

СЕКЦИЯ 8. ФОТОНИКА

Плазмонный волновод «диэлектрик-диэлектрик-металл» для подавления паразитного рассеяния в элементах плазмонной оптики <i>Е.А. Безус, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский</i>	2
Динамика поверхностных плазмонов в периодических металло-диэлектрических структурах <i>В.И. Белотелов, С.Н. Андреев, Д.А. Быков, В.П. Тараканов, А.К. Звездин</i>	6
Магнитооптический эффект Керра в плазмонных кристаллах <i>Н.А. Гусев, В.И. Белотелов, А.Н. Калиш</i>	8
Усиление сигнала фотолюминесценции в ультратонких слоях с нанокристаллами кремния <i>С.А. Дьяков, Д.М. Жигунов, А.В. Емельянов, Н.В. Швыдун, А. Hartel, D.Hiller, В.Ю. Тимошенко, М. Zacharias</i>	11
Генерация второй гармоники при рассеянии света на металлических наночастицах <i>Н.В. Ильин, А.И. Смирнов</i>	13
Отражение лазерных пучков на границе раздела двух мезофаз <i>А.А. Комар, М.А. Курочкина, Е.А. Мельникова, А.Л. Толстик</i>	17
Моделирование процессов голографического формирования фотонных структур в фотополимерных материалах <i>А. В. Лисовский, М. А. Ольджебаев, А. О. Семкин, С. Н. Шарангович</i> ,	21
Нелинейное преобразование световых пучков в процессе голографического формирования пропускающих фотонных структур в фотополимерных материалах <i>А. В. Лисовский, М. А. Ольджебаев, А. О. Семкин, С. Н. Шарангович</i>	24
Особенности отражения световых пучков от границы 1D кристалла <i>В.Ф. Марченко, М.С. Неберо, А.П. Сухоруков</i>	28
Сверхбыстрая динамика поверхностных плазмон-поляритонов <i>Н.Е. Хохлов, В.И. Белотелов, I.A. Akimov, M. Pohl, M. Bayer, A.K. Zvezdin</i>	30

ПЛАЗМОННЫЙ ВОЛНОВОД «ДИЭЛЕКТРИК-ДИЭЛЕКТРИК-МЕТАЛЛ» ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ ПАРАЗИТНОГО РАССЕЯНИЯ В ЭЛЕМЕНТАХ ПЛАЗМОННОЙ ОПТИКИ

Е.А. Безус^{1,2}, Л.Л. Досколович^{1,2}, Н.Л. Казанский^{1,2}

¹ Учреждение Российской академии наук Институт систем
обработки изображений РАН, Самара, Россия

² Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королёва, Самара, Россия
evgeni.bezus@gmail.com

Актуальность исследований, связанных с изучением поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), обусловлена перспективами их применения в оптических сенсорах, нанолитографии, микроскопии, интегральной оптике [1,2]. В последнее время были предложены различные элементы для ППП, в том числе отражающие структуры [3,4] и линзы [5,6], однако эффективность большинства из них сравнительно невелика из-за паразитного рассеяния, возникающего при прохождении ППП через границы элемента [7]. Так, при прохождении ППП через одну границу раздела потери на рассеяние составляют 10–30% [8]. Один из классов оптических элементов для ППП составляют диэлектрические структуры, расположенные непосредственно на поверхности распространения ППП [4,6]. Указанные элементы выполняют заданные преобразования ППП за счет фазовой модуляции. Таким образом, большой интерес представляет поиск механизмов, позволяющих эффективно осуществлять фазовую модуляцию ППП при малых потерях энергии на паразитное рассеяние.

ППП представляют собой ТМ-моды границы раздела двух сред с различными знаками диэлектрической проницаемости (границы раздела металл/диэлектрик). Зависимость от времени и координат компонент электромагнитного поля ППП, распространяющегося вдоль границы раздела $z=0$, имеет вид $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y - \kappa_j |z|)$, где $j = d, m$ соответствуют диэлектрику и металлу соответственно, а величины k_x , k_y , κ_j в случае изотропных материалов удовлетворяют соотношениям

$$k_x^2 + k_y^2 = k_{SPP}^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}, \quad \kappa_j = \sqrt{k_{SPP}^2 - k_0^2 \varepsilon_j} = k_0 \sqrt{\frac{-\varepsilon_j^2}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}, \quad (1)$$

где $k_0 = \omega/c$, ε_m и ε_d — диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика соответственно. Согласно (1), при прохождении ППП через границу элемента, расположенного на поверхности распространения и выполненного из материала с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b \neq \varepsilon_d$, происходит изменение поперечного профиля поля ППП, что приводит к

паразитному рассеянию. Таким образом, для уменьшения рассеяния необходимо изменить дисперсионное соотношение плазмонной моды в области элемента таким образом, чтобы ее поперечный профиль был близок к профилю поля падающего ППП.

В ряде работ, в частности, в [7], были предложены методы подавления паразитного рассеяния, основанные на использовании анизотропных метаматериалов. В этом случае дисперсионное соотношение для ППП изменяется таким образом, что становится возможным совпадение поперечных профилей падающего ППП и ППП после границы раздела. Следует отметить, что хотя при этом возможно полное устранение потерь на рассеяние, расчет и создание метаматериалов с требуемыми параметрами и их интеграция в элементы плазмонной оптики представляют собой сложную задачу.

В настоящей работе рассмотрен другой способ изменения дисперсионного соотношения плазмонной моды в области элемента, основанный на использовании волновода вида «диэлектрик-диэлектрик-металл» (ДДМ). В простейшем случае такая структура представляет собой выемку (рис. 1(а)) или диэлектрический блок (рис. 1(б)) в диэлектрической обкладке стандартного плазмонного волновода «диэлектрик-металл». Использование волновода ДДМ позволяет согласовать вид поперечных профилей плазмонной моды и падающего ППП. Результаты численного моделирования с помощью метода Фурье-мод [9], адаптированного для неперриодических структур [10], показывают, что структуры на рис. 1(а), (б) позволяют осуществлять эффективную фазовую модуляцию ППП при снижении потерь на рассеяние на порядок.

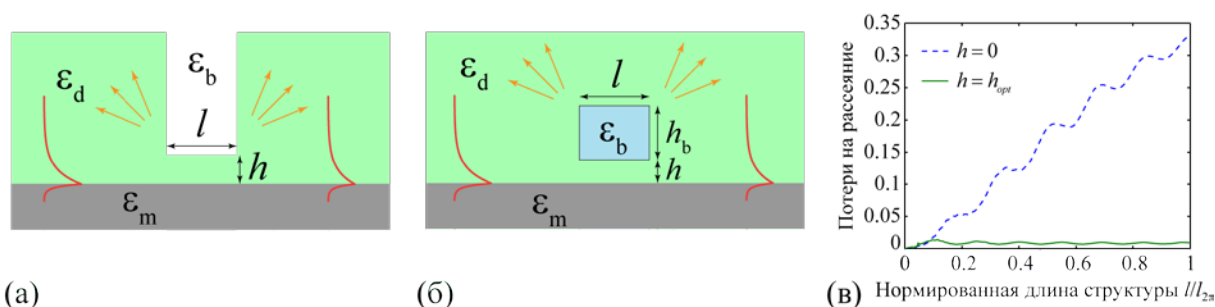


Рис. 1. Геометрия структуры: выемка (а) и диэлектрический блок (б) в диэлектрической обкладке плазмонного волновода и пример подавления рассеяния (в)

Рассмотрим пример подавления рассеяния при нормальном падении на структуру, показанную на рис 1(б), ППП с длиной волны в свободном пространстве 800 нм. В качестве диэлектрических проницаемостей материалов были выбраны следующие значения: $\epsilon_m = -24.2$ (соответствует действительной части диэлектрической проницаемости золота), $\epsilon_d = 1.96$, $\epsilon_b = 4$. Действительная диэлектрическая проницаемость металла была

выбрана для исключения из рассмотрения потерь на поглощение. Обозначим $l_{2\pi}$ длину структуры, при которой фазовый набег прошедшего ППП равен 2π . На рис. 1(в) показаны потери на рассеяние S в зависимости от нормированной длины структуры $l/l_{2\pi}$ при $h=0$ (синяя пунктирная линия; этот случай соответствует обычным диэлектрическим оптическим элементам для ППП) и при оптимальном значении $h=h_{opt}=16$ нм, найденном в результате моделирования (зеленая сплошная линия). Отметим, что это значение близко к расчетному значению 14 нм, найденному аналитически из условия совпадения поперечного профиля поля плазмонной моды в области блока с профилем поля падающего ППП. Рисунок 1(в) показывает, что переход к рассматриваемой структуре позволяет снизить потери на паразитное рассеяние на порядок: максимальное рассеяние снижается с 33.1% при $h_1=0$ до 1.2% при $h_1=16$ нм (в 27 раз); среднее значение рассеяния $\bar{S} = \int_0^{l_{2\pi}} S dl / \int_0^{l_{2\pi}} dl$ снижается с 16.6% при $h_1=0$ до 0.8% при $h_1=16$ нм.

