

## НАНОФОТОНИКА И ПЛАЗМОНИКА

<b>Сохраняющее поляризацию анизотропное зеркало и оптимизация оптического отклика металл-диэлектрического нанокompозита</b> <i>И.В. Тимофеев, Н.В. Рудакова, П.С. Панкин, С.Я. Ветров</i> .....	2
<b>Плазменные волны в двухслойном графене</b> <i>П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов</i> .....	6
<b>Магнитооптический модулятор света на основе пленки лютеций-висмутового феррит-граната</b> <i>И.В. Домбровский, Г.А. Князев</i> .....	8
<b>Плазмонный сенсор оптической активности вещества</b> <i>Д.О. Игнатьева</i> .....	12
<b>Поверхностные плазмон-поляритоны в гибридных структурах, содержащих топологические изоляторы с аксионным эффектом</b> <i>Д.О. Игнатьева, А.Н. Калиш, А.К. Звездин, В.И. Белотелов</i> .....	16
<b>Магнитооптический модулятор света с управлением намагниченностью за счет магнитоэлектрического эффекта</b> <i>А.Е. Храмова, Н.Е. Хохлов, А.П. Пятаков, В.И. Белотелов</i> .....	19

## Сохраняющее поляризацию анизотропное зеркало и оптимизация оптического отклика металл-диэлектрического наноконпозита

И.В. Тимофеев<sup>2,3</sup>, Н.В. Рудакова<sup>1</sup>, П.С. Панкин<sup>1</sup>, С.Я. Ветров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Сибирский федеральный университет, Институт инженерной физики и радиоэлектроники

<sup>2</sup>Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН

<sup>3</sup>Сибирский федеральный университет, Лаборатория нелинейной оптики и спектроскопии  
[NRudakova@sfu-kras.ru](mailto:NRudakova@sfu-kras.ru)

В настоящее время разработки современной науки в области нанотехнологий предоставляют возможность создавать наноконпозитные среды с включениями различной формы, размера, концентрации, а также состоящие из различных материалов. Изучение таких сред представляет собой важную и актуальную задачу [1].

Назовем сохраняющим поляризацию анизотропным зеркалом (СПАЗ) зеркало, которое не меняет знак поляризации отраженного света. Известный пример СПАЗ – это холестерический жидкий кристалл, состоящий из ориентированных молекул [2]. Другой пример – это граница между слоями одноосного кристалла, оптические оси которых расположены перпендикулярно друг другу в плоскости границы раздела [3]. Еще один пример – хиральный метаматериал, экспериментально реализованный для электромагнитных волн СВЧ диапазона [4].

В данной работе в качестве СПАЗ предлагается наноконпозит, состоящий из одинаково ориентированных сферидальных наночастиц серебра, распределенных случайным образом в прозрачной диэлектрической матрице. Наноконпозит характеризуется эффективной резонансной диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_{mix}(\omega)$ , описываемой формулой Максвелл-Гарнетта и являющейся комплексной функцией [5]:

$$\varepsilon_{mix} = \varepsilon_d \left[ 1 + \frac{f}{(1-f)/3 + \varepsilon_d / (\varepsilon_m(\omega) - \varepsilon_d)} \right], \quad (1)$$

где  $f$  – фактор заполнения (доля наночастиц в матрице),  $\varepsilon_d$  – диэлектрическая проницаемость матрицы,  $\omega$  – частота излучения, диэлектрическую проницаемость металла наночастиц найдем, используя приближение Друде:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)}. \quad (2)$$

Для серебра приняты следующие параметры: постоянная, учитывающая вклады межзонных переходов связанных электронов  $\varepsilon_0 = 5$ , плазменная частота  $\omega_p = 9 \text{ эВ}$ , величина, обратная времени релаксации электронов  $\gamma = 0.02 \text{ эВ}$ . Для матрицы диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon_d = 4.16$ .  $f = 0.3$ .

Рассмотрим формулу Дебая  $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau}$ . Здесь  $\tau$  время релаксации,  $\varepsilon_s$  и  $\varepsilon_\infty$ , соответственно низкочастотная и оптическая диэлектрические проницаемости материала. Формула Дебая есть дробно-линейное комплексное преобразование [6]. Такое преобразование может быть изображено на комплексной плоскости. При этом преобразовании сохраняются величины углов, и всякая окружность переходит в окружность. А прямая, соответствующая действительной частоте, это предельный

случай окружности с бесконечным радиусом. Поэтому на комплексной плоскости диэлектрическая проницаемость по Дебаю на любой частоте будет находиться на окружности [7].

Формула для наночастиц со сферической симметрией [1] и, в частности, формула Максвелл-Гарнетта (1) в приближении малого затухания также может быть сведена к дробно-линейному преобразованию. Поэтому на комплексной плоскости она также изобразится окружностью (рис 1а).

Знаменатель формулы Друде (2) является квадратичной функцией частоты и отображается на комплексной плоскости параболой. В области частот, близкой к резонансу, справедливо условие, что затухание много меньше частоты ( $\gamma \ll \omega$ ). Ветвь параболы имеет малую кривизну и может быть удовлетворительно аппроксимирована хордой, уравнение которой линейно относительно  $\omega^2$ . Для нахождения коэффициентов  $A$  и  $B$ , запишем условие пересечения хорды и параболы на границах резонансного интервала  $[\omega_1, \omega_2]$ . Решая систему уравнений, получим:

$$\omega(\omega - i\gamma) \approx \omega^2(1 + A) + B \approx \omega^2 \left( 1 + \frac{i\gamma}{\omega_1 + \omega_2} \right) + \frac{\omega_1 \omega_2 i\gamma}{\omega_1 + \omega_2}. \quad (3)$$

Это уже не квадратичная, а линейная функция квадрата частоты. Подставляя (3) в (2), а затем в (1), получаем дробно-линейное преобразование  $\varepsilon_c(\omega) \approx \varepsilon_{mix}(\omega)$ , которое отображает прямую  $\omega^2 \in \text{Re}$  в окружность  $\varepsilon_c(\omega)$  на комплексной плоскости [6]. При  $\varepsilon_0 \approx \varepsilon_d$  эту окружность можно аппроксимировать окружностью

$$\varepsilon_c(\omega) \approx 1 + R_{mix}(i + \exp(i\varphi(\omega))), \quad (4)$$

где  $R_{mix}$  – безразмерный радиус окружности, который растет с фактором заполнения  $f$  и убывает с затуханием  $\gamma$ , для рис. 1а  $R_{mix} = 64.5$ . В масштабе рис. 1а. отличие для параболы и хорды не заметно. Рис 1б показывает, что величина этого отличия  $\varepsilon_{mix}(\omega) - \varepsilon_c(\omega)$  на 3 порядка меньше радиуса. Эта разность обращается в ноль в точках  $\omega = \omega_{1,2}$ , а также при  $\omega \rightarrow \infty$ . Это объясняется тем, что при  $\omega \rightarrow \infty$  зависимость от комплексного аргумента пропадает. Другими словами, на стереографической проекции парабола и ее хорда пересекаются третий раз на бесконечности.

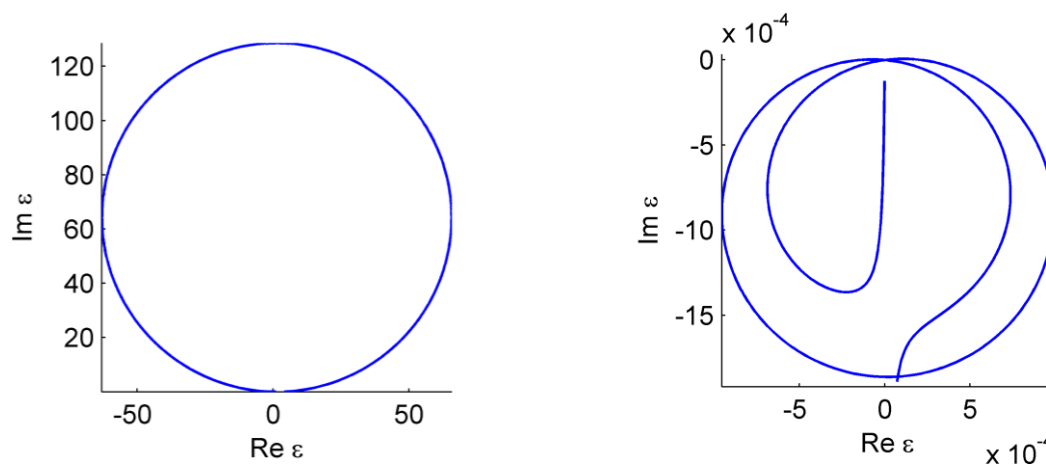


Рис. 1. а) Зависимость мнимой части эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{mix}(\omega)/\varepsilon_d$  от реальной; б) Величина отличия  $(\varepsilon_{mix}(\omega) - \varepsilon_c(\omega))/\varepsilon_d$  для параболы и аппроксимирующей хорды.

