.Д., Артемьев М.В. и др. // ЖПС, 2006. Т.73. № 6. С. 797-800.
3. Kennedy B.J., Spaeth S., Diskey, Carron K.T. J.Phys. 1999, 103 В, р.3640-3646.
4. Слежкин В.А. Плазмонный резонанс в сплошных серебряных электрохимических и химических пленках и его проявление в спектрах флуоресценции молекул родамина 6Ж в тонких пленках поливинилового спирта / В.А. Слежкин., Р.В. Горлов // Известия КГТУ. -2011.-№ 20.-С.115-122.

**Сверхизлучение в инжекционном полупроводниковом лазере на гетероструктуре AlGaInP****В.В. Макаревич<sup>1</sup>, Е.О. Котяиёв<sup>2</sup>**<sup>1</sup>Аспирант, <sup>2</sup>соискатель

Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова, Могилев, Республика Беларусь

E-mail: Forget-me-notok@ya.ru

Изучение когерентных эффектов играет немаловажную роль в оптике ультракоротких лазерных импульсов.

Влияние когерентных оптических явлений на генерацию ультракоротких лазерных импульсов изучено слабо, и пренебрегать ими нельзя. Поэтому данная тема исследования актуальна в физике ультракоротких лазерных импульсов [1, 2].

Были исследованы полупроводниковые лазеры на гетероструктуре AlGaInP. Накачка осуществлялась постоянным током.

По измеренным характеристическим кривым было обнаружено, что порог генерации полосковых полупроводниковых лазерных диодов составляет 29.5 – 31 мА.

Характеристические кривые полупроводниковых лазеров приведены на рисунке 1.

Измерение спектров излучения полупроводниковых лазеров проводилось с помощью спектрографа на дифракционной решетке ДФС-8.

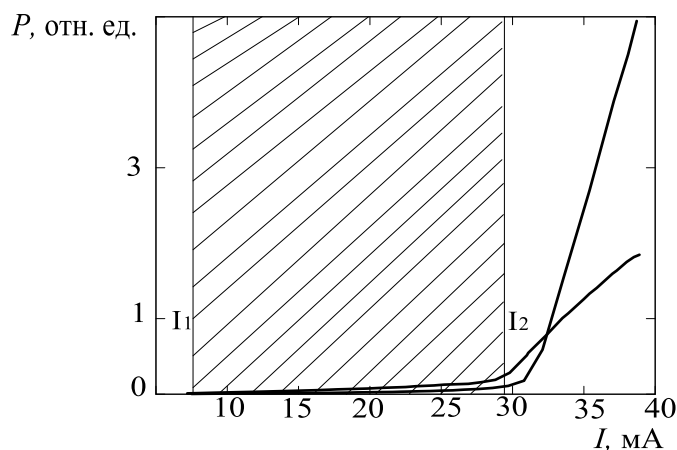


Рис. 1. Характеристические кривые полосковых полупроводниковых лазерных диодов. Заштрихованная область — область существования оптической частотной гребенки.  $I_1 = 6$  мА,  $I_2 = 29.5$  мА.

При токе накачки 28 мА, что соответствует допороговому значению, спектр излучения лазера представляет собой оптическую гребенку (рис. 2, слева).

При токах накачки, значения которых выше порога генерации, спектр излучения полоскового полупроводникового лазера представляет собой одну или две частоты (рис. 2, справа).



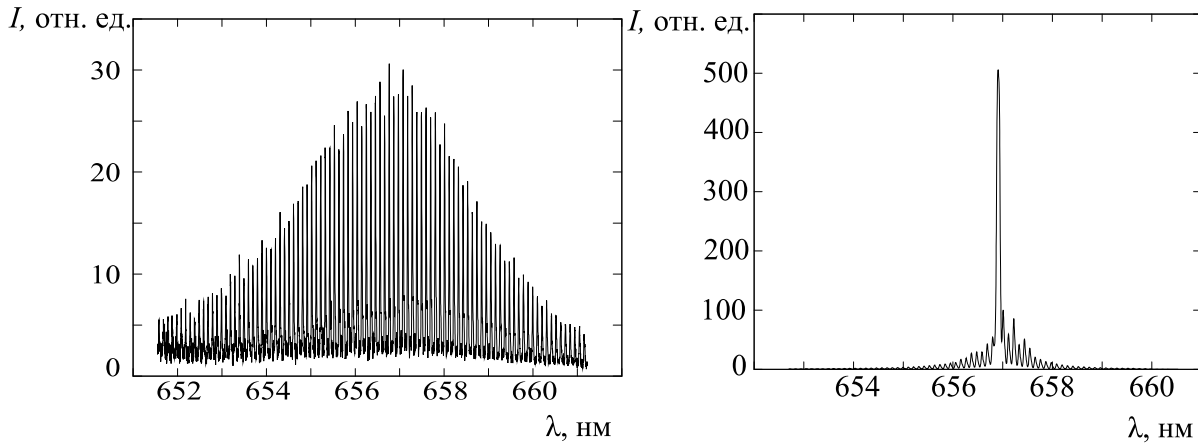


Рис. 2. Спектры излучения лазера (слева – при токе накачки 28 мА, справа – при токе накачки 34 мА).

С помощью интерферометра Майкельсона при токе накачки 28 мА измерялась автокорреляционная функция (АКФ) полупроводникового лазера. Из анализа АКФ в предположении близости формы импульса к гауссовой следует, что на периоде резонатора до порога генерации присутствует один сверхкороткий импульс длительностью порядка 200 фс.

Динамика системы описывается с помощью уравнений Максвелла-Блоха:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}\mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad \operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \\ \mathbf{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} + 2n_a \mathbf{d}_{ab} P, \\ \ddot{P} + 2\gamma \dot{P} + \omega_0^2 P &= \frac{\omega_0^2}{\Omega} \frac{1}{\hbar} \mathbf{d}_{ab} \mathbf{E} N, \\ \dot{N} &= -2\Lambda - \gamma_{nr}(N - N_0) - 4 \frac{\Omega}{\hbar \omega_0^2} \mathbf{d}_{ab} \mathbf{E} \dot{P}, \end{aligned}$$

где  $n_a$  – плотность активных частиц,  $\mathbf{d}_{ab}$  – дипольный момент перехода,  $P$  – степень поляризации атомов,  $\gamma$  – ширина линии поглощения,  $\omega_0$  – резонансная частота,  $\gamma_{nr}$  – частота релаксации инверсии,  $N_0$  – инверсия в основном состоянии,  $N$  – инверсия в возбужденном состоянии,  $\Lambda$  – скорость накачки [1].

Для нахождения значений электрического поля  $\mathbf{E}$ , степени поляризации  $P$  и инверсии  $N$  используется численный метод FDTD (finite difference in time domain) – метод конечных разностей во временной области.

Результаты моделирования показали, что в результате когерентного взаимодействия лазерного излучения с активной средой, на выходе из резонатора возникает сверхкороткий импульс. Когерентный эффект, приводящий к возникновению сверхкоротких импульсов, и есть сверхизлучение.

Полученные в результате экспериментальных и теоретических исследований данные позволили сделать вывод о том, что до порога генерации ультракороткие лазерных импульсы возникают в результате проявления кооперативного сверхизлучения.

#### Литература

1. Васильев П. П., Квантовая электроника. Т. 24, № 10 (1997).
2. Васильев П. П., Квантовая электроника. Т. 29, № 1 (1999).
3. Klaedtke A. Spatio-temporal non-linear dynamics of lasing in micro-cavities. Full vectorial Maxwell-Bloch FDTD simulations. Thesis. Stuttgart, 2004.



**Исследование угловой структуры второй гармоники с учётом коматической аберрации оптических линз в ближней ИК-области спектра***Иванов М.С.**Аспирант*

*Забайкальский институт железнодорожного транспорта  
филиал Иркутского государственного университета путей сообщения  
Наземные транспортные системы, Чита, Россия  
E-mail: vanov.maks@yandex.ru*

Не всегда возможна точная юстировка оптической системы накачки. В случае, когда широкий световой пучок падает на фокусирующую линзу под малыми углами к оптической оси системы, основное влияние на преобразуемое излучение и вторую оптическую гармонику оказывает коматическая аберрация линзы [1]. Измерения величины коматической аберрации различного рода линз, применяемых в оптических системах инфракрасной (ИК) оптики, невозможны традиционными методами, которые применимы для видимой области спектра, такими как метод Гартмана, метод восстановления волнового фронта и т.д. В данной работе нами представлен анализ исследования коматической аберрации различных оптических ИК-линз, основанный на методе АП-конверсии инфракрасного излучения в нелинейном одноосном кристалле с использованием компьютерного моделирования.

Компьютерное моделирование пространственно-углового распределения сфокусированного гауссова пучка проводилось в среде Delphi 7.0. В расчете предполагалось, что лазерный пучок с длиной волны  $\lambda = 1,064$  мкм, предварительно расширенный телескопической системой, имеет радиус пучка  $\rho_0 = 60$  мм и падает на плосковыпуклую тонкую линзу под углом  $\alpha_0 = 10^\circ$  к оптической оси системы. Необходимым условием четкой визуализации второй оптической гармоники, по пространственно-угловой структуре, которой определялась величина комы, является наличие кристалла, вырезанного в направлении коллинеарного синхронизма (например, кристалла иодата лития). Кристалл устанавливается от исследуемой линзы на расстоянии главного фокуса данной линзы, так чтобы

сфокусированное линзой излучение падало на его переднюю грань. На выходе из кристалла на экране ПЗС приемником фиксируется аберрационная структура преобразованного излучения.

На рис. 1 наблюдаются три кривые для кристалла иодата лития соответствующие коллинеарному преобразованию - нижняя кривая 1, векторному преобразованию в кольцевом фокусе - верхняя кривая 3, векторному преобразованию в фокусе на оси - концентрическая внутренняя кривая 2. Полученные результаты совпадают с результатами более ранних работ [2,4].

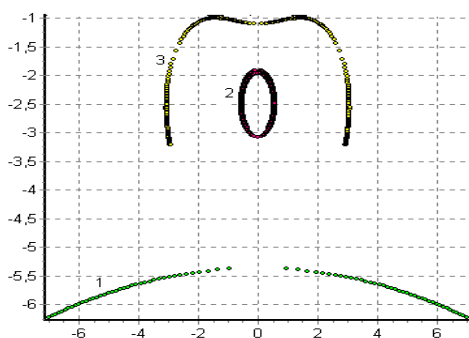


Рис.1 Угловое распределение в полярных координатах ( $\alpha_{2\omega}, \gamma$ ) второй оптической гармоники

По геометрическим характеристикам пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники определяются углы падения основного излучения на нелинейный кристалл и

пространственная структура основного сфокусированного излучения. По данным параметрам, учитывая геометрию оптической системы, фокусирующей основное излучение в нелинейный кристалл, определяется величина аберрации комы ИК-линзы ( $\delta S_k$ ).

Для различных ИК-линз при фокусировки излучения в один и тот же кристалл иодата лития, абберрационная структура второй оптической гармоники с учётом комы имеет одинаковый вид, но различные угловые характеристики  $\alpha_{2\omega}$  и  $\gamma$ . Вычислить  $\alpha_{2\omega}$  - радиус-вектор и  $\gamma$  - угол между радиус-вектором и координатной осью абсцисс можно по формулам [4]:

$$\begin{cases} X = (\beta - \alpha_{2\omega}) \sin \gamma, \\ Y = (\beta - \alpha_{2\omega}) \cos \gamma \end{cases}$$

где  $\beta$  - угол наклона оси конуса лучей излучения, выходящих из линзы, к оси оптической системы ( $\beta$  всегда отличен от нуля и определяется углом наклона излучения, падающего на линзу).

Зная параметры пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники, учитывая вид взаимодействия  $oo \rightarrow e$  в кристалле иодата лития, а также пользуясь основными уравнениями работ [3-5], вычисляется величина абберрации комы, различных ИК-линз.

Проведенное исследование показало, что величина комы различных оптических ИК-линз с использованием компьютерного моделирования, позволяет применять метод АП-конверсии инфракрасного излучения в нелинейном одноосном кристалле для анализа величины абберрации ИК-линз в ближней ИК-области спектра. Созданная компьютерная программа для расчета величины абберрации комы по анализу пространственно-угловой структуры второй оптической гармоники апробирована на примере ИК-линз различного диаметра и материала, широко используемых в промышленности.

### Литература

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука. 1973.
2. Гречин С.Г., Прялкин В.И. Генерация гармоник фемтосекундного излучения в условиях группового синхронизма одноосных и двуосных кристаллах // Квантовая электроника. 2003,. Т. 33,-с.737–741.
3. Stroganov V.I. and Illarionov A.I., Optical system aberration effect on the second harmonic generation // Opt.Com. 1980, №35(3). p. 454–461.
4. Илларионов, А.И. Влияние первичной комы на распределение интенсивности гауссова пучка на основной и удвоенных частотах / А.И. Илларионов, О.В. Янчук // Люминесценция и лазерная физика: X междунар. шк.-семинар (Россия, Иркутск, 2-6 окт. 2006 г.) : материалы. — Иркутск: Изд-во Иркут. гос. ун-та, 2007. - с. 160-168.
5. Полищук Г.С., Сокольский М.Н. Коррекция наклона изображения в оптических системах // Оптический журнал. 2008,. Т.75, №7. -с. 35–40.