Предлагаемый подход может быть использован для создания различных элементов плазмоники, таких как линзы, брэгговские решетки, плазмонные кристаллы.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 10-07-00553, 11-07-00153, 10-02-01391 и грантов Президента РФ НШ-7414.2010.9, МД-1041.2011.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Ozbay // Science. 2006. V. 311. No 5758. P. 189.
2. D.K. Gramotnev, S.I. Bozhevolnyi // Nat. Photonics. 2010. V. 4. P. 83.
3. B. Wang, G.P. Wang // Appl. Phys. Lett. 2005. V. 87. P. 013107.
4. S. Randhawa, M.U. González, J. Renger, S. Enoch, R. Quidant // Opt. Express. 2010. V. 18. No 14. P. 14496.
5. Z. Liu, J.M. Steele, W. Srituravanich, Y. Pikus, C. Sun, X. Zhang // Nano Lett. 2005. V. 5. No 9. P. 1726.
6. E.A. Bezus, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, V.A. Soifer, S.I. Kharitonov // J. Opt. 2010. V. 12. No 1. P. 015001.
7. J. Elser, V.A. Podolskiy // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. No 6. P. 066402.
8. R.F. Oulton, D.F.P. Pile, Y. Liu, X. Zhang // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. No 3. P. 035408 (2007).
9. M.G. Moharam, E.B. Grann, D.A. Pommet, T.K. Gaylord // JOSA A. 1995. V. 12. No 5. P. 1068.

10. E. Silberstein, P. Lalanne, J.-P. Hugonin, Q. Cao // JOSA A. 2001. V. 18. No 11. P. 2865.

ДИНАМИКА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ МЕТАЛЛО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

В.И. Белотелов^{1,2}, С.Н. Андреев², Д.А. Быков³, В.П. Тараканов⁴,
А.К. Звездин²

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

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

³Институт систем обработки изображений РАН

⁴Объединенный институт высоких температур РАН

Belotelov@physics.msu.ru

Плазмоника - быстро развивающееся направление современной оптики, изучающее оптические свойства металло-диэлектрических систем, в которых возможно возбуждение поверхностных или локализованных плазмон-поляритонов. Одним из возможных применений плазмонных структур является передача и обработка информации в плазмонных микросхемах посредством импульсов поверхностных плазмон-поляритонов. Поэтому исследование распространения пакетов плазмон-поляритонов в различных наноструктурированных средах представляет в настоящее время актуальную и практически важную задачу. Распространение плазмонных импульсов вдоль однородной или периодически перфорированной границы между металлом и диэлектриком рассмотрено в ряде работ [1]. Тем не менее, данная проблема исследована не достаточно.

В данной работе исследована динамика импульсов поверхностных плазмон-поляритонов в новом классе плазмонных кристаллов – плазмонных кристаллах с монотонно меняющимися в пространстве геометрическими или оптическими свойствами [2]. В частности рассмотрен плазмонный кристалл, состоящий из перфорированного диэлектрического клина на гладкой металлической подложке (рис.1). Высота диэлектрической решетки изменяется линейно с расстоянием вдоль границы. При этом использованы два подхода: (i) метод ВКБ уравнений в сочетании с методом матрицы рассеяния (S-матрицы) и (ii) строгое решение уравнений Максвелла на основе метода конечных разностей (FDTD). Результаты, полученные обоими подходами, находятся в хорошем согласии друг с другом.

При изменении высоты диэлектрической решетки меняется закон дисперсии плазмонного пакета, что приводит к возникновению эффективной силы, действующей на пакет. Здесь уместна аналогия с распространением электронов в кристалле при наличии внешнего электрического поля. Уникальной особенностью рассматриваемого плазмонного кристалла является то, что средний квазиимпульс плазмонного пакета изменяется при его распространении и может

достигать высокосимметричных точек первой зоны Бриллюэна: Γ -точки ($k=0$) или X -точки ($k=\pi/d$). В этих точках происходит отражение плазмонного импульса и частичное туннелирование в соседнюю плазмонную зону.

Показано, что положение точек разворота плазмонного пакета зависит от центральной частоты пакета и его спектральной ширины. Это открывает большие возможности для управления плазмонными импульсами в таких структурах путем изменения их параметров. В частности, если центральная частота меньше, чем частота верхней границы первой плазмонной зоны, соответствующей критической высоте диэлектрической решетки, то структура незначительно изменяет групповую скорость плазмонного импульса и он затем продолжает равномерное движение по решетке (Рис.1).

Однако, если центральная частота превышает частоту верхней зоны Бриллюэна, то групповая скорость плазмонного пакета уменьшается до нуля и меняет знак на противоположный – плазмонный пакет разворачивается. При этом возможно его частичное туннелирование в соседнюю плазмонную зону. Важно отметить, что положение точки отражения и количество энергии, в отраженном и прошедшем дальше по структуре волновых пакетах сильно зависят от центральной частоты волнового пакета.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и гранта президента РФ для молодых ученых (МК-3123.2011.2).

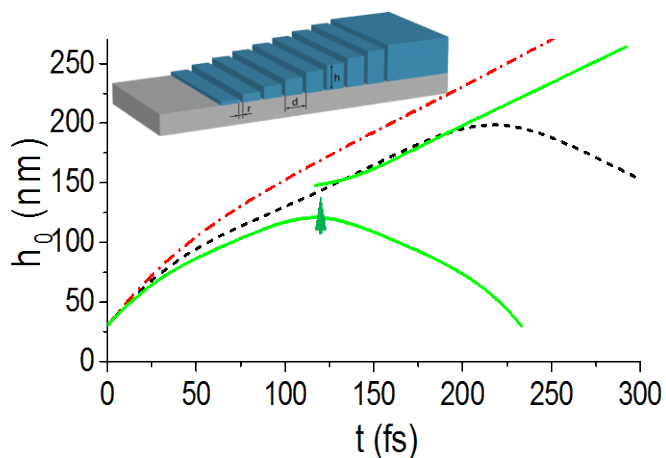


Рис.1. Временная зависимость положения центра плазмонного пакета (выражена через высоту диэлектрического клина, в области центра пакета). Рассмотрены три случая: (i) распространение без отражения ($\omega_0 = 0.9\omega$, красная линия), (ii) распространение с частичным отражением и туннелированием ($\omega_0 = 1.2\omega$, зеленая линия), и (iii) распространение с отражением без туннелирования $\omega_0 = 1.3\omega$ (черная линия). Период кристалла $d=280$ нм, ширина

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Kubo, N. Pontius and H. Petek // Nano Lett. 2007. V. 7. P. 470.
2. V. Belotelov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin // J. Phys.: Condens. Matter 2010. V 22, P. 395301.

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КЕРРА В ПЛАЗМОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Н.А. Гусев, В.И. Белотелов, А.Н. Калиш
МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
CG48@yandex.ru

Среди материалов с перестраиваемыми оптическими свойствами существенный интерес для фундаментальной науки и прикладных задач представляют магнитооптические среды. Магнитооптические наноструктурированные материалы – магнитные среды со специально подобранной структурой, размер которой не превышает сотен нанометров. В таких материалах магнитооптические эффекты могут существенно возрасти по сравнению со случаем однородных пленок [1]. Это дает возможность эффективного контроля интенсивности света с частотой вплоть до десятков гигагерц и позволяет их использовать в новом поколении устройств записи, считывания и обработки информации. Примером таких материалов являются плазмонные кристаллы.

В работе исследован экваториальный магнитооптический эффект Керра в плазмонных кристаллах. Он заключается в изменении интенсивности в спектре отраженного света при перемагничивании [2]. Экваториальный эффект Керра характеризуется величиной

$$\delta = R(M) - R(-M)$$

Плазмонный кристалл, рассматриваемый в работе, представляет собой слой ферромагнитного диэлектрика с нанесенной одномерной дифракционной решеткой из благородного металла и находящийся на немагнитной подложке (рис. 1). Кристалл намагничен вдоль оси Y, плоскость падения линейно поляризованного света XZ.

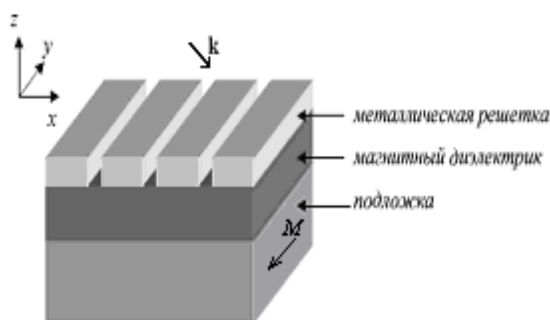


Рис.1. Исследуемая структура

Для расчета коэффициентов прохождения и отражения электромагнитной волны от такой структуры используется метод связанных мод в пространстве Фурье (RCWA) [3]. Дифракционная решетка сделана из серебра, ферромагнитный диэлектрик из магнитного

феррит-гранат, подложка из гадолиний-галиевого граната. При расчете использованы следующие значения параметров: период решетки 500 нм, ширина щелей 75 нм, высота решетки 100 нм, толщина диэлектрика 1 мкм. Результаты расчетов приведены на Рис. 2.

Присутствуют резонансные особенности на определенных длинах волн, в которых эффект на порядок превосходит эффект в однородной пленке.

