

**СЕКЦИЯ «ФИЗИКА»****ПОДСЕКЦИЯ «ОПТИКА»****Спектр пропускания резонансного одномерного фотонного кристалла***Авдеева А.Ю.<sup>1</sup>**Магистрант 2 курс**Сибирский федеральный университет,**Институт инженерной физики и радиоэлектроники,**Инженерно-физическое отделение, Красноярск, Россия**E-mail: [Avdeeva-Anastasiya@yandex.ru](mailto:Avdeeva-Anastasiya@yandex.ru)*

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой, в основном, искусственно созданные среды с периодическим изменением диэлектрических свойств на пространственном масштабе порядка оптической длины волны. Спектральные свойства ФК можно дополнительно существенно изменять, помещая внутрь периодической структуры резонансные среды (атомные либо молекулярные газы). Сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФК-структуры приводит к появлению дополнительной полосы пропускания на краю фотонной запрещенной зоны.

В данной работе исследованы особенности спектра пропускания одномерного резонансного фотонного кристалла (РФК) при изменении угла падения, параметров РФК. Методом трансфер-матрицы проведены численные расчеты спектра пропускания РФК, который представляет собой слоистую среду, состоящую из чередующихся слоев двух материалов, одним из которых является резонансно поглощающий газ. Рассматриваемая структура характеризуется диэлектрическими проницаемостями слоев, соответственно изотропной среды и резонансного газа  $\varepsilon_1$   $\varepsilon_2(\omega)$ . Диэлектрическая проницаемость газа в модели Лоренца:

$$\varepsilon_2 = 1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2} - i \frac{\omega_p^2\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2}$$

где  $\omega_p^2 = 4\pi Nfe^2/m$ ,  $e$  – заряд электрона,  $m$  – масса электрона,  $N$  – плотность резонансных атомов,  $f$  – сила осциллятора,  $\gamma$  – ширина линии,  $\omega_0$  – центральная частота резонанса,  $\omega$  – частота излучения. В качестве резонансно поглощающего газа рассмотрены пары атомов Hg, с параметрами  $\gamma/\omega_G = 5 \cdot 10^{-7}$ ,  $\omega_p^2/\omega_G^2 = 7 \cdot 10^{-8}$ , где  $\omega_G = \pi c/L_0$  – характерная частота запрещенной зоны, оптическая толщина –  $L_0 = d_1\sqrt{\varepsilon_1} + d_2$ , где  $d_1$  и  $d_2$  – толщины слоев. Резонансу на длине волны 253,6 нм соответствует ширина линии  $\gamma \approx 10^9$  Гц.

Из рисунка 1 видно, что коэффициент пропускания весьма чувствителен к углу падения  $\theta$ , при увеличении  $\theta$  до  $10^\circ$  значение в максимуме кривой пропускания уменьшилось на порядок. При увеличении в 3 раза плотности резонансного газа затухание также увеличивается в 3 раза в случае ударного механизма уширения. При этом спектр полосы пропускания, штриховая кривая, сдвигается от резонанса, ширина полосы возрастает в 3 раза, а коэффициент пропускания в максимуме полосы не меняется.

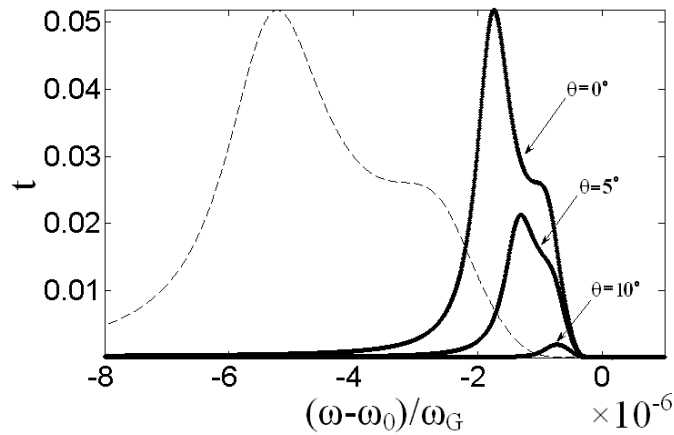


Рис. 1. Частотные зависимости коэффициента дополнительного пропускания  $t(\omega)$  в первой запрещенной зоне поглощающего РФК. Сплошные линии приведены для различных углов падения  $\theta$  когда плотность резонансных атомов  $N=4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Штриховая линия рассчитана, для нормального падения, когда плотность резонансных атомов и соответственно ширина резонансной линии увеличены в 3 раза  $N=12 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma=15 \cdot 10^{-7} \omega_G$ . Толщина рассматриваемого РФК, содержащего 30 периодов, составляет 3 мкм,  $\epsilon_1=3,24$ .

По мере приближения резонансной частоты  $\omega_0$  к краю запрещенной зоны при прочих неизменных параметрах системы, пропускание существенно увеличивается. Например, при  $\omega_0=1,85\omega_G$  оно достигает 55% (рис.2).

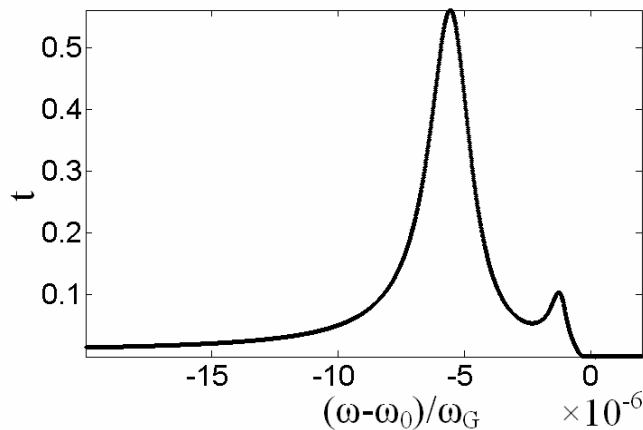


Рис. 2. Частотные зависимости коэффициента пропускания  $t(\omega)$  поглощающего РФК. При  $\omega_0=1,85\omega_G$ , остальные параметры те же, что и для рис.1.

Таким образом, показано, что имеются реальные возможности эффективного управления процессами пропускания в запрещенной зоне РФК за счет изменения плотности резонансного газа, положения резонансной частоты относительно края запрещенной зоны, угла падения лазерного излучения. В практических приложениях такие РФК могут быть перспективны при создании узкополосных фильтров с перестраиваемыми характеристиками, при построении новых типов оптических устройств. Наконец, заметим, что отмеченные спектральные особенности РФК для ТМ-волн сохраняются и для волн ТЕ-типа.

#### Литература

1. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.

2. Желтиков А.М., Наумов А.Н., Баркер П., Майлс Р.Б. // Оптика и спектр. 2000. Т. 89, № 2. С. 309–313.
3. Ветров С.Я., Тимофеев И.В., Авдеева А.Ю. Оптика и спектроскопия, 2009, том 106, №5, с.840-844.
4. K. Busch, S. Lölkes, R. B. Wehrspohn, and H. Föll. Photonic Crystals: Advances in Design, Fabrication and Characterization. Weinheim: Wiley-VCH, 2004. 354 p.

<sup>1</sup> Автор выражает признательность д-р физ.-мат. наук, проф. Ветрову С.Я. за помощь в подготовке тезисов.

**Спектрально – люминесцентные свойства кристаллов скандиевых гранатов, активированных  $TR^{3+}$  ионами<sup>1</sup>**

*Аладышева Е.В.<sup>2</sup>*

*Аспирант*

*Мордовского государственного университета имени Н.П.Огарева,*

*Институт физики и химии, Саранск, Россия*

*E-mail: Zhenya40886@yandex.ru*

Кристаллы со структурой граната, активированные  $TR^{3+}$  ионами, широко используются в качестве активных сред твердотельных лазеров. Исследованию спектроскопических свойств кристаллов гранатов с  $TR^{3+}$  ионами посвящены многочисленные оригинальные научные работы и обзоры [1-3].

Технологические особенности выращивания, структурные свойства гадолиний-скандий-алюминиевого граната, а также некоторые спектроскопические характеристики  $TR^{3+}$  ионов в этих гранатах представлены в [2].

В настоящей работе представлены результаты спектроскопических исследований кристаллов гадолиний-скандий-алюминиевого граната (ГСАГ) и гадолиний-иттрий-скандий-алюминиевого граната (ГИСАГ), активированного ионами  $Nd^{3+}$ . Для данных кристаллов определены параметры интенсивности  $\Omega_t$  ( $t = 2, 4, 6$ ), с использованием которых сделана оценка вероятностей переходов с уровня  ${}^4F_{3/2}$  на нижележащие уровни ионов  $Nd^{3+}$ , определены коэффициенты ветвления люминесценции и значение радиационного времени жизни с уровня  ${}^4F_{3/2}$ . Проведен сравнительный анализ спектроскопических характеристик для данных кристаллов.

Также в работе исследованы спектры люминесценции с уровня  ${}^4F_{3/2}$  ионов  $Nd^{3+}$  в кристаллах ГСАГ: Nd и ГИСАГ: Nd при возбуждении лазерным диодом с  $\lambda_{exc} = 806$  нм.

**Литература**

1. Лазер на кристаллах иттрий-эрбий-алюминиевого граната // Труды ИОФАН. 1989. М. Наука.
2. Оптически плотные активные среды // Труды ИОФАН. 1990. М. Наука.
3. Спектроскопия оксидных кристаллов для квантовой электроники // Труды ИОФАН. 1991. М. Наука.

<sup>1</sup> Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 07-02-00055).

<sup>2</sup> Автор выражает признательность кандидату ф.-м.н., доценту Рябочкиной П.А. за помощь в подготовке тезисов.

## Усиленное прохождение света через периодический массив щелей в тонкой металлической пленке

**Бабичева В.Е.**

*Студент*

*Московский физико-технический институт (ГУ),*

*факультет общей и прикладной физики*

*Долгопрудный, Россия,*

*E-mail: vitanyvitany@mail.ru*

Одним из важных вопросов в изучении аномального прохождения электромагнитной волны через металлическую пленку с периодическим массивом субволновых щелей является определение природы пиков и, в частности, роли поверхностных плазмон-поляритонов в этом явлении.

Согласно теории Бете, коэффициент прохождения волны через одиночную субволновую апертуру в бесконечно тонком металлическом экране определяется фактором  $(a/\lambda)^4$ , где  $a$  - характерный размер апертуры. Однако для периодической структуры отверстий в металлической пленке обнаруживаются пики прохождения, в сотни раз превышающие это значение.

Так как задача аномального прохождения сложна для аналитического изучения, очень важен численный эксперимент с наименьшими упрощениями. Мы провели численное моделирование этого явления с помощью метода конечных разностей (Finite-Difference Time-Domain Method, FDTD, [1]).

Рассчитаны спектры пропускания и поглощения для систем с различными геометрическими параметрами, не только тонких пленок, но и с толщинами сравнимыми с периодом структуры. Пики поглощения наблюдаются при тех же длинах волн, что и пики аномального прохождения. Величина пика поглощения уменьшается с увеличением длины волны.

Мы провели изучение прохождения электромагнитного излучения не только для реального металла, но и для идеального металла (в той же геометрии, что и для реального металла— серебра). Так как наибольший интерес вызывает происхождение пика в области длин волн близких к периоду структуры, то мы провели исследование аномального прохождения для тонких пленок. В тонких пленках наблюдается только пик в области длин волн близких к периоду структуры. Численное моделирование методом FDTD аномального прохождения электромагнитной волны через массив субволновых щелей в металлических пленках с различными толщинами показало полное согласование с результатами, предсказанным формулой Фабри-Перо [2,3,4]. Моделирование идеального металла также обнаружило аномальное прохождение. Оказалось, что положение и величина пиков аномального прохождения может быть объяснена в рамках лишь одномодового приближения и не требует введения плазмон-поляритонных резонансов, отсутствующих в идеальном металле.