**Структурные и спектрально-люминесцентные свойства кристаллов стабилизированного диоксида циркония, активированных ионами  $Tm^{3+}$** **Чабушкин А. Н.**

Бакалавр

Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва

физический факультет, Саранск, Россия

E-mail: chabushkin@mail.ru

Для стабилизированного диоксида циркония характерна уникальная совокупность физико-химических свойств. Эти кристаллы химически инертны, являются стойкими к воздействию ионизирующего излучения, обладают высокой твёрдостью и большим показателем преломления, а также возможностью их легирования редкоземельными элементами в широких пределах концентраций [1].

Кристаллы стабилизированного диоксида циркония, активированные редкоземельными (РЗ) ионами, представляют интерес в лазерной физике для создания твердотельных лазеров с диодной накачкой. При получении устойчивой кубической структуры, вследствие гетеровалентного замещения ионов  $Zr^{4+}$  на  $Y^{3+}$  и редкоземельные ионы, происходит образование вакансий по кислороду, что приводит к характерным спектрам поглощения и люминесценции РЗ ионов, отличных от таковых в упорядоченных средах. Неоднородное уширение спектральных линий в неупорядоченных кристаллах обеспечивает лучшее согласование со спектром излучения диода накачки и может быть использовано при перестройке длины волны генерации в пределах уширенной полосы люминесценции, а также реализации режима синхронизации мод

В настоящей работе, с целью проведения в дальнейшем генерационных экспериментов, выполнены исследования спектрально-люминесцентных свойств кристаллов стабилизированного диоксида циркония  $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$  с общей концентрацией стабилизирующих оксидов 15 мол. %. В кристаллах  $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$  зарегистрированы спектры поглощения с основного состояния  $^3H_6$  на возбуждённые мультиплеты  $^3F_4$ ,  $^3H_5$ ,  $^3H_4$ ,  $^3F_3$ ,  $^1G_4$ .

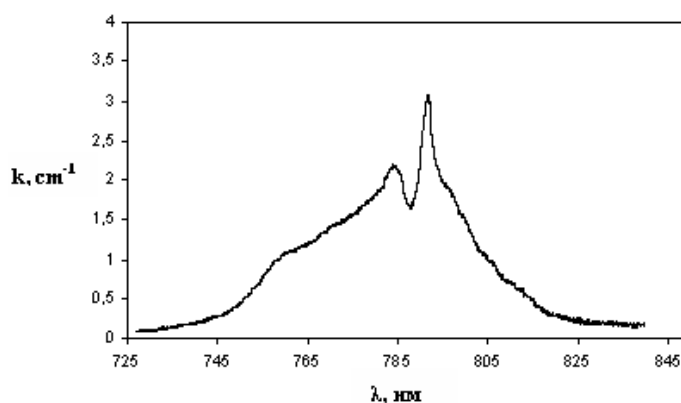


Рис.1 Спектр поглощения кристалла  $ZrO_2-Y_2O_3-Tm_2O_3$  при  $T=300K$  для перехода  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ .

На рис.1 представлен спектр поглощения для перехода  ${}^3H_6 \rightarrow {}^3H_4$ , на который осуществляется накачка лазерным диодом. Также получен спектр люминесценции для лазерного перехода  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$  в двухмикронной области спектра.

Используя спектры поглощения и люминесценции в единицах сечения на переходах  ${}^3H_6 \leftrightarrow {}^3F_4$ , выполнены оценки сечения усиления лазерного перехода  ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ .

#### Литература:

1. Кузьминов Ю. С., Осико В. В. Фианиты. Основы технологии, свойства, применение. М.: Наука, 2001.

## Процессы переноса энергии на центры свечения в твердых растворах



*Левушкина В.С.<sup>1</sup>, Спасский Д.А.<sup>2</sup>, Третьякова М.С.<sup>3</sup>*

*студент<sup>2</sup>, научный сотрудник<sup>1</sup>, к.ф.-м.н.<sup>1</sup>, младший научный сотрудник<sup>3</sup>*

<sup>1</sup>*Физический факультет Московского государственного университета имени  
М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцина Московского  
государственного университета имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Федеральное государственное унитарное предприятие «Центральный научно-  
исследовательский институт химии и механики», Москва, Россия*

*E-mail: bestpum@mail.ru*

В настоящее время пристальное внимание уделяется сложным оксидным соединениям ввиду их прикладного значения. Так, например, различные соединения боратов обладают выраженными сцинтилляционными свойствами при легировании их атомами редкоземельных элементов [1]. Кристаллический ортоборат лютетия, активированный церием  $\text{LuVO}_3:\text{Ce}$ , известен как сцинтиллятор с высоким световым выходом (до 30000 фот/мэВ) и быстрым временем затухания сцинтилляций ( $\sim 10^{-8}$  сек). Существенным недостатком этого соединения является возможность его кристаллизации в фазах кальцита и ватерита, так что фазовый переход при охлаждении препятствует росту монокристаллов. Тем не менее, в ряде работ были предложены различные методы использования таких поликристаллов бората лютетия для регистрации высокоэнергетического излучения, например, в виде сцинтилляционных пленок [2,3,4]. Возможным методом решения проблемы роста монокристаллов является получение твердых растворов боратов. Так, в работах [5,6] показано, что введение в состав бората лютетия катиона скандия позволяет получить монофазные твердые растворы  $\text{Lu}_x\text{Sc}_{1-x}\text{VO}_3$  со структурным типом кальцита, которые уже могут быть выращены в виде монокристаллов. Другим потенциальным преимуществом твердых растворов может быть увеличение светового выхода сцинтилляций. Можно ожидать, что твердые растворы лутетий – иттриевого бората  $\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{VO}_3$  могут иметь при определенной концентрации  $n(\text{Lu})/n(\text{Y})$  лучшие сцинтилляционные свойства по сравнению с  $\text{LuVO}_3$  и  $\text{YVO}_3$ , как это наблюдается, например, в твердых растворах перовскитов  $\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{AlO}_3:\text{Ce}$  [7]. Целью настоящей работы было исследование люминесцентных свойств серии твердых растворов  $\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{VO}_3:\text{Ce}^{3+}$  ( $x = 0, 0.25, 0.50, 0.75, 1$ ).

Были измерены спектры люминесценции, возбуждения люминесценции и кинетики затухания люминесценции при энергии возбуждения варьировавшейся от УФ до мягкого рентгена. Исследования люминесцентных свойств при возбуждении в УФ области

проводились при  $T=300$  К на установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. Установка создана на базе спектрографа LOT-Oriel MS 257 и позволяет получать спектры люминесценции в области 300 – 1050 нм и спектры возбуждения люминесценции в области 220 – 500 нм. Измерения при возбуждении в области энергий 4 - 25 эВ проводились на установке SUPERLUMI, DESY в диапазоне температур 10 – 300 К. Измерения при возбуждении в энергетическом диапазоне 50 – 550 эВ проводились на установке, расположенной в канале BW3 синхротронного излучения накопителя DORIS III, DESY.

Серия твердых растворов боратов  $\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{BO}_3$  ( $x = 0, 0.25, 0.50, 0.75, 1$ ), легированных 1 мол %  $\text{Ce}^{3+}$ , а также номинально беспримесные  $\text{LuBO}_3$ ,  $\text{YBO}_3$  и  $\text{Lu}_{0.65}\text{Y}_{0.35}\text{BO}_3$  были синтезированы золь-гельным методом. По данным анализа гранулометрического состава полученных порошков на лазерном дифракционном анализаторе (Shimadzu SALD-2201) преимущественный размер частиц всех составов находится вблизи 500 нм. Были проведены исследования фазового состава полученных образцов. Согласно рентгенодифракционным данным с увеличением содержания лютеция происходит переход от монофазового состава  $\text{YBO}_3$  к характерному для  $\text{LuBO}_3$  двухфазному.

При исследовании люминесцентных свойств синтезированных образцов были получены следующие результаты. В номинально беспримесных образцах боратов наблюдается ряд широких полос люминесценции. При возбуждении в области энергий, превышающих значение ширины запрещенной зоны в спектре доминирует полоса с максимумом в области 260-270 нм, которая приписывается свечению автолокализованного экситона. При уменьшении энергии возбуждения наблюдаются полосы в длинноволновой области, которые связаны с излучательными переходами на дефектах кристаллической структуры. При легировании  $\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{BO}_3$  ионами церия в спектрах люминесценции доминирует дублет при 380 и 420 нм, который связан с  $5d - {}^7F_{5/2,7/2}$  переходами в ионе  $\text{Ce}^{3+}$ . Также наблюдались две низкоинтенсивные полосы с максимумами при 315 и 345 нм, которые, по-видимому, вызваны свечением ионов церия, расположенными в узлах кристаллической решетки с другой симметрией окружения. Показано, что интенсивность полос люминесценции зависит от относительной концентрации  $n(\text{Lu})/n(\text{Y})$  в  $\text{Lu}_x\text{Y}_{1-x}\text{BO}_3:\text{Ce}^{+3}$  и увеличивается с уменьшением концентрации  $n(\text{Lu})$ . Также в докладе рассмотрены процессы переноса энергии от матрицы кристалла на центры свечения при энергии возбуждения, превышавшей ширину запрещенной зоны. Исследование таких процессов позволяет оценить эффективность конечных этапов релаксации энергии в процессе преобразования высокоэнергетических квантов в сцинтилляции.

### *Литература*

1. Гринев Б.В., Дубовик М.Ф., Толмачев А.В. Оптические монокристаллы сложных оксидных соединений //Харьков: «Институт монокристаллов», 2002, с.265.



2. Заднепровский Б.И., Сосновцев В.В., Перменов Д.Г. и др. Люминесцентные и сцинтилляционные характеристики субмикронных порошков  $\text{LuVO}_3:\text{Ce}^{3+}$  и пленок на их основе // Письма в ЖТФ. т. 35, 2009, вып.17, с.64.
3. Chadeyron-Bertrand G., Boyer D., Dujardin C. et al., Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 229 (2005) 232.
4. Mansuy C., Tomasella E., Mahiou R. et al. Thin Solid Films 515 (2006) 666.
5. Shun-Ichi Hatamoto, Takafumi Yamazaki, Jun Hasegawa et al, Growth and scintillation properties of cerium doped lutetium scandium borate single crystals // Journal of Crystal Growth 311 (2009) 530–533.
6. Yuntao Wu, Dongzhou Ding, Shangke Pan et al. The influence of Sc/Lu ratio on the phase transformation and luminescence of cerium-doped lutetium scandium orthoborate solid solutions // Journal of Alloys and Compounds doi:10.1016/j.jallcom.2010.09.027.
7. Belsky A.N., et al., Proceedings of the 5th International Conference on Inorganic Scintillators and Their Applications, August 16-20, 1999, Moscow, pp.363-368.

**Усиление "дефектных" мод планарных волноводов с фотонно-кристаллической оболочкой****Пластун Александр Сергеевич**

студент

Саратовский государственный университет имени Н.Г.Чернышевского,

физический факультет, Саратов, Россия

E-mail: *plastun\_alex@mail.ru*

Планарные оптические волноводы с фотонно-кристаллической оболочкой могут быть использованы в интегрально-оптических устройствах, в качестве резонаторов лазеров, в качестве оптических датчиков [1]. Для изготовления таких структур могут быть использовано напыление материала на подложку [2], "запись" структур в объеме образца при помощи фемтосекундных импульсов [3]. Оптические стекла, с их нерезонансной «быстрой» керровской нелинейностью, широко используются для управления параметрами импульсного излучения суб-наносекундной длительности. Для повышения эффективности нелинейных устройств могут быть использованы халькогенидные стекла. В спектральной области 1-2 микрона дисперсия групповой скорости халькогенидных стекол значительно больше, чем у плавленого кварца, и, является положительной. Для компенсации дисперсии может быть использовано микроструктурирование стекла – а именно, создание волноводов с фотонно-кристаллической оболочкой.

Ниже исследуются возможности усиления ТЕ-мод в структурах с малым контрастом показателя преломления. В модельной задаче полагаем, что показатель преломления среды меняется вдоль одной пространственной координаты  $z$ . Эффективный показатель преломления  $n_{eff}$  рассчитывался методом матрицы передач [4]. В расчетах использовался комплексный показатель преломления  $n=n_r+in_i$ . Мнимая часть показателя преломления отвечает за усиление/поглощение в материале. При  $n_i<0$  волна усиливается. Коэффициент усиления  $\alpha=n_i2\pi/\lambda$ .

---

<sup>1</sup> Автор выражает признательность П.П. Федорову и Е.А. Гарибину за предоставленные образцы монокристаллов и керамики.<sup>1</sup> R. Bernini et al., ARROW optical waveguides based sensors // Sensors and Actuators B, Vol. 100, 2004, p.143–146.

<sup>2</sup> J. Hu et al., Fabrication and testing of planar chalcogenide waveguide integrated microfluidic sensor // Opt. Expr. Vol. 15, No. 5, 2007, p.2307 .

<sup>3</sup> Y. Sikorski et al., Optical waveguide amplifier in Nd-doped glass written with near-IR femtosecond laser pulses // Electron. Lett., Vol. 36 N. 3, 2000. p. 226.