Однако установленная закономерность для диэлектрической проницаемости не относится к показателю преломления (ПП) среды, который является корнем диэлектрической проницаемости. Операция взятия корня есть двулистное отображение, которое не сохраняет окружности. Поэтому ПП на комплексной плоскости представляет собой неправильный овал, имеющий зеркальную симметрию относительно оси, проходящей через начало координат.

Перейдем теперь к отражению волны и изобразим его на комплексной плоскости. Формула Френеля для амплитудного коэффициента отражения волны представляет собой дробно-линейное преобразование ПП:

$$r_{o,e} = \frac{n_1 - n_{o,e}}{n_1 + n_{o,e}}, \quad (5)$$

где  $n_1$  – ПП среды, граничащей с наноккомпозитом. При  $n_1 = \sqrt{\epsilon_0}$  это преобразование сохраняет зеркальную симметрию относительно мнимой оси. Далее будем использовать нормировку  $n_1 \approx \sqrt{\epsilon_0} = 1$ . Вся кривая  $r(\omega)$  находится в нижней половине единичного круга (рис. 2а). Мнимая часть отражения для всех частот отрицательна, что обусловлено положительной мнимой частью ПП и экспоненциальным поглощением в наноккомпозите.

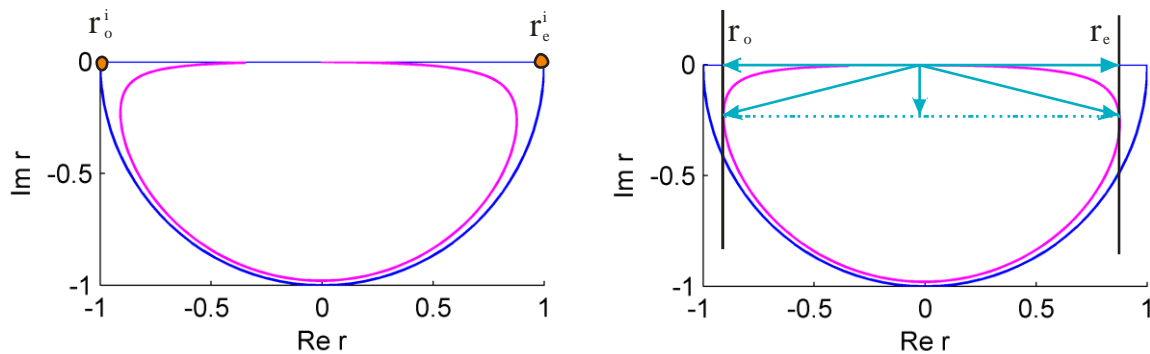


Рис. 2. а) Амплитудный коэффициент отражения на комплексной плоскости. б) Разложение на синфазную и противофазную компоненты.

Приведенные здесь простые геометрические соображения помогают решать обратную задачу: находить по требуемым характеристикам отражения нужные характеристики материала зеркала. Для создания СПАЗ идеальными будут точки  $r_{o,e}^i = \pm 1$ , отмеченные на рис. 2а, они симметричны относительно мнимой оси:  $r_o^i = -r_e^i$ .

Условие  $r_{o,e} = \pm 1$  в наноккомпозите может выполняться лишь приближенно, поскольку наноккомпозит имеет большую мнимую составляющую ПП и отражения. Отличие исследуемого наноккомпозита от идеального СПАЗ определяется потерями двух видов. Во-первых, это потери на поглощение. Во-вторых, это поляризационные потери из-за того, что в отражении есть ненулевая составляющая ортогональной поляризации. Например, при падении на зеркало света правой круговой поляризации отраженный свет можно разложить на суперпозицию правой и левой круговой поляризации. Вторая компонента и составляет поляризационные потери.

На рис. 2б стрелками показаны синфазные и противофазные составляющие  $r_{\parallel} = (r_o + r_e)/2$ ,  $r_{\perp} = (r_o - r_e)/2$ . Синфазные составляющие дают поляризационные потери. Противофазные составляющие дают отражение, сохраняющее поляризацию. Они должны быть максимизированы. Благодаря зеркальной симметрии относительно мнимой оси ( $r(\omega) \rightarrow -r^*(\omega)$ ), противофазные составляющие могут быть выбраны чисто действительными:  $r_o = -r_e^*$ ,  $r_{\parallel} \in \text{Im}$ ,  $r_{\perp} \in \text{Re}$ . Это условие с использованием (3) эквивалентно простому условию  $n_o = 1/n_e^*$  или  $\varepsilon_o = 1/\varepsilon_e^*$ . Эквивалентность имеет простой геометрический смысл. Пара точек  $\varepsilon_o, \varepsilon_e$  лежит на секущей окружности (4), проходящей через ноль (начало координат комплексной плоскости). Согласно теореме о касательной и секущей [8], произведение их модулей равно квадрату длины касательной.

Условие на оптимизацию СПАЗ – максимизация противофазной амплитуды отражения:  $r_{\perp} \rightarrow \max$ . Максимизация представляет собой нетривиальную задачу, поэтому выберем секущую по своему произволу, например, мнимую ось. Для нее можно записать  $\varepsilon_e = 2R_{mix}$ ,  $\varepsilon_o = 1/(2R_{mix})$  или  $n_o = (1+i)n$ ,  $n_e = (1+i)/2n$ . Расчет показывает, что эта пара точек мало отличается от оптимальной пары. Итак, симметричное решение  $n_{L,T} = (1+i) \left[ \sqrt{R_{mix}}; 0,5/\sqrt{R_{mix}} \right]$

Зеркало, обладающее такими ПП, при  $R_{mix} = 100$  переводит 80% энергии падающей волны в отраженную волну той же поляризации.

Для получения СПАЗ на основе нанокompозита надо найти некоторую частоту, для которой отражение обыкновенной и необыкновенной волн света имело бы одинаковую амплитуду, но противоположную фазу. Это приблизительно соответствует нанокompозиту из серебряных сфероидов, сплюснутых в направлении оптической оси нанокompозита и помещенных в матрицу с ПП близким к  $n_1$ . Данное зеркало предлагается использовать для получения хирального оптического таммовского состояния на границе со слоем холестерического жидкого кристалла [9].

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ Сибирскому федеральному университету на выполнение НИР в 2016 г. (Задание № 3.1276.2014/К), при поддержке стипендии Президента РФ (№ СП-227.2016.5).

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Климов “Нанопластика” М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.
2. В.А. Беляков “Оптика фотонных кристаллов” М.: Наука, 2013.
3. И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров // Труды школы-семинара «Волны-2014».
4. L. Zhang, et al. // Opt. Mater. Express. 2016. Т. 6. № 4. С. 1393.
5. J.C. Maxwell-Garnett // Phil. Trans. Roy. Soc. A. 1904. 203. P. 385.
6. М.А. Лаврентьев, Б.В. Шабат “Методы теории функций комплексного переменного” С.-Пб.: Лань. 2002.
7. A. Sihvola “Electromagnetic Mixing Formulas and Applications” London: The Institution of Engineering and Technology, 2008.
8. Л.С. Атанасян “Геометрия” Просвещение 1992.
9. И.В. Тимофеев, С.Я. Ветров // отправлено на конференцию «Волны-2016».

## Плазменные волны в двухслойном графене

П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов

Волгоградский государственный социально-педагогический университет

[polin.badicova@gmail.com](mailto:polin.badicova@gmail.com), [ser-glazov@yandex.ru](mailto:ser-glazov@yandex.ru)

Получено выражение для продольной части диэлектрической проницаемости невырожденного электронного газа двухслойного графена. В расчетах использовано низкоэнергетическое приближение для спектра электронов. Найден закон дисперсии  $\omega(k)$  и декремент затухания плазменных волн в двухслойном графене.