В области длин волн, близких к периоду решетки, наблюдается узкая полоса пропускания, что позволяет применять данное явление в частотных фильтрах и наносенсорах.

Выражаю благодарность научному руководителю Юрию Ефремовичу Лозовику.

### **Литература**

1. A. Taflove and S. C. Hagness, Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method, 3rd. ed., (Artech House, 2005).
2. A. Moreau, C. Lafarge, N. Laurent, K. Edee, G. Granet, J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 9, 165(2007).
3. J. A. Porto, F.J. Garcia-Vidal and J.B. Pendry, Phys. Rev. Lett. 83, 2845 (1999).
4. F. J. Garcia-Vidal and L. Martin-Moreno, Phys. Rev. B 66, 155412 (2002).

## Оптические функции кристаллов $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ .<sup>1</sup>

Гурьева Г. А.<sup>2</sup>

аспирантка

Институт Прикладной Физики Академии Наук Молдовы, Кишинев MD 2028, Молдова

e-mail : gurieva\_galina@mail.ru

Для получения современных высокоэффективных тонкопленочных солнечных элементов на основе твердых растворов  $\text{CuIn}_x\text{G}_{1-x}\text{Se}_2$  [1] необходимы такие редкие и дорогие материалы как индий и галлий, что влияет на их конечную стоимость. Более дешевой альтернативой могут послужить такие новые, перспективные материалы как  $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ ,  $\text{Cu}_2\text{ZnSnSe}_4$ , квантовая эффективность фотообразования которых на сегодняшний день достигает 6.7%.

В работе были исследованы оптические свойства поликристаллов  $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ , выращенных методом Бриджмена. Измерение оптических функций производилось с помощью метода спектральной эллипсометрии в области энергий фотонов 0.8-4.7 эВ при температуре 300 К. Модель отражения от изотропной среды использовалась для определения функции диэлектрической проницаемости из спектральной зависимости поляризационных углов, характеризующих относительный коэффициент отражения. Для объяснения структуры оптических функций было использовано поведение функции диэлектрической проницаемости вблизи критических точек [2]. Для расчета параметров теоретической модели: энергии межзонного перехода, константы затухания и силы осциллятора был использован SA алгоритм случайного поиска с обучением [3]. В результате было получено хорошее согласие с экспериментальными данными (рис. 1) на всем спектральном интервале с относительной ошибкой 1.3-1.5% и 2.6-2.7% для действительной ( $\epsilon_1$ ) и мнимой ( $\epsilon_2$ ) части диэлектрической проницаемости соответственно. Были также определены коэффициенты преломления, экстинкции, поглощения и отражения при нормальном падении света.

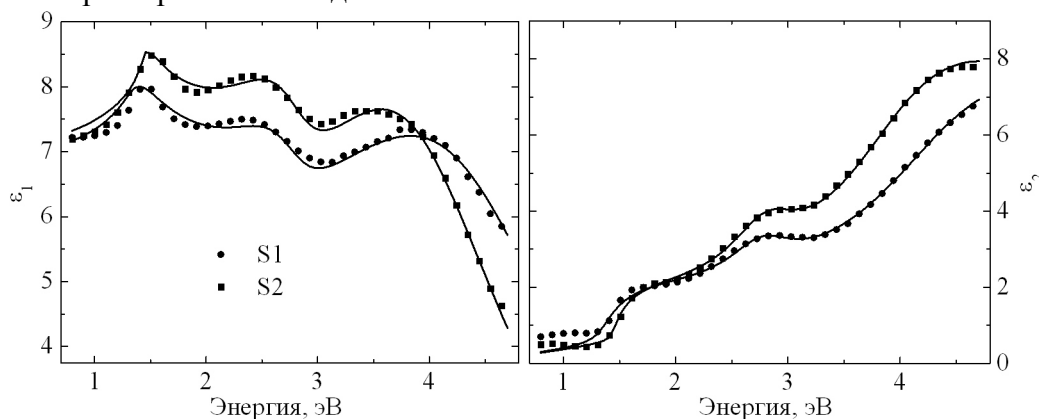


Рис. 1. Действительная ( $\epsilon_1$ ) и мнимая ( $\epsilon_2$ ) часть диэлектрической проницаемости для двух образцов кристаллов  $\text{Cu}_2\text{ZnSnS}_4$ . Теоретическая кривая получена из совместного расчета  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  с помощью SA-алгоритма.

### Литература

1. Contreras M A, Ramanathan K, Abushama J, Hasoon F, Young D L, Egaas B and Noufi R (2005) Diode characteristics in state-of-the-art  $\text{ZnO}/\text{CdS}/\text{Cu}(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x)\text{Se}_2$  solar cells//*Prog. Photovolt: Res. Appl.* 13 p.209
2. S. Adachi. (1990) Excitonic effects in the optical spectrum of GaAs // *Phys. Rev.* B 41, p.1003.
3. A. Corana, M. Marchesi, C. Martini, and S. Ridella. (1987) Minimizing multimodal functions of continuous variables with the "Simulated annealing" algorithm// *ACM T.Math. Software* 13, p. 262.

<sup>1</sup> Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта АŞМ-BMBF 09.820.05.07.GA.

<sup>2</sup> Автор выражает признательность, к.ф.-м.н. Левченко С.В. за помощь в подготовке тезисов.

## Циркулярный дихроизм в планарных хиральных метаматериалах

Добындэ М.И.

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

E-mail: [dobynde@nanolab.phys.msu.ru](mailto:dobynde@nanolab.phys.msu.ru)

В последние годы существенное внимание в оптике уделяется исследованиям оптических свойств планарных металлических наноструктур, представляющих собой упорядоченные объекты с характерными размерами порядка десятков или сотен нанометров, называемых оптическими метаматериалами. Класс данных материалов открывает новые возможности управления светом благодаря возбуждению в них поверхностных электромагнитных волн, так называемых поверхностных плазмон-поляритонов. На основе таких структур могут создаваться элементы для оптоэлектронных схем: волноводы, T-коннекторы, мультиплексоры. Кроме того, значительный интерес к таким структурам обусловлен, например, эффектом аномального оптического пропускания света на определённых длинах волн и эффектом оптической активности (удельное вращение плоскости поляризации порядка  $10^4$  °/мм [1]). Считается, что эти эффекты обусловлены коллективным возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов.

В данной работе исследован эффект циркулярного дихроизма в планарных хиральных метаматериалах. Объект называется хиральным в плоскости, если он никакими сдвигами и поворотами не может быть совмещён со своим зеркальным изображением. Исследуемый эффект заключается в частичном преобразовании падающей под нормалью циркулярно поляризованной волны в циркулярно поляризуемую волну с противоположным направлением вращения вектора поляризации. Такой эффект может наблюдаться только в хиральных анизотропных средах с поглощением [2], поэтому в данной работе была численно рассмотрена структура, представляющая собой металлическую плёнку толщиной 150 нм, периодически перфорированную S-образными наноотверстиями. Характерный период массива отверстий составил 400 нм. Для численного интегрирования уравнений Максвелла был применён метод конечных разностей во временном пространстве (finite-difference time-domain method, FDTD) [3]. Чтобы показать чувствительность образца к направлению вращения вектора поляризации, были рассчитаны коэффициенты пропускания для правой и левой циркулярно поляризованных волн.

Полученные спектральные зависимости различны и имеют ряд пиков и провалов, которые связываются с резонансным возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов. Использование FDTD метода позволило получить временную зависимость прошедшего через образец поля. На основании этих данных были определены амплитуда и фазовая задержка между двумя линейными ортогональными поляризациями, а затем и состояния поляризации на выходе. Найдены собственные состояния поляризации света для данной структуры, оказавшиеся эллиптическими.

### Литература

1. Makoto Kuwata-Gonokami *et al.*, "Giant Optical Activity in Quasi-Two-Dimensional Planar Nanostructures," *Phys. Rev. Lett.* **95**, 227401 (2005).
2. A. Papakostas *et al.*, "Optical Manifestations of Planar Chirality," *Phys. Rev. Lett.* **90**, 107404 (2003).
3. Kane Yee, "Numerical solution of boundary problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *Antennas and Propagation, IEEE* **14**, pp. 302-307 (1966).

## Лазерный двухимпульсный анализ бронзовых сплавов

**Ермалицкая К.Ф.**

Аспирантка физического факультета

Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

E-mail: ermalitskaya@biz.by

Изделия из бронз широко применяются в различных областях промышленности и народного хозяйства. Однако до сих пор не существует эффективной аналитической методики прямого количественного атомно-эмиссионного экспресс-анализа, позволяющей одновременно определять концентрации всех входящих в состав бронз компонентов. Так, содержание меди, из-за матричных эффектов, влияющих на поступление вещества в плазму, определяется с помощью рентгеноспектрального метода, в противном случае, получающиеся корреляционные связи, как правило, нельзя аппроксимировать полиномом ни первой, ни второй степени, вследствие чего невозможно построить градуировочные графики для проведения количественного анализа.

Применение лазеров в качестве источников возбуждения спектра атомов позволило значительно расширить возможности эмиссионного спектрального анализа, снизить пределы обнаружения элементов и уменьшить влияние примесей на результаты анализа. Целью данной работы было определение оптимальных параметров лазерного излучения, позволяющих снизить влияние матричного эффекта на результаты анализа, и разработка аналитической методики прямого экспресс-анализа.

При проведении экспериментов использовался лазерный многоканальный атомно-эмиссионный спектрометр LSS-1 (производство СП "ЛОТИС ТИИ", Беларусь, Минск). Лазер работает на длине волны 1064 нм, длительность импульсов составляет 15 нс. Энергия накачки лазера  $E_n$  изменяется в пределах от 8 до 16 Дж, энергия импульса  $E_{имп}$  – от 10 до 110 мДж. Главной особенностью данного спектрометра является использование в качестве источника возбуждения спектра сдвоенных лазерных импульсов с регулируемым временным интервалом  $\Delta t$  между ними. Первый импульс взаимодействует с поверхностью исследуемого образца, возбуждая эрозионную плазму. Излучение второго импульса, частично поглощаемое плазмой, дополнительно возбуждает атомы и ионы, находящиеся в парогазовом облаке, увеличивая регистрируемую интенсивность линий элементов.

В результате исследований было определено, что для снижения влияния матричного эффекта на поступление компонентов сплава в эрозионную плазму оптимальными параметрами являются следующие:  $E_n=11$  Дж,  $E_{имп}=42$  мДж,  $\Delta t=10$  мкс. При данных параметрах лазерного излучения градуировочные графики, построенные с помощью МНК в стандартных координатах  $\lg I = k_1 \lg C + k_2$ , для всех элементов, входящих в состав исследуемых стандартных образцов бронз, линейны и имеют положительный наклон к оси абсцисс (рисунок). Коэффициенты корреляции линейной аппроксимации  $R^2$  составляют порядка 0,8-0,9.