<sup>4</sup> John Chilwell and Ian Hodgkinson, Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides// J. Opt. Soc. Am. Am, Vol. 1, No. 7, 1984, p. 742.

На рисунке 1а показан коэффициент отражения от структуры, изготовленной из материала  $n_i=0$ . Сердцевина волновода с показателем преломления 2.6 окружена фотонно-кристаллической оболочкой, состоящей чередующихся слоев с показателем преломления 2.6 и 2.8 (рис. 1б). В области, соответствующей фотонной запрещенной зоне существует «дефектная» мода (рис. 1а). Поперечное распределение интенсивности моды показано на рисунке 1б.

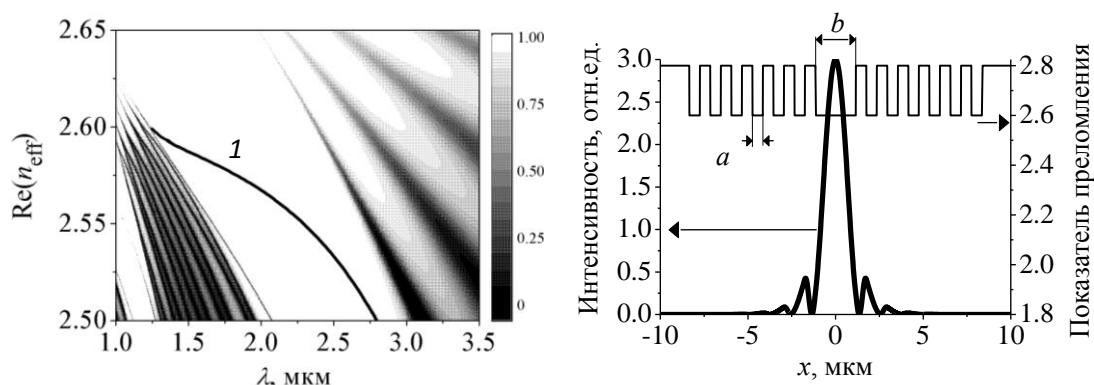


Рис.1. а) Коэффициент отражения от планарного волновода с фотонно-кристаллической оболочкой. Кривая 1 соответствует «дефектной» моде. б) Поперечное распределение интенсивности дефектной моды для  $\square=1.55$  мкм и показатель преломления структуры.  $a=0.6$  мкм,  $b=2.3$  мкм

Моды фотонной запрещенной зоны являются вытекающими, поэтому эффективный показатель преломления данных мод является комплексным даже при отсутствии потерь в материале. На рисунке 2а показаны действительная и мнимая части показателя преломления «дефектной» моды для различного числа слоев, окружающих сердцевину («дефект»). Когда число слоев превышает 8, дальнейшее их увеличение практически не влияет на действительную часть эффективного показателя преломления. Мнимая часть эффективного показателя преломления уменьшается на порядок при добавлении к оболочке пары слоев с показателем преломления 2.6 и 2.8. На рис 2.б пунктирной линией показана спектральная зависимость эффективного показателя преломления для волновода без материальных потерь. Данная кривая имеет минимум  $n_{eff}=3.52 \times 10^{-7}$  при  $\square=1.64$  мкм. Данный минимум соответствует коэффициенту потерь  $0.0134 \text{ см}^{-1}$ .

В дальнейших расчетах мы полагали, что излучение поглощается фотонно-кристаллической оболочкой ( $n_i=10^{-5}$  для  $|x|>b/2$ ), и усиливается в сердцевине ( $n_i=-10^{-4}$  для  $|x|<b/2$ ). Мнимая часть эффективного показателя преломления моды волновода с усиливающей сердцевиной указана на рисунке 2б. Коэффициент усиления достигает максимума при  $\square=1.72$  мкм. При данной длине волны  $n_{eff}=-0.88 \times 10^{-5}$ , что соответствует коэффициенту усиления  $\alpha=3.2 \text{ см}^{-1}$ . Данная величина меньше коэффициента усиления материала сердцевины  $\alpha=3.65 \text{ см}^{-1}$ . Данный факт связан с тем, что часть излучения

распространяется в фотонно-кристаллической оболочке. При максимальной локализации излучения в сердцевине коэффициент усиления будет максимальным.

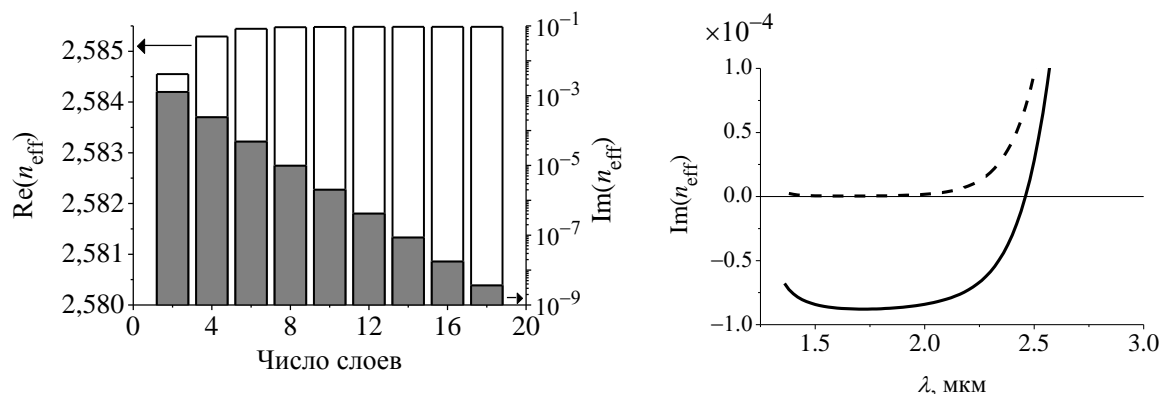


Рис.2. Эффективный показатель преломления дефектной моды. а) Эффективный показатель преломления в зависимости от числа слоев фотонно-кристаллической оболочки.  $n_i=0$ ,  $\square=1.55$  мкм; б) Спектральная зависимость мнимой части эффективного показателя преломления. Пунктир – волновод без материальных потерь  $n_i=0$ , Сплошная кривая соответствует волноводу с активной сердцевиной  $n_i= -10^{-4}$  для  $-b/2 < x < b/2$  и  $n_i=10^{-5}$  в остальной области. Число слоев – 12 (см. рис.1 б).

Используя метод матрицы передач для фотонно-кристаллической структуры с комплексным показателем преломления, мы показали, что коэффициент усиления может иметь локальный максимум при изменении длины волны.

### Литература

- 1 R. Bernini et al., ARROW optical waveguides based sensors // Sensors and Actuators B, Vol. 100, 2004, p.143–146.
- 2 J. Hu et al., Fabrication and testing of planar chalcogenide waveguide integrated microfluidic sensor // Opt. Expr. Vol. 15, No. 5, 2007, p.2307 .
- 3 Y. Sikorski et al., Optical waveguide amplifier in Nd-doped glass written with near-IR femtosecond laser pulses // Electron. Lett., Vol. 36 N. 3, 2000. p. 226.
- 4 John Chilwell and Ian Hodgkinson, Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides// J. Opt. Soc. Am. Am, Vol. 1, No. 7, 1984, p. 742.

## Динамическая запись дифракционных структур в образцах ПММА

*Старосотников Николай Олегович*

*Студент*

*Белорусский национальный технический университет*

*приборостроительный, Минск, Беларусь*

*E-mail: nicopol\_18@mail.ru*

Оптическая голография стимулировала развитие уникальных методов и технологий в оптическом приборостроении и оптической обработке информации. Из всего многообразия этих методов можно выделить разработки принципов голографической памяти и получения голограммных оптических элементов. В настоящее время интенсивно ведутся разработки многослойных голографических носителей информации. Особое внимание уделяется созданию систем с радиальной голографической записью, что позволяет наиболее полно использовать основные достоинства известных дисковых приводов (DVD и другие).

Практическая реализация голографических дисковых методов требует детального изучения особенностей голографической записи на внутренних регистрирующих слоях дисков, а также разработки новых оптических элементов формирования светового луча в компьютерных системах. Решение данных задач является актуальным и в научном плане. Одним из перспективных направлений в этой области является динамическая голография. В данной работе приведены результаты экспериментального исследования особенностей формирования и записи методами динамической голографии дифракционных структур в объеме образцов ПММА. Основной целью выполненного исследования является определение устойчивого режима динамической записи дифракционной структуры на заданной глубине в объеме изучаемого образца.

В экспериментах использовались прозрачные образцы, выполненные в виде полированных плоскопараллельных пластинок из термопластического полимера типа полиметилметакрилата (ПММА) различной толщины.

Источником когерентного излучения в работе являлся собранный макет рубинового лазера, работающий в режиме квазистационарной генерации. Для формирования записываемых лучей использовались оптический ослабитель на основе нейтральных светофильтров и расширитель луча. В экспериментах энергия излучения лазера изменялась в интервале 0,3 - 1,2 Дж. Длительность лазерного импульса не превышала 1,5 мс. Для записи динамической голограммы использовалась двулучевая схема. В проведенных экспериментах использовался метод Фурье-записи. В экспериментах применялся метод микрофоторегистрации формируемой структуры.

Оптимальные условия записи: угол сведения лучей и ориентация пластинки относительно плоскости их падения, определялись опытным путем. Особое внимание в данных

экспериментах уделялось установлению предельно допустимого уровня энергии записывающих лучей. При превышении данного уровня в исследуемых образцах возникали необратимые нарушения в объёме ПММА.

Вследствие поглощения в зоне воздействия лучей происходит локальное нагревание ПММА. В результате исследуемая среда размягчается (температура размягчения 90 – 130°C),

и в

эту

зону

“впеча

тыва

ется”

дифра

кцион

ная структура.

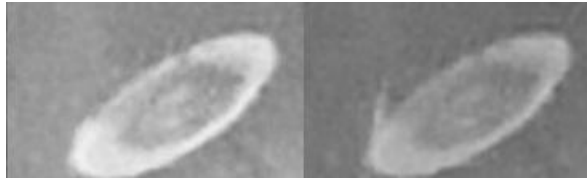


Рис. 1 Микрофотографии записанных дифракционных структур

**Ускоренный режим триплет-синглетного безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения между молекулами красителей в присутствии металлической наночастицы**

**Кислов Д.А., Роганов А.В.**

*Научный сотрудник, аспирант*

*Оренбургский государственный университет, Центр лазерной и информационной биофизики,  
Оренбург, Россия*

*E-mail: [r-fizik@yandex.ru](mailto:r-fizik@yandex.ru), [alekseyroganov@yandex.ru](mailto:alekseyroganov@yandex.ru)*

Нами в работах [1, 2, 5] исследован безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения по индуктивно-резонансному механизму между молекулами, размещенными вблизи проводящих тел. Показано, что эффективным механизмом энергопередачи в рассматриваемой системе может быть механизм с участием локализованных поверхностных плазмонов. При внесении в окрестность рассматриваемой донор-акцепторной пары проводящей сферической наночастицы скорость безызлучательного энергопереноса между молекулами может существенно измениться, поскольку металлическая наночастица выполняет функцию эффективной наноантенны.

Выражение для полной скорости переноса энергии в присутствии металлической наночастицы [4]:

$$U_{DA}(r_D, r_A, r_{DA}, \Omega_{DA}, \theta) = \frac{9c^4 \chi^2(\Omega_{DA})}{8\pi\tau_D n_A} \cdot \left[ \frac{1}{r_{DA}^6} \left( \frac{r_{DA} R}{r_D r_A} \right) \times \right. \quad (1)$$

$$\left. \times \int \alpha(\omega) F_D(\omega) \mu_A(\omega) \frac{d\omega}{\omega^4} + \frac{1}{r_{DA}^6} \int F_D(\omega) \mu_A(\omega) \frac{d\omega}{\omega^4} \right]$$

где введены обозначения

$$\alpha(\omega) = y_1(\omega) \left( \frac{r_{DA} R}{r_D r_A} \right)^3 \frac{16 \cos^2 \theta}{\chi^2(\Omega_{DA})} + y_2(\omega) \frac{\cos \theta}{\chi(\Omega_{DA})}$$

$$y_1(\omega) = \left| \frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + 2\varepsilon_2} \right|^2, \quad y_2(\omega) = 2 \operatorname{Re} \left[ \frac{\varepsilon_1(\omega) - \varepsilon_2}{\varepsilon_1(\omega) + 2\varepsilon_2} \right] \quad (2)$$

$r_D, r_A$  - расстояния от центра наночастицы до молекул донора и акцептора соответственно,  $r_{DA}$  - расстояние между молекулами донора и акцептора,  $\Omega_{DA}$  - угол между радиусами-векторами

$r_D$  и  $r_A$ ,  $R$  - радиус наночастицы,  $F_D(\omega)$ ,  $\mu_A(\omega)$  - спектры испускания и поглощения молекул;  $\tau_D$  - время жизни возбужденного состояния донора,  $n_A$  - концентрация молекул акцептора,  $\chi^2(\Omega_{DA})$  - ориентационный множитель порядка единицы;  $\varepsilon_2$  - диэлектрическая проницаемость прозрачной среды над поверхностью металла;  $\varepsilon_1(\omega)$  - диэлектрическая проницаемость проводника с учетом ее частотной дисперсии, измеренная экспериментально [3]. Спектральная зависимость функций  $\alpha(\omega)$ ,  $y_1(\omega)$ ,  $y_2(\omega)$  приведены на рис. 1.