Энергетический спектр электронов в двухслойном графене в зоне проводимости в низкоэнергетическом приближении имеет вид [1]

$$E(\vec{p}) = \Delta - \Delta \frac{2v_F^2 p^2}{t_\perp^2} + \frac{v_F^4 p^4}{2\Delta t_\perp^2}, \quad (1)$$

где  $\Delta$  – полуширина энергетической щели при  $p = 0$ ,  $t_\perp \approx 0.35$  эВ – интеграл перекрытия между слоями графена,  $v_F$  – скорость Ферми ( $v_F \approx 10^6$  м/с),  $\vec{p} = (p_x, p_y)$ . Энергетический спектр (1) справедлив в области малых импульсов и имеет довольно ограниченную область применимости по напряженностям прикладываемых полей, а также по значениям температуры.

Продольная часть диэлектрической проницаемости невырожденного двумерного электронного газа, по аналогии с трехмерным электронным газом [2] имеет вид

$$\varepsilon(\omega, \vec{k}) = 1 - \frac{2\pi e^2}{k} \sum_p \vec{k} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} \frac{1}{\vec{k} \vec{v} - \omega - i0}, \quad (2)$$

где  $f$  – равновесная функция распределения электронов,  $\vec{v} = \partial E(\vec{p}) / \partial \vec{p}$ .

Равновесную функцию распределения выберем в форме распределения Больцмана:  $f(\vec{p}) = A \exp(-E(\vec{p})/T)$  ( $T$  – абсолютная температура, выраженная в энергетических единицах,  $A$  – постоянная нормировки).

Выберем направление  $\vec{k}$  в качестве оси  $x$ . Выражение для проекции скорости электронов на ось  $x$

$$v_x = \frac{\partial E}{\partial p_x} = \frac{v_F^2 \beta^2}{\alpha \Delta} p_x \left( -2 + \frac{v_F^2}{\Delta^2} p^2 \right). \quad (3)$$

Здесь введены обозначения:  $\alpha = \Delta/T$ ,  $\beta = \sqrt{2\alpha\Delta}/t_\perp$ .

Выполнив переход от суммирования по компонентам квазиимпульса к интегрированию и переходя в полярную систему координат, удастся получить аналитический результат в предельных случаях.

При  $\omega\alpha/kv_F \gg 1$  для продольной части диэлектрической проницаемости имеем

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 - k \left( \frac{v_F}{a\omega\alpha} \right)^2 \left[ \beta^2 + \frac{\beta \exp(-\beta^2)}{\frac{\sqrt{\pi}}{2} (1 + \text{Erf}(\beta))} \right] + i \frac{\exp(-\beta^2)}{2\sqrt{6}ka^2 [1 + \text{Erf}(\beta)]} \exp \left[ -\frac{1}{4\beta^{2/3}} \left( \frac{\omega\alpha}{kv_F} \right)^{4/3} \right], \quad (4)$$

где  $a = \sqrt{T/4\pi e^2 n}$ ,  $n$  – поверхностная концентрация носителей заряда,  $\text{Erf}(x)$  – функция ошибок.

В случае, когда  $\beta \ll 1$ , имеем

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 - k \left( \frac{v_F}{a\omega\alpha} \right)^2 \left[ \frac{2}{\sqrt{\pi}} \beta + \left(1 - \frac{4}{\pi}\right) \beta^2 \right] + i \frac{1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \beta - \left(1 - \frac{4}{\pi}\right) \beta^2}{2\sqrt{6}ka^2} \exp \left[ -\frac{1}{4\beta^{2/3}} \left( \frac{\omega\alpha}{kv_F} \right)^{4/3} \right]. \quad (5)$$

Пространственная дисперсия приводит к возможности распространения в плазме продольных электрических волн. Закон дисперсии этих волн определяется уравнением  $\varepsilon(\omega, \vec{k}) = 0$ . Из (4) легко получить зависимость частоты от волнового вектора

$$\omega(k) = \sqrt{k} \left( \frac{v_F}{a\alpha} \right) \left[ \beta^2 + \frac{\beta \exp(-\beta^2)}{\frac{\sqrt{\pi}}{2} (1 + \text{Erf}(\beta))} \right]^{1/2}. \quad (6)$$

В случае, когда  $\beta \ll 1$ , имеем

$$\omega(k) = \sqrt{k} \left( \frac{v_F}{a\alpha} \right) \sqrt{\frac{2\beta}{\sqrt{\pi}}}, \quad (7)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\beta}{3\sqrt{\pi}}} \left( \frac{v_F}{4a^3\alpha\sqrt{k}} \right) \exp \left[ -\frac{1}{\sqrt[3]{16\pi k^2 a^4}} \right], \quad (8)$$

где  $\gamma$  - декремент затухания плазменных волн. В силу условия  $ka^2 \ll 1$ , декремент затухания плазменных волн оказывается экспоненциально малым. Он возрастает с уменьшением длины волны и при  $ka^2 \sim 1$  (когда (8) уже неприменима) становится того же порядка величины, что и частота, так что понятие о распространяющихся плазменных волнах теряет смысл.

Исследование декремента затухания показало, что по сравнению с двумерным электронным газом, описываемым квадратичным спектром, в двухслойном графене диссипация энергии электрического поля в среде слабее. Этот факт делает перспективным использование данного материала для передачи энергии (информации) посредством возбуждения продольных плазменных волн.

Плазменные волны в 2D электронном газе по сравнению с 3D электронным газом обладают рядом специфических особенностей. Так, например, спектр 2D плазмонов является бесщелевым и обладает характерной дисперсией  $\omega^2 \sim k$  [3].

Как видно из (6) частота плазмонов зависит от ширины запрещенной зоны. Учитывая тот факт, что в двухслойном графене можно менять ширину запрещенной зоны изменяя напряженность электрического поля, перпендикулярного поверхности образца, то частотой плазмонов можно управлять посредством электрического поля, перпендикулярного плоскости графена.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.Н. Castro Neto // Reviews of Modern Physics. 2009. V. 81. P. 109.
2. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц “Курс теоретической физики. Том 10. Физическая кинетика” М.: Физматлит, 2007.
3. F. Stern // Phys.Rev.Lett. 1967. V. 18. No 14. P. 546.

## Магнитооптический модулятор света на основе пленки лютеций-висмутового феррит-граната

И.В. Домбровский, Г.А. Князев

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет  
[iv.dombrovskii@physics.msu.ru](mailto:iv.dombrovskii@physics.msu.ru)

В зависимости от направления магнитного поля, как показано на рисунке 1, существует три варианта возбуждения магнитоэлектрических волн, а именно, поверхностных, объёмных прямых и объёмных обратных.

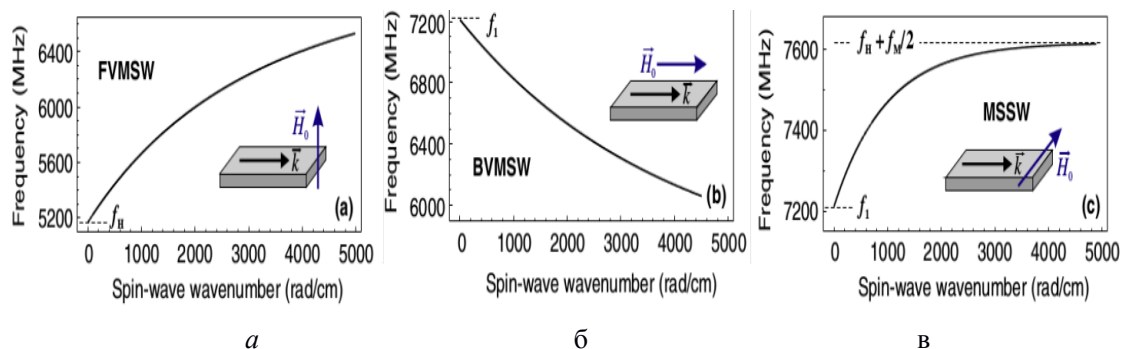


Рис. 1: Дисперсионное соотношение прямых объёмных (а), обратных объёмных (б) и поверхностных (в)

Поверхностные волны менее всего подходят для задач данной работы ввиду того, что модулируют световую волну только в тонком слое поверхности магнитной плёнки, из-за чего длина взаимодействия очень мала, в связи с чем использование поверхностных волн в общем возможно только для дифракции света с проявлением эффекта Керра. Кроме того, поверхностные волны ограничены сверху и снизу по частоте, что снижает их применимость в аспекте меньшего выбора частот вплоть до необходимости уменьшения полосы спиновой волны, при определённых условиях. Обратные объёмные волны оптимальны только в случае использования в устройстве относительно низких частот – тогда длина магнитоэлектрической волны получается короткой и, благодаря этому, можно сделать устройство меньших размеров. Прямые объёмные волны на большой частоте, благодаря такому дисперсионному соотношению, дают возможность сделать модулятор с небольшими размерами и хорошей частотной селективностью.