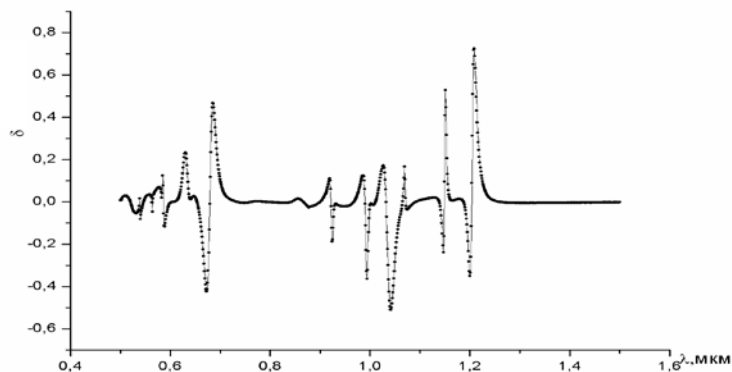


Рис. 2. График зависимости величины экваториального эффекта Керра от длины волны падающего излучения

При определенном соотношении между периодом решетки, толщиной магнитного слоя и частотой падающего излучения дифракционные порядки возбуждают волноводные моды. Возбужденная мода, распространяясь вдоль оси X, частично рассеивается в щелях металла, и энергия уходит в дальнюю зону, частично формируя отраженное от структуры поле. В случае, когда намагниченность направлена вдоль оси Y, TE и TM моды остаются независимыми и намагниченность влияет на условие возбуждения (закон дисперсии) TM моды. В результате аналитических расчетов выявлено, что в исследуемой структуре возбуждение собственных волн, в том числе волноводных мод, приводит к появлению резонансных свойств – минимумов и максимумов коэффициента отражения.

Наличие гирации и изменение ее знака приводит к смещению дисперсионной картины собственных волн и, как следствие, смещению экстремумов в спектре отражения, что и объясняет появление резонансов эффекта Керра.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранта Президента РФ МК-3123.2011.2 и фонда «Династия».

ЛИТЕРАТУРА

1. V.I. Belotelov, A.N. Kalish, V.A. Kotov and A.K. Zvezdin // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 321, 826-828 (2009).

2. A. Zvezdin, V. Kotov. // *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials* (IOP, Bristol, 1997).

3. N. Chateau and J.-P. Hugonin // *J. Opt. Soc. Am. A* 11, 1321 (1994).

УСИЛЕНИЕ СИГНАЛА ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В УЛЬТРАТОНКИХ СЛОЯХ С НАНОКРИСТАЛЛАМИ КРЕМНИЯ

С.А. Дьяков¹, Д.М. Жигунов¹, А.В. Емельянов¹, Н.В. Швыдун¹, А. Hartel²,
D.Hiller², В.Ю. Тимошенко¹, М. Zacharias²

¹Физический факультет, МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия

²Albert-Ludwigs-University Freiburg, IMTEK, Germany

sergey_dyakov@mail.ru

Многие перспективные «оптические» применения кремниевых нанокристаллов (Si-NCs), такие как активные среды для оптических усилителей и лазеров, основа светодиодов или поглощающие ультратонкие слои для солнечных батарей третьего поколения основываются на использовании тонких пленок либо многослойных структур содержащих Si-NCs. Поэтому аккуратный учет взаимодействия излучения с веществом в подобных структурах является необходимым для оптимизации характеристик будущих оптических приборов.

В настоящей работе исследовались структуры, содержащие слой с нанокристаллами кремния, с размерами 2.5-4.5 нм, в матрице оксинитрида кремния (SRON), который был отделен от кремниевой подложки буферным, а от воздуха – покровным слоем диоксида кремния.

Образцы были получены методом плазмохимического осаждения из газовой фазы (PECVD) чередующихся слоев SiO_xN_y и SiO_2 . Последующий высокотемпературный отжиг, приводил к формированию нанокристаллов кремния в слоях оксинитрида кремния.

Фотолюминесценция (ФЛ) экситонов, локализованных в кремниевых нанокристаллах, возбуждалась излучением лазеров с длинами волн 325 нм и 488 нм. Обнаружено, что интенсивность ФЛ слоя с кремниевыми нанокристаллами немонотонно зависит как от толщины самого излучающего слоя, так и от толщин покровного и буферного слоев.

В работе также был проведен теоретический расчет зависимости сигнала ФЛ от толщин буферного слоя и слоя с нанокристаллами. ФЛ моделировалась излучением хаотически ориентированных осциллирующих точечных электрических диполей, при этом при расчета использовалась $\otimes 2$ матрица переноса. Указанный метод расчета был разработан В. Лукошем [1]. Теоретические зависимости интенсивности ФЛ образцов с нанокристаллами кремния были подтверждены экспериментальными данными (рис. 1,2).

На основании теоретических расчетов экспериментально показано, что путем выбора оптимальной толщины буферного SiO_2 слоя можно добиться усиления сигнала ФЛ кремниевых нанокристаллов более чем на порядок по величине по сравнению со случаями отсутствия буферного

слоя, либо его неоптимизированной толщины (рис. 1). Полученный результат является важным как с точки зрения практического применения ультратонких слоев с кремниевыми нанокристаллами, так и для исследования их фундаментальных свойств с целью усиления отклика фото- или электролюминесценции, например, для монослоя Si-NCs.

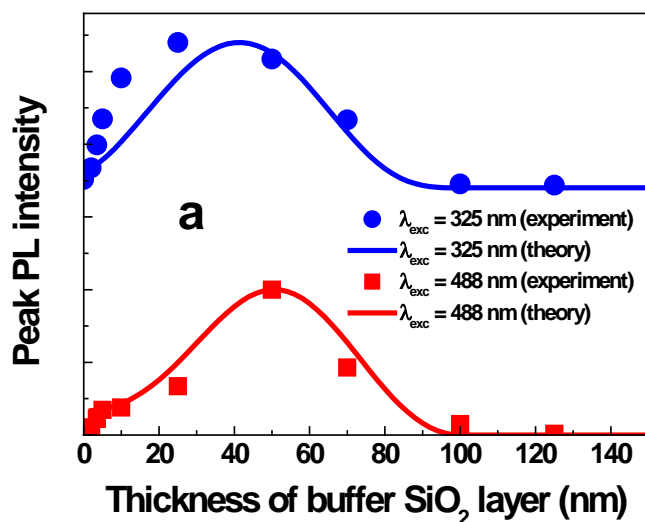


Рис. 1. Теоретический расчет и экспериментальные данные по зависимости интенсивности ФЛ от толщины буферного SiO₂ слоя.

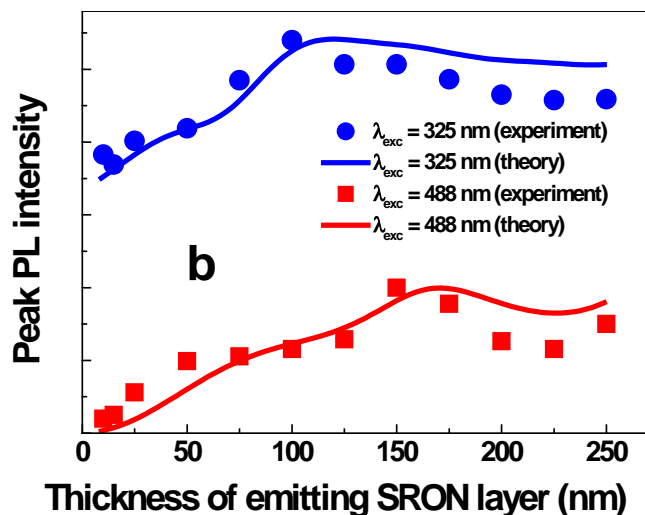


Рис. 2. Теоретический расчет и экспериментальные данные по зависимости интенсивности ФЛ от толщины слоя с нанокристаллами.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Lucosz // J. Opt. Soc. Am. 1981, V. 71, No. 6.

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ПРИ РАССЕЯНИИ СВЕТА НА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦАХ

Н.В. Ильин, А.И. Смирнов

Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН

ilyin@apl.sci-nnov.ru

Нелинейно-оптический отклик металлических наночастиц - одна из ключевых модельных задач современной нанофотоники. Наночастицы находят все большее применение в оптических устройствах и в медицине (например, в качестве маркеров). Кроме того, различные металлические наноструктурированные элементы являются базой для создания метаматериалов в оптическом диапазоне длин волн [1].

Генерация второй гармоники (ГВГ) наночастицей теоретически рассмотрена достаточно подробно [2-9]. В частности, в работе [6] авторы показали, что основной вклад в поле излучения на второго гармонике вносят дипольные и квадрупольные моменты возбуждаемого нелинейного тока. Однако нахождение реальных значений элементов тензоров восприимчивости для различных металлов является отдельной, достаточно сложной, задачей, для решения которой необходимо привлекать дополнительные теории и (или) эксперимент.

В экспериментальных работах, посвященных исследованию ГВГ [10-16], как правило, имеют дело с ансамблем частиц: растворы в жидкостях, система частиц внедренных или выращенных в диэлектрической основе и т.д. Пожалуй, лишь в [17] была сделана попытка выделения эффекта удвоения частоты на одиночной золотой наночастицы.

В настоящей работе рассматривается генерация второй гармоники металлическим наночастицей как результат взаимодействия квазистатических мультипольных моментов, а для описания поведения электронов в металле применяется плазменная гидродинамическая модель. Это, в отличие от других работ, позволяет найти частотные характеристики интенсивностей излучения второй гармоники, указать режимы, при которых генерация будет максимальной а, диаграммы направленности излучения имеют преимущественно либо дипольный, либо квадрупольный вид.