В случае, когда безызлучательный перенос энергии происходит в присутствии металлической наночастицы получено увеличение скорости передачи энергии на 2-3 порядка (рис. 2).

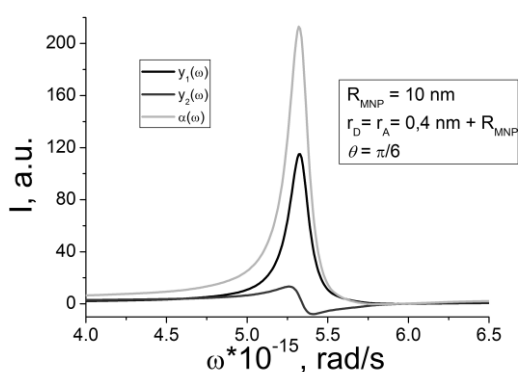


Рис. 1 Спектральная зависимость функций  $\alpha(\omega)$ ,  $y_1(\omega)$ ,  $y_2(\omega)$  для серебряной наночастицы при  $\varepsilon_2 = 1$

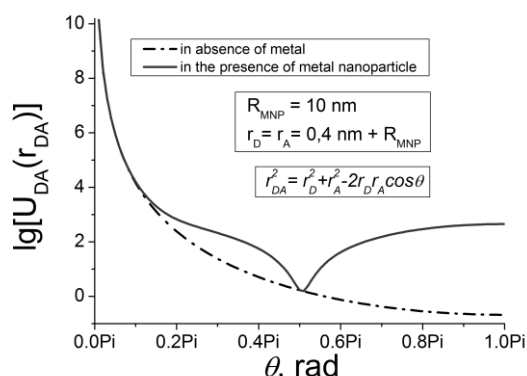


Рис. 2 Дистанционная зависимость скорости передачи энергии в присутствии серебряной наночастицы и без нее при  $\varepsilon_2 = 1$

Предсказанный в теории эффект ускоренного режима переноса энергии планируется в дальнейшем обнаружить экспериментально на явлении триплет-синглетного безызлучательного переноса энергии.

В качестве донор-акцепторной пары, в которой экспериментально наблюдался триплет-синглетный безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения, была использована пара молекул эритрозин-метиленовый голубой (рис. 3 и 4).



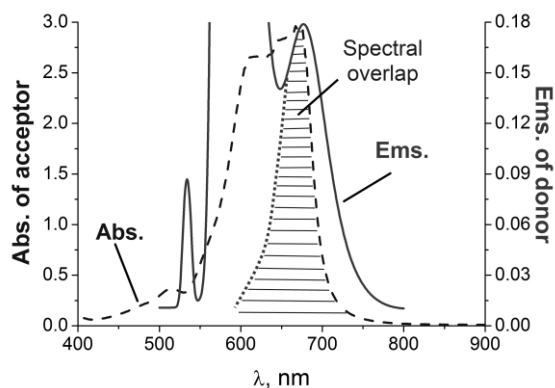


Рис. 3 Перекрывание спектра флуоресценции эритрозина и спектра поглощения метиленового голубого. Штриховкой показана зона спектрального перекрытия.

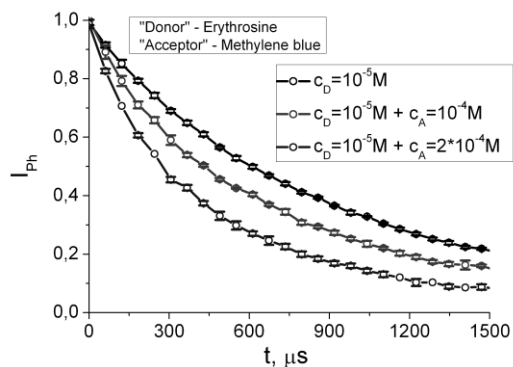


Рис. 4 Экспериментально измеренная кинетика флуоресценции эритрозина (донора) в присутствии метиленового голубого (акцептора) и без него при различных концентрациях акцептора.

### Литература

1. Кучеренко М.Г., Чмерева Т.М., Кислов Д.А. Увеличение скорости межмолекулярного безызлучательного переноса энергии электронного возбуждения вблизи плоской границы твердого тела // Вестник ОГУ. 2011. - № 1 (119). Стр. 159 – 170
2. Чмерева Т.М., Кучеренко М.Г., Кислов Д.А. Безызлучательный перенос энергии электронного возбуждения между молекулами вблизи металлических тел и наночастиц // Труды международной конференции «Organic nanophotonics 2009», Оренбург, с. 57-59
3. Johnson P.V., Christy R.W. Optical Constants of the Noble Metals // Phys. Rev. B., 6, 4370, (1972)
4. Kislov D.A., Kucherenko M.G. Enhancement FRET Between Dye Molecules in the Presence of Spherical Metal Nanoparticle // Proc. V Russian-Japanese Seminar “Molecular and Biophysical Magnetoscience”/ Orenburg: OSU, 2010. – P. 45-47.
5. Kucherenko M. G., Chmereva T. M., Kislov D. A. Energy Transfer in Molecular Systems at the Surface of Metal Solids and Nanoparticles // High Energy Chemistry, 2009, Vol. 43, No. 7, pp. 587–591.

**Особенности комбинационного рассеяния света  
в щелевых кремниевых структурах****Ермакова Т.Ю.**

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия

E-mail: eXSdishevelled@yandex.ru

Изучение структур пониженной размерности на основе кристаллического кремния (с-Si) представляет большой интерес в связи с возможностью их интеграции в современные устройства микро- и оптоэлектроники.

Важными примерами анизотропно-структурированных кремниевых объектов являются пористый кремний (ПК) и щелевые кремниевые структуры (ЩКС). Для оптической диагностики структурных свойств таких материалов широко применяют метод комбинационного рассеяния света (КРС). Ранее в работах по исследованию фотонных кристаллов на основе ПК и ЩКС методом КРС было выявлено увеличение интенсивности стоксовой компоненты рассеяния на краю фотонной запрещенной зоны и усиление сигнала КРС в несколько раз по сравнению с подложкой с-Si соответственно [1]. Однако в явном виде не была показана связь между ростом сигнала КРС и структурными параметрами исследуемых образцов. Особый интерес в исследовании комбинационного (рамановского) рассеяния в кремниевых структурах представляется в свете появившихся в последнее время работ по созданию рамановского лазера на кремнии [2, 3].

В данной работе изучено комбинационное рассеяния света в ЩКС и выявлены основные закономерности влияния структурных параметров образцов щелевых кремниевых структур на эффективность КРС в таких системах. Исследуемые образцы ЩКС были изготовлены посредством анизотропного химического травления пластин кремния в водном растворе КОН. Период  $d$  данных ЩКС составляет 4 - 7 мкм при толщине кремниевых стенок 1.3 - 2.3 мкм. Фрагмент участка поверхности образца с  $d = 6$  мкм показан на рисунке 1. КРС в ЩКС исследовалось на рамановском микроскопе Horiba Jobin Yvon HR800 при возбуждении образцов лазерным излучением с длиной волны  $\lambda=0.488$  мкм (Ar<sup>+</sup> лазер), падающим по нормали к их поверхности.

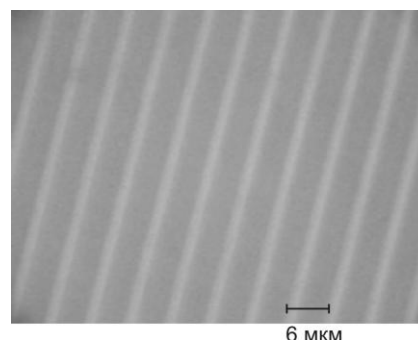


Рис. 1 Изображение поверхности ЩКС с периодом 6 мкм. Светлые полосы соответствуют кремнию, темные – щелям

Экспериментально обнаружен рост интенсивности стоксовой компоненты (до 4 раз) КРС видимого диапазона спектра в образцах ЩКС по сравнению с подложкой с-Si. Также были проведены исследования рамановского рассеяния на образцах ЩКС, заполненных тетрахлоридом углерода ( $\text{CCl}_4$ ) и этанолом ( $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ ), при возбуждении светом с длиной волны  $\lambda=0.488$  мкм. Наблюдалось многократное увеличение (до 6 раз) интенсивности линий КРС для внедренных в ЩКС веществ по сравнению с интенсивностью их линий из объемной фазы без внедрения в щели при одинаковых условиях измерений (см., например, рис. 2). Полученные результаты объясняются многократным рассеянием возбуждающего излучения внутри ЩКС и, соответственно, большей эффективностью процесса КРС внутри исследуемых образцов.

При этом важно отметить, что целом интенсивность стоксовой компоненты КРС возрастает с уменьшением периода и толщины кремниевых стенок таких систем. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с критерием частичной локализации света (Иоффе-Регеля):  $k \cdot l \leq 1$  – волновой вектор,  $l$  – длина свободного пробега фотона), что позволяет объяснить рост комбинационного рассеяния в ЩКС эффектом слабой локализации излучения в щелях и кремниевых слоях.

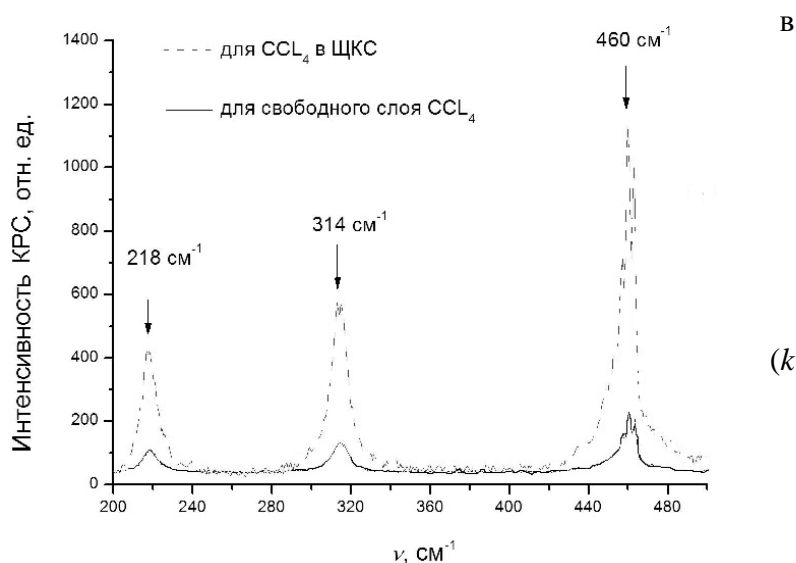


Рис. 2 Типичные спектры КРС для  $\text{CCl}_4$ , внедренного в ЩКС, и его объемной фазы

Обнаруженный эффект увеличения интенсивности линий КРС в ЩКС, может быть использован для анализа состава веществ, помещенных в щели, и обнаружения в них примесей, что открывает возможность использования таких структур в качестве высокочувствительных молекулярных сенсоров.

### Литература

1. А.В. Зотеев и др., Физика и техника полупроводников, том 41, вып.8 (2007)
2. D. Dimitropoulos et al., Appl. Phys. Lett. 87, 261108 (2005)
3. O. Boyraz and B. Jalali, Optics Express 12 (21), 5269 (2004)

**Оптическое поглощение эпитаксиальных пленок гадолиний-галлиевого граната, легированного никелем****Герус П.А.**

студентка

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет,  
Москва, Россия

E-mail: polina\_gerus@mail.ru

Монокристаллы гранатов, легированные ионами  $Ni^{2+}$ , вызывают большой интерес в связи с наличием широкополосной люминесценции в инфракрасном диапазоне и обнаружением лазерной генерации при температуре ниже 180 К [1]. В гранаты ионы  $Ni^{2+}$  входят в две подрешетки: октаэдрическую и тетраэдрическую. За лазерную генерацию ответственны ионы  $Ni^{2+}$  замещающие галлий в октаэдрической подрешетке.

Целью настоящей работы являлось исследование оптического поглощения эпитаксиальных монокристаллических пленок гадолиний-галлиевого граната, выращенных из переохлажденных растворов-расплавов на основе системы  $Bi_2O_3 - V_2O_3$  на подложках  $Gd_3Ga_5O_{12}$  (ГГГ) с ориентацией (111).

В эксперименте были выращены 41 образец пленок из 8 серий растворов-расплавов методом жидкофазной эпитаксии. Пленки были выращены из различных растворов-расплавов, содержащих оксиды NiO, SnO<sub>2</sub>, GeO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub> (табл. 1).

Таблица 1. Характеристика ростовых условий пленок.