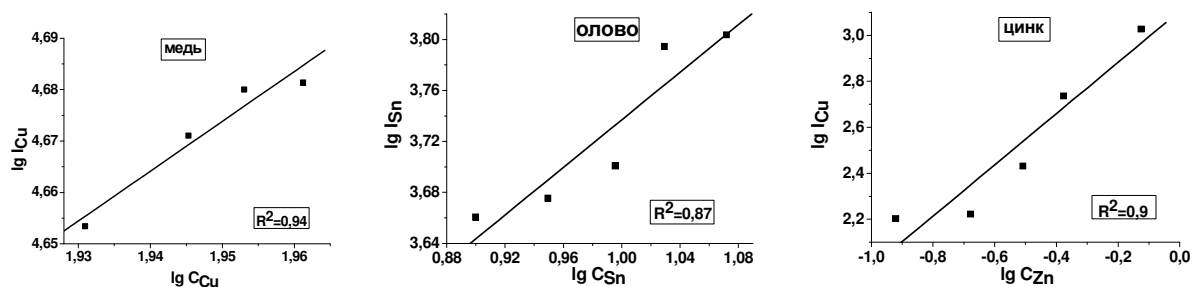


Рисунок. Градуировочные графики для определения концентрации меди, олова и цинка в бронзах

Предложенная методика двухимпульсной лазерной атомно-эмиссионной спектроскопии позволяет одновременно определять концентрацию меди, олова и других элементов в бронзовых сплавах без использования рентгеноспектрального анализа и привлечения дополнительных вычислений.

### **Анализ секретности протокола квантовой криптографии с неограниченным числом базисов<sup>1</sup>**

**Курочкин Ю.В.**

*Аспирант,*

*Московский Физико-Технический Институт (ГУ),  
Факультет общей и прикладной Физики, Москва, Россия*

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

Квантовая криптография позволяет реализовать абсолютно секретную передачу данных между двумя легитимными пользователями линии связи. Секретность и невозможность незаметного прослушивания посторонним лицом передаваемых данных основана на фундаментальных законах природы, в противоположность используемым сейчас методам криптографии, которые основаны на математических закономерностях и, в принципе, поддаются расшифровке.

Первыми обосновали принципы квантовой криптографии и предложили протокол для их реализации Беннет и Brassard [1] в 1984г, позднее он был назван BB84. Суть данного протокола заключается в том, что для передачи случайного секретного ключа используются два неортогональных базиса. Позже был предложен ряд протоколов, в том числе и с увеличенным количеством базисов [2].

В данной работе рассматривается секретность оригинального протокола квантовой криптографии с неограниченным количеством базисов [3, 4]. Основной идеей данного протокола является то, что, при помощи вспомогательного секретного ключа принимающая и передающая стороны синхронизируют используемые базисы, что увеличит скорость передачи ключа как минимум вдвое. Также положение текущего базиса может занимать произвольную точку в рассматриваемом Гильбертовом пространстве, что значительно усложняет задачу перехвата и позволяет увеличить дальность передачи ключа. Данный протокол позволяет за счет имеющегося вспомогательного секретного ключа получать новый секретный ключ значительно большего размера при более высокой скорости генерации и меньших ограничениях на условия секретности.

В основной части работы представлен анализ секретности, состоящий из 2х частей.

1. Анализ секретности передаваемого ключа при условии секретности вспомогательного, который базируется на принципе сложения двух секретных последовательностей, одна из которых абсолютно случайна.

2. Анализ секретности вспомогательного ключа безотносительно к секретности основного ключа основан на физических ограничениях точности измерения, которая заключается в том, что предельная точность измерения квантового состояния равна  $R=1/K$ , где  $K$  число измеренных квантов. В данном случае  $K < 2^N$  рассматривается, как число фотонов, покинувших передающую установку, а  $N$  это число бит, используемых во вспомогательном ключе. Таким образом, при выполнении условия  $R > 1/2^N$  вспомогательный ключ остается полностью не раскрытым. Из чего следует, что максимальное число бит, которое возможно получить при перехвате  $n = \ln(K)$ , в то время, как  $I = N - \ln(K)$  бит остается секретными.

<sup>1</sup> Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта РФФИ № 07-07-00283



Таким образом, перехватчик может получить только  $s = \ln(K)/(N-\ln(K))$  часть информации, которая может быть очищена при помощи процедуры повышения секретности [2].

Достоинством данного протокола является то, что он может быть использован на стандартных установках квантовой криптографии с минимальными изменениями.

#### Литература

1. Bennet C.H. Brassard G. Proc. of IEEE Int. Conf. on Comput. Sys. and Sign. Proces., Bangalore, India, December 1984. P. 175-179.
2. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel, and H. Zbinden, Rev. Mod. Phys 74, 145 (2002)
3. Kurochkin Y., Kurochkin V.L. Quantum key distribution and eavesdropping in multi bases protocols. Digest IV International Symposium on Modern Problem of Laser Physics. Novosibirsk, Russia. August 22-27, 2004, pp. 265-266.
4. Kurochkin Y. Quantum cryptography with floating basis protocol. Proc. SPIE Vol. 5833, p. 213-221, Quantum Informatics 2004; Date: Jun 2005

**Оптические и термооптические свойства лазерной керамики  
CaF<sub>2</sub>-SrF<sub>2</sub>-YbF<sub>3</sub>**

*Ляпин Андрей Александрович<sup>i</sup>*  
*студент*

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

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

Исследование физических свойств лазерной керамики является важной задачей в физике твердотельных лазеров. Анализ работ [1-3], посвященных исследованию различных физических свойств наноструктурированной керамики, свидетельствует о том, что она обладает хорошими механическими свойствами, высокой теплопроводностью, а также ее спектрально-люминесцентные свойства практически не отличаются от монокристаллов. Подобные свойства делают оптическую керамику привлекательным материалом для активных сред твердотельных лазеров.

В настоящей работе исследованы оптические свойства керамики состава CaF<sub>2</sub>-SrF<sub>2</sub>-YbF<sub>3</sub> и проведен сравнительный анализ данных свойств с оптическими свойствами аналогичного монокристалла.

В таблице 1 приведены значения показателей преломления, средней дисперсии, число Аббе, а также коэффициентов А и В приближенной формулы Зельмейера:

$$n^2 - 1 = \frac{\lambda^2}{A \cdot \lambda^2 + B}$$
, определенные при T=300K для лазерной керамики и монокристалла CaF<sub>2</sub>-SrF<sub>2</sub>-YbF<sub>3</sub> соответственно.

Таблица 1

Показатель преломления n	Длина волны λ, нм	CaF <sub>2</sub> -SrF <sub>2</sub> -YbF <sub>3</sub>	
		монокристалл	керамика
	404,66	1,455	1,461
	435,83	1,453	1,459
	491,60	1,450	1,457
	546,07	1,448	1,455
	576,96	1,448	1,454
Средняя дисперсия D <sub>F</sub>		0,005	0,004
Число Аббе ν		90	114
A		0,93	0,91
B, нм <sup>2</sup>		6·10 <sup>3</sup>	5·10 <sup>3</sup>

В работе также исследованы термооптические свойства монокристалла и лазерной керамики CaF<sub>2</sub>-SrF<sub>2</sub>-YbF<sub>3</sub>.

**Литература**

1. Федоров П.П., Осико В.В., Басиев Т.Т., Орловский Ю.В.(2007) и др. Российские нанотехнологии. Т.2. №5-6. С. 95-105.
2. Попов П.А., Дукельский К.В., Миронов И.А., Смирнов А.Н.(2007) и др. Доклады РАН. Т.412. №2. С.185-187.
3. Басиев Т.Т., Дорошенко М.Е., Конюшкин В.А., Осико В.В.(2007) и др. Квантовая электроника. Т.37. №11. С. 1082.

**Моделирование непропорциональности сцинтилляционного выхода ВаF<sub>2</sub> в низкоэнергетической области методом Монте-Карло**

**Марков И.А.**

*Аспирант*

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

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

В последние годы возрос интерес к новым типам сцинтилляторов в связи с расширением области их применения. Одним из перспективных сцинтилляторов является ВаF<sub>2</sub>, обладающим субнаносекундным свечением, что обеспечивается кросслюминесценцией при переходе дырки между остовной и валентной зоной. Однако эта быстрая кросслюминесценция обладает относительно низким выходом при возбуждении в рентгеновской области спектра (> 1%). Широкому применению этого сцинтиллятора препятствует относительно медленное свечение автолокализованных экситонов. Известно, что как выход кросслюминесценции, так и свечения экситонов сильно зависят от плотности возбуждения.

Недавно полученные экспериментальные данные выявили еще ряд особенностей в спектре ВаF<sub>2</sub>, в частности, непропорциональность квантового выхода в области энергий фотонов от 300 до 690 эВ и положительный скачок квантового выхода на 690 эВ – пороге образования дырок на 1s уровне фтора. Эти нетипичные особенности связаны с различными каналами релаксации энергии высокоэнергетических возбуждений и взаимодействием вторичных электронных возбуждений, созданных в областях нанометрового размера после каскада неупругих соударений первичного электрона (дырки).

Для объяснения данных особенностей было проведено моделирование каскада размножения электронных возбуждений в кристалле фтористого бария по методу Монте-Карло. При таком подходе возможно следить за координатами всех частиц, получающихся в результате каскада, что дает возможность провести учет их взаимодействия между собой. Это взаимодействие приводит к тушению как кросслюминесценции, так и свечения автолокализованных экситонов. Для оценки вероятности неупругого рассеяния и длин пробега возбуждений в поляризованном приближении был предложен метод расчета функции потерь энергии электрона в широком диапазоне энергий. В результате проведенного моделирования было получено объяснение непропорциональности выхода кросслюминесценции ВаF<sub>2</sub> при возбуждении фотонами в области энергий до 1.5 кэВ и получены параметры диполь-дипольного взаимодействия электронных возбуждений.

## Динамика компрессии коротких оптических импульсов с фазовой модуляцией в диспергирующей среде<sup>2</sup>

Пасека О. И.<sup>3</sup>

Студент

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,

Физический факультет, Москва, Россия

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

Предельно короткие оптические импульсы (ПКИ), содержащие несколько колебаний электромагнитного поля, находят все более широкое применение в нелинейной оптике, спектроскопии, в лазерной физике при изучении взаимодействия света с веществом, в телекоммуникационных системах и др. Для получения ПКИ используются различные методы компрессии импульсов с ФМ в средах с частотной дисперсией. В нелинейных средах для сжатия импульса используется эффект самокомпрессии. В последнее время выполнены работы по сжатию импульсов, обладающих спектральным суперконтинуумом [1]. Сильная компрессия достигнута при параметрическом усилении импульсов с чирпом частоты. Теория компрессии пикосекундных импульсов развивалась с помощью метода медленно-меняющихся амплитуд (ММА) во втором приближении теории дисперсии [2]. Однако для предельно коротких фемтосекундных импульсов такой метод становится не применимым, так как спектральная ширина импульсов из небольшого числа осцилляций поля сравнима с шириной спектра. Поэтому для описания распространения ПКИ используют или ММА с учетом дисперсии более высоких порядков [2], или метод медленно меняющегося профиля (ММП) электрического поля импульса. Выполнен комплекс численного моделирования уравнения для электрического поля оптической волны при варьировании индекса ФМ и длительности импульса. Найдено оптимальное значение индекса, при котором импульс сокращается в диспергирующей среде до одного периода осцилляций поля. Дальнейшему сжатию препятствуют хроматические aberrации, обусловленные дисперсией третьего порядка. Более подробно результаты работы представлены в [3-5].

Нами развита теория компрессии импульса из малого числа осцилляций с квадратичной фазовой модуляцией в рамках метода медленно меняющегося профиля поля. Численно решено уравнение для электрического поля оптического импульса при варьировании индекса ФМ, числа осцилляций и длительности входного импульса. Найдена оптимальная величина индекса модуляции, при которой возможно сжатие импульса до одного периода осцилляций поля. При превышении оптимальной величины длительность в точке компрессии увеличивается.