Рассмотрим плоскую электромагнитную волну $E_z, H_x \sim \exp(i\omega t - ik_0 y)$, падающую на металлическую сферу радиусом a в вакууме (рис.1).

Для определения нелинейного отклика сферы, найдем объемную плотность тока на второй частоте $\vec{j}_{2\omega}$, в рамках гидродинамической модели:

$$\vec{j}_{2\omega} = \alpha \nabla(\vec{E}_\omega, \vec{E}_\omega) + \beta(\vec{E}_\omega, \nabla)\vec{E}_\omega + \gamma \vec{E}_\omega \operatorname{div} \vec{E}_\omega \quad (1)$$

где \vec{E}_ω - рассчитанное в линейном приближении электрическое поле, параметры α, β, γ соответственно равны:

$$\alpha = i \frac{e\omega_p^2}{8\pi m\omega(i\omega + \nu)(i2\omega + \nu)}, \quad \beta = -i \frac{e\omega_p^2\nu}{4\pi m\omega(i\omega + \nu)^2(i2\omega + \nu)}, \quad \gamma = \frac{e}{4\pi m(i\omega + \nu)}. \quad (2)$$

Здесь e - заряд электрона, ω_p - плазменная частота, ν - частота столкновений, m - эффективная масса свободных электронов в металле.

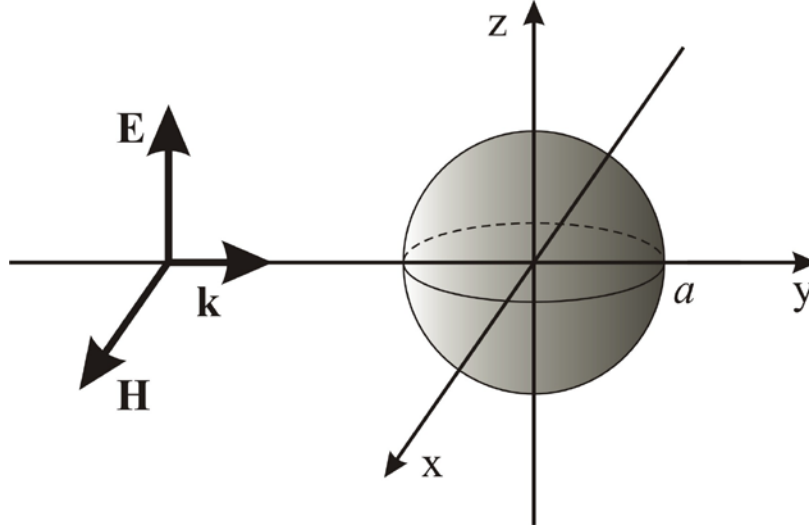


Рис. 1. Плоская волна, падающая на наночастицу.

В предположении, что сфера много меньше длины волны, из \vec{E}_ω можно выделить квазистатические дипольные и квадрупольные составляющие. Подставляя выражения для полей в (1), нетрудно получить источник излучения на удвоенной частоте.

В итоге, для интенсивностей дипольного и квадрупольного излучений второй гармоники удастся получить следующие соотношения:

$$I_{dip} = \frac{4}{3} I_0 \frac{(\varepsilon^*(\omega) - 1)^2}{(\varepsilon^*(2\omega) + 2)^2 (\varepsilon^*(\omega) + 2)^2 (2\varepsilon^*(\omega) + 3)^2}, \quad (3)$$

$$I_{quad} = \frac{9}{15} I_0 \frac{(\varepsilon^*(\omega) - 1)^2}{(2\varepsilon^*(2\omega) + 3)^2 (\varepsilon^*(\omega) + 2)^4}, \quad (4)$$

где $I_0 = \frac{\omega^4}{c^5} \frac{8}{15} (3\pi a^3 \gamma E_0^2)^2$, $\varepsilon^*(\omega)$ - диэлектрическая проницаемость сферы.

Заметим, что интенсивности дипольного и квадрупольного излучения одного и того же порядка.

Выражения (3) и (4) обладают ярко выраженной резонансной зависимостью, причем для дипольного излучения характерно три резонанса: дипольный резонанс на основной частоте ($\varepsilon^*(\omega = \omega_{dip}) = -2$),

квадрупольный резонанс на основной частоте ($\varepsilon^*(\omega = \omega_{quad}) = -3/2$) и дипольный резонанс на второй частоте ($\varepsilon^*(2\omega = \omega_{dip}) = -2$). Квадрупольное излучение имеет только два резонанса: дипольный резонанс на основной частоте ($\varepsilon^*(\omega = \omega_{dip}) = -2$) и квадрупольный резонанс на второй частоте ($\varepsilon^*(2\omega = \omega_{quad}) = -3/2$).

Таким образом, можно выделить два характерных случая для эффективной генерации второй гармоники наночастицей, когда:

- 1) основная частота излучения совпадает с одной из резонансных частот шарика ($\omega = \omega_{dip}, \omega = \omega_{quad}$).
- 2) частота второй гармоники равна резонансной частоте шарика ($2\omega = \omega_{dip}, 2\omega = \omega_{quad}$).

Отметим, что в первом случае, при попадании основной частоты в дипольный резонанс ($\omega \rightarrow \omega_{dip}$) наночастицы, интенсивность квадрупольного излучения в несколько раз больше дипольного. При изменении же рабочей частоты, и смещении ее ко второму резонансу $\omega \rightarrow \omega_{quad}$, дипольное излучение увеличивается, а квадрупольное практически исчезает.

Во втором случае характер излучения сильно зависит от того, в какой резонанс попадает генерируемая удвоенная частота. При $2\omega \rightarrow \omega_{dip}$ будет дипольный отклик, при $2\omega \rightarrow \omega_{quad}$ – квадрупольный отклик. Интенсивности же излучения практически одинаковые.

Таким образом, в работе предложена простая и наглядная теория ГВГ. Найдены частотные характеристики интенсивностей дипольного и квадрупольного излучения на удвоенной частоте. Показано, что существует два основных типа эффективной генерации, когда основная или удвоенная частоты совпадают с частотами квазистатических резонансов наночастицы.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Кадры», ГК П560 от 17 мая 2010 года, «Лазерное наноструктурирование и нелинейная оптическая диагностика наноразмерных объектов»

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Boltassaeva, V.M. Shalaev // *Metamaterials*. 2008, Vol.2, P.1
2. J.I. Dadap, J. Shan, K.B. Eisenthal, and T.F. Heinz // *Phys.Rev.Lett.* 1999, Vol.83, P.4045
3. E.V. Makeev, S.E. Skipetrov // *Opt.Comm.*, 2003, Vol.224, P.139
4. W.L. Mochan, J.A. Maytorena, B.S. Mendoza, V.L. Brudny // *Phys.Rev.B*. 2003, Vol. 68, 085318

5. C.I. Valencia, E.R. Mendez, B.S. Mendoza // *J.Opt.Soc.Am.B.* 2003, Vol 20, P.2150
6. J.I. Dadap, J. Shan, T.F. Heinz // *J.Opt.Soc.Am.B.* 2004, Vol.21, P.1328
7. G. Bachelier, I. Russier-Antoine, E. Benichou, C. Jonin, P.-F. Brevet // *J.Opt.Soc.Am.B.* 2008, Vol.25, P.955
8. Y. Zeng, W. Hoyer, J. Liu, S.W. Koch, J.V. Moloney // *Phys.Rev.B.* 2009, Vol.79, 235109
9. A.G.F. de Beer, S. Roke // *Phys.Rev.B.*, 2009, Vol.79, 155420
10. S.I. Bozhevolnyi, J. Beermann, V. Coello // *Phys.Rev.Lett.* 2003, Vol.90, 197403-1
11. J. Beermann, S.I. Bozhevolnyi // *Phys.Rev.B.* 2004, Vol.69, 155429
12. T. Hayakawa, Y. Usui, S. Bharathi, and M.Nogami // *Adv.Mater* 2004, Vol. 16, P.1408
13. N.I. Zheludev, V.I. Emelyanov // *J.Opt.A: Pure Appl. Opt.* 2004, Vol.6, P.26
14. J. Nappa, G. Revillod, I. Russier-Antoine, E. Benichou, C. Jonin, P.F. Brevet // *Phys.Rev.B.* 2005, Vol.71, 165407
15. B.K. Canfield, H. Husu, J. Laukkanen, B. Bai, M. Kuittinen, J. Turunen, M. Kauranen // *Nanoletter*, 2007, Vol.7, P.1251
16. M. Zavelani-Rossi, M. Celebrano, P. Biagioni, D. Polli, M. Finazzi, L. Duo, G. Cerullo, M. Labardi, M. Allegrini, J. Grand, P.-M. Adam // *Appl.Phys.Lett.* 2008, Vol.92, 093119
17. J. Butet, J. Duboisset, G. Bachelier, I. Russier-Antoine, E. Benichou, C. Jonin, P.F. Brevet // *Nanoletters*, 2010, Vol.10, P.1717

ОТРАЖЕНИЕ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ МЕЗОФАЗ

А.А. Комар, М.А. Курочкина, Е.А. Мельникова, А.Л. Толстик

Белорусский государственный университет,

kurochkina.margarita@yandex.ru

Одним из актуальных направлений современной прикладной оптики является разработка и создание недорогих и компактных оптоэлектронных устройств управления световыми пучками. В этой связи наиболее перспективными электрооптическими материалами являются жидкие кристаллы (ЖК), обладающие большой анизотропией показателя преломления ($\sim 0.1 - 0.4$) и возможностью ее изменения посредством малых внешних напряжений (порядка нескольких вольт). Жидкие кристаллы используются в системах отображения информации (индикаторы, дисплеи), для создания пространственно-временных модуляторов света, дифракционных оптических элементов и др.