Состав	NiO, моль %,	SnO <sub>2</sub> , моль %	GeO <sub>2</sub> , моль %	ZrO <sub>2</sub> , моль %	$h_{\text{макс.}}$ МКМ	$f_{\text{макс.}}$ МКМ/МИН
I	1,0	-	-	-	88	2,5
II	0,98	1,97	-	-	25	2,3
III	0,99	-	4, 43	-	44	1,8
IV	1,0	-	-	3,0	27	0,9

Пленки выращивали из платиновых тиглей на воздухе при различном переохлаждении  $\Delta T = T_s - T_g$ , где  $T_s$  – температура насыщения,  $T_g$  – температура роста. Для каждой серии был определен диапазон температур, который содержал  $T_s$ . Максимальная толщина ( $h_{\text{макс.}}$ ) (табл. 1) выращенных эпитаксиальных пленок составляла 88 мкм, а максимальная скорость роста ( $f_{\text{макс.}}$ ), наблюдавшаяся в экспериментах. Достигала 2,5 мкм/мин. Следует отметить, что максимальная скорость роста пленок в приведенных составах падает и зависит от компенсирующего оксида. Спектры пропускания пленок измеряли с помощью спектрофотометра Lambda 900 фирмы Perkin-Elmer при комнатной температуре в диапазоне длин волн 186 – 1600 нм.

В спектрах поглощения исследованных пленок ГГГ:Ni, выращенных из висмутсодержащего раствора-расплава, были обнаружены интенсивные полосы поглощения ионов  $Bi^{3+}$  ( $6s^2$ ) с максимумом на длине волны  $\lambda_{\text{макс.}} = 290$  нм, обусловленные электронным переходом  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  (рис.1). На рис.2 показаны спектры поглощения пленок с различными

компенсирующими оксидами SnO<sub>2</sub>, GeO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>. Во всех этих пленках наблюдаются полосы поглощения иона Ni<sup>2+</sup>, расположенного в тетраэдрической подрешетке, с максимумами на длинах волн  $\lambda_{\text{макс.}} = 630$  и  $688$  нм, и полосы поглощения иона Ni<sup>2+</sup>, расположенного в октаэдрической подрешетке, с максимумом на длине волны  $\lambda_{\text{макс.}} = 415$  нм, обусловленном переходом с основного состояния <sup>3</sup>A<sub>2</sub> (<sup>3</sup>F) на возбужденный уровень <sup>3</sup>T<sub>1</sub>(<sup>3</sup>P). Из сравнения спектров поглощения видно, что самые интенсивные полосы поглощения иона Ni<sup>2+</sup> наблюдаются в пленках, выращенных с компенсирующим оксидом ZrO<sub>2</sub>.

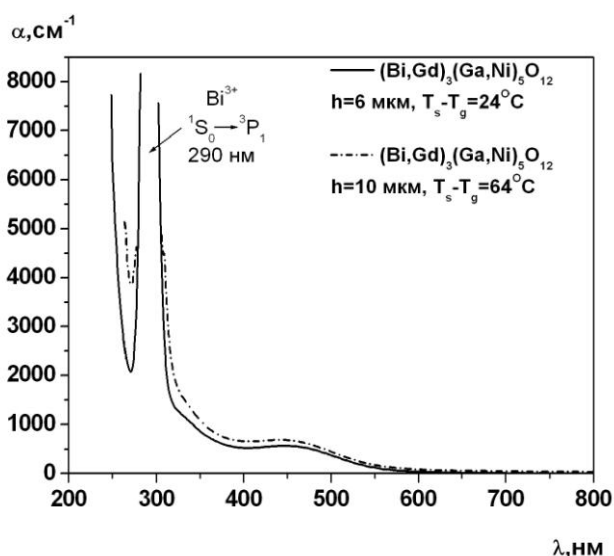


Рис.1. Спектры оптического поглощения эпитаксиальных пленок, выращенных из I раствора-расплава.

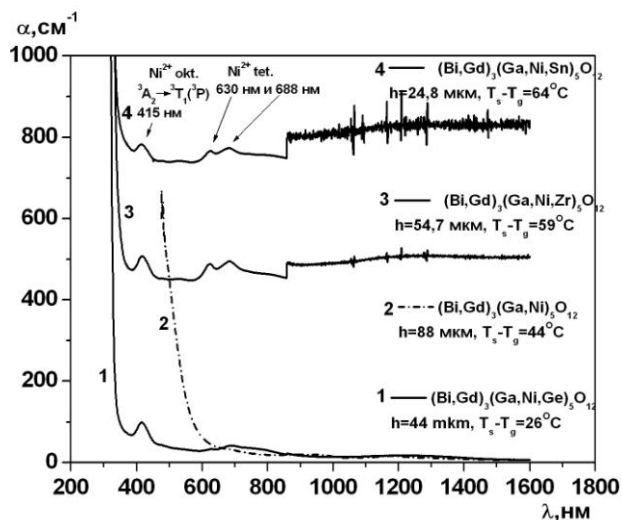


Рис.2. Спектры оптического поглощения эпитаксиальных пленок, выращенных из I – IV растворов-расплавов.

1. Dubrovina E.P., Sandulenko V.A., Demchuk M.I., Kuleshov N.V., Mikhailov V.P. The optical spectroscopy of Ni-doped garnets. // Chemical Physics Letters V.170, №5,6 (1990) P.473-477.

Автор выражает благодарность профессору, д.ф.-м.н. Сысоеву Н.Н., с.н.с., к.ф.-м.н. Васильевой Н.В., зав.лаб., д.ф.-м.н. Плотниченко В.Г., профессору, д.ф.-м.н. Уварову А.В. за помощь в выполнении работы.

**Особенности переноса энергии на центры свечения в монокристаллах**

**CaMoO<sub>4</sub> и SrMoO<sub>4</sub>**

**Савон А.Е.<sup>1</sup>, Спасский Д.А.<sup>2</sup>**

*Аспирант*

<sup>1</sup>*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,*

*физический факультет, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,*

*Москва, Россия*

*E-mail: [savon1986@mail.ru](mailto:savon1986@mail.ru)*

Кристаллы молибдатов являются перспективными сцинтилляционными материалами для использования в криогенных фонон-фотонных детекторах. Такие детекторы имеют высокую разрешающую способность по энергии и видам поглощенных высокоэнергетических частиц и могут применяться для регистрации редких событий, таких как двойной бета-распад ( $2\beta$ ), двойной безнейтринный бета-распад ( $0\nu 2\beta$ ), а также для регистрации темной материи [1].

Было проведено комплексное исследование люминесцентных свойств монокристаллов молибдатов кальция и стронция с целью установления особенностей переноса энергии на центры свечения этих соединений. В ходе исследований были измерены спектры люминесценции, спектры возбуждения люминесценции и спектры отражения в интервале энергий 3 – 35 эВ. Измерения проводились в температурном диапазоне от 10 до 300 К. Также были измерены кривые термостимулированной люминесценции образцов.

Измерения проводились на установке Superlumi (DESY, Германия) [2] и на лабораторной установке отдела ФПКЭ НИИЯФ МГУ. Монокристаллы были выращены методом Чохральского в Институте Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН.

Спектры люминесценции исследуемых материалов характеризуются широкой полосой люминесценции с максимумом в области 2.2-2.3 эВ. Профиль спектра не претерпевает заметных изменений при возбуждении в области фундаментального поглощения. Наблюдаемая люминесценция в исследуемых образцах относительно медленная, со временем затухания, соответствующим микросекундному диапазону и может быть приписана свечению автолокализованного экситона.

В работе показано, что основными факторами, влияющими на перенос энергии на центры свечения и формирование спектра возбуждения собственной люминесценции, являются внутрицентровое температурное тушение люминесценции при комнатной температуре, а при низких температурах — конкуренция собственной люминесценции с безызлучательной

релаксацией энергии возбуждения на ловушках, расположенных в запрещенной зоне кристаллов. Было обнаружено эффективное высвечивание люминесценции автолокализованных экситонов в молибдате кальция под действием возбуждающего излучения при температурном разрушении конкурирующего канала релаксации. В молибдате стронция были обнаружены мелкие электронные ловушки, которые практически не влияют на формирование спектров возбуждения этих кристаллов.

#### Литература

- [1] Arnold R., et al. // *Phys. Rev. Lett.* V. 95 (2005) 182302
- [2] Zimmerer, G. // *Radiation Measurements* V. 42, Iss. 4-5 (2007) 859



## **Инвазивный датчик температуры на основе диацетила**

**Круглов В.С.**

*Студент*

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия*

*E-mail: vadkruglov@yandex.ru*

Для лечения онкологических заболеваний в НИИ “Полус” им. М.Ф.Стедьмаха под руководством В.Г.Дмитриева был создан многофункциональный лазерный терапевтический аппарат (МЛТА). В настоящее время в МЛТА используются неинвазивные датчики температуры биоткани — пирометры, приспособленные для устранения исключительно поверхностных образований. Возникла задача расширить область применения созданного аппарата: необходимо создать инвазивный датчик измерения температуры раковых опухолей внутренних органов человека.

Поскольку при лечении онкологических больных лазерное излучение канализуется к раковым опухолям по волоконно-оптическому кабелю (ВОК), то температуру биоткани целесообразно регистрировать по эффекту температурной зависимости интенсивности света флюоресценции вещества.

Наиболее подходящим веществом для использования его в качестве люминофора датчика температуры предполагается взять диацетил [1]. Ранее [2] уже были получены спектры поглощения и флюоресценции паров диацетила при комнатной температуре.

В ходе работы были проведены измерения зависимости интенсивности линий поглощения от температуры. Полученные данные показали, что изменение концентрации и давления паров диацетила в кювете влияет на поглощение света веществом. Проводя неоднократно процессы нагревания до 136°С и охлаждения до -32°С исследуемого образца, мы убедились, что диацетил обладает стабильностью показаний. Таким образом показано, что величина пиков поглощения вещества слабо реагирует на небольшие изменения давления и температуры в лаборатории. Это дает очевидное преимущество при использовании его в качестве люминофора для датчика температуры биоткани человека.

Для наблюдения люминесценции использовалась ртутная лампа. Важной особенностью ртутного источника является то, что он имеет 2 линии возбуждения, которые попадают в область поглощения диацетила – 400 нм и 436 нм. Подробный анализ спектров (рис.1) позволил подобрать фильтры для оптимальной работы источника при облучении образца.

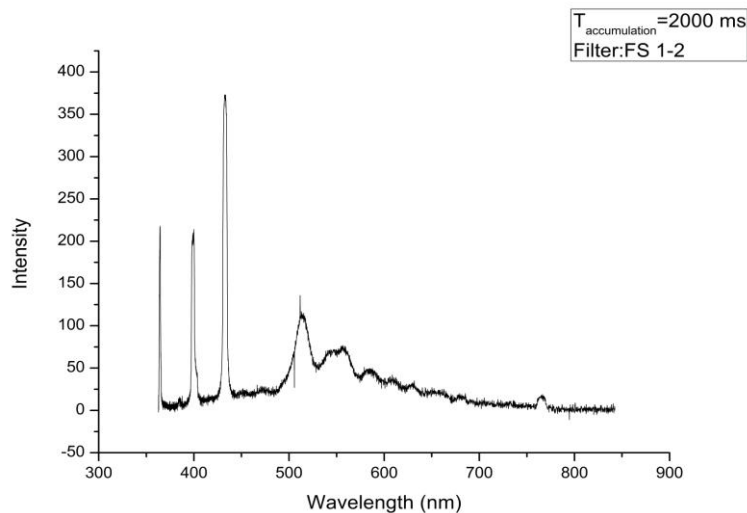


Рис.1 Зависимость интенсивности линий ртути и пиков люминесценции диацетила от длины волны.

Следует подчеркнуть, что не менее важным остается изучение длительности свечения диацетила, поскольку важно разделить во времени импульсы лазерного излучения и люминесцентные пики, которые будут распространяться по одному ВОК. Необходимо проверить воспроизводимость процессов в веществе, то есть зависимость люминесценции от температуры должна быть однозначной функцией, чтобы ожидать точное соответствие показаний температуры в любой момент времени.

### Литература

1. Багнич С.А., Гореленко А.Я., Дорохин А.В., Селютин В.П., Черепанов Т.Я. Физические свойства диацетила. Устройство для измерения температуры. Патент №1647288, кл. дОІК 11/20, 1991.
2. Петер Прингсхейм. Флуоресценция и фосфоресценция. 1951, с.205-209.

**Диагностика вязко-упругих свойств сред и микрообъектов методом оптического пинцета****Скрябина М.Н.***Студентка**Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: [skryabina@nanolab.phys.msu.ru](mailto:skryabina@nanolab.phys.msu.ru)*

Локальные методы исследования гидродинамических и упругих характеристик объектов на микромасштабах имеют важное практическое и фундаментальное значение в ряде областей, например, в медицине, химии, биологии. Одним из методов изучения упругих и вязких свойств среды является метод оптический пинцета, позволяющий работать с одиночными микрообъектами. Методом активной реологии могут быть получены корреляционные функции движения микрочастиц в среде, анализ которых позволяет исследовать вязко-упругие свойства среды. Также большой интерес представляет изучение механических свойств мембран на одиночных клетках, поскольку они определяют совокупность различных внутренних биохимических процессов в клетке. Вязкоупругие свойства одиночной клетки можно выявить посредством измерения фазочастотных передаточных характеристик при её захвате с помощью оптического пинцета и вынужденном колебании одного из ее краев.