С помощью эффектов Фарадея или Керра, в зависимости от конфигурации взаимодействия волн, дифрагировавший пучок света испытывает вращение поляризации. Таким образом, можно легко разделить дифрагировавший и недифрагировавший пучки с помощью поляризатора. При использовании плазмонных кристаллов, либо тонких металлических плёнок, на поверхности слоя  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  возникает поверхностный плазмон-поляритон, из-за которого, во-первых, усиливаются эффекты Керра и Фарадея, что описывалось для однородной намагниченности, а во-вторых, возможна анизотропная дифракция за счёт анизотропной структуры плазмонного кристалла.

Стоит отметить, что анизотропная дифракция света на магнитоэлектрических волнах не наблюдалась ранее. Такая дифракция позволит создать принципиально новый класс приборов управления характеристиками световой волны.

В случае эффекта Фарадея свет входит под углом в  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , отражается от задней границы плёнки, покрытой металлом (при этом возбуждается поверхностный



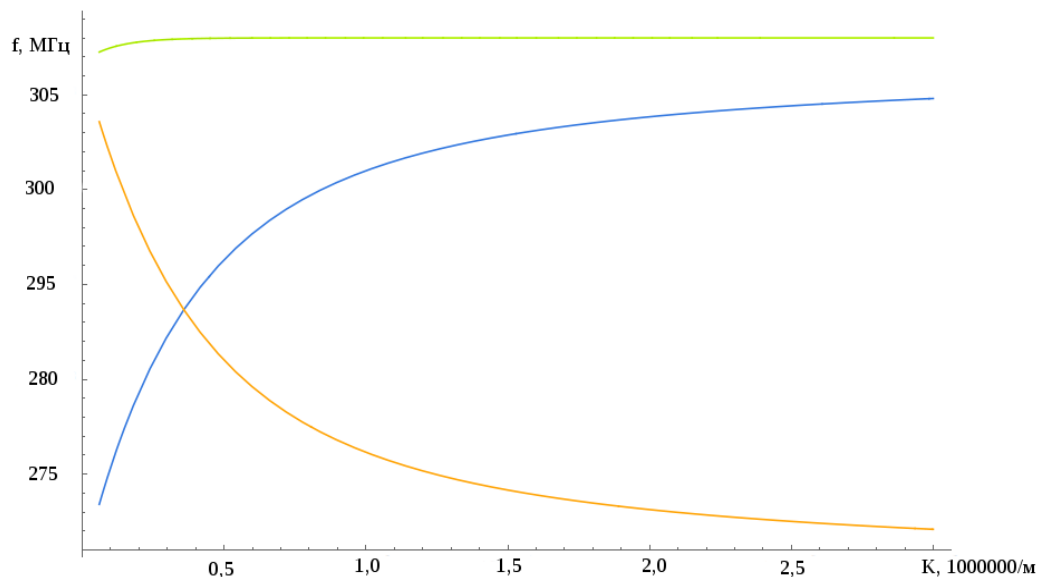


Рис. 2: Дисперсионные кривые.

плазмон-поляритон) и выходит из  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ . В случае эффекта Керра свет отражается от передней границы  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , покрытой металлической структурой (являющейся плазмонным кристаллом), в результате чего возбуждается поверхностный плазмон-поляритон и усиливает эффект Керра.

В ходе выполнения работы был измерен спектр пропускания  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ : был измерен спектр прошедшего света и нормирован на спектр лампы. Также был построен график зависимости частоты от волнового числа и сравнен с графиком 1.

На полученном в результате измерений коэффициенте пропускания к рисунку можно видеть, что зависимость имеет пик в жёлто-зелёной области спектра. Использование коротких длин волн оправдано наибольшей эффективностью взаимодействия.

Поэтому, оптимальной для проведения эксперимента можно считать длину волны 532 нм. Также, в области длин волн 600-900 нм заметны осцилляции, вызванные интерференцией света на поверхностях слоя  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ , что аналогично работе интерферометра Фабри-Перо в случае плоскопараллельной пластинки.

Дисперсионное соотношение прямых объёмных, обратных объёмных и поверхностных волн, изображённое на рисунке 2, показывает схожие зависимости с тем ходом кривых, который показан на рисунке 1, но с той разницей, что используется образец с меньшей намагниченностью насыщения, в следствии чего величины частот и волнового числа оказываются меньше.

В эксперименте спиновая волна возбуждалась с помощью переменного тока в  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с помощью прислонённой к нему тонкой проволоки при сильном постоянном однородном поле магнита, расположенного рядом, которое даёт намагниченность насыщения. Затем спиновая волна проходит по  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и возбуждает ток в проводнике приёмной антенны – это даёт информацию о потерях в гранате.

Постоянное поле (10 мТл) обеспечивается в установке редкоземельным магнитом (на рисунке 3 расположен справа), на передающую антенну посылается радиоимпульс длительностью 1 мкс с частотой несущей 0.8 ГГц, а по характеру принятого приёмной антенной сигнала можно судить о характере спиновой волны. Используется плёнка толщиной 4,47 мкм (на рисунке 3 расположена слева).

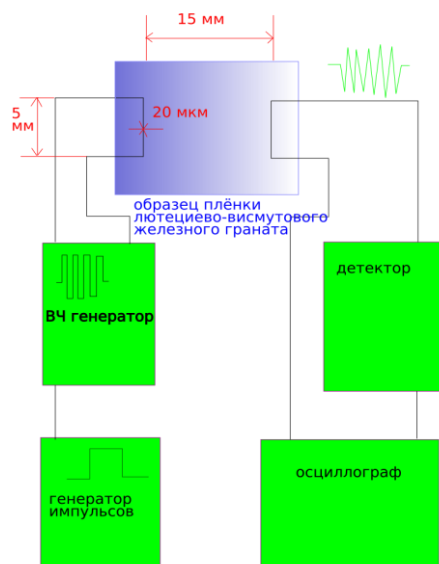


Рис. 3: Схема установки.

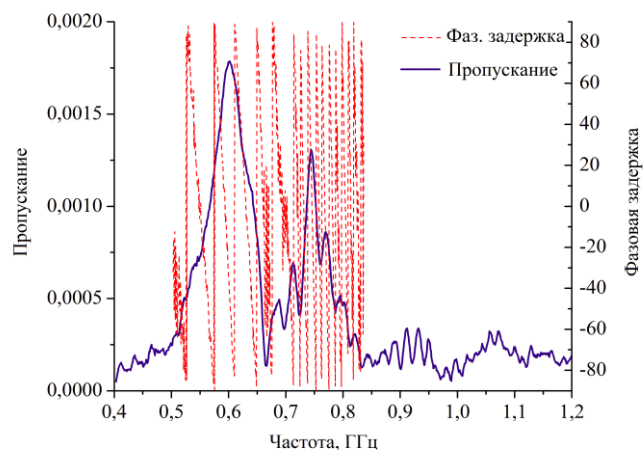


Рис. 4: зависимости коэффициента пропускания и фазовой задержки от частоты.