В работе проведено экспериментальное исследование особенностей распространения лазерных пучков в жидкокристаллических материалах с сформированной границей раздела двух областей жидкого кристалла с различной ориентацией директора. Формирование границы раздела двух мезофаз осуществлялось посредством приложения к ЖК ячейке внешнего электрического поля. Основное внимание уделяется анализу пространственного распределения светового поля в зависимости от поляризации лазерного излучения.

Для формирования границы раздела двух областей жидкого кристалла с различной ориентацией директора была изготовлена ЖК ячейка, схема которой представлена на рис. 1, а. Ячейка состоит из двух стеклянных подложек 1 с прозрачными электродами из окиси индия 2. Для возможности формирования границы раздела двух мезофаз на одной подложке частично стравливался электрод. Толщина ЖК слоя задавалась спейсерами 4 и составляла 220 мкм. В работе использовался двулучепреломляющий нематический жидкий кристалл ЖК 1289 (разработка НИО ПИК) с анизотропией показателя преломления $n_e - n_o = 0,18$. Граница раздела создавалась посредством подачи на ячейку электрического напряжения. Вследствие перехода Фредерикса происходила переориентация молекул ЖК в части ячейки с электродом. В части ячейки, где электрод был стравлен, сохранялась планарная ориентация молекул ЖК. Области с разными ориентациями директора ЖК (планарной и гомеотропной) формировали границу раздела двух нематических фаз, с различными зависимостями показателя преломления световой волны от ее поляризации.

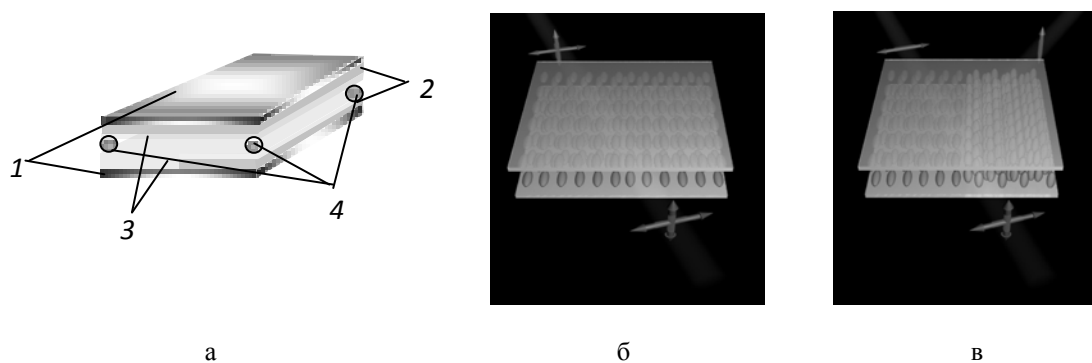


Рис. 1. ЖК- ячейка (а): 1- стеклянные подложки, 2- прозрачные электроды из окиси индия, 3- слой фоточувствительного полимера толщиной $\sim 0,1$ мкм, 4- спейсеры и ориентация молекул ЖК в ячейке без (б) и с (в) электрическим полем и схема распространения лазерного пучка, имеющего две поляризационные компоненты

Принцип формирования отражающей границы представлен на рис. 1, б-в. При отсутствии внешнего напряжения на ячейке, жидкий кристалл однородно ориентирован по всему объему ЖК ячейки (планарная ориентация) и границы раздела нет (рис. 1, б). При включении внешнего электрического поля происходит переориентация жидкого кристалла в той части ячейки, где приложено напряжение. Половина объема ЖК приобретает гомеотропную ориентацию и появляется граница раздела двух областей ЖК с различными ориентациями директора (рис. 1, в). Разные ориентации директора ЖК определяют разные зависимости показателя преломления от поляризации падающего излучения. Так, например, при распространении излучения, поляризованного в плоскости ячейки (см. рис. 1, в), показатели преломления обеих областей будет определяться значением показателя преломления для обыкновенной волны. В то же время, для вертикальной компоненты поляризации лазерного луча имеем две области ЖК с разными значениями показателя преломления. Для ситуации, представленной на рис. 1, в, лазерный пучок входит в область, определяемую значением показателя преломления для необыкновенного луча, и затем попадает на границу раздела с областью, в которой для выбранной поляризации показатель преломления будет определяться его значением для обыкновенной волны. При использовании положительного двулучепреломляющего нематического ЖК возможно выполнение условия полного внутреннего отражения от границы, поскольку луч падает из области с большим показателем преломления (возбуждена необыкновенная волна) в область его меньшего значения (возбуждена обыкновенная волна). Основываясь на представленном эффекте, можно ожидать переключения направления распространения вертикальной составляющей поляризации света с помощью электрического напряжения. При распространении двух поляризационных компонент лазерного

излучения, должно происходить их пространственное разделение (см. рис. 1, в).

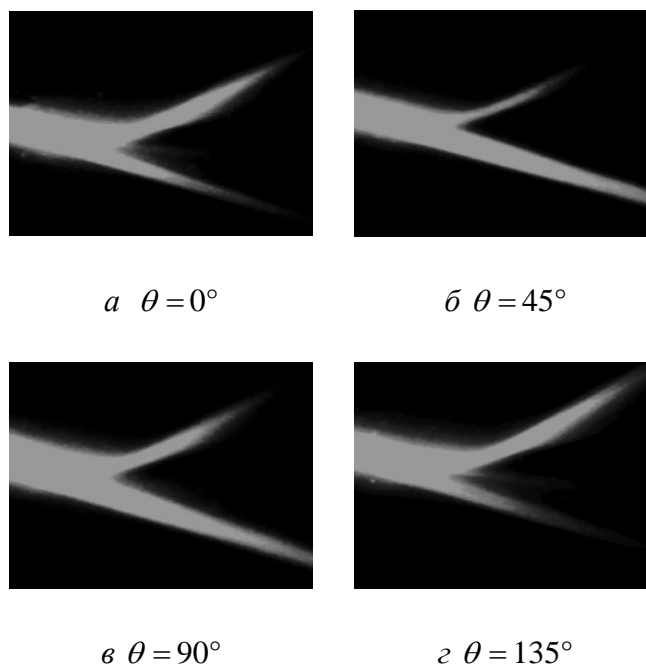


Рис.2. Фотографии лазерного пучка при вводе его в ЖК ячейку через свободную поверхность «ЖК – воздух» при различной поляризации лазерного излучения.

Результаты исследования отражения и преломления лазерных пучков на границе раздела двух мезофаз представлены рис. 2. На фотографиях зафиксировано распространение лазерного излучения гелий-неонового лазера, работающего на длине волны 693 нм, при прохождении ЖК-ячейки в зависимости от поляризации входного излучения. Угол ориентации электрического вектора световой волны θ , входящей в ЖК ячейку, отсчитывался от направления поляризации света, соответствующей обыкновенной волне для обеих областей ячейки. Волна с такой поляризацией согласно теории не должна отражаться от границы раздела. Свет с перпендикулярной поляризацией отвечает углу $\theta = 90^\circ$. В этом случае волна является обыкновенной волной для планарной ориентации ЖК и необыкновенной волной для гомеотропной ориентации. Следовательно, на границе раздела должен наблюдаться эффект полного или частичного отражения. Однако в эксперименте в обоих случаях ($\theta = 0^\circ$ и $\theta = 90^\circ$) наблюдались два луча: прошедший и отраженный (рис. 2, а, в), хотя угол падения лазерного пучка на границу раздела был больше угла полного внутреннего отражения. В то же время, отражение было минимально при углах вблизи $\theta = 135^\circ$ (рис. 2, г) и максимально при $\theta = 45^\circ$ (рис. 2, б). Мы связали этот эффект с изменением поляризации лазерного излучения при вводе излучения в ячейку через свободную поверхность «ЖК – воздух», которая имеет вогнутую форму вследствие капиллярных

эффектов. В месте ввода излучения в ячейку на границе раздела «ЖК – воздух» образуется твист структура, которая поворачивает вектор поляризации лазерного излучения на угол θ , близкий к 45° .

Для проверки предположения поворота плоскости поляризации излучения при вводе его в ячейку, был изготовлен ЖК элемент с наклеенной стеклянной пластинкой на торце (со стороны ввода излучения). На пластинку наносилось ориентирующее покрытие, которое было предварительно натерто в соответствии с гомеотропной ориентацией директора ЖК в ячейке. Результаты экспериментов представлены на рис. 3. Как можно видеть, ввод излучения через стеклянную пластинку устраняет эффект поворота плоскости поляризации лазерного излучения: полное внутренне отражение наблюдалось при угле $\theta = 90^\circ$ (рис. 3, в), при угле $\theta = 0^\circ$ свет распространялся в ячейке практически не испытывая отражение (рис. 3, а), при угле $\theta = 45^\circ$ (рис. 3, б), наблюдается пространственное разделение ортогональных поляризаций.