Метод оптического пинцета является уникальным для решения круга задач, связанных с количественной характеристикой свойств объектов на микромасштабах. Данный метод позволяет измерять силовые взаимодействия фемтоньютонного масштаба. Принцип работы оптического пинцета заключается в следующем. Неоднородное оптическое поле, например, перетяжка сильно сфокусированного лазерного луча, формирует эффективную пространственную потенциальную яму для объектов, находящихся в области перетяжки. Захват микрообъектов в такую потенциальную яму, а также управление захваченными микрообъектами, называется методом оптического пинцета.

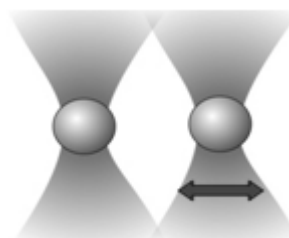


Рис.1 Микрочастицы в поле двух оптических ловушек, одна из которых совершает колебания.

В работе экспериментально обнаружены и измерены корреляции в движении двух захваченных на фиксированном расстоянии с помощью оптического пинцета тестовых объектах — полистироловых микрочастицах размером  $2,5 \pm 0,4$  мкм. Захват проводился на расстоянии  $\sim 4$  мкм. Измерены амплитудно- и фазочастотные передаточные характеристики двух захваченных частиц при вынужденном колебании одной из них. Получены авто- и кросс-корреляционные функции смещений этих частиц. Обнаружена сильная антикорреляция в смещениях частиц на временах порядка 2-4 мкс. Предложена теоретическая модель, основанная на совместном рассмотрении микрогидродинамического взаимодействия частиц и броуновских флуктуаций, дающая хорошее согласие с результатами как на низких (10 Гц до 1 кГц), так и на высоких (от 1 кГц до 20 кГц) частотах колебаний частиц.

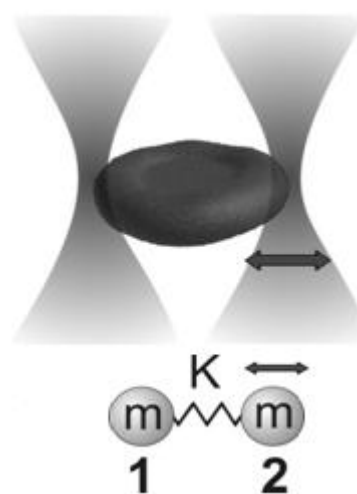


Рис.2 Эритроцит в поле двух ловушек, одна из которых совершает колебания. Аппроксимация эритроцита двумя частицами с упругой связью

Предложено совмещение метода фотонно-силовой микроскопии с анализом движения оптически захваченного эритроцита, как объекта с ярко выраженными вязко-упругими свойствами. Такой подход позволяет выделить коррелированные смещения краев эритроцита, вызванные осцилляциями положения оптической ловушки, много меньшие характерной амплитуды их броуновского движения в ловушке. Определяя разность фаз колебаний противоположных краев клетки в зависимости от частоты вынуждающей силы со стороны оптических ловушек (фазо-частотная передаточная характеристика клетки), можно количественно характеризовать упругие свойства мембраны отдельного эритроцита.

Изучены вязко-упругие свойства мембран одиночных эритроцитов. Измерена фазовая часть передаточной характеристики эритроцита при его одновременном захвате в две оптические ловушки и колебаниях одного конца эритроцита с заданной частотой в диапазоне от 100 Гц до 6,25 кГц, показавшая, что эритроцит проявляет вязкие свойства при подобных воздействиях на его мембрану. Обнаружено значительное изменение разности фаз колебаний противоположных краев живых эритроцитов и эритроцитов с жесткими мембранами, фиксированными глютаральдегидом.

### Литература

1. С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин, *Физическая оптика*. - Наука, (2004).

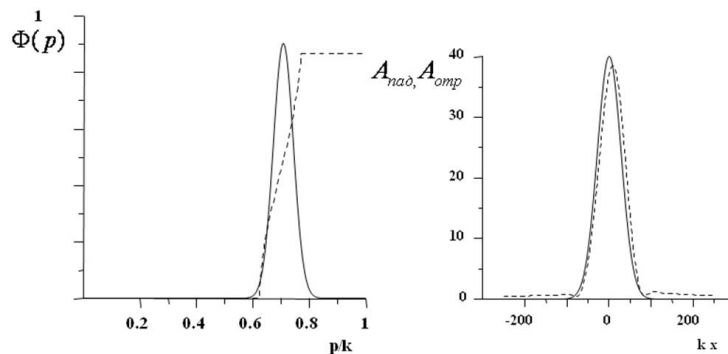
**Особенности отражения световых пучков от границы одномерного фотонного кристалла****Неберо Михаил Сергеевич***аспирант*

*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
физический факультет, Москва, Россия  
E-mail: nebero@physics.msu.ru*

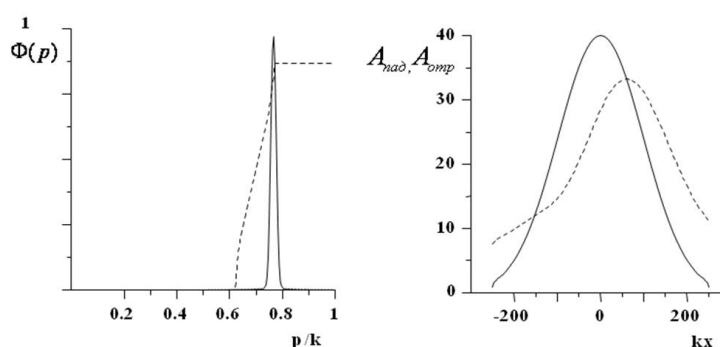
В докладе исследуется эффект полного отражения наклонного светового пучка от границы периодической слоистой структуры, моделирующей одномерный фотонный кристалл. В линейной оптике известен эффект Гооса-Хенхена [3], когда возникает сдвиг волнового пучка и изменение его поперечного профиля при отражении от границы раздела двух однородных сред в условиях полного внутреннего отражения. В случае отражения от фотонного кристалла принципиальным моментом является тот факт, что при заданной частоте светового пучка его угловой спектр лежит целиком или частично в запрещённой полосе пропускания. В этой области модуль коэффициента отражения близок к единице, а его фаза является функцией угла падения.

Для гармонической аппроксимации зависимости диэлектрической проницаемости от координаты, перпендикулярной к поверхности, найдены коэффициенты отражения как для полубесконечного, так и конечного слоя периодической структуры в окрестности первой запрещённой полосы. Получена аналитическая формула для смещения слаборасходящегося пучка при его полном отражении; определены границы её применимости. Учёт френелевского отражения приводит к тому, что величина бокового сдвига  $\Delta$  становится несимметричной относительно центра брэгговской полосы: большие значения  $\Delta$  соответствуют границе полосы с меньшей величиной угла.

На основе Фурье-представлений гауссовских пучков численно рассчитаны профили отраженных пучков при различных соотношениях между шириной углового спектра падающего пучка и угловой ширины брэгговской полосы. На приведённых ниже рисунках приведены угловые спектры падающих коллимированных пучков (сплошные кривые рис. 1а и 2а) и зависимость фазы коэффициента отражения (пунктирные кривые рис. 1а и 2а), как функции параметра  $p = k \sin \theta$  ( $\theta$  - текущий угол спектральной компоненты). Вне запрещённой полосы фаза остаётся постоянной. На рис. 1б показаны профили падающего и отражённого пучков, в том случае, когда угол падения лежит в середине запрещённой полосы. Боковой сдвиг составляет величину  $\sim 4\lambda$ . На рис. 2б те же профили относятся к случаю, когда угол падения лежит вблизи границы полосы. В этом случае сдвиг достигает значений  $\sim (10-12)\lambda$ , при этом наблюдается деформация профиля отражённого пучка. Связанное с расходимостью падающего пучка уширение углового спектра приводит к тому, что сдвиг при отражении уменьшается, однако происходит более сильная деформация профиля, в частности появляются мелкомасштабные искажения. Проанализированы особенности отражения пучков от периодической структуры конечной толщины.



**Рис. 1.** *a* – угловые спектры гауссового пучка (сплошная) и брэгговской полосы; *б* – профиль падающего (сплошная) и отражённого (пунктир) пучков



**Рис. 2.** *a* – угловые спектры гауссового пучка (сплошная) и брэгговской полосы (пунктир); *б* – профиль падающего (сплошная) и отражённого (пунктир) пучков

1. Л.М. Бреховских, Волны в слоистых средах. М.: Наука. 1973.
2. А. Ярив, П. Юх, Оптические волны в кристаллах. М.: Мир. 1987.
3. Н.К. Lotsch: Reflection and refraction of beam of light at a plane interface // Journal of the Optical Society of America. 1968, № 58 (4), p. 551-561.
4. D. Felbacq, A. Morean, R. Smaali: Goos- Hänchen effect in the gaps of photonic crystals // Optics Letters. 2003, № 28. p. 1633-1635.

**Исследование теплофизических свойств  
твёрдых тел оптическим методом интерферометрии**

**Сучков Д.С.**  
Студент

*Казанский (Приволжский) Федеральный Университет, Институт физики г.Казани,  
Республика Татарстан, Российская Федерация  
Suchkov.Dmitriy.ksu@gmail.com*

В данной работе приведены первые результаты наблюдения процесса распространения тепла в образце плавленного кварца с помощью двойного аналога интерферометра Фабри–Перо и интерферометра Жамена, регистрации отраженных и прошедших световых пучков ПЗС камерой.

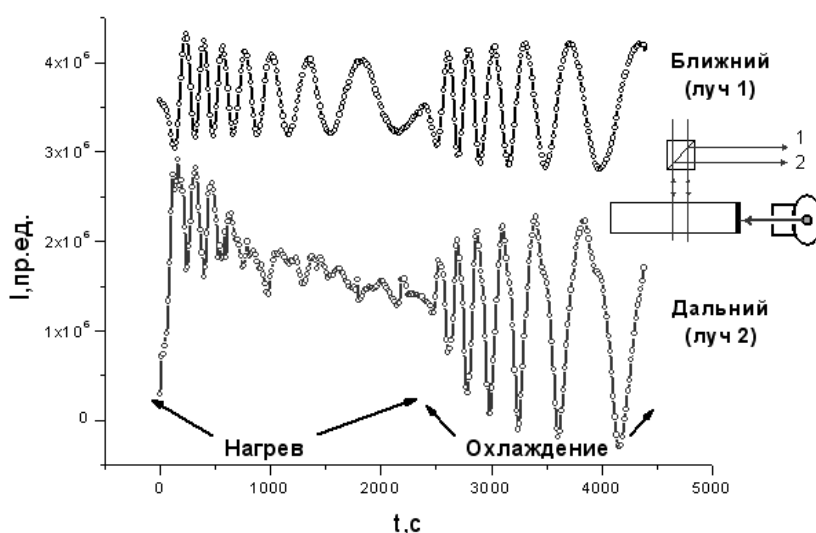


Рис.1 Зависимость усредненной по кадру интенсивности интерферограмм ближнего и дальнего (от нагреваемого торца) лазерного луча от времени

Полученные изображения не похожи на классические интерферограммы, но на них видны темные полосы, смещающиеся при нагревании и охлаждении образца. Однако изменения изображений, зарегистрированных ПЗС матрицами в разных лучах, менялись совершенно по-разному при нагревании и остывании образца. Для понимания этих изменений были построены усредненные по всему кадру, зарегистрированных через одинаковые интервалы времени при постоянном нагреве световым потоком образца в торец и последующем охлаждении его. Характер изменений такого усредненного сигнала очень похож на колебания при установлении почти стационарного режима и при его выключении.

Из Рис.2 видно, что в зависимости скорости изменения температуры образца плавленного кварца от времени нагревания наблюдаются два различных процесса, которые будем условно называть «бурным» и «стационарным». Вначале преобладает «бурный» процесс, когда образец активно запасает внутреннюю энергию. В определенный момент времени скорость роста температуры образца уменьшается почти до нуля, и хотя тепло продолжает непрерывно поступать в систему, ее температура практически не меняется. Следовательно, система не

запасает тепло, а перемещает его по образцу и выводит наружу. Процесс запасаания внутренней энергии происходит не монотонно, а скачками, как бы заполняя некие «ловушки» тепла, различающиеся глубиной, связанной с определенной температурой. При самопроизвольном остывании образца наличие таких ловушек тепла проявляется наиболее отчетливо.

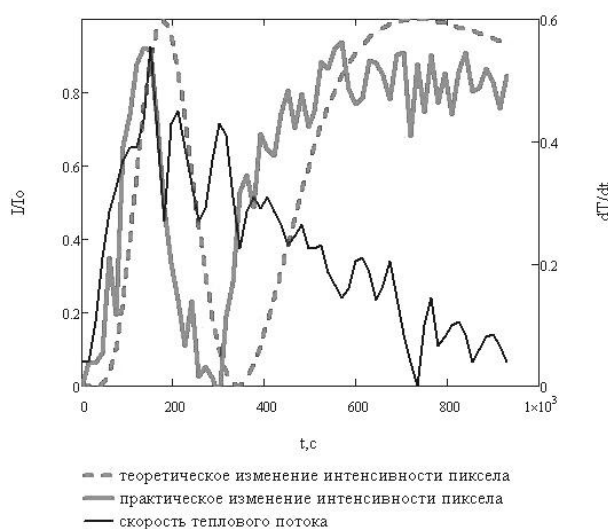


Рис.2. Зависимость изменения интенсивности интерференционной картины и скорости изменения температуры образца от времени.