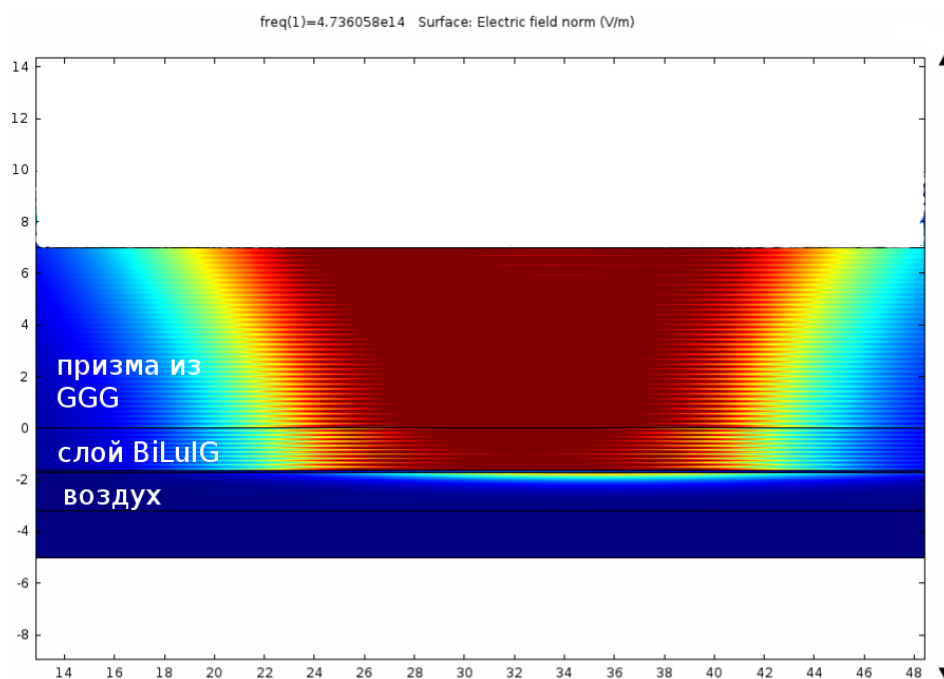


Рис. 5: Моделирование на компьютере.

Было проведено моделирование магнитооптического взаимодействия при условии возбуждения поверхностного плазмон-поляритона для случая использования эффекта

Фарадея и возбуждения ППП методом Кречмана – модель состоит из нескольких слоёв различных материалов – верхний, из которого выходит свет, является подложкой BiLuIG/YIG и состоит из GdGaG, толщиной . Далее свет проходит через слой граната толщиной 1,6 мкм и отражается от слоя золота толщиной 200 нм под ним. При этом происходит возбуждение ППП, что усиливает эффект Фарадея в слое граната.

На рисунке 4 изображены коэффициент пропускания и фазовая задержка образца при прохождении магнитостатической волны, на котором заметно, что коэффициент пропускания имеет два максимума, в 0.6 и 0.75 ГГц, а фазовая задержка в максимумах имеет различную скорость набегания (определяется углом линий к горизонтали), из чего можно сделать вывод, что максимумы имеют природу двух типов магнитостатических волн, один из которых, в районе 0.75 ГГц, имеет меньшую скорость в следствии большей задержки фазы.

На рисунке 5 изображен пучок света, сверху падающий на слой граната и отражающийся от слоя золота, напылённого снизу на слой граната. Также, при наличии поверхностного плазмон-поляритона, который виден на нижней стороне металла, возникают изменения дифракционных пиков различных порядков.

Таким образом, результатом работы является изменение дифракционной картины магнитооптического взаимодействия при появлении плазмона в смоделированном на компьютере эксперименте и график изменения фазовой задержки магнитостатической волны при прохождении через  $(\text{LuBi})_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  и коэффициента пропускания света.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Serga, A.V. Chumak, B. Hillebrands // Journal of Physics D: Applied Physics 43, 264002, pp. 1-16, 2010.
2. P.K. Jain et al. // Nano Letters, Vol. 9, No. 4 1644-1650, 2009.
3. C.S. Tsai, D. Young // IEEE Transactions on microwave theory and techniques, vol. 38, no. 5, pp. 560-571, 1990.

## Плазмонный сенсор оптической активности вещества

Д.О. Игнатьева

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет  
[ignatyeva@physics.msu.ru](mailto:ignatyeva@physics.msu.ru)

Одними из самых точных на сегодняшний день сенсоров являются оптические сенсоры, принцип действия которых основан на регистрации резонанса, связанного с возбуждением поверхностных плазмон-поляритонов [1,2]. Поверхностные плазмон-поляритоны - электромагнитные волны, которые могут возбуждаться на границе раздела сред с разными знаками диэлектрической или магнитной проницаемостей, например, металлов и диэлектриков [3]. При этом отличительной чертой поверхностных плазмон-поляритонов является то, что они могут иметь только строго определенную поляризацию, в случае границы металл-диэлектрик это ТМ моды. В настоящее время также рассматривается возможность возбуждения поверхностных волн на границе диэлектриков и метаматериалов, обладающих одновременно отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями [4,5]. В этом случае поверхностные волны также могут иметь только одну строго определенную поляризацию: в зависимости от соотношения диэлектрической и магнитной проницаемости это либо ТЕ, либо ТМ моды [4,5].

В то же время их свойства сильно зависят от оптических характеристик сред, в которых они распространяются. В плазмонных структурах достигается усиление ряда линейных и нелинейных оптических эффектов, связанных с влиянием на тензор диэлектрической проницаемости магнитооптических [6,7], оптически активных [8,9], хиральных [10] и других свойств веществ.

Особый интерес вызывает влияние оптической активности на свойства плазмон-поляритонов, так как оптической активностью обладают молекулы сахара, которые содержатся в составе крови и слюны. Сахар относится ко второму типу оптически активных веществ, которые оптически активны в любом агрегатном состоянии (к этому же классу относятся камфара, винная кислота, скипидар). У таких веществ оптическая активность обусловлена дисимметрическим строением самих молекул. Однако их низкая концентрация вызывает определенные сложности для детектирования. Например, стандарт изготовления глюкометров допускает погрешность в определении концентрации глюкозы в крови до 20%. В то же время более точное определение данной концентрации является важной с медицинской точки зрения задачей.

В работе предложен метод определения концентрации оптически активного вещества в растворе на основе плазмонного метода, который может быть применен в глюкометрах нового типа для измерения уровня глюкозы.

Оптически активный диэлектрик описывается следующим материальным уравнением:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \alpha \operatorname{rot} \vec{E}, \quad (1)$$

где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость оптически активного диэлектрика,  $\alpha$  - коэффициент гирации. Оптическая активность объемного диэлектрика приводит к повороту плоскости поляризации распространяющегося сквозь него линейно поляризованного лазерного излучения. При этом данный эффект не является невзаимным: если линейно поляризованный свет, прошедший через слой вещества с естественной оптической активностью отражается и проходит через вещество в обратном направлении, то исходная поляризация света восстанавливается (суммарный

угол вращения равен нулю). Таким образом, усиление оптически активных эффектов внутри резонаторов невозможно.

Проведенные ранее исследования показали, что усиления эффектов, связанных с оптической активностью, можно достичь при возбуждении поверхностных плазмон-поляритонных волн на границе оптически активного диэлектрика и металла [7-9]. Из уравнений Максвелла с учетом материальных уравнений и граничных условий могут быть получены модовые свойства поверхностных плазмон поляритонов. Оптическая активность не оказывает влияния на дисперсионные и локализационные характеристики поверхностных плазмон-поляритонов, таким образом, условия возбуждения плазмонов и глубина проникновения электромагнитного поля внутрь сред не изменяются при изменении оптической активности вещества. Наиболее существенные изменения происходят в поляризации. В зависимости от величины коэффициента гирации  $\alpha$  к ТМ-поляризации плазмон-поляритона добавляются малые ТЕ-добавки, прямо пропорциональные гирации вещества. В то же время для малых концентраций сахара коэффициент гирации линейно зависит от концентрации молекул сахара в растворе, таким образом, соотношение между ТЕ и ТМ компонентами в поверхностном плазмон-поляритоне позволяет определить концентрацию сахара.