### Литература

1. Dudley J. M., Coen S. (2004) // Optics Express, v. 12(11), p. 2423-2428.
2. Baltuska A., Wie Z., et al. (1997) // Opt. Lett., v. 22, p. 102-104.
3. Пасека О. И., Лобанов В. Е., Сухоруков А. П. (2008) // Известия РАН. Серия физическая, т. 72(12), с. 1725-1728.
4. Пасека О. И., Лобанов В. Е., Сухоруков А. П. (2008) // 7 международная научная конференция "Лазерная физика и оптические технологии". 17-19 июня . Т. 3. Сборник научных трудов конференции. Нелинейная оптика и спектроскопия. Физика и техника лазеров. г. Минск, с. 221-224.
5. Пасека О. И., Лобанов В. Е., Сухоруков А. П. (2008) // Сборник статей "Когерентная оптика и оптическая спектроскопия", Казань: КГУ, вып.12, с. 274-277.

<sup>2</sup> Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов «Ведущие научные школы» НШ-671.2008.2, РФФИ № 08-02-00717, 09-02-01028.

<sup>3</sup> Автор выражает признательность профессору, д. ф.-м. н. А. П. Сухорукову. за помощь в подготовке тезисов.

**Осаждение сплава Au-Cu методом лазерного осаждения металла из раствора<sup>1</sup>****Поволоцкая А.В., Поволоцкий А.В.***студентка**НИИ лазерных исследований, Санкт-Петербургский государственный университет,  
Санкт-Петербург, Россия**E-mail: [ava2005@mail.ru](mailto:ava2005@mail.ru)*

В настоящее время метод лазерного осаждения металла из раствора электролита был успешно реализован для осаждения таких металлов как медь (Cu), золото (Au), палладий (Pd), никель (Ni) и т.д. на различные типы диэлектриков и полупроводников (Si, Ge, GaAs, полимеры и т.д.) [1-2]. Но вопрос об осаждении сплавов данным методом никогда не ставился.

Метод лазерного осаждения металла состоит в том, что лазерное излучение фокусируется на границе раздела подложка-электролит и в следствие термически или фотолитически инициированной химической реакции происходит осаждение металла.

В настоящей работе была исследована возможность осаждения сплава методом лазерного осаждения металла. В качестве источника лазерного излучения был выбран аргоновый лазер, работающий в многомодовом режиме генерации. Осаждение производилось из металлоорганического комплекса, состоящего из  $[Au_6Cu_6]$  кластеров 'завернутых' в  $[Au_3(diphosphine)_3]^{3+}$  треугольники [3]. Возможность изменения соотношения Au-Cu в исходном растворе позволяет менять состав получаемых металлических структур. На рисунке 1 представлена микрофотография полученной металлической структуры, осажденной при мощности лазерного излучения, мощность которого составляла 300 мВт и скорости сканирования 0.001 мм/с.

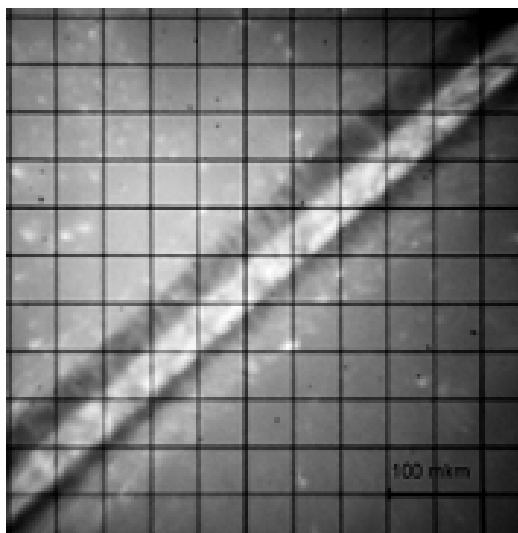


Рис. 1. Микрофотография полученной металлической структуры, осажденной из металлоорганического комплекса, в состав которого входят медь (Cu) и золото (Au).

**Литература**

1. A.A. Manshina, A.V. Povolotskiy, T.Yu. Ivanova, A.V. Kurochkin, Yu.S. Tver'yanovich, D. Kim, M. Kim, S.C. Kwon (2007) "Laser-assisted metal deposition from CuSO<sub>4</sub>-based electrolyte solution" // Las. Pys. Lett. 4, 163.
2. A.A. Manshina, A.V. Povolotskiy, T.Yu. Ivanova, A.V. Kurochkin, Yu.S. Tver'yanovich, D. Kim, M. Kim, S.C. Kwon (2007) "CuCl<sub>2</sub>-based liquid electrolyte precursor for laser-induced metal deposition" // Las. Pys. Lett. 4, 242.
3. I.O. Koshevoy, A.J. Karttunen, S.P. Tunik, M. Haukka, S.I. Selivanov, A.S. Melnikov, P.Y.Serdobintsev, M.A. Khodorskiy, T.A. Pakkanen (2008) "Supramolecular Luminescent

Gold(I)-Copper(I) Complexes: Self-Assembly of the  $Au_xCu_y$  Clusters inside the  $[Au_3(diphosphine)_3]^{3+}$  Triangles," Inorg. Chem. 47, 9478.

<sup>1</sup>Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных в рамках гранта, полученного на конкурсе грантов 2008 года для студентов, аспирантов вузов и академических институтов, расположенных на территории Санкт-Петербурга (грант серия ПСП № 080106).

**Применение малоомощного волоконного лазера  
для подгонки тонкопленочных резисторов**

***Попов И.А.***

*магистрант*

*Саратовский государственный технический университет,  
машиностроительный факультет, г.Саратов, Россия*

*E-mail:popov@pribor-t.ru*

В электронной промышленности широко используют различные методы для достижения требуемых характеристик электронных приборов. Задача состоит не в том, чтобы получить точные параметры составляющих элементов (пассивных элементов гибридных интегральных схем (ГИС), пленочных поглотителей ЭВП и т.д.), а в том, чтобы получить точные выходные параметры схемы, определяемые этими элементами. Эти методы получили название функциональная, активная или динамическая подгонка.

Функциональная подгонка – одно из актуальных направлений применения лазерных технологий в настоящее время.

Нами предлагается использовать короткоимпульсные малоомощные одномодовые волоконные иттербиевые лазеры с торцевой диодной накачкой. Компактность излучательного модуля позволяет использовать волоконный лазер в виде сменного модуля в установках лазерной подгонки резисторов без замены измерительного модуля и несущей конструкции.

Для исследования технологических особенностей испарения резистивных пленок – основных настраиваемых элементов тонкопленочных схем- создан макет установки лазерной функциональной настройки на базе малоомощного волоконного лазера. Выходные параметры излучателя: длительность импульса  $\tau=250 \times 10^{-9}$  с, частота следования импульсов  $f=5-8$  кГц, средняя мощность излучения – 4 Вт. Удаление пленок зависит не только от длительности и частоты следования импульсов, но и от соотношения параметров пленки и подложки и распределения температуры между ними, учет этих факторов при разработке технологических процессов позволяет получать равномерное удаление пленок с более ровными краями. Последнее обстоятельство обеспечивает большую стабильность работы резисторов при высокочастотной нагрузке.

Предварительные сравнительные данные по удалению резистивных пленок с учетом требований, предъявляемых к качеству реза в специальном приборостроении, полученные экспериментальным путем, позволяют отдать предпочтение использованию одномодового волоконного лазера для подгонки тонкопленочных резисторов высокочастотного диапазона в условиях повышенной степени интеграции элементов микросхем.

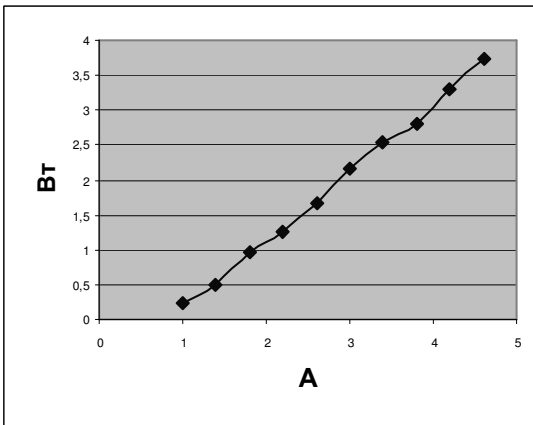


Рис. 1. Генерационная характеристика излучателя (после коллимирующей оптики)

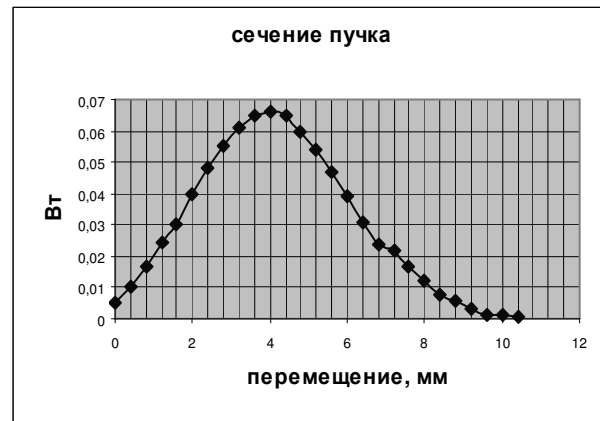


Рис. 2. Распределение мощности излучения по сечению пучка

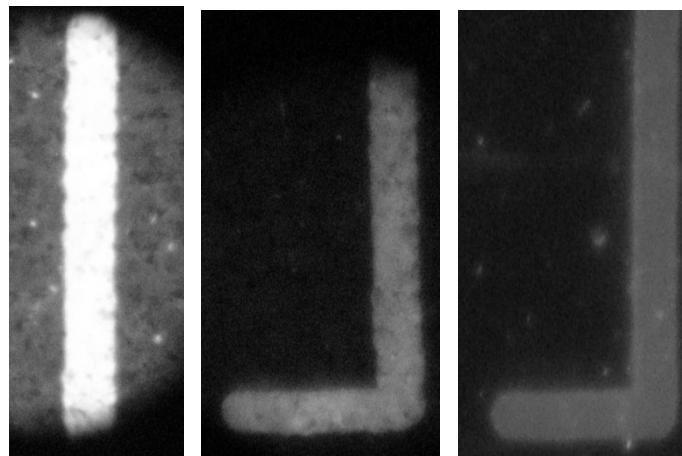


Рис. 3. Результаты удаления резистивных пленок излучением исследуемого волоконного лазера

После завершения исследования макетного образца и его возможностей использования и подбора наиболее оптимальной оптической фокусирующей системы, планируется разработка и выпуск установок модульного типа для лазерной подгонки резисторов на базе волоконного лазера.

#### Литература

1. Сурменко Л.А., Соколова Т.Н. и др. // Лазерная функциональная подгонка элементов и узлов изделий электронной техники. Обзоры по электронной технике. Серия 7: Технология, организация производства и оборудования. вып. 13 – М.: ЦНИИ «Электроника». -1987, 63 с.