Используя экспериментальные данные и уравнение теплопроводности, были рассчитаны изменения интерференционной картины при нагревании плавленого кварца. Получено качественное совпадение характера этих изменений в экспериментальной и теоретической картине интерференции (Рис.2).

### Литература

1. Магунов, А.Н. Лазерная термометрия твёрдых тел / А.Н.Магунов – М.: Физматлит, 2001. – 224 с.
2. Alvarez, L. Interferometric measurement of temperature profiles inside a transparent solid L. / Alvarez, E. Alanisa, ci. Romerob, C. MartinezC and G. Lesino // SPIE Digital Library, V.5622, P.681-685
3. Шашков, А.Г. Волновые явления теплопроводности, системно-структурный подход / А.Г.Шашков, В.А.Бубнов, С.Ю.Яновский – М.: УРСС, 2-е издание, 2004. – 296 с.
4. Баскаков, А.П. Теплотехника / А.П.Баскаков, Б.В.Берг, О.К.Витт – М.: Энергоатомиздат, 2-е издание, 1991. – 224 с.
5. Каюмов, И.Р. Дифференциальная интерферометрия лазерных кристаллов, / И.Р. Каюмов, Д.С.Сучков, Б.Н.Казаков, А.К.Наумов, В.В.Семашко // XII Международная молодёжная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» К.: КГУ, 2008, с.250-253
6. Сучков, Д.С. Дифференциальная интерферометрия твердотельных материалов оптики и квантовой электроники, / Д.С.Сучков, И.Р.Каюмов, Б.Н.Казаков, А.К.Наумов, В.В.Семашко



// XII Международная молодёжная научная школа «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия» К.: КГУ, 2008, с.250-253

7. Ландсберг, Г.С. Оптика / Г.С.Ландсберг – М.: Физматлит, 6-е издание, 2003, – 848 с.

**Поверхностные электромагнитные волны в фотонных кристаллах на основе пористого кремния для их применения в оптических сенсорах**

**Афиногенов Борис Игоревич**

*Студент*

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, 119991, Россия*

[afinogenov@nanolab.phys.msu.ru](mailto:afinogenov@nanolab.phys.msu.ru)

Значительный интерес к разработке оптических сенсоров заключается в перспективности их применения в области биологии, медицины и контроля за состоянием окружающей среды. Одной из разновидностей оптических сенсоров являются сенсоры, основанные на эффекте возбуждения поверхностного плазмон-поляритона (ППП) на границе раздела металл-диэлектрик. Благодаря значительному усилению поля и высокой чувствительности ППП к изменению показателей преломления диэлектрика, сенсоры на ППП обеспечивают высокую детектирующую способность при сравнительно малых количествах и низкой концентрации определяемого вещества. Однако из-за сильного поглощения в металлах длина свободного пробега плазмонов невелика и составляет несколько десятков микрон.

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) в фотонных кристаллах являются искусственными аналогами поверхностных плазмонов в металлах. Они представляют собой волну, локализованную вблизи границы раздела фотонный кристалл-диэлектрик и экспоненциально спадающую по мере удаления от нее. Благодаря незначительному поглощению материала фотонного кристалла длина свободного пробега ПЭВ в фотонных кристаллах значительно больше, чем ППП в металлах. Малое затухание приводит также к уменьшению ширины резонанса ПЭВ относительно ширины резонанса поверхностного плазмона [1]. Применение ПЭВ на поверхности фотонных кристаллов в оптических сенсорах позволит добиться большей чувствительности и точности измерений по сравнению с существующими сенсорами на ППП [2].

Свойства ПЭВ определяются параметрами фотонного кристалла, что позволяет возбуждать их в широком спектральном диапазоне. Использование технологии электрохимического травления кремния для создания фотонного кристалла является простым способом получения фотонных кристаллов с различными параметрами. Пористый кремний (ПК) получают путем электрохимического травления кремния в плавиковой кислоте. Изменение пористости кремния за счет изменения тока травления обеспечивает различные значения показателя преломления пленок ПК. Одномерный фотонный кристалл получается при травлении попеременно парой различных токов. Удобство метода состоит в возможности легко получать различные образцы со спектральным положением фотонных запрещенных зон в широком диапазоне.

Возбуждение поверхностных электромагнитных волн в одномерных фотонных кристаллах выполнялось в образцах, изготовленных из чередующихся слоев ПК методом электрохимического травления в спиртовом растворе плавиковой кислоты. При изготовлении использовался высоколегированный кремний с кристаллографической ориентацией (100) и удельным сопротивлением 0.005 Ом·см. Полученные образцы исследованы методом спектроскопии коэффициента отражения в схеме Кречмана. В спектрах отражения ТЕ-поляризованного света обнаружен резонанс ПЭВ. Показана возможность применения полученных образцов в качестве оптических сенсоров.

### Литература

1. I.V. Soboleva, E. Descrovi, C. Summonte, A.A. Fedyanin, F. Giorgis, Appl. Phys. Lett. **94**,231122 (2009)
2. E. Descrovi, F. Francella, B. Sciacca, F. Geobaldo, L. Dominici, F. Michelotti, Appl. Phys. Lett. **91**, 241109 (2007)

**Спектрально-люминесцентные свойства  $\text{CaF}_2$ -керамики, активированной ионами  $\text{Tm}^{3+}$**

**Ляпин Андрей Александрович**

*Магистрант*

*Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева,*

*Институт физики и химии, Саранск, Россия*

*E-mail: andrei\_lyapin@mail.ru*

Оптические характеристики прозрачных керамик позволяют использовать их для различных практических приложений в видимом и ИК-диапазонах длин волн. Керамика может превосходить соответствующие монокристаллы по своим физическим свойствам, функциональным и эксплуатационным характеристикам. В ряде случаев технология изготовления керамик более экономична по сравнению с процессом выращивания монокристаллов традиционным ростовым методом.

В настоящее время имеется достаточное количество публикаций, посвященных исследованию спектрально-люминесцентных и лазерных свойств оксидных керамических материалов ( $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Y}_2\text{O}_3$ ), активированных редкоземельными (РЗ) ионами.

Наряду с оксидными материалами, в лазерной физике значительный интерес представляют фторидные материалы. Имеется значительное количество оригинальных публикаций, обзоров и монографий, в которых представлены результаты исследования спектрально-люминесцентных и генерационных свойств различных фторидных монокристаллов, активированных РЗ ионами.

В работах [1,2] представлены результаты исследований механических свойств и теплопроводности керамики  $\text{CaF}_2$ . Авторами [3] исследованы спектрально-люминесцентные свойства фторидной керамики активированной ионами  $\text{Er}^{3+}$ .

В настоящей работе представлены результаты исследования спектрально-люминесцентных свойств образцов  $\text{CaF}_2$ -керамики, активированной ионами  $\text{Tm}^{3+}$ . Зарегистрированы спектры поглощения ионов  $\text{Tm}^{3+}$ , обусловленные переходами с основного состояния  $^3\text{H}_6$  на возбужденные мультиплеты:  $^1\text{G}_4$ ,  $^3\text{F}_2$ ,  $^3\text{F}_3$ ,  $^3\text{H}_4$ ,  $^3\text{H}_5$ ,  $^3\text{F}_4$  ионов  $\text{Tm}^{3+}$ . При возбуждении на уровень  $^3\text{H}_4$  ионов  $\text{Tm}^{3+}$  лазерным диодом с  $\lambda_{\text{изл}}=808$  нм, зарегистрирован спектр люминесценции в области 2 мкм, соответствующий переходу  $^3\text{F}_4 \rightarrow ^3\text{H}_6$  ионов  $\text{Tm}^{3+}$ .

Выполнен сравнительный анализ спектроскопических характеристик  $\text{CaF}_2\text{-TmF}_3$  керамики с аналогичными характеристиками монокристаллов  $\text{CaF}_2$ , активированных ионами  $\text{Tm}^{3+}$ .

## Литература

1. М.Ш. Акчурин, Р.В. Гайнутдинов, П.Л. Смолянский, П.П. Федоров. Доклады Академии Наук. 2006. Том 406. No. 2. С.180-182.
2. П.А. Попов, К.В. Дукельский, И.А. Миронов, А.Н. Смирнов, П.Л. Смолянский, П.П. Федоров, В.В. Осико, Т.Т. Басиев. Доклады Академии Наук. 2007. Том 412. No. 2. С.185-187.
3. П.П. Федоров, В.В. Осико, Т.Т. Басиев, Ю.В. Орловский, К.В. Дукельский, И.А. Миронов, В.А. Демиденко. Российские нанотехнологии. 2007. No. 5-6. С. 95-105.

## Количественный анализ лекарственных средств методом лазерной спектроскопии

*Ермалицкая К.Ф.*

*младший научный сотрудник*

*Белорусский государственный университет, физический факультет, Минск, Беларусь*

Одной из важных проблем современного рынка лекарственных препаратов является растущее с каждым днем количество поддельной продукции, поэтому существует необходимость в создании комплекса методов экспресс-контроля готовой фармакологической продукции. Одним из таких методов может стать лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия – способ качественного и количественного анализа объектов, основанный на испарении вещества и возбуждении спектров лазерными импульсами. К ее достоинствам относятся возможность прямого анализа объекта в атмосфере воздуха без предварительной подготовки поверхности, а также послойного анализа с контролируемой толщиной слоя без дополнительных операций растворения.

Эксперимент проводился на двухимпульсном лазерном спектрометре LSS-1 производства совместного белорусско-японского предприятия "ЛОТИС-ТП" (г. Минск). Источников возбуждения атомно-эмиссионных спектров является излучение Nd:YAG-лазера с длиной волны – 1064 нм, частотой следования импульсов – 10 Гц, длительностью на полувысоте – 15 нс, энергией импульсов  $E_{\text{имп}}$  10÷100 мДж. Для испарения вещества может использоваться как одноимпульсный, так и двухимпульсный режим, который за счет дополнительного возбуждения первичной плазме позволяет в несколько раз увеличить чувствительность анализе при неизменной энергии и мощности излучения. В этом случае два импульса разделены временным интервалом, оптимальное значение которого зависит от энергии излучения и теплофизических свойств исследуемых веществ. Так, для большинства металлов максимальный аналитический сигнал наблюдается при межимпульсной задержке 10-13 мкс, для неметаллов – 4-8 мкс.

Управление толщиной испаряемого лазерными импульсами слоя может проводиться путем изменения плотности потока излучения при расфокусировки луча относительно поверхности анализируемого образца. Оптико-механическая схема спектрометра LSS-1 позволяет варьировать толщину слоя в пределах от 0,1 до 5 мкм – рис. 1.

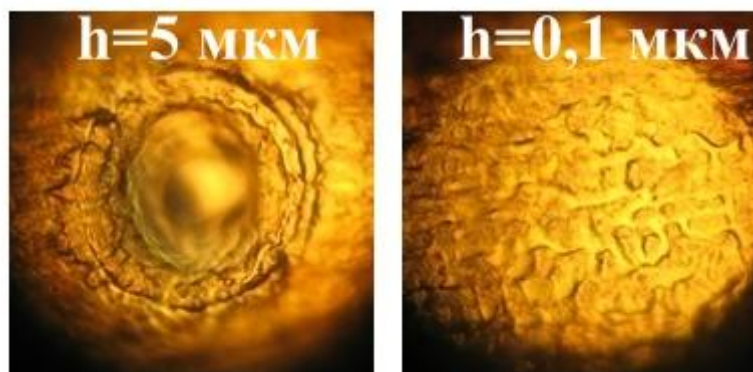


Рис. 1. Увеличенные в 150 раз фотографии поверхности образца после воздействия лазерных импульсов с различными плотностями потока излучения

Возможность проводить анализ с субмикронным разрешением слоя позволяет отдельно исследовать оболочку таблеток и их основу. Так, ряд производителей лекарственных средств добавляет в состав оболочек капсул микроколичества титана, которые затруднительно обнаружить другими методами, но легко поддаются анализу методом лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии. Объектом исследования являлся поливитаминный комплекс "Терравит антистресс" производства американской компании Health Life. При анализе оболочки образцов количество импульсов в точку равнялось 2, аналитический сигнал суммировался по 50 точкам. При исследовании основы поливитаминных комплексов регистрации проводилась в 4-х точках, число импульсов составляло – 25, кроме того, в каждую точку предварительно направлялось 3 импульса обжига, спектр от которых не регистрировался. Фрагменты зарегистрированных с помощью лазерного спектрометра LSS-1 спектров приведены на рис. 2.