Однако для поверхностных плазмон-поляритонов, возбуждаемых на границе толстых металлических пленок (толщиной порядка или более 50 нм), амплитуда ТЕ компонент оказывается слишком мала для экспериментального измерения. Поэтому важным является поиск условий усиления поляризационных эффектов в плазмонных структурах. Один из предложенных путей состоит в возбуждении длиннопребжных мод в тонких металлических пленках [7], окруженных двумя диэлектриками с одинаковым показателем преломления. С уменьшением толщины металла электромагнитное поле моды все более выталкивается внутрь окружающих диэлектриков. С одной стороны, это приводит к известному эффекту уменьшения мнимой части постоянной распространения, и, таким образом, к увеличению длины пробега поверхностного плазмон-поляритона и увеличению добротности оптических резонансов, связанных с возбуждением плазмон-поляритонов. С другой стороны, так как значительная часть поля плазмона локализована внутри оптически активной среды, амплитуда ТЕ компонент увеличивается. Для поверхностных плазмон-поляритонов на границе золотой пленки толщиной 8 нм, окруженной диэлектриками с показателем преломления  $n=1.3$ , амплитуда ТЕ компонент увеличивается на 2 порядка по сравнению со случаем толстого металлического слоя.

Практическую сложность представляет собой поиск диэлектриков, обладающих показателями преломления такими же низкими, как и исследуемые жидкости – объекты биомедицинских исследований. Несмотря на то, что в ряде работ удалось подобрать подходящий диэлектрик (стекло) для наблюдения длиннопребжной моды, более перспективным путем представляется использование фотонного кристалла. Путем оптимизации количества слоев и их толщин возможно подобрать параметры фотонного кристалла так, чтобы его эффективный импеданс был равен импедансу исследуемой среды. Таким образом, плазмон удерживается в металлической пленке со стороны исследуемого вещества за счет эффекта полного внутреннего отражения, а с другой стороны – за счет запрещенной зоны фотонного кристалла. Это, по сути, снимает ограничение на показатель преломления исследуемого вещества, позволяет возбуждать длиннопребжные моды в тонких пленках, осуществляющие большой поворот плоскости поляризации поверхностных плазмон-поляритонов.

Измерения поляризации поверхностного плазмон-поляритона могут быть проведены следующим образом. Известно, что в схемах с призмным методом возбуждения плазмонов, использующих эффект полного внутреннего отражения, если

поляризация и тангенциальная компонента волнового вектора падающего излучения совпадают с плазмон-поляритонными, то объемная волна преобразуется в поверхностную, которая затем поглощается в металле. Таким образом, возбуждение поверхностного плазмона соответствует минимуму отраженного от грани призмы излучения, и при хорошем согласовании коэффициент отражения в схеме Отто  $R \approx 0$ :

$$R = 1 - \frac{2 \operatorname{Im}[\beta]}{(k_x^{inc} - \operatorname{Re}[\beta])^2 + (\operatorname{Im}[\beta])^2}, \quad (2)$$

где  $\beta$  – постоянная распространения поверхностной волны,  $k_x^{inc}$  – тангенциальная компонента волнового вектора лазерного излучения в призме. При этом для противоположной поляризации (ТЕ в случае границы металл-диэлектрик) коэффициент отражения  $R \approx 1$ , так как имеет место полное внутреннее отражение излучения от грани призмы, а возбуждения поверхностной волны не происходит.

Произвольную поляризацию падающей волны можно представить в виде суммы двух поляризаций:

$$E = c_1 \mathbf{TM} + c_2 \mathbf{TE} = f_1 (\mathbf{TM} + \eta \mathbf{TE}) + f_2 (\eta \mathbf{TM} - \mathbf{TE}), \quad (3)$$

где коэффициенты  $c_{j=1,2}$  задают соотношение ТЕ и ТМ компонент в падающей волне, а коэффициенты  $f_{j=1,2}$  соответствуют разложению поляризации падающей волны на собственную поляризацию плазмона и ортогональную ей:

$$f_1 = \frac{c_1 + \eta c_2}{\sqrt{1 + \eta^2}}, \quad (4)$$

$$f_2 = \frac{\eta c_1 - c_2}{\sqrt{1 + \eta^2}}, \quad (5)$$

коэффициент  $\eta = E_y/H_y$  соответствует соотношению ТЕ и ТМ компонент в поверхностной волне. Таким образом, относительная интенсивность отраженного от грани призмы излучения можно представить в виде:

$$I_R = R_{TM+\eta TE} I_{TM+\eta TE} + R_{\eta TM-TE} I_{\eta TM-TE}, \quad (6)$$

где  $I_j$  – интенсивность компонент падающего излучения с соответствующей поляризацией. При выполнении условий согласования с большой точностью можно считать, что для поляризации, соответствующей собственной поляризации плазмона, коэффициент отражения равен нулю  $R_{TM+\eta TE} = 0$ , а для противоположной – единице  $R_{\eta TM-TE} = 1$ . Таким образом, итоговый коэффициент отражения определяется долей энергии, приходящейся на ортогональную плазмонной поляризации:

$$R = f_2^2 = \frac{(\eta c_1 - c_2)^2}{1 + \eta^2}, \quad (7)$$

Может быть предложено несколько схем для измерения оптической активности, использующих данную зависимость коэффициента отражения от оптической активности среды. Примеры таких схем приведены на рис. 1.

Схема (а) основана на сдвиге минимума коэффициента отражения, наблюдаемого при  $\varphi \approx \eta$ , в зависимости от угла поворота поляризатора, определяющего поляризацию возбуждающего плазмон излучения:

$$R = \frac{\cos^2 \varphi (\eta - \sin \varphi)^2}{1 + \eta^2}. \quad (8)$$

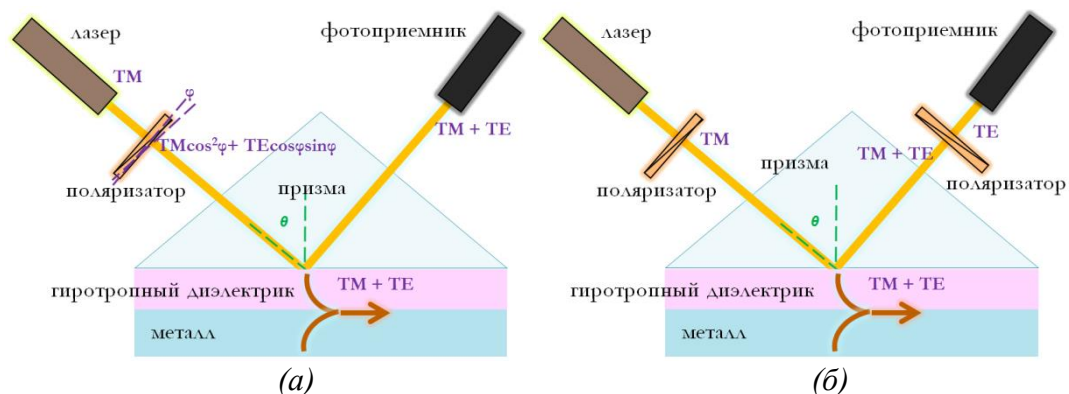


Рис. 1. Схемы измерения полярности плазмон-поляритона для определения оптической активности вещества.

Абсолютное изменение коэффициента отражения по сравнению с нехиральным случаем сравнительно мало:  $R = \sqrt{1 - \eta^2} / \eta^2$ , и данная схема лучше подходит для исследования диэлектриков с большой оптической активностью, таких, как жидкие кристаллы или метаматериалы, так как в этом случае величина достаточно велика.

Схема (б) предполагает использование двух ортогональных поляризаторов. На выходе первого поляризатора излучение имеет ТМ поляризацию, которая в отсутствие оптической активности практически полностью преобразовывалась бы в излучение плазмона (при согласованной толщине пленки). Однако из-за наличия конечного пространственного и частотного спектра излучения лазера, неровностей поверхности и т.д. происходит частичное отражение лазерного излучения, не сопровождающееся сменой его полярности. Роль второго поляризатора заключается в подавлении оставшихся за счет этих явлений ТМ компонент в отраженном излучении. Оптическая активность диэлектрика изменяет полярность плазмона, таким образом, изменяя и полярность отраженного излучения, и в дальнейшем происходит регистрация ТЕ компоненты полярности. При этом интенсивность на выходе второго поляризатора составит:

$$I = \frac{\eta^2}{1 + \eta^2}. \quad (9)$$

Преимуществом данной схемы также является её большая точность за счет подавления отраженных из-за различных паразитных эффектов ТМ компонент.