**Оптическое поглощение в эпитаксиальных пленках гадолиний-галлиевого граната, легированного церием**

**Рандошкин Иван Владимирович<sup>4</sup>**

студент

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

E-mail: AivenArd@gmail.com

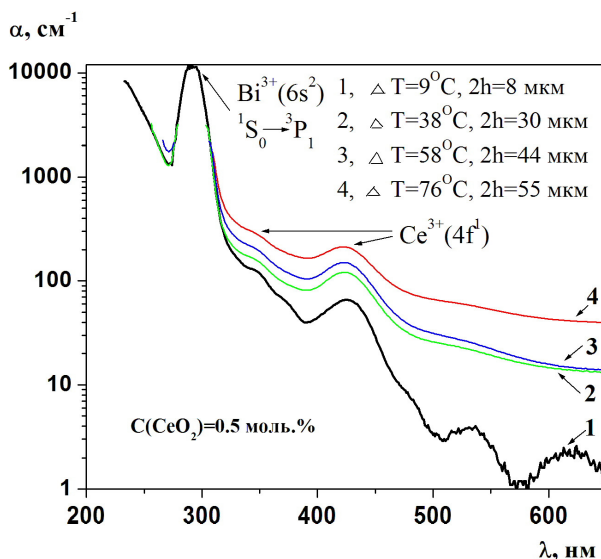
Одним из направлений создания быстродействующих сцинтилляторов является поиск материалов с быстрой кинетикой затухания люминесценции [1]. Кристаллы активированные ионами  $\text{Ce}^{3+}$ , считаются перспективными для разработки быстрых сцинтилляторов на  $5d \rightarrow 4f$  межконфигурационных переходах ионов церия. Такие сцинтилляторы могут быть использованы в системах регистрации событий в физике элементарных частиц, ядерной физике.

Целью настоящей работы являлось выращивание эпитаксиальных монокристаллических пленок гадолиний-галлиевого граната с различной концентрацией иона  $\text{Ce}^{3+}$  из переохлажденных растворов-расплавов на основе системы  $\text{Bi}_2\text{O}_3 - \text{V}_2\text{O}_3$  на подложках ГГГ с ориентацией (111) и исследование оптического поглощения выращенных пленок.

В эксперименте было выращено 16 образцов монокристаллических пленок методом жидкофазной эпитаксии. Концентрация оксида церия  $\text{CeO}_2$  в шихте была 0.1 и 0.5 мол.%, а концентрация оксида гадолиния в обоих случаях – 4.0 мол.%. 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.

Суммарную толщину ( $2h$ ) пленок, выращенных на обеих сторонах подложки, определяли, взвешивая сначала подложку перед ее погружением в раствор-расплав, а затем выращенную эпитаксиальную структуру (пленка-подложка-пленка). При этом пренебрегали различием количественного состава пленки и подложки.

Спектры пропускания пленок измеряли с помощью спектрофотометра Lambda 900 фирмы Perkin-Elmer при комнатной температуре в диапазоне длин волн 186 – 860 nm.



В спектрах поглощения выращенных пленок наблюдаются (рис.):

<sup>4</sup> Автор выражает благодарность профессору, д.ф.-м.н. Сысоеву Н.Н., с.н.с., к.ф.-м.н. Васильевой Н.В., с.н.с., к.ф.-м.н. Спасскому Д.А. за помощь в выполнении работы.



- интенсивная полоса поглощения с максимумом на длине волны  $\lambda_{\max} = 290$  нм ( $34480$  см<sup>-1</sup>), обусловленная электронным переходом  $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$  ионов  $\text{Bi}^{3+}$  ( $6s^2$ ), причем она отчетливо наблюдается в спектрах поглощения всех исследованных пленок ;
- слабоинтенсивные широкие полосы поглощения с максимумами на длинах волн  $\lambda_{\max} \approx 344$  и  $422$  нм ( $29070$  и  $23697$  см<sup>-1</sup>), соответствующие разрешенным переходам  $4f \rightarrow 5d$  ионов  $\text{Ce}^{3+}$  ( $4f^1$ ).

### Литература

1. Снигирева О.А., Соломонов В.И. Роль ионов  $\text{Ce}^{2+}$  в люминесценции фторида церия // ФТТ. –2005. – Т.47, Вып.8. – С. 1392-1394.

### Особенности распространения света в системах передачи информационных сигналов на основе оптического волокна при механическом воздействии

**Резак Е.В.**<sup>5</sup>

*Аспирант естественно-научного института*

*Дальневосточный государственный университет путей сообщения, Хабаровск, Россия*

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

В условиях бурного развития информации, появления новых информационных сервисов, развития цифровых методов передачи, развивается потребность в росте объемов передаваемой информации. Это заставляет искать и внедрять в широкую повседневную практику новые технические средства для более эффективного построения сетей и распределения информационных потоков. Одно из таких средств – системы передачи информационных сигналов, на основе оптического волокна, являющегося в настоящее время наиболее совершенной физической средой для передачи информации.

Распространение света в оптическом волокне рассматривается в спектре различных условий. Так из-за механического воздействия (деформации), на этапе изготовления или в процессе эксплуатации, в волокне происходят временные или постоянные изменения, которые приводят к затуханию сигнала, и как следствие, потери передаваемой информации. Все виды деформации (растяжение или сжатие, сдвиг, изгиб, кручение) сводятся к одновременно происходящим деформациям растяжения или сжатия и сдвига.

Поставим задачу рассмотреть изменение свойств оптического волокна на фоне воздействия изгиба, при изменении угла и радиуса изгиба, при разрыве волокна без смещения концов, на основе двух рабочих длин волн.

Проведенное исследование показало: во-первых, при прохождении сигнала по изогнутому волокну происходит его затухание на выходе, вопреки техническим характеристикам; во-вторых, затухание растет при уменьшении радиуса изгиба; в-третьих, с увеличением расстояния в разрыве волокна без смещения, оптический сигнал затухает сильнее и угол, при котором становятся заметны различия в затуханиях сигнала, уменьшается; в-четвертых, угол поворота, при котором возникают заметные потери, с ростом длины волны, уменьшается.

В результате обобщения полученных данные можно отметить следующую тенденцию: разность вносимых потерь при разрыве волокна без смещения с увеличением угла изгиба увеличивается быстрее для малых радиусов изгиба. На наш взгляд, происходит изменение направления максимума диаграммы направленности из конца волокна или (и) возможно поперечное смещение диаграммы направленности, вызванное сдвигом максимума поля моды, но при малых углах, отклонение волнового фронта от оси

---

<sup>5</sup> Автор выражает признательность профессору, к. ф.-м. н. Прокоповичу М.Р. за помощь в подготовке тезисов.

сердечника не превышает предельный угол скольжения и тем самым обеспечивается полное внутреннее отражение.

### Литература

1. Яковлев В. Основы оптоволоконной технологии. // СТА №4, 2002.
2. Гладышев М.А., Щербаткин Д.Д. Поляризационная модовая дисперсия. // Основы ВОЛС №1, 2005.
3. Калитеевский Н.И. Волновая оптика: учеб. пособие. – М.: Высшая школа, 1995.
4. Корнейчук В.И. Измерения параметров компонентов и устройств ВОСП. – Одесса: УГАС им. А.С. Попова, 2000.
5. Иоргачев Д.В., Бондаренко О.В. Волоконно-оптические кабели и линии связи. – М.: Эко-Трэндз, 2002.

### Зонная структура резонансного двумерного фотонного кристалла

*Рудакова Н.В.*

*Аспирант*

*Тимофеев И.В.*

*Старший преподаватель, кандидат наук*

*Сибирский федеральный университет, институт инженерной физики и радиоэлектроники, 660074, Красноярск, Россия*  
[atrum528@yandex.ru](mailto:atrum528@yandex.ru)

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой, как правило, искусственные структуры с периодически меняющейся в пространстве диэлектрической проницаемостью. Периодичность диэлектрической проницаемости приводит к зонному характеру спектра фотонов, подобно тому, как периодический в пространстве потенциал приводит к зонному спектру электронов. Спектральные свойства ФК можно дополнительно существенно изменять, помещая внутрь периодической структуры резонансные среды. Простейшей известной реализацией резонансного фотонного кристалла (РФК) являются слоистые структуры, состоящие из чередующихся слоев двух материалов, в качестве одного из которых рассматривается резонансно поглощающий газ. Оказывается, что сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФК-структуры приводит к появлению дополнительных узких полос прозрачности в фотонной запрещенной зоне, а также дополнительных запрещенных зон в спектре пропускания РФК.

В настоящей работе с помощью метода разложения по плоским волнам мы рассчитали зонную структуру резонансного двумерного фотонного кристалла, элементы которого представляют собой бесконечные по длине диэлектрические цилиндры, образующие квадратную решетку, наполненную резонансным газом.

На рисунке 1 показана затравочная структура зон такой квадратной решетки с расстоянием  $a$  между соседними одинаковыми стержнями радиуса  $r_0 = 0,18 \cdot a$  с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$ . Такой 2D-фотонный кристалл обладает полностью запрещенной зоной в частотном диапазоне  $\omega a / (2\pi c)$  от 0,303 до 0,445 (с учетом трех соседей зоны Бриллюэна).

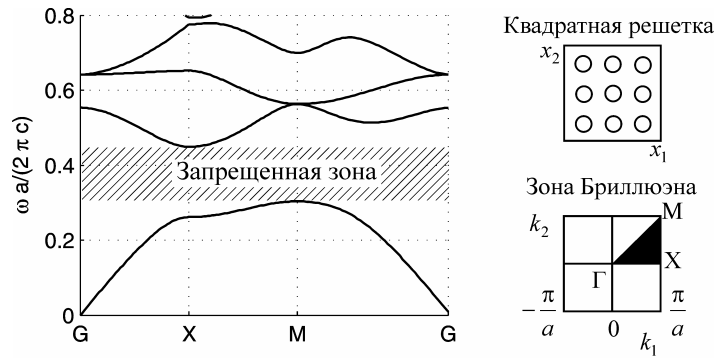


Рис. 1. Зонная структура для волн распространяющихся в плоскости  $x_1x_2$ , перпендикулярно стержням, так, что вектор электрического поля направлен по оси  $z$  (E-поляризация). Две вставки показывают квадратную решетку и соответствующую зону Бриллюэна; неприводимая зона заштрихована.

Диэлектрическая проницаемость газа в модели Лоренца дается выражением

$$\epsilon_2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega},$$

где  $\omega_p^2 = 4\pi Nfe^2/m$ ,  $e$  – заряд электрона,  $m$  – масса электрона,  $N$  – плотность резонансных атомов,  $f$  – сила осциллятора,  $\gamma$  – ширина линии,  $\omega_0$  – центральная частота резонанса,  $\omega$  – частота излучения.

Сочетание дисперсии ФЗЗ-структуры с резонансной дисперсией газа приводит к появлению дополнительной узкой полосы пропускания, если резонансная частота газа  $\omega_0 = 0,444\omega_G$  лежит в запрещенной зоне ФК, где  $\omega_G = 2\pi c/a$  – нормировочная частота. Этот эффект иллюстрируется на рис 2.

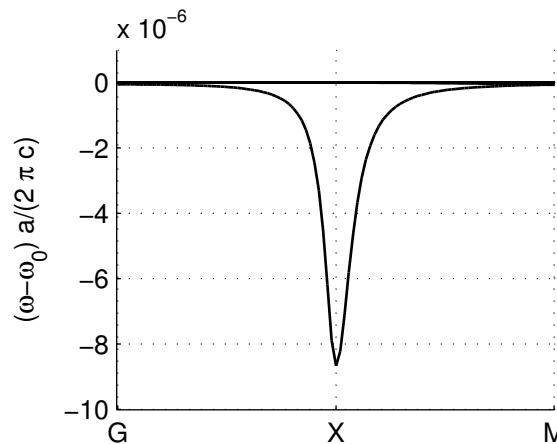


Рис. 2. Фрагмент зонной структуры. Частота измеряется в единицах  $\omega_G = 2\pi c/a$ , резонансная частота в запрещенной зоне  $\omega_0 = 0,444\omega_G$ ,  $\gamma = 5 \cdot 10^{-7} \omega_G$ ,  $\omega_p^2 = 7 \cdot 10^{-8} \omega_G^2$ .