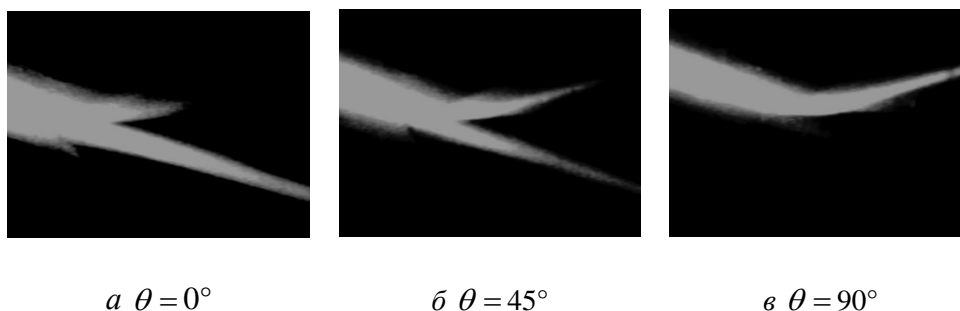


Рис. 3. Фотографии лазерного пучка при вводе его в ЖК ячейку через торцевую стеклянную пластинку при различной поляризации лазерного излучения.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования продемонстрировали возможность отражения лазерных пучков на границе раздела двух мезофаз и позволили оптимизировать условия полного внутреннего отражения, связанные с эффектом поворота плоскости поляризации светового пучка при вводе излучения через свободную поверхность «ЖК – воздух». Перспективным для практической реализации представляется эффект зависимости коэффициента отражения от поляризации лазерного излучения. Используя указанную зависимость можно реализовать разделение световых пучков с ортогональными поляризациями, например ТЕ и ТМ волноводных мод, а также создать малогабаритный ЖК поляризатор.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ФОРМИРОВАНИЯ ФОТОННЫХ СТРУКТУР В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ

А. В. Лисовский, М. А. Ольджебаев, А. О. Семкин, С. Н. Шарангович,
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
a.o.semkin@gmail.com

При экспериментальном исследовании кинетики формирования фотонных структур (ФС) в фотополимерных материалах, наблюдаются один или несколько локальных экстремумов [1]. Для теоретического объяснения данных эффектов развиты математические модели, основанные на процессах формирования длинных полимерных цепей за счет последовательного присоединения одиночного радикала или за счет объединения более коротких радикальных цепей [1,2]. Однако, на практике, отдельной модели одного процесса недостаточно, чтобы объяснить наличие двух или более экстремумов временной зависимости дифракционной эффективности.

Целью данной работы является создание теоретической модели голографической записи одномерных пропускающих ФС, учитывающей статистическую возможность одновременного протекания описанных процессов формирования полимерных цепей.

На рис. 1 приведены экспериментальные кривые временной зависимости дифракционной эффективности одномерной пропускающей ФС в процессе двухпучкового голографического формирования для двух образцов фотополимерных материалов (ФПМ), изготовленных в ООО «Полимерные голограммы – Новосибирск».

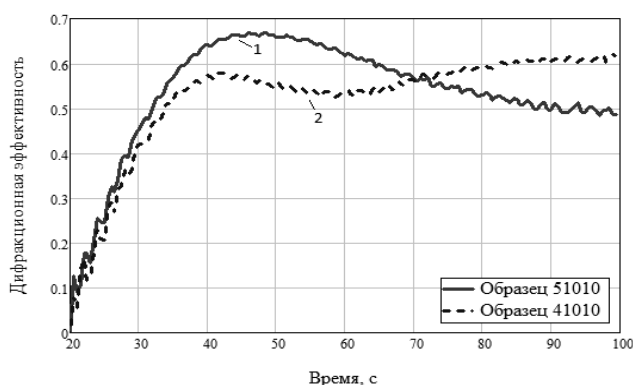


Рис. 1. Экспериментальные кривые кинетик формирования ФС.

Из рис. 1 видно, что кинетика дифракционной эффективности образца 51010 (кривая 1) имеет один локальный экстремум и может быть описана в рамках известных теоретических моделей [1,2], учитывающих один из механизмов роста полимерных цепей. Однако, данные модели не

позволяют объяснить наличие нескольких экстремумов в кинетике формирования ФС в ФПМ (рис.1, кривая 2).

В основу развиваемой модели положены общие уравнения голографической записи ФС в ФПМ [2]. Решения данных уравнения записи представляются совокупностью наложенных дифракционных решеток с амплитудами $n_1(t)$ и $n_2(t)$, соответственно обусловленных механизмами формирования полимерных цепей за счет последовательного присоединения одиночных радикалов и за счет объединения коротких радикальных цепей. Для каждого из процессов получены следующие выражения для амплитуд первых гармоник показателя преломления:

$$n_1(t) = \delta n_p \frac{2^{k_1}}{b_1} \int_0^t [p(t') \cdot k_1 - (1 + 1.5L_y) \cdot f_1(t')] dt' + \delta n_i \int_0^t [b(t') \cdot f_1(t')] dt, \quad (1)$$

$$n_2(t) = \delta n_p \frac{2^{k_2}}{b_2} \int_0^t [p(t') \cdot k_2 - (1 + 1.5L_y) \cdot f_2(t')] dt' + \delta n_i \int_0^t [b(t') \cdot f_2(t')] dt, \quad (2)$$

где $\delta n_p, \delta n_i$ - коэффициенты, определяющие изменения показателя преломления ФС за счет процессов фотополимеризации и диффузии; b_1, b_2 - параметры скоростей реакции фотополимеризации при объединении коротких радикальных цепей ($b_1 < 1$) и последовательном росте длинных цепей ($b_2 > 1$); $k_{1,2}$ - соответствующие коэффициенты нелинейности данных процессов, остальные обозначения приведены в работе [2].

Результаты моделирования временных зависимостей $n_1(t)$, $n_2(t)$ на основе (1),(2) и результирующей амплитуды первой гармоники ФС $\Delta n = n_1(t) + n_2(t)$, представленные на рис. 2, показывают качественное соответствие экспериментальным результатам (рис.1, кривая 2).

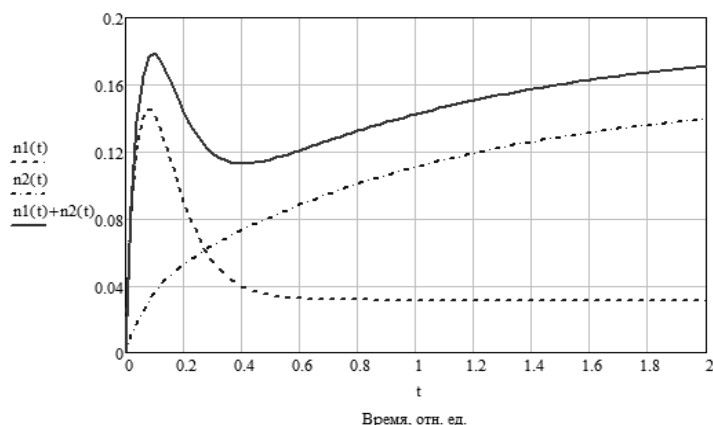


Рис. 2. Расчётные кинетики амплитуд первых гармоник

Количественная оценка соответствия полученной модели экспериментальным данным, представленным на рис.1 (кривая 2),

проводилась на основе формулы Когельника для дифракционной эффективности:

$$\eta_d = \sin^2 \left(\frac{\lambda_{\text{пд}} \cdot \Delta n \cdot \cos \varphi}{\pi \cdot d} \right), \quad (3)$$

где $\lambda_{\text{пд}}$ - длина волны света в ФПМ; $\Delta n = n_1(t) + n_2(t)$; φ - угол падения излучения; d - толщина ФС.

Путем минимизации функционала среднеквадратического отклонения расчетных (на основе (1)-(3)) от экспериментальных кривых кинетик $\eta_d(t)$ (рис.3) были определены параметры математической модели. Суммарная погрешность составила $\cong 2\%$. Таким образом, представленная теоретическая модель формирования ФС может быть использована для объяснения возникновения нескольких локальных экстремумов в кинетике записи ФС в ФПМ.

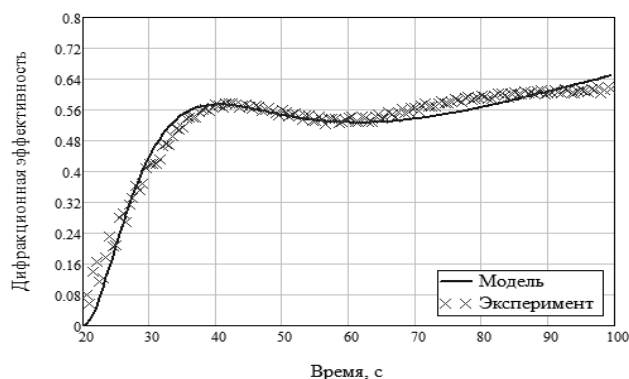


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные зависимости $\eta_d(t)$

Развита теоретическая модель голографического формирования ФС в ФПМ, учитывающая нескольких механизмов фотополимеризации и позволяющая объяснить сложный характер кинетики записи фотонных структур. Представленные результаты численного моделирования и экспериментального исследования находятся в хорошем согласии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту № 02.740.11.0553)

ЛИТЕРАТУРА

1. Lawrence J.R., O'Neill F.T., Sheridan J.T. // Optik (Stuttgart). 2001. №112. P.449-463.
2. Довольнов Е.А., Устюжанин С.В., Шарангович С.Н.// Изв. вузов. Физика. 2006. № 10. С. 81-89.

НЕЛИНЕЙНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ПРОЦЕССЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ФОРМИРОВАНИЯ ПРОПУСКАЮЩИХ ФОТОННЫХ СТРУКТУР В ФОТОПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛАХ

А. В. Лисовский, М. А. Ольджебаев, А. О. Семкин, С. Н. Шарангович
Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники
a.o.semkin@gmail.com

Процесс голографического формирования дифракционных решеток в фотополимерных материалах (ФПМ) сопровождается процессами временной модуляции интенсивности световых пучков. В работе [1] описанный эффект объясняется механическими вибрациями, процессами двухпучкового взаимодействия и изменением коэффициента пропускания в процессе записи.

Целью данной работы является экспериментальное и теоретическое исследование пространственной и временной модуляции световых пучков в процессе формирования пропускающих фотонных структур в ФПМ материалах, обусловленной эффектом самовоздействия света в нелинейном интерферометре Фабри-Перо [2].

Экспериментальное исследование модуляции световых пучков проводилось на образцах ФПМ при гауссовом распределении интенсивности падающего пучка. В эксперименте использовались образцы ФПМ, изготовленные в ООО «Полимерные голограммы – Новосибирск».

В ходе эксперимента наблюдались как временные осцилляции (модуляция) общей интенсивности, так и изменения амплитудных профилей записываемых пучков на выходе ФПМ (рис. 1-2).

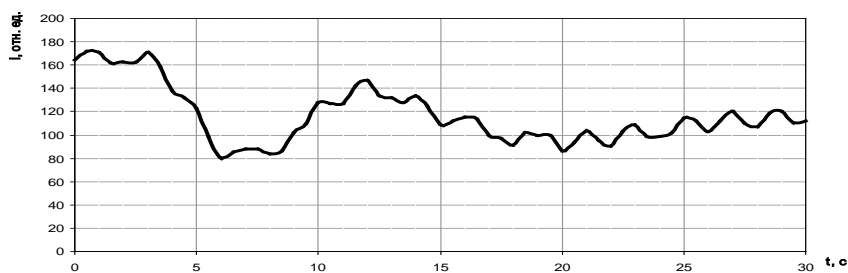


Рис. 1. Временная модуляция .

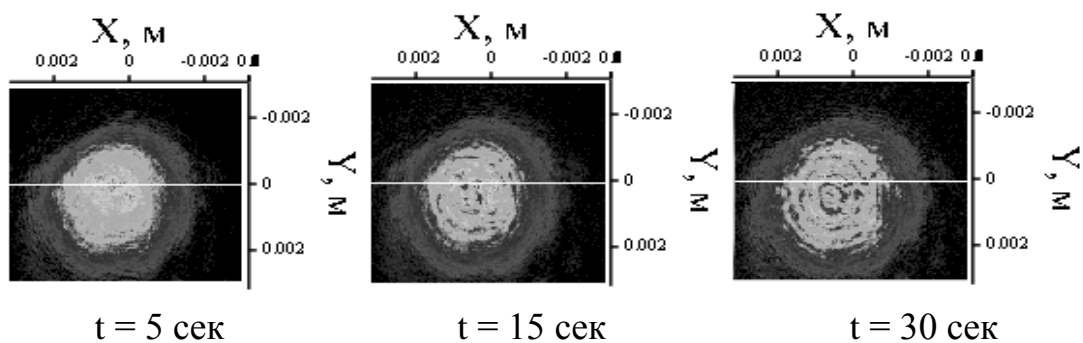


Рис.2. Пространственная модуляция.

Используемая экспериментальная установка позволяет свести к минимуму влияние на пространственно-временную модуляцию пучков факторов, описанных в работе [1]. В связи с этим, был изучен дополнительный вклад самовоздействия света в нелинейном интерферометре Фабри-Перо (ИФП), образованном в образце ФПМ, в описанные процессы. Нелинейность интерферометра обусловлена фотополимеризационными процессами, а именно зависимостью показателя преломления материала от распределения интенсивности падающего света.

Для описания наблюдаемых эффектов использовалась математическая модель нелинейного резонатора Фабри-Перо [2]. Данная модель была модифицирована с учетом зависимости показателя преломления от интенсивности света, полученной решением уравнений фотополимеризационной кинетики формирования фотонных структур в ФПМ [3]. При этом, пучок на выходе ИФП на основе ФПМ описывается выражениями:

$$I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}}(x, y, t) \cdot \frac{(1 - R^2)^2}{1 + R^4 - 2R^2 \cdot \cos(2k \cdot n(x, y, t) \cdot L \cdot \cos(\varphi))}, \quad (1)$$

$$n(x, y, t) = n_0 + \delta n_p \left(1 - e^{-\frac{t}{T_p(x, y)}}\right), \quad (2)$$

где $I_{\text{вх}}(x, y)$ - распределение интенсивности падающего пучка (закон Гаусса), R - коэффициент отражения, k - волновое число, L - толщина пленки ФПМ, φ - угол падения пучка, n_0 - показатель преломления материала в начальный момент времени, δn_p - коэффициент, определяющий изменения показателя преломления вследствие фотополимеризации, $T_p(x, y)$ - параметр, отражающий зависимость скорости фотополимеризационных процессов от интенсивности света, t - время эксперимента, x, y - пространственные координаты.

В качестве примера результаты моделирования временной трансформации амплитудных профилей и общей интенсивности записывающих пучков на выходе ФПМ, кинетики формирования дифракционных структур приведены на рис.3.

Изменение двумерных профилей интенсивностей световых пучков на выходе образца ФПМ показано на рис.4

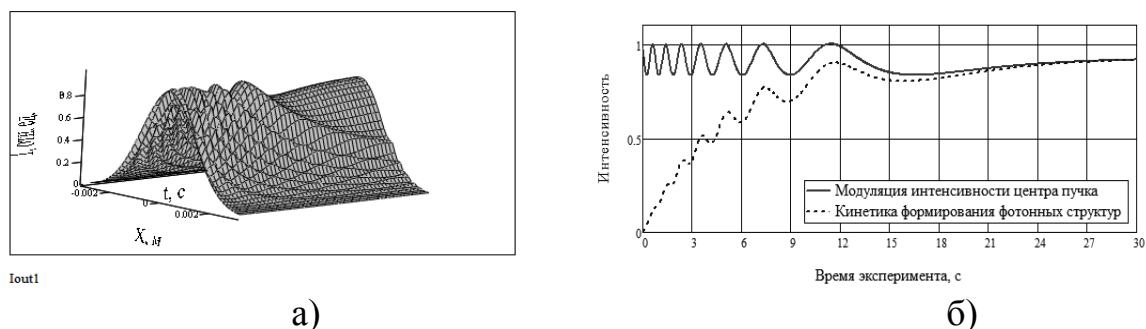


Рис. 3. Модуляция световых пучков в процессе формирования фотонных структур. а) временная трансформация амплитудных профилей пучка. б) кинетика формирования фотонных структур.

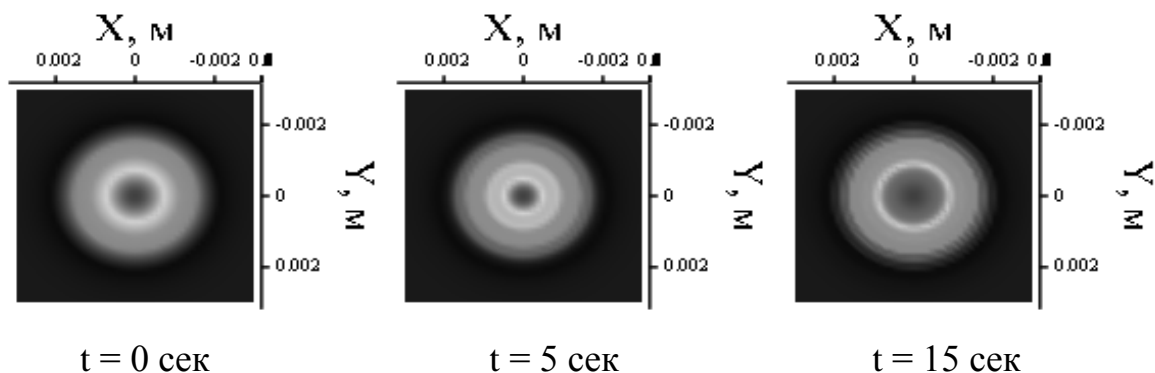


Рис.4. Распределение интенсивности пучка света. а) Пучок света на входе фотонной структуры (Гауссово распределение). б) пучок света на выходе фотонной структуры.