Работа выполнена при поддержке программы «У.М.Н.И.К.» (№0011409).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Homola // Chem. Rev. 2008. Vol. 108 P. 462.
2. M. Piliarik, M., J. Homola // Opt. Express. 2009. Vol. 17. P. 16505.
3. S.A. Maier “Plasmonics: Fundamentals and Applications”, Springer Science, 2007.
4. I. Shadrivov, A. Sukhorukov, Y.S. Kivshar // Phys. Rev. E. 2004. Vol. 69. P.016617.
5. A.V. Kats et al. // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 98. P. 073901.
6. V.I. Belotelov et al. // JETP. 2010. V. 137. P. 932.
7. A. Kalish et al. // Laser Physics. 2014. Vol. 24. P. 094006.
8. A.P. Sukhorukov, D.O. Ignatyeva, A. N. Kalish // J Infrared Millim Terahertz Waves. 2011. Vol. 32, P. 1223.
9. D.O. Ignatyeva et al. // Phys. Rev. A. 2012. Vol. 85. P. 043804.
10. G. Mi, V. Van // Optics Letters. 2014. Vol. 39. P. 2028.

## Поверхностные плазмон-поляритоны в гибридных структурах, содержащих топологические изоляторы с аксионным эффектом

Д.О. Игнатьева<sup>1,2</sup>, А.Н. Калиш<sup>1,2</sup>, А.К. Звездин<sup>2,3</sup>, В.И. Белотелов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет

<sup>2</sup> Российский квантовый центр

<sup>3</sup> Институт общей физики РАН им. А.Н. Прохорова

[ignatyeva@physics.msu.ru](mailto:ignatyeva@physics.msu.ru)

Поверхностные плазмон-поляритоны представляют собой электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела металлов и диэлектриков [1]. Они обладают высокой чувствительностью к оптическим свойствам сред, в которых распространяются, за счет чего достигается усиление ряда оптических эффектов, связанных с влиянием на тензор диэлектрической проницаемости магнитооптических [2,3], оптически активных [4,5], хиральных [6] и других свойств веществ. В данной работе исследуется влияние аксионного эффекта в топологических изоляторах (ТИ) на свойства поверхностных плазмон-поляритонных мод.

Топологические изоляторы представляют собой зонные изоляторы (диэлектрики), обладающие поверхностными проводящими состояниями [7,8]. Данными свойствами характеризуются, в частности, такие вещества, как  $Bi_{1-x}Sb_x$ ,  $\alpha-Sn$ ,  $Bi_2Se_3$ ,  $Bi_2Te_3$  и другие. При этом возмущение временной инверсии (например, при внесении образца в магнитное поле или внедрении примесей в него) в топологических изоляторах вызывает возникновение магнитоэлектрического аксионного эффекта. Аксионный эффект проявляется в связи электрических и магнитных компонент электромагнитного поля волны и описывается лагранжианом  $L = \frac{\alpha\Theta}{4\pi^2} (\vec{E} \vec{B})$ , где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры,  $\Theta$  – т.н. квантованный аксионный угол, величина которого кратна нечетному числу  $\pi$ . Материальные уравнения для топологического изолятора с аксионным эффектом могут быть записаны в следующем виде:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} + \bar{\alpha} \vec{B} \quad (1)$$

$$\vec{H} = \vec{B} - \bar{\alpha} \vec{E} \quad (2)$$

где  $\bar{\alpha} = \alpha \frac{\Theta}{\pi}$ . Можно показать, что волновое уравнение для распространения электромагнитной волны внутри топологического изолятора с аксионным эффектом не содержит каких-либо членов, связанных с аксионным эффектом, и, следовательно, аксионный эффект не влияет на электродинамику в объеме среды (поляризацию и постоянную распространения волны) при любых направлениях распространения и поляризациях излучения. В то же время на поверхности топологического изолятора за счет аксионного эффекта возникают эффективные плотности зарядов и токов. Таким образом, аксионный эффект может проявляться на границе со средой, не обладающей аксионными свойствами, например, при отражении или преломлении [9-13]. Особый интерес представляет случай, когда электромагнитная волна взаимодействует с аксионным изолятором не однократно, а постоянно, распространяясь вдоль его поверхности. Именно этот случай рассматривается в данной работе, посвященной изучению свойств поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границы топологического изолятора с аксионным эффектом и металла.

Дисперсионные, поляризационные и локализационные свойства собственных мод плазмонной структуры «топологический изолятор/металл» могут быть получены при



решении уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями. Для простоты аналитическое описание выполнено в линейном приближении по малому параметру, в качестве которого выступает постоянная тонкой структуры  $\alpha = 1/137 \ll 1$ . Можно показать, что дисперсионное соотношение при этом не содержит членов, линейных по  $\alpha$ , поэтому аксионный эффект практически не оказывает влияния на постоянную распространения плазмон-поляритонов  $\beta$ .

Решение задачи на собственные значения показывает, что за счет наличия аксионного эффекта происходит изменение поляризации плазмонных мод такой структуры, и ТМ-мода приобретает небольшие по величине ТЕ-добавки. Это означает, что поляризованная эллиптически в отсутствие аксионного эффекта плазмон-поляритонная ТМ-волна (сдвиг фаз между компонентами электрического поля в обычном случае равен  $\pi/2$ ) испытывает наклон эллипса поляризации за счет аксионного эффекта на угол

$$\varphi \approx \bar{\alpha} \frac{\varepsilon_{TI}}{\beta(\varepsilon_{TI} - \varepsilon_m)} \quad (3)$$

вокруг оси, направленной вдоль направления распространения волны, где  $\beta$  – безразмерная постоянная распространения, а соответствующие отношение ТЕ и ТМ компонент при этом равно:

$$\nu = \frac{E_{TE}}{H_{TM}} = \frac{\bar{\alpha}}{\varepsilon_{TI} - \varepsilon_m}, \quad (4)$$

Численные оценки показывают, что величина  $\nu$  невелика и имеет порядок  $10^{-4}$ , так как абсолютные значения диэлектрических проницаемостей топологического изолятора и металла порядка нескольких десятков. Поэтому для экспериментального наблюдения изменения поляризации плазмон-поляритонов за счет аксионного эффекта важно найти условия усиления этого эффекта.

Для этого могут быть использованы трехслойные структуры типа ТИ-металл-диэлектрик. В подобных трехслойных структурах возможно возбуждение двух типов мод, соответствующих двум решениям дисперсионного уравнения для поверхностных плазмон-поляритонов: мода, имеющая меньшее значение постоянной распространения – т.н. быстрая мода (в случае симметричных структур она имеет антисимметричный профиль), и мода с большим значением постоянной распространения – т.н. медленная мода (в случае симметричных структур характеризуется симметричным профилем). В несимметричных структурах быстрая мода имеет отсечку и не может возбуждаться для толщин металла, меньших некоторого порогового значения, а в случае значительной разницы диэлектрических проницаемостей сред, окружающих металл, не существует вообще. В то же время для любых комбинаций диэлектрических проницаемостей и толщин металлической пленки может быть возбуждена т.н. медленная мода, соответствующая верхней ветви решения дисперсионного уравнения.

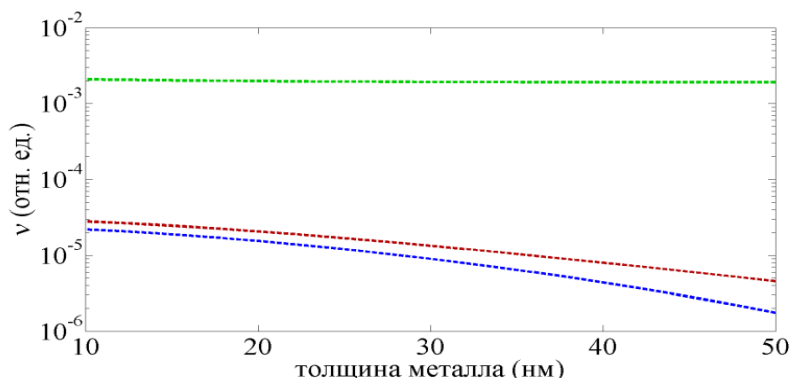


Рис. 1. Зависимость отношения TE/TM компонент на границе ТИ в разных типах несимметричных структур ТИ – металл – диэлектрик: в структуре с диэлектриком меньшим (зеленая кривая), с одинаковым (красная кривая) и большим (синяя кривая), чем у ТИ, показателем преломления.