Следует отметить, что спектр рассматриваемого РФК весьма чувствителен к изменению плотности резонансного газа, направлению распространения электромагнитных волн в ФК, положению резонансной частоты относительно края запрещенной зоны при прочих неизменных параметрах системы.

Таким образом, в настоящей работе проведен расчет зонной структуры двумерного резонансного фотонного кристалла, состоящего из бесконечных цилиндров, образующих квадратную решетку. Вычисления показывают, что комбинация дисперсии ФЗЗ-структуры с дисперсией резонансного газа приводит к появлению дополнительной полосы пропускания и дополнительной запрещенной зоны в спектре РФК, характеристиками которых можно эффективно управлять изменяя параметры системы. В

практических приложениях такие РФК могут быть перспективны при создании узкополосных фильтров с перестраиваемыми характеристиками, при построении новых типов оптических устройств.

5. K. Busch, M. Frank, A. Garcia-Martin et al. // Phys. Stat. Sol. (a). 2003. V.197. № 3. P. 637.
6. Желтиков А.М., Наумов А.Н., Баркер П., Майлс Р.Б. // Оптика и спектр. 2000. Т. 89. № 2. С.309-313.
7. Шабанов В.Ф., Ветров С.Я., Шабанов А.В. Оптика реальных фотонных кристаллов: жидкокристаллические дефекты, неоднородности. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2005. 240 с.

**Некоторые примеры решения задач квантовой электродинамики резонатора  
методом квантовых траекторий**

*Самойлова М.С.*

*студентка*

*Санкт-Петербургский государственный университет,  
физический факультет, Санкт-Петербург, Россия*

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

В квантовой оптике часто приходится сталкиваться с задачами, в которых рассматриваемая система, атом или мода электромагнитного поля, взаимодействует с макроскопическим окружением, обладающим огромным числом степеней свободы. Такие системы называют открытыми. При определенных условиях результат взаимодействия открытой системы с окружением можно формально описывать как «наблюдение системы» посредством измерения состояния ее окружения. При этом, если речь идет о спонтанном излучении атомов, квантовое состояние системы будет скачкообразно изменяться в случайные моменты детектирования испущенных системой фотонов. Таким образом гипотетически может быть зарегистрирована история изменения квантового состояния единичной системы - квантовая траектория. В период становления квантовой теории сама возможность проведения экспериментов с единичной квантовой системой казалась невероятной, поэтому и понятие квантовой траектории долгое время считалось лишеным смысла. Однако в настоящее время наблюдение единичных ионов в ловушках или небольшого числа фотонов в микрорезонаторе являются рутинной экспериментальной задачей. Поэтому понятие квантовой траектории приобретает реальный смысл как запись результатов последовательных измерений, проведенных над единичной квантовой системой [1].

Однако помимо фундаментального интереса идея квантовой траектории оказывается чрезвычайно плодотворной при численном решении задач динамики открытых квантовых систем [2,3]. При этом вместо непосредственного нахождения элементов матрицы плотности (традиционный подход) можно искать стохастическую эволюцию вектора состояния - квантовую траекторию системы. Затем, как можно продемонстрировать, усреднение по стохастическим реализациям (по траекториям) позволит получить искомую матрицу плотности. В связи с этим другим названием описанного подхода является «метод Монте-Карло для волновых функций» [4]. Этот метод был реализован нами на языке программирования C++ и протестирован на примере простых систем, таких как двухуровневый атом в когерентном поле и одномодовый резонатор, допускающих аналитическое решение. Рассмотрена также известная модель Джейнса-Каммингса [5]. Определено минимальное значение числа траекторий, необходимых для достижения заданной точности. Для рассмотренных систем полученные результаты согласуются с

известными аналитическими результатами. Таким образом, созданная программная база может быть использована в дальнейшем для решения более содержательных квантово-оптических проблем.

### Литература

1. Brun, T.A., Gisin, N., O'Mahony, P.F., Riga, M. (1997) Phys. Lett. A, 229, 267-272.
2. Carmichael, H.J., Kim, K. (2000) Optics Commun., 179, 417-27.
3. Tian, L., Carmichael, H.J. (1992) Phys. Rev. A, 46, R6801-R6804.
4. Molmer, K., Castin, Y., Dalibard, J. (1993) J. Opt. Soc. Am. B, 10, 524.
5. Jaynes, E. T., Cummings F. W. (1963) Proc. IEEE, 51, 89.

### Дифракция поверхностных плазмон-поляритонных волн на границе диэлектрик-металл и диэлектрик-метаматериал.<sup>6</sup>

Сапарина Д.О.<sup>7</sup>

Студентка

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

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

Вдоль границы раздела сред с разным знаком диэлектрических или магнитных проницаемостей могут распространяться плазмон-поляритонные волны, представляющие собой связанные колебания электронной плазмы и электромагнитного поля. Впервые такие поверхностные волны были описаны Зоммерфельдом [1] для случая распространения радиоволн вдоль поверхности Земли. Долгое время поверхностные плазмон-поляритоны наблюдались и были теоретически описаны для поверхностей металлов, однако после изготовления метаматериалов с отрицательными значениями диэлектрической и магнитных проницаемостей  $\epsilon$  и  $\mu$ , была исследована так же возможность их наблюдения на поверхностях метаматериалов [2,3]. В данной работе исследуется дифракция ограниченных в поперечном размере волновых пучков, характерная ширина которых больше длины волны.

Пусть плоскость  $z=0$  соответствует границе раздела сред, ось  $Oz$  направлена по нормали к ней; пусть поверхностная волна распространяется вдоль оси  $Ox$ . Из уравнений Максвелла для компонент электрического поля в каждой из сред может быть получено уравнение:

$$\Delta \vec{E} + k_0^2 n_j^2 \vec{E} = 0 \quad (1)$$

где  $k_0$  – величина волнового вектора в вакууме,  $n_j$  – показатель преломления среды с  $j=1$  или 2. Отметим, что в случае металлов  $n_j^2 = \epsilon_j$ . При описании распространения поверхностных волн обычно используется приближение неограниченных в направлении оси  $Oy$  волн [2,3]. Решение волнового уравнения (1) может быть найдено в виде

$$\vec{E} = A(x, y) \exp(-\gamma_i z + i\beta x). \quad (2)$$

Коэффициент локализации поля около границы сред  $\gamma_j$  зависит от вида поляризации волны:

$$\gamma_j|_{TM} = k_0 \epsilon_j \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{\epsilon_2^2 - \epsilon_1^2}}, \quad \gamma_j|_{TE} = k_0 \mu_j \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{\mu_2^2 - \mu_1^2}}, \quad (3)$$

<sup>6</sup> Тезисы доклады основаны на материалах исследований, проведенных в рамках грантов РФФИ №08-02-00717-а, 09-02-01028-а, НШ, и при поддержке Фонда «Династия»

<sup>7</sup> Автор выражает признательность научному руководителю, профессору, д.ф.-м.н. Сухорукову А.П.

и имеет разные знаки по разные стороны от границы раздела сред. Таким образом, на границе происходит излом профиля волны. Волновые числа поверхностных  $TE$  и  $TM$  волн:

$$\beta_{TM}^2 = \varepsilon_1 \mu_1 k_0^2 \varepsilon (\varepsilon - \mu) / (\varepsilon^2 - 1), \quad \beta_{TE}^2 = \varepsilon_1 \mu_1 k_0^2 \mu (\mu - \varepsilon) / (\mu^2 - 1). \quad (4)$$

Медленно меняющаяся огибающая пучка  $A(x, y)$  должна удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial A(x, y)}{\partial x} + i \frac{1}{2\beta} \frac{\partial^2 A(x, y)}{\partial y^2} = 0. \quad (5)$$

Уравнение (5) описывает дифракцию ограниченных волновых пучков на поверхности, разграничивающей диэлектрик с металлом или метаматериалом. Возможна фокусировка поверхностных волн при наличии начальной кривизны волнового фронта. Нами было проведено численное моделирование дифракции поверхностного плазмон-поляритона на границе раздела метаматериала и диэлектрика. На рис. 2а представлено начальное распределение амплитуды при  $x=0$ , на рис. 2б – распределение амплитуды на расстоянии дифракционной длины  $x=l_{dif}$ .

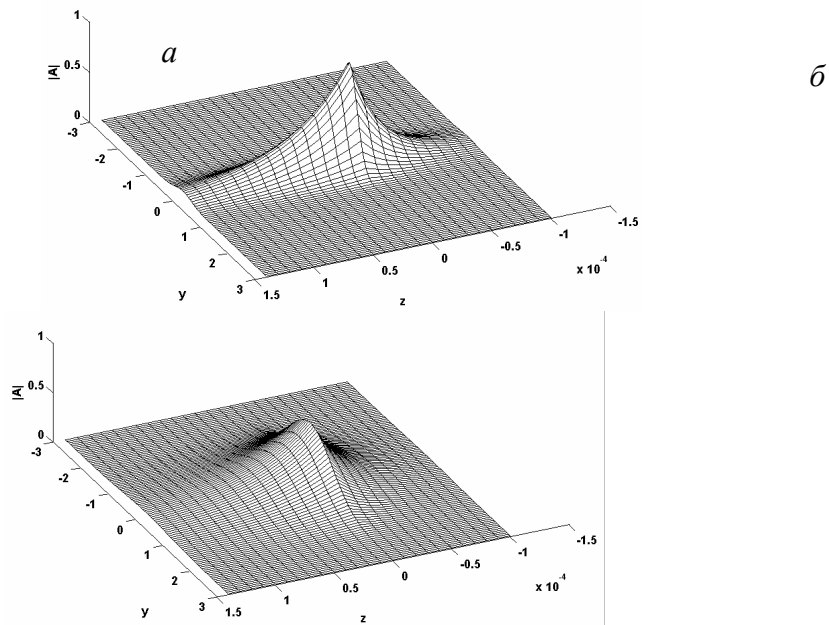
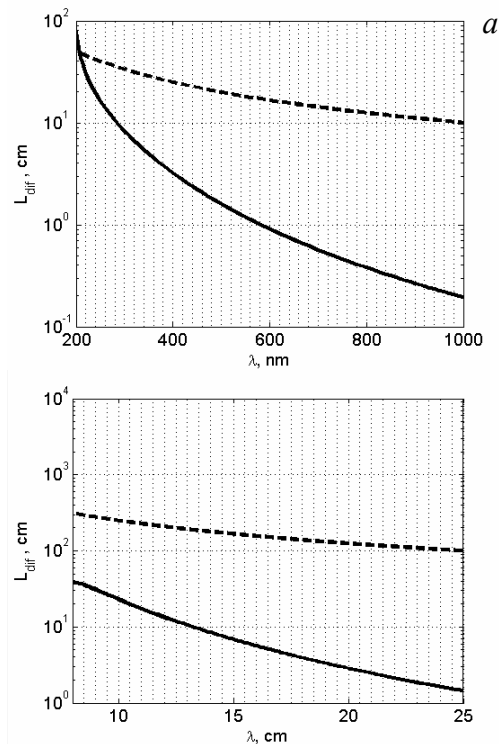


Рис. 1. Дифракция поверхностных плазмон-поляритонных волн: а – начальное распределение амплитуды  $E = \exp(-y^2 / w^2 - \gamma_i z)$ , б – распределение амплитуды на расстоянии дифракционной длины  $x = \beta w^2 / 2$ .