В работе исследовались процессы временной и пространственной модуляции световых пучков в процессе формирования пропускающих фотонных структур в ФПМ. По результатам проведенных исследований, был подтвержден дополнительный вклад самовоздействия света в нелинейном ИФП в изменение амплитудных профилей пучков на выходе образца ФПМ. Сравнение моделированного распределения интенсивности пучка света (рис.4) с наблюдаемым в эксперименте (рис. 2) показывает хорошее качественное согласие теоретической модели и экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ (НИР РНП.2.1.1.429, НИР по госконтракту № 02.740.11.0553)

ЛИТЕРАТУРА

1. Gleeson M. R. et al. // Applied Optics. 2005. V. 44. №26. P.5475-5482.
2. Гиббс Х.М. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света : Пер. с англ. / Х. М. Гиббс ; пер. : С. П. Апасевич, Ф. В. Карпушко ; ред. пер. : Ф. В. Карпушко. -М. : Мир, 1988. 518 с.

3. Довольнов Е.А., Пен Е.Ф., Шарангович С.Н., Шелковников В.В.// Изв. вузов. Физика. 2004. № 7. С. 78-87.

ОСОБЕННОСТИ ОТРАЖЕНИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ ОТ ГРАНИЦЫ 1D КРИСТАЛЛА

В.Ф. Марченко, М.С. Неберо, А.П. Сухоруков
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический
факультет, Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2, 119991
e-mail: nebero@physics.msu.ru

Одним из известных эффектов в линейной оптике является сдвиг волнового пучка и изменение его профиля при отражении от границы раздела двух однородных сред в условиях полного внутреннего отражения (эффект Гооса-Хенхен, [1]). В докладе исследуются особенности этого эффекта при отражении от границы периодической слоистой структуры, моделирующей одномерный фотонный кристалл. Принципиальным моментом является тот факт, что при заданной частоте светового пучка его угловой спектр лежит целиком или частично в запрещённой полосе фотонного кристалла. 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. Получен аналитический вид формулы Гооса-Хенхен, справедливой для слабодифрагирующих пучков, определены границы её изменчивости. Показано, что учёт френелевского отражения приводит к тому, что величина бокового сдвига Δ становится несимметричной относительно центра брэгговской полосы, большие значения Δ соответствуют левой границе угловой полосы.

На основе фурье-представлений гауссовских пучков численно рассчитаны профили отражённых 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 $p = k \sin \Theta$ (Θ -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.

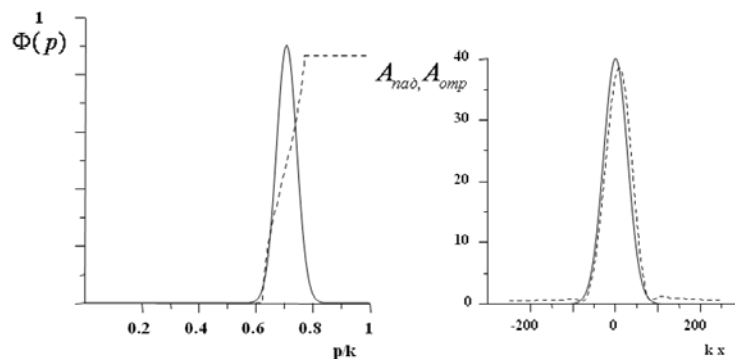


Рис. 1. а – угловые спектры гауссового пучка (сплошная линия) и брэгговской полосы (пунктирная); б – профиль падающего (сплошная линия) и отражённого (пунктир) пучков.

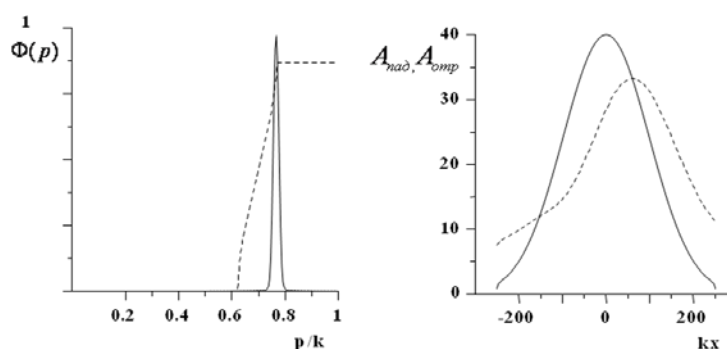


Рис. 2. а – угловые спектры гауссового пучка (сплошная линия) и брэгговской полосы (пунктирная); б – профиль падающего (сплошная линия) и отражённого (пунктир) пучков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.К. Lotsch // JOSA. 1968. V. 58. P. 551.
2. Л.М. Бреховских “Волны в слоистых средах” М.: Наука, 1973.
3. А. Ярив, П. Юх, “Оптические волны в кристаллах” М.: Мир, 1987.
4. D. Felbacq, A. Morean, R. Smaali // Opt. lett. 2003. V. 28. P. 1633.

СВЕРХБЫСТРАЯ ДИНАМИКА ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ

Н.Е. Хохлов¹, В.И. Белотелов^{1,2}, I.A. Akimov³, M. Pohl³, M. Bayer³,
А.К. Звездин²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический
факультет

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

³Technische Universität Dortmund

khokhlov@physics.msu.ru

Оптические свойства металлов и полупроводников определяются в основном параметрами электронов проводимости, например, средней скоростью рассеяния электронов. Свойства электронов проводимости можно описать, используя функцию распределения по энергиям $f_F(E)$, форма которой зависит от температуры электронов T_e . При изменении T_e меняется форма функции $f_F(E)$, параметры газа электронов проводимости, и, следовательно, оптические свойства материала.

Одним из способов изменения температуры электронного газа является термолизация электронов коротким световым импульсом [1, 2]. Электромагнитное поле импульса поглощается в основном электронами проводимости, находящимися в тонком приграничном слое вблизи поверхности тела. Их температура резко повышается. С течением времени за счет электрон-электронного взаимодействия поглощенная энергия передается остальным электронам. При этом T_e выше температуры кристаллической решетки T_l . С течением времени все большее количество электронов, имеющих температуру выше T_l , рассеиваются на фононах, передавая кристаллической решетке свою энергию. Таким образом, с течением времени T_l и T_e сравниваются. Эксперименты показывают, что время процесса релаксации термолизованного электронного газа составляет порядка 500 фс [1, 2]. Так как от температуры электронов проводимости зависят оптические свойства материала, то во время описанного переходного процесса происходит относительное изменение коэффициентов отражения DR/R и прохождения DT/T образца (рис. 1). Форма зависимостей DR/R и DT/T от времени повторяет зависимость $T_e(t)$.

Изменение электромагнитных характеристик материала можно описать, как изменение его комплексной диэлектрической проницаемости ϵ с отклонением $\delta\epsilon(\omega, t)$ от значения $\epsilon_0(\omega)$ при равновесном распределении температуры электронного газа [2].

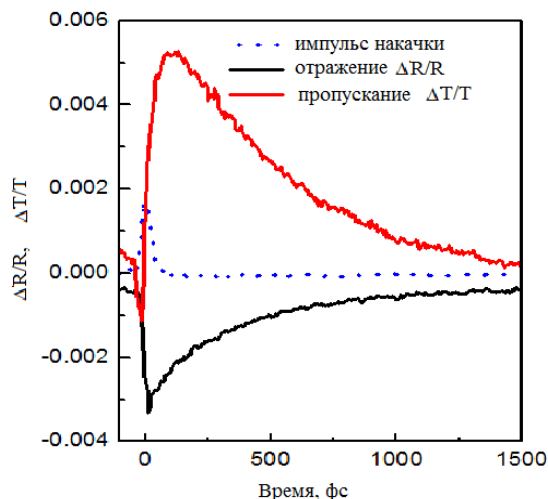


Рис. 1. Временная зависимость коэффициентов отражения (красная линия) и пропускания (красная линия) золотой пленки с одномерной периодичностью.

В работе рассмотрен случай термолизаии электронов проводимости пакетом поверхностных электромагнитных волн (поверхностных плазмон-поляритонов) с большой интенсивностью (пакет накачки). Показано, что при распространении пакета накачки происходит изменение диэлектрической проницаемости металла на величину $\delta\epsilon_m(\omega, x, t)$, которая имеет временную и пространственную зависимость. Изменение ϵ_m приводит к появлению временной и пространственной дисперсии плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела металл-диэлектрик. В работе показано, что при распространении волнового пакета плазмон-поляритонов малой интенсивности (вторичный пакет) с некоторой задержкой по времени относительно пакета накачки, групповая скорость вторичного пакета изменяется по сравнению со случаем без процесса термолизаии. Если плазмон-поляритон распространяется вдоль периодической структуры, то возможна ситуация, когда вторичный плазмонный пакет распадается на две части, одна из которых изменяет направление своего распространения на противоположное.

Таким образом, изменяя интенсивность плазмонного пакета накачки и время задержки между пакетами, можно управлять распространением поверхностных плазмон-поляритонов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и гранта президента РФ для молодых кандидатов наук (МК-3123.2011.2).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Del Fatti, R. Bouffanais, F. Vallée, C. Flytzanis // Phys. Rev. Let. 1998. V. 81. No 4. P. 922.

2. A.S. Kirakosyan, M. Tong, T.V. Shahbazyan, Z.V. Vardeny // Appl. Phys. B. 2008. V. 93. P. 131.