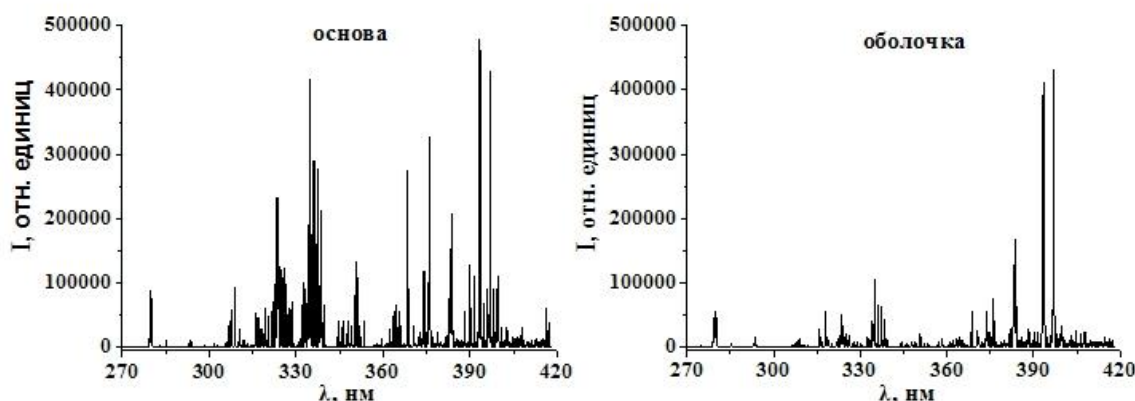


Рис. 2. Фрагменты спектров оболочки и основы образца поливитаминного комплекса, зарегистрированные при возбуждении спектров сдвоенными лазерными импульсами

Лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия также позволяет проводить количественный анализ лекарственных средств в виде растворов. В этом случае исследуемый образец наносится на беззольный фильтр и подвергается высушиванию. Время анализа при этом увеличивается, однако чувствительность остается на прежнем уровне. Лазерная атомно-эмиссионная спектроскопия позволяет обнаруживать в образце вещества, содержание которых не превышает 0,001 %.



**Применение лазерных технологий для изготовления мелкоячеистых сеток катодно-сеточных узлов.****Попов И.А.***Аспирант**Саратовский государственный технический университет,**физико-технический факультет, Саратов, Россия**E-mail: [popov@pribor-t.ru](mailto:popov@pribor-t.ru)*

Во многих научных центрах во всем мире, включая Россию, активно осуществляются разработки в области автоэмиссионных катодов. Главная цель этих исследований - изучение катодов с высокой плотностью эмиссионного потока. Для элементов в схеме такого типа необходимы специальные мелкоячеистые сетки.

Выбирая конструкцию катодно-сеточных узлов (КСУ) для использования в устройстве необходимо принимать во внимание допустимую величину токоперехвата. В устройствах, где величина токоперехвата значительно ограничена, используются узлы с двумя сетками - теневой и управляющей. Назначение управляющей сетки - управление электронным пучком. Потенциал управляющей сетки влияет на электрическое поле около катода. Когда потенциал сетки изменяется, он изменяет поле около катода; в соответствии с этим изменяется и число электронов, движущихся от катода по направлению к аноду.

Управляющие сетки из тугоплавкого материала предназначены для КСУ автоэмиссионных электронных пушек мощных импульсных электронно-оптических систем электровакуумных приборов с микросекундным временем готовности. Управляющая сетка обеспечивает формирование многолучевых электронных потоков и низковольтное управление их током от нуля до максимального значения в отсутствии токооседания. Матрицы микроразмерных ячеек сетки должны быть объединены в сложной топологии с соответствующими матрицами катода, содержащими  $10^3$ - $10^5$  наноструктурных элементов. Этот эффект достигается специальной конструкцией сетки и методами её изготовления.

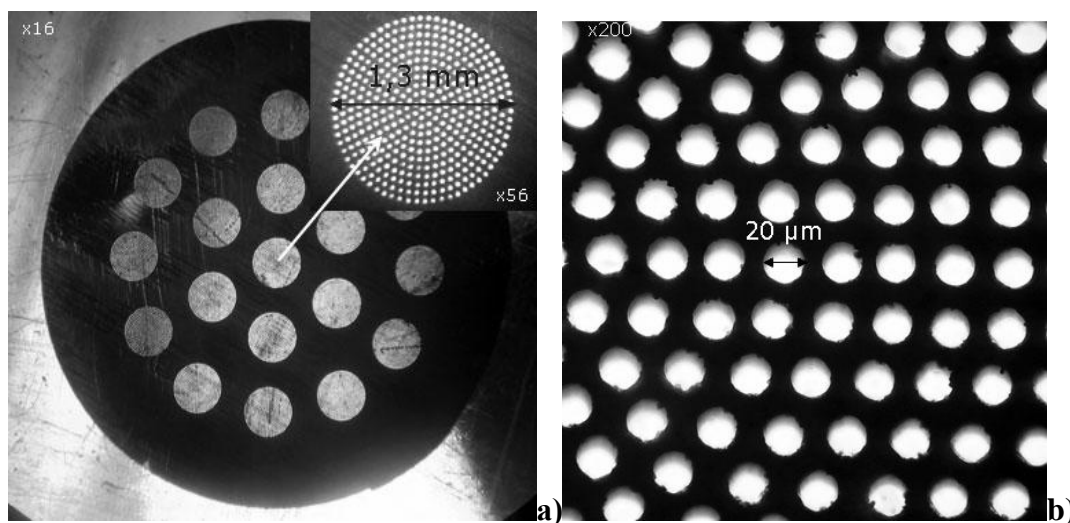


Рис. 1. а) Сетка из молибдена с мелкоячеистой структурой для КСУ,

## b) единичные микроотверстия молибденовой сетки

В качестве материала для сеток используются проводники (молибден, вольфрам, графит), пиролитические вещества и керамические диэлектрики с нанесённым проводящим слоем. Применение таких тугоплавких веществ является принципиальным для изготовления сеток, используемых в мощных электровакуумных устройствах. Это связано, во-первых, с необходимостью выполнения высокотемпературных технологических процессов: дегазация, формовка, активация наноструктурных элементов автоэмиссионных катодов. Во-вторых, тугоплавкие вещества в конструкции сетки улучшают надежность электровакуумных устройств в экстремальных условиях и во время бомбардировки сетки электронными и ионными потоками высокой плотности.

Лазерные технологии очень востребованы при изготовлении управляющих сеток. Их применение может иметь альтернативный характер в случае металлических сеток. Но в случае применения диэлектриков с нанесённым проводящим слоем трудно найти другую технологию с сопоставимыми техническими и экономичными параметрами.

Был разработан и исследован КСУ с молибденовой управляющей сеткой (см. Рис. 1, а). Сетка из тонколистового тугоплавкого материала (молибден) с концентрическим расположением матриц микроотверстий была изготовлена методом высокоскоростной лазерной микроперфорации на лазерном маркировщике BetaMARK 2000. Параметры излучения: Nd:YAG-лазер,  $\lambda = 1.064$  мкм, частота следования импульсов  $f = 1$  кГц, средняя мощность  $P = 16$  Вт. Сетка формирует электронные пучки в мощных многолучевых импульсных электронных пушках с микросекундным временем готовности. Сетка с матричным расположением микроотверстий объединена с многолучевым автоэмиссионным катодом, сделанным из стеклоуглерода с использованием комплекса лазерных методов.

Процесс вырезки сетки был многоступенчатым. Первоначально изготавливался многолучевой катод с помощью пакета лазерных операций: резка, фрезеровка, гравировка, структурирование. После этого из металлического листа вырезалась заготовка сетки. Диаметр заготовки точно равен основанию катода - 13 мм. После заготовка для сетки приваривалась лазером к сеткодержателю в котором прошивались отверстия для точного совмещения сетки скатодом. Следующей операцией была высокоскоростная лазерная перфорация микроотверстий в каждой из 19 отдельных зон диаметром 1,3мм. Каждое микроотверстие диаметром 20 мкм (см. Рис. 1, b). Размеры микроотверстий и перемычек подобраны таким образом, чтобы обеспечить отсутствие провисания перемычек и деформации отверстий. В качестве заключительной стадии выполнялась лазерная очистка элементов узла, с помощью которой с сеток удалялись остаточные загрязнения лазерной прошивки.

Применение лазера в изготовлении молибденовой управляющей сетки позволило достигнуть более высоких параметров КСУ. Чем больше мелкоячеистых матриц для электронных пучков, тем лучше автоэмиссионные свойства катода. Высокая точность сопряжения матриц сетки с многочисленными эмитирующими структурами может быть получена только с помощью лазерных технологий. В настоящее время плотность потока эмиссии -  $1 \text{ А/см}^2$ , что уже в 10 раз выше, чем в КСУ прошлого поколения, сделанных без лазерных технологий.

Выполненные исследования позволили оптимизировать параметры лазерного излучения и создать мелкоячеистые сетки молибдена. Результаты позволят улучшить геометрические параметры электронного потока от автоэмиссионных катодов и создать высококачественные электровакуумные устройства с высокими значениями технических характеристик.

## Самоподобие в оптических характеристиках аperiodических структур

Мишин Алексей Юрьевич

Соискатель

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,  
физический факультет, Москва, РоссияE-mail: [physic\\_tx@list.ru](mailto:physic_tx@list.ru)

Несмотря на то, что самоподобие в оптических характеристиках аperiodических оптических элементов рассмотрено в ряде работ [см., например, [1]], недостаточно изученным является вопрос о связи наблюдаемого самоподобия с типами симметрий, присутствующих в производящих структурах. В данной работе этот вопрос рассмотрен на основе сравнительного анализа оптических характеристик дифракционных решеток и многослойных структур, построенных с использованием одномерных моделей квазикристаллов. Одна из используемых моделей отражает структуру триадного канторовского множества, другие - определяются числовыми рядами Морса-Туэ и Фибоначчи.

На основе численного моделирования показано, что существует прямая связь между симметрией самоподобия квазикристаллов и скейлингом в характеристиках указанных оптических устройств. При этом установлено структурное соответствие графических представлений геометрических свойств квазикристаллов, картин дифракции света на решетках и спектров пропускания многослойных систем.

Сказанное иллюстрирует положение вертикальных реперных линий на нижеприведенном рисунке, где изображены структура «канторовского» квазикристалла и картина дифракции света на соответствующей ему дифракционной решетке. Примечательно, что в рассматриваемом случае фрактальные размерности квазикристалла и дифракционной картины совпадают.

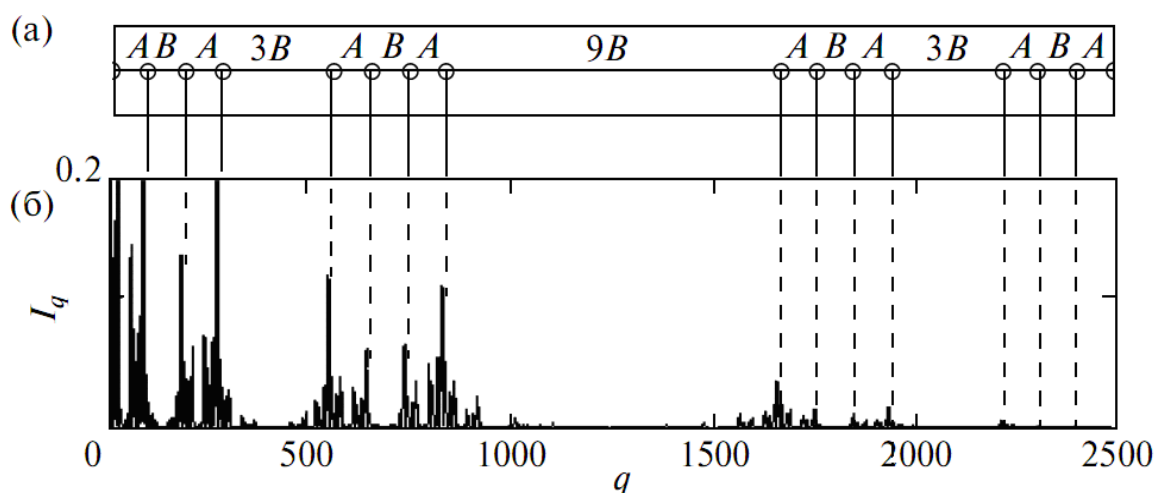


Рис. *a* – фрагмент структуры производящего квазикристалла; *b* – распределение интенсивности в поле дифракции;  $q$  – нормированная пространственная частота; А, В - расстояния между атомами квазикристалла

Расчеты показали, что определенные типы симметрии самоподобия в структуре образующих квазикристаллов обеспечивают высокую устойчивость характеристик апериодических дифракционных решеток к изменению соотношения размеров образующих элементов. Этот эффект может найти практическое применение при использовании решеток в оптических устройствах и лазерных системах.

#### Литература

1. Albuquerque E.L., Cottam M.G. // Phys. Reports. 2003. V. 376. P. 225. 1

R. Bernini et al., ARROW optical waveguides based sensors // Sensors and Actuators B, Vol. 100, 2004, p.143–146.

1 J. Hu et al., Fabrication and testing of planar chalcogenide waveguide integrated microfluidic sensor // Opt. Expr. Vol. 15, No. 5, 2007, p.2307 .

1 Y. Sikorski et al., Optical waveguide amplifier in Nd-doped glass written with near-IR femtosecond laser pulses // Electron. Lett., Vol. 36 N. 3, 2000. p. 226.

1 John Chilwell and Ian Hodgkinson, Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides// J. Opt. Soc. Am. Am, Vol. 1, No. 7, 1984, p. 742.

---

Автор выражает признательность П.П. Федорову и Е.А. Гарибину за предоставленные образцы монокристаллов и керамики.