Затухание плазмон-поляритонных волн обусловлено наличием поглощения в металлах, имеющего разную природу в разных частотных диапазонах [4]. Длина затухания на границе воздуха и серебра достигает от 1 до 10 см для длины волны от 300 нм до 1 мкм соответственно, в области сантиметровых волн длина затухания превышает 100 м. Дифракционная длина  $l_{dif} = \pi a^2 / \lambda_{surf}$ , рассчитанная с учетом дисперсии серебра и метаматериала, для поверхностных волн на границе серебро-воздух (рис. 1а) и метаматериала (рис. 1б) оказывается меньше, чем указанная длина затухания, следовательно, дифракционные эффекты играют существенную роль при распространении пространственно ограниченных плазмон-поляритонных волн.



б

Рис. 2. Зависимость дифракционной длины от длины волны поверхностного плазмон-поляритона с учетом дисперсии сред: *a* - для поверхности серебра (оптический диапазон), *б* - для поверхности метаматериала (сантиметровый диапазон).

Отметим основные отличия волн на поверхностях металлов и метаматериалов. На границе металла ( $\mu=1$ ) и диэлектрика могут существовать только *TM* моды (это следует из выражения (4) и требования экспоненциального затухания волн в направлении нормали к границе), в то время как на границе метаматериала и диэлектрика могут существовать как *TE*, так и *TM* моды. Волновое число  $\beta$  волн на поверхности метаматериала может быть существенно больше, чем волновое число в вакууме или на поверхности металлов.

### Литература

1. A. Somerfeld. (1909) Surface waves // Ann. Physik, Vol 28, p. 665, 1909.
2. R. Ruppin, (2000) Surface polaritons of a left-handed medium // Phys. Lett. A Vol. 277, p. 61.
3. I.V. Shadrivov, A.A. Sukhorukov, Yu.S. Kivshar (2004) // Phys. Rev. E. Vol. 69, p. 016617.
4. Б.А. Князев, А.В. Кузьмин (2007) Поверхностные электромагнитные волны: от видимого диапазона до микроволн // Вестник НГУ. Сер.: Физика. Т. 2, вып. 1, стр. 108.

### ИК-спектроскопия молекулярных зондов на поверхности пористых стекол

**Старокуров Ю.В.**

ассистент

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,

физический факультет, Москва, Россия

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

Композиционные материалы на основе пористого стекла, являющиеся низкоразмерными системами, представляют большой интерес для прикладной оптики. Интересны свойства пористых стекол при их применении в качестве адсорбентов, носителей катализаторов, полупроницаемых мембран[1].

Свободный объем в пористом стекле играет большую роль в процессах трансляционной и вращательной диффузии молекул различных веществ в порах. Такие

молекулы могут быть использованы в качестве зондов для изучения морфологии поверхности пористых материалов. Поведение этих зондов может быть исследовано различными методами. Одним из перспективных методов исследований является метод «колебательного» зонда, в котором анализируются колебательные спектры адсорбированных молекул зондов. В этих спектрах проявляются структура молекул, внутримолекулярные и межмолекулярные взаимодействия[1,2].

В данной работе представлены результаты исследования ИК-спектров поглощения молекул в пористых бор-силикатных стеклах марки ДВ-1 с порами различных размеров и структуры. В качестве зондов использовались ацетонитрил, а также конформационно-неоднородные зонды – 1,2-дихлорэтан и 1,1,2,2-тетрабромэтан. В качестве образцов использовались бор-силикатные пористые стекла с семью характерными радиусами пор от 1,85 до 9,8 нм.

Для зонда ацетонитрила рассматривались две спектральные линии  $2945\text{ см}^{-1}$  и  $3000\text{ см}^{-1}$ , которые относятся к фундаментальным колебаниям молекулы ацетонитрила. Анализ зависимости двух параметров спектров[2] ширины спектральной линии и остроты от радиуса пор для этих двух линий показал, что пористая среда образцов заметным образом влияет на окружение молекул зонда только для образцов с характерным радиусом пор 2,2 нм и 3,7 нм.

Для спектров конформационно-неоднородных зондов исследовались интенсивности полос относящиеся к транс- и гош- конформерам. Для 1,2-дихлорэтана установлено увеличение концентрации гош-конформеры с ростом радиусов пор от 1,85 до 2,8 нм, при дальнейшем увеличении радиуса пор концентрация гош-конформеры уменьшается. Для зонда 1,1,2,2-тетрабромэтан максимальная концентрация гош-конформеры наблюдается для образца с самым малым радиусом пор (1,85 нм), а увеличение радиуса ведет к уменьшению этой концентрации.

Установлено, что плотная упаковка молекул зондов приводит к тому, что молекулы зонда, находящиеся вблизи поверхности пор, взаимодействуют как с молекулами вещества образца, так и с соседними молекулами зонда, динамическое равновесие конформационные превращений зондов меняется для этих молекул. характерные размеры молекул зондов сопоставимы с радиусами пор, то соотношение числа молекул зонда, находящихся вблизи стенок пор и в их центральной части, сопоставимо по величине, что объясняет такие зависимости.

### Литература

1. Т.В. Андропова, Ю.А. Гордеева, Б.Д. Рыжиков, А.М. Салецкий. Журн. прикл. спектр., **72** (2005), 446-449.
2. Ю.А. Гордеева, А.М. Салецкий. Журн. прикл. спектр., **73** (2006), 824-827.
3. Д.И. Камалова, С.А. Петрова, А.Б. Ремизов. Структура и динамика молекулярных систем, (2003), Выпуск X, Часть 1, 66-70.

### Оптические характеристики биотин - фуллерол наноструктур

*Спорыш Ирина Марковна<sup>1</sup>,*

*Гоготси Елена Георгиевна<sup>2</sup>,*

*Кисиль Елена Александровна<sup>3</sup>*

*<sup>1</sup>Аспирант, <sup>2</sup>студент, <sup>3</sup> ассистент*

*Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко,*

*Радиофизический факультет, Киев, Украина*

*E-mail: iryna.sporysh@gmail.com*

Биомолекулы, ковалентно присоединенные к атомам углерода молекулы фуллерола или контактирующие с поверхностью фуллерола, имеющей заряд, в результате кулоновского взаимодействия, как показывают результаты моделирования



электронных свойств этих молекулярных структур, влияют на оптические характеристики фуллерола – поглощение и фотолюминесценцию в видимой области спектра – и определяют их использования в нанопотонике и наномедицине. В докладе анализируются структурные модели супрамолекул из биотина и фуллерола, характеризующегося наличием гидроксильных групп (22 -26) на углеродных атомах, с кулоновским взаимодействием между этими молекулами в коллоидном растворе: а -  $C_{60}(OH)_n$  молекулы фуллерола агрегируют в водных растворах, образуя сети с водородной связью между молекулами, и отрицательно заряженных молекул  $C_{60}(O)_m$ , имеющих связь углерод-О -, которые размещены с внешней стороны агрегатной оболочки; б – молекула биотина  $C_{10}H_{16}N_2O_3S$ , заряд на которой зависит от pH раствора и фотовозбуждения, может образовать окружение для агрегатной оболочки сетей из фуллеролов. .

Рассмотрены различные архитектуры таких наноструктур в коллоидных растворах для управления их оптическими характеристиками, основанные на выявленных особенностях спектров поглощения и фотолюминесценции для изученной электронной структуры фуллерола в коллоидных растворах. В оптических спектрах поглощения агрегатов фуллерола в коллоидных растворах с и без молекул биотина (насыщенный раствор) в результате сравнения с рассчитанными спектрами для оптических переходов в молекуле  $C_{60}$  ( пики в спектрах поглощения при 220, 263, 345, 450 нм): наблюдается два пика при 266 нм и 340 нм которые соответствуют поглощению на  $C_{60}$  с  $(-OH)_n$  группами и с  $C_{60}(O)_m$ , соответственно. Определено, что молекула фуллерола в водном растворе, имеющая 11 С-ОН групп и 7 С-О<sup>-</sup> групп, определяет особенности спектра поглощения в (260 – 350)нм и (440-460) нм диапазонах. Спектр поглощения фуллерена в (440-460)нм диапазоне как известно из теоретического расчета, определяется образованием квазикристаллов в водном растворе. Тогда, возможно, что при кулоновском взаимодействии между фуллеролом (С – ОН<sup>-</sup>) и группой СО<sup>+</sup> биотина также возможна организация квазикристаллов из молекул фуллерола и биотина с пиком поглощения при 440 нм..

Экспериментальные оптические характеристики наноструктур с контролируемой архитектурой – спектры поглощения в ультрафиолетовом, видимом и инфракрасном диапазонах длин волн и фотолюминесценции в (300 – 750) нм диапазоне – проанализированы для подтверждения предложенной модели формирования фотоактивных супрамолекул из донорно – акцепторных пар молекул биотин- фуллерол . Эти характеристики наноструктур дают необходимую информацию для изучения их применения в фотосенсорных системах.

Сфера потенциального использования таких фотоактивных наноструктур в наномедицине включает различные направления, такие как обнаружение нуклеиновых кислот, доставку генов, клиническую диагностику и мониторинг чужеродных микроорганизмов

Авторы благодарят проф. П. Шарффа и его коллег из химической лаборатории (Технический Университет Ильменау, Германия) за помощь в изготовлении молекул фуллерола, а также при измерениях.

**Особенности записи стационарных и динамических голографических решеток в полимерных матрицах, активированных органическими красителями**

**Федоров Д.С.**

*Аспирант*

*Оренбургский государственный университет, Центр лазерной и информационной биофизики, Оренбург, Россия  
E-mail: [fed777dim@rambler.ru](mailto:fed777dim@rambler.ru)*

Перспективным методом изучения процессов, происходящих в конденсированных средах, является метод голографирования плоской световой волны. Подобные экспериментальные методы могут использоваться для исследования не только оптических, но и тепловых, механических и структурных характеристик системы.

В данной работе теоретически и экспериментально исследованы процессы записи и релаксации амплитудных и фазовых голографических решеток в полимерных средах, активированных красителями. Указаны возможности применения метода голографирования плоской световой волны для изучения различных молекулярных процессов, а также оптических и вязкоупругих свойств полимерных систем.

Температурное поле лазерного излучения вызывает изменение структуры пленки и приводит к появлению напряжений внутри нее, в первом приближении линейных по температуре  $F(x,t) \sim T(x,t)$ . Внутренние напряжения в пленке вызывают изменение ее объема. Здесь мы будем считать, что у каждой точки пленки всего одна степень свободы, вверх от подложки. Согласно феноменологической теории вязкоупругости в сильновязких жидкостях скорость движения (течения) пропорциональна приложенной силе. Поэтому скорость движения поверхности пленки:  $v_s(x,t) \sim F(x,t) \sim T(x,t)$ .

Тогда результирующий профиль поверхности пленки:

$$\Delta s(x,t) = \int_0^t v_s(x,\tau) d\tau \sim \int_0^t T(x,\tau) d\tau$$

и дополнительный набег фазы луча при прохождении им деформированного профиля решетки  $\Phi(x,t) = k \cdot n \cdot \Delta s(x,t)$ , где  $k$  – волновое число для считывающего луча;  $n$  – показатель преломления матрицы.