Расчеты показывают, что в симметричных плазмонных структурах, в которых металл окружен двумя одинаковыми топологическими изоляторами с одинаковым аксионным углом, поляризационные эффекты сильнее проявляются для медленных мод. Это означает, что и в несимметричных трехслойных плазмонных структурах аксионные эффекты также могут проявляться достаточно сильно. На рис. 1 изображены результаты расчета зависимости отношения TE/TM компонент на границе ТИ для следующих типов структур: воздух/золото/ТИ (диэлектрическая проницаемость топологического изолятора  $\epsilon_{TI} = 25$ ) - зеленая кривая; диэлектрик ( $\epsilon_d = 25$ )/золото/ТИ - красная кривая; диэлектрик ( $\epsilon_d = 27$ )/золото/ТИ - синяя кривая. Численное моделирование выполнено для длины волны 1 мкм. На основе результатов расчетов можно сделать вывод о том, что поляризационные эффекты усиливаются в несимметричной структуре с диэлектриком с меньшим показателем преломления.

Таким образом, в двух- и трехслойных плазмонных структурах, содержащих топологические изоляторы, за счет аксионного эффекта изменяется поляризация поверхностных плазмон-поляритонных мод, в то время как их дисперсия и локализация остаются практически неизменными. При этом в существенно несимметричной структуре топологический изолятор – золото – воздух соотношение TE/TM компонент увеличивается на 2 порядка по сравнению с симметричной структурой. Кроме того, такая структура оказывается проще для возможной экспериментальной реализации и позволит наблюдать аксионный эффект оптическими методами.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 14-32-00010).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S.A. Maier “Plasmonics: Fundamentals and Applications”, Springer Science, 2007.
2. V.I. Belotelov et al. // JETP. 2010. V. 137. P. 932.
3. A. Kalish et al. // Laser Physics. 2014. Vol. 24. P. 094006.
4. A.P. Sukhorukov, D.O. Ignatyeva, A. N. Kalish // J Infrared Millim Terahertz Waves. 2011. Vol. 32, P. 1223.
5. D.O. Ignatyeva et al. // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85. P. 043804.
6. G. Mi, V. Van // Optics Letters. 2014. Vol. 39. P. 2028.
7. M.Z. Hasan, C. L. Kane // Reviews of Modern Physics. 2010. Vol. 82. P. 3045.
8. J. Moore // Nature Physics. 2009. Vol. 5. No. 6. P. 378-380.
9. W.-K. Tse, A. MacDonald // Physical Review Letters. 2010. Vol. 105. P. 057401.
10. M.-C. Chang, M.-F. Yang // Physical Review B. 2009. Vol. 80. P. 113304.
11. F. Liu, J. Xu, Y. Yang // JOSA B. 2014. Vol. 31. P. 735.

## **Магнитооптический модулятор света с управлением намагниченностью за счет магнитоэлектрического эффекта**

А.Е. Храмова, Н.Е. Хохлов, А.П. Пятаков, В.И. Белотелов

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

[ae.khramova@gmail.com](mailto:ae.khramova@gmail.com), [n.e.khokhlov@yandex.ru](mailto:n.e.khokhlov@yandex.ru)

В настоящее время актуальной задачей фотоники является поиск новых способов управления светом на пространственных масштабах порядка нескольких миллиметров. Это необходимо для создания новых сверхбыстрых устройств передачи и обработки информации. Примером устройства для управления интенсивностью света может быть магнитооптический модулятор света. Материалом для такого модулятора служит ферромагнитная диэлектрическая пленка, находящаяся во внешнем магнитном поле и помещенная между поляризатором и анализатором, которые повернуты на некоторый угол относительно друг друга. При изменении магнитного поля происходит изменение угла плоскости поляризации света, прошедшего через пленку под действием эффекта Фарадея, что приводит к изменению интенсивности света.

Ферромагнитная пленка состоит из доменной структуры, где направление намагниченности в соседних доменах противоположно. Доменная граница ферромагнитной пленки (переходная область между двумя доменами) является суперпозицией неелевской и блоховской компонент, которые отличаются способом перехода вектора намагниченности между соседними доменными стенками (циклоида, геликоида). При вращении вектора намагниченности может появляться электрическая поляризация. Этот эффект реализуем только для неелевской компоненты вектора намагниченности в доменной границе (ДГ). При подведении электрического поля к ДГ возникает электростатическая сила, которая начинает взаимодействовать со стенкой. Для увеличения взаимодействия можно приблизить направление намагниченности к неелевскому типу с помощью магнитного поля, направленного перпендикулярно доменной границе.

В данной работе предложена и реализована схема магнитного модулятора света с локальным управлением намагниченностью за счет магнитоэлектрического эффекта. Здесь локальная намагниченность изменяется при помощи напряжения, подаваемого на иглу, которая подводится к ДГ. (При подведении линейно поляризованного лазерного пучка к двум соседним доменам) Линейно поляризованный лазерный пучок проходит через два соседних домена и анализатор, тогда при смещении ДГ изменяется доля лазерного пучка, прошедшего через один из них, и как следствие, изменяется интенсивность выходящего луча. Результирующая амплитуда модуляции зависит от взаимного расположения иглы, лазерного пятна на образце, доменной границы и игла между поляризатором и анализатором.

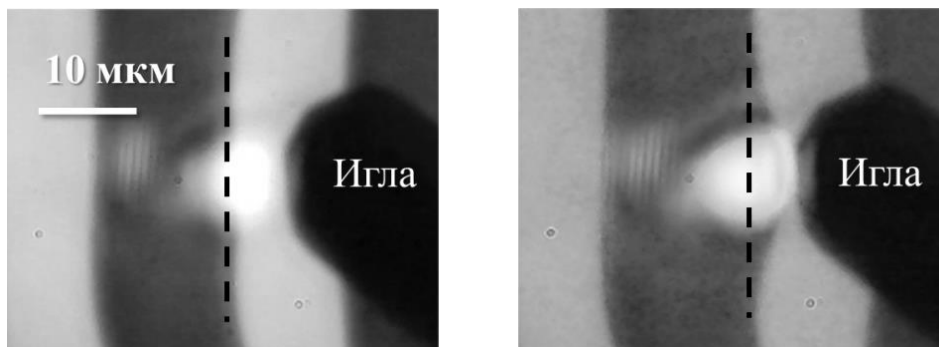


Рис.1. Смещение доменной границы, освещенной лазером (светлый круг), за счет магнитоэлектрического эффекта при смене напряжения на металлической игле: (а) напряжение на игле 0В; (б) напряжение на игле -1000В.

В эксперименте была использована пленка состава  $(\text{BiLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , помещенная между полюсами двух электромагнитов, которые создают два магнитные поля, перпендикулярные и параллельные плоскости образца. Поле в плоскости образца, перпендикулярное ДГ, увеличивает ее смещение, однако, при его увеличении домены становятся разной ширины, и пленка переходит в монодоменное состояние. Для сохранения равной ширины доменов необходимо увеличивать поле, перпендикулярное плоскости пленки. Луч лазера фокусировался на поверхности в пятно диаметром 10 мкм

В ходе работы были получены два наиболее важных режима: модулятор (угол  $\beta$  между поляризатором и анализатором составляет  $45^\circ$ ) и оптический ключ ( $\beta = 90^\circ - \varphi$ ,  $\varphi$  - угол Фарадея). Максимальная глубина модуляции света при измерениях составила три раза при изменении напряжения на игле от 0 В до 1000 В, что хорошо соответствует теоретическому значению. Данное значение модуляции хорошо соответствует ранее полученному теоретическому.

Стоит отметить, что в данном способе модуляции не присутствует переключения электромагнитов как в других магнитооптических модуляторах, а требуется только смена статического заряда на игле. Такое отсутствие управляющих токов может уменьшить затраты энергии в устройствах фотоники.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-29-08216\_офи\_м.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.К. Звездин, В.А. Котов “Магнитооптика тонких пленок” Москва: Наука, 1988
2. А.П. Пятаков, А.К. Звездин // УФН 2012. 182, с. 593–620.
3. А.Р. Pyatakov et al. // JMMM 2015. 383, 255-258.