Тогда для нестационарной дифракционной эффективности  $\eta_m(t)$   $m$ -го порядка прозрачной фазовой решетки можем записать [1]:

$$\eta_m(t) = \frac{1}{\Lambda^2} \left| \int_{-\Lambda/2}^{\Lambda/2} \exp[-i\Phi(x,t)] \exp\left[-im \frac{2\pi x}{\Lambda}\right] dx \right|^2. \quad (1)$$

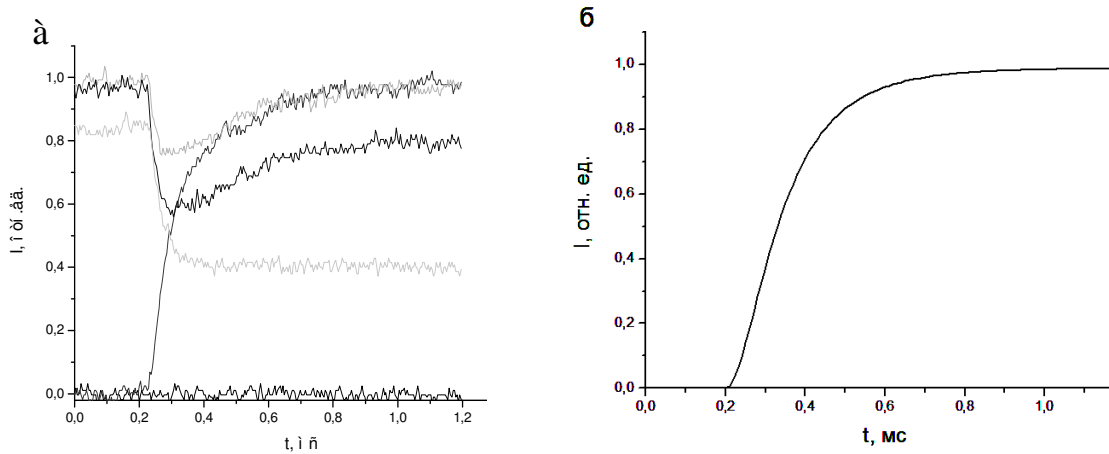
Таким образом, применяя данный метод к рельефной термопластической решетке, можно исследовать оптические и вязкоупругие свойства полимерных систем.

В работе были исследованы образцы, представляющие собой тонкие 10-25 мкм полимерные пленки эритрозина, эозина G в поливиниловом спирте (ПВС).

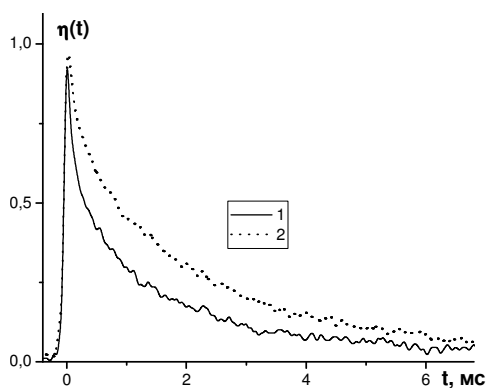
Для полимерных пленок красителей эозина G и эритрозина с концентрацией  $c=4 \cdot 10^{-4}$  моль/л,  $c=5 \cdot 10^{-4}$  моль/л в ПВС была зарегистрирована нестационарная голографическая решетка с характерным временем жизни 3 мс для эозина G и 800 мкс для эритрозина. Так как постоянная релаксации решетки совпадает со временем жизни данных триплетных центров, мы пришли к выводу, что инициированная структура имеет триплетную природу.

Для полимерных пленок красителей с концентрацией от  $c=6 \cdot 10^{-4}$  моль/л до  $c=5 \cdot 10^{-3}$  моль/л наблюдалась дифракционная картина от зондирующего луча как в проходящем, так и в отраженном свете, а также самодифракция пучков накачки на записанной

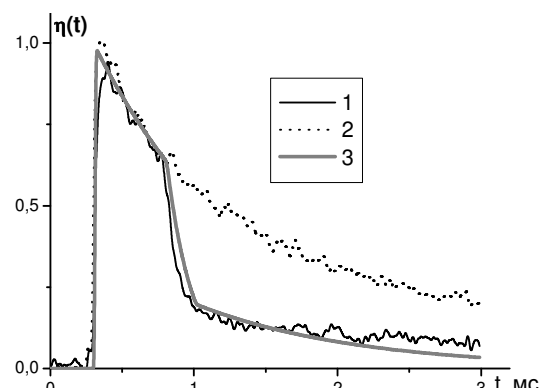
решетке. По сигналу первого дифракционного максимума регистрировалась кинетика стационарных решеток (рис.1.а). Из рисунка видно, что первый импульс, как правило, является греющим (размягчающим полимер); следующий импульс записывает решетку. Остальные импульсы искажают синусоидальный профиль решетки, при этом мы видим уменьшение дифракционной эффективности. Проведя моделирование по формуле 1, получаем хорошее согласие с экспериментом (рис. 1б).



**Рис. 1.** Зависимость кинетики записи и стирания стационарной (рельефной) решетки в ПВХ с эритрозином от числа импульсов: а) эксперимент, б) теория



**Рис. 2.** Кинетика ДЭ триплетной решетки в системе ПВХ+эозин 1) при дополнительном непрерывном лазерном воздействии, 2) без воздействия



**Рис.3.** Кинетика ДЭ триплетной решетки в системе ПВХ+эозин 1) при дополнительном импульсном лазерном воздействии, 2) без воздействия, 3) теоретический расчет

Также нами исследована кинетика сигнала первого дифракционного максимума нестационарной триплетной решетки при дополнительном импульсном (рис.3) воздействии на полимерную пленку излучением ИАГ Nd3+ лазера с диодной накачкой. По сигналу четко видно изменение времени жизни триплетной решетки – резкое ускорение релаксации, которое обусловлено по нашему мнению двумя возможными процессами: 1) возбуждением с помощью лазера с диодной накачкой триплетных центров красителя в высоковозбужденные состояния из T1 в Tn с последующей конверсией в синглетные состояния Sn, последующей релаксацией и испусканием квантов флуоресценции; 2) увеличением скорости обратной конверсии из T1 в S1, при дополнительном разогреве системы, следовательно, уменьшении населенности триплетного уровня за счет увеличения скорости термоактивированной замедленной флуоресценции.

По нашему мнению большее влияние имеет первый процесс, так как при температурном влиянии на кинетику населенности эффект должен иметь некоторую

инерционность, т.е. запаздывание вначале импульса и затягивание процесса после его завершения. Однако в проведенных нами экспериментах эффект обеднения населенности точно соответствует времени действия импульса, что объясняется именно воздействием излучения на время жизни триплетных центров.

Проводя моделирование для дополнительного импульса прямоугольного вида, получаем очень хорошее согласие с экспериментом (рис.3), что подтверждает правильность нашей модели.

### Литература

1. Кучеренко М.Г., Русинов А.П. (2004) *Опт. и спектр.*, 97, №6, 1026-1033.
2. Васильев Е.В., Шелковников В.В. (2003) Динамика импульсной записи голографических дифракционных решеток в фотополимерном материале. // Труды третьей международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика 2003», Санкт-Петербург, 20-23 октября 2003. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2003. – С. 240-241.

<sup>1</sup>Тезисы доклада основаны на материалах исследований, проведенных при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ\_офи № 04-03-97513) и гранта Министерства образования России (проект ЕЗН 02-3.2-339).

<sup>2</sup>Автор выражает признательность профессору, д.ф.-м.н. Кучеренко М.Г. и к.ф.-м.н. Русинову А.П. за помощь в подготовке тезисов

### «Синий сдвиг» и квантовый выход флуоресценции природной воды

*Шубина Д.М.\* , Федосеева Е.В.\*\**

*\* студент, \*\* аспирант*

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

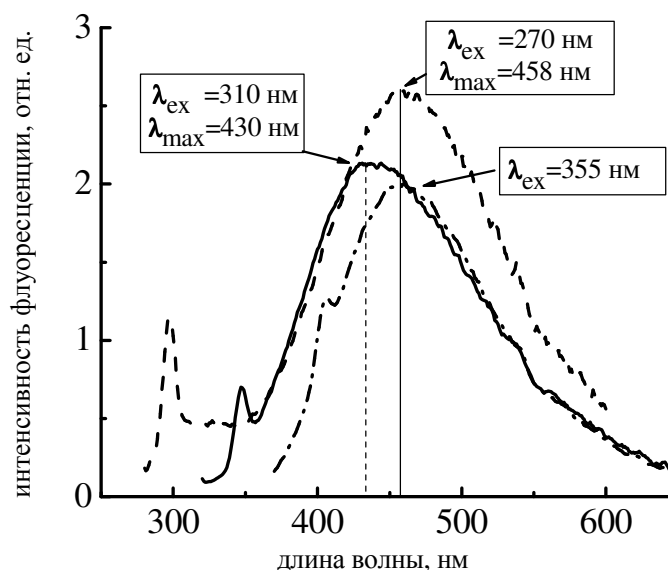
*\*физический факультет, \*\* факультет почвоведения,*

*Москва, Россия*

*wwwater@mail.ru, widumai@mail.ru*

Флуоресценция является чувствительным методом, который используется для изучения свойств растворенного органического вещества (РОВ), в частности гуминовых веществ. Параметрами, характеризующими флуоресценцию различных гуминовых веществ, мы взяли квантовый выход флуоресценции и так называемый «синий сдвиг»

### Спектры флуоресценции пробы воды Белого моря



спектров испускания. «Синий сдвиг» – это изменение положения максимума флуоресценции ( $\lambda_{\text{max}}$ ) при изменении длины волны возбуждения ( $\lambda_{\text{ex}}$ ). Для однородного по составу вещества положение максимума интенсивности флуоресценции не зависит от длины волны возбуждения, поэтому «синий сдвиг» является мерой гетерогенности состава вещества. Квантовый выход – это число испущенных фотонов по отношению к числу поглощенных фотонов, он характеризует способность вещества флуоресцировать.

Спектры испускания флуоресценции РОВ природной воды имеют широкую полосу в видимом диапазоне с максимумом на 430-460 нм, обусловленную свечением флуорофоров гуминового происхождения. Гуминовая полоса флуоресценции состоит из трех компонент, каждая из которых возбуждается светом различной длины волны: 270, 310 и 355 нм. Компонента, возбуждаемая светом с длиной волны 310 нм, имеет максимум флуоресценции на более коротких длинах волн, чем две другие компоненты, поэтому наблюдается «синий сдвиг», величина которого 20-30 нм.

Были исследованы пробы воды байкальского и беломорского регионов. Рассчитанный нами квантовый выход гуминовых веществ зависит от длины волны возбуждения флуоресценции. Сопоставление квантового выхода и «синего сдвига» позволяет делать выводы о соотношениях концентраций разных флуоресцирующих компонент и их способности флуоресцировать. Были сделаны измерения также для проб, прошедших микрофильтрацию (фильтр с порами 200 нм) и ультрафильтрацию (поры 5 нм). РОВ и разные фракции имеют отличия по квантовому выходу, наибольший квантовый выход и «синий сдвиг» имеет низкомолекулярная фракция. Можно сделать предположение, что флуоресцирующие компоненты имеют различные размеры частиц. Наблюдение за этими закономерностями в спектрах флуоресценции РОВ помогает лучше понять структуру и свойства гуминового вещества.

---

<sup>i</sup> Автор выражает признательность доктору химических наук, профессору Федорову П.П. и к.т.н. Конюшкину В. А. за предоставленные образцы монокристаллов и керамики.