

СЕКЦИЯ 2. НАНОФОТОНИКА И ПЛАЗМОНИКА

Влияние намагниченности на поверхностные плазмон-поляритоны в наноцилиндрах

Н.А. Гусев, В.И. Белотелов, А.Н. Калиш, А.К. Звездин..... 2

Термомеханическое воздействие сверхкоротких лазерных импульсов на одномерные металлические наноструктуры

О.Г. Романов, Г.С. Романов..... 5

Исследование поведения показателей преломления жидкокристаллического сегнетоэлектрика с субволновым шагом спирали при квадратичном электрооптическом эффекте

С.П. Котова, Е.П. Пожидаев, С.А. Самагин 9

Преломление поверхностных плазмон-поляритонов с подавлением паразитного рассеяния

Е.А. Безус, Л.Л. Досколович 11

Плотность плазменных возбуждений двумерной полупроводниковой сверхрешетки в широком диапазоне параметров

С.Ю. Глазов, И.С. Громышов, Н.Е. Мещерякова..... 14

Управление формой и скоростью импульса плазмон-поляритонов посредством фотовозбуждения электронов металла

Н.Е. Хохлов, Д.О. Игнатьева, В.И. Белотелов, А.П. Сухоруков 17

Влияние намагниченности на поверхностные плазмон-поляритоны в наноцилиндрах

Н.А. Гусев^{1,2}, В.И. Белотелов^{1,3}, А.Н. Калиш^{1,3}, А.К. Звездин^{1,2}

¹Российский Квантовый Центр

²Институт Общей Физики им. А.М. Прохорова РАН

³Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

nagusew@gmail.com

Материалы, оптические свойства которых можно перестраивать с помощью переключения намагниченности, представляют практический интерес для телекоммуникационных устройств и сенсоров магнитного поля. Важную роль здесь играет возможность перестройки собственных частот магнитной наноструктуры. Например, перестройка собственных частот плазмонного кристалла с помощью перемагничивания приводит к десятикратному увеличению магнитооптического экваториального эффекта Керра [1].

В большинстве публикаций, посвященных взаимосвязи магнитных и оптических свойств, рассматриваются периодические структуры прямоугольного и, реже, кругового сечения с однородной намагниченностью. Например, в [2] рассматривается периодическая структура продольно намагниченных плазмонных наностержней. В единственной на настоящий момент работе, посвященной рассмотрению магнитооптики частицы с вихревой намагниченностью, вопрос о возбуждении плазмона не рассматривается [3]. Задача о перестройке плазмона в стержне с помощью термомодуляции диэлектрической проницаемости материала стержня уже была рассмотрена Марини [4]. Настоящая работа посвящена изучению дисперсионных свойств уединенного металлического наностержня бесконечной длины кругового сечения, перестраиваемых с помощью вихревой намагниченности.

Рассматриваются два типа структуры: стержень из никеля, окруженный воздухом (Рис. 1а), и стержень из золота, помещенный в иттриевый феррит-гранат (Рис. 1б). В обоих случаях магнитный материал намагничен по кругу (см. Рис.1) и исследуется влияние такого типа намагниченности на условия распространения плазмона, бегущего вдоль оси цилиндра.

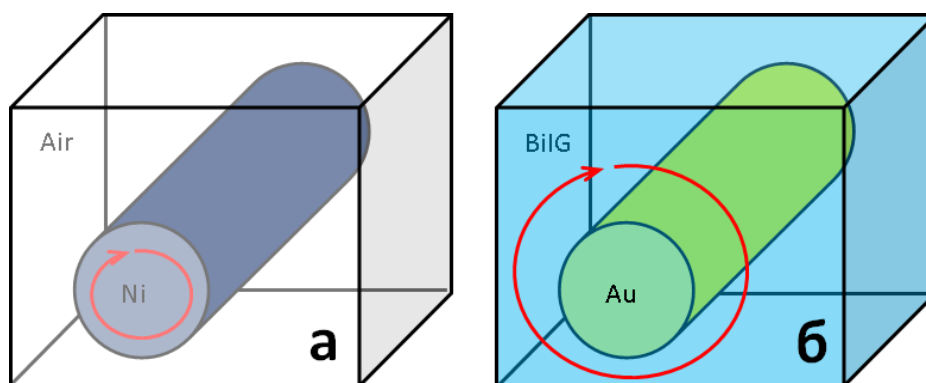


Рис. 1. Исследуемая структура: а) стержень из никеля, намагниченный по кругу, в воздухе, б) стержень из золота, помещенный в иттриевый гранат, намагниченный по кругу.

Используя уравнения Максвелла и граничные условия для полей в полярных координатах, можно получить дисперсионные уравнения для обеих структур для

плазмонной моды нулевого порядка ТМ₀ с аксиально симметричным распределением поля.

Для структуры на Рис. 1а имеем:

$$F_1(\omega, k, g) = \frac{\kappa_d}{\varepsilon_d} \frac{K_0(\kappa_d a)}{K_1(\kappa_d a)} + \frac{\kappa_m}{\varepsilon_m} \frac{I_0(\kappa_m a)}{I_1(\kappa_m a)} + \frac{gk_z}{\varepsilon_m^2} = 0, \quad (1)$$

а для структуры на Рис. 1б:

$$F_2(\omega, k, g) = \frac{\kappa_d}{\varepsilon_d} \frac{I_0(\kappa_d a)}{I_1(\kappa_d a)} + \frac{\kappa_m}{\varepsilon_m} \frac{K_0(\kappa_m a)}{K_1(\kappa_m a)} - \frac{gk_z}{\varepsilon_m^2} = 0. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon_i = \varepsilon_i(\omega)$ - диэлектрическая проницаемость, $i = m$ для магнитного материала и $i = d$ для немагнитного, a - радиус стержня, $\kappa_i = \sqrt{k_z^2 - k_0^2 \varepsilon_i}$, $k_z = k - i\gamma$ - комплексная постоянная распространения, $k_0 = \omega/c$, $g = g(\omega)$ - гирация. В случае размагниченной структуры $g = 0$ и уравнения (1) и (2) переходят в дисперсионное соотношение для моды ТМ₀, полученное Страттоном в 1941 году [5].

На Рис. 2 представлены решения уравнений (1) и (2), полученные с использованием полиномиальной и дробно-рациональной аппроксимации экспериментальных данных для $\varepsilon_i(\omega)$ и $g(\omega)$. Вычисления проводились для намагниченной структуры ($g \neq 0$) при значениях радиуса стержня 20, 35, 50, 100, 250 нм и для случая плазмона на плоской границе [1]. Точками на графиках показаны значения, полученные с помощью прямого численного моделирования собственных волн стержня с использованием метода конечных разностей во временной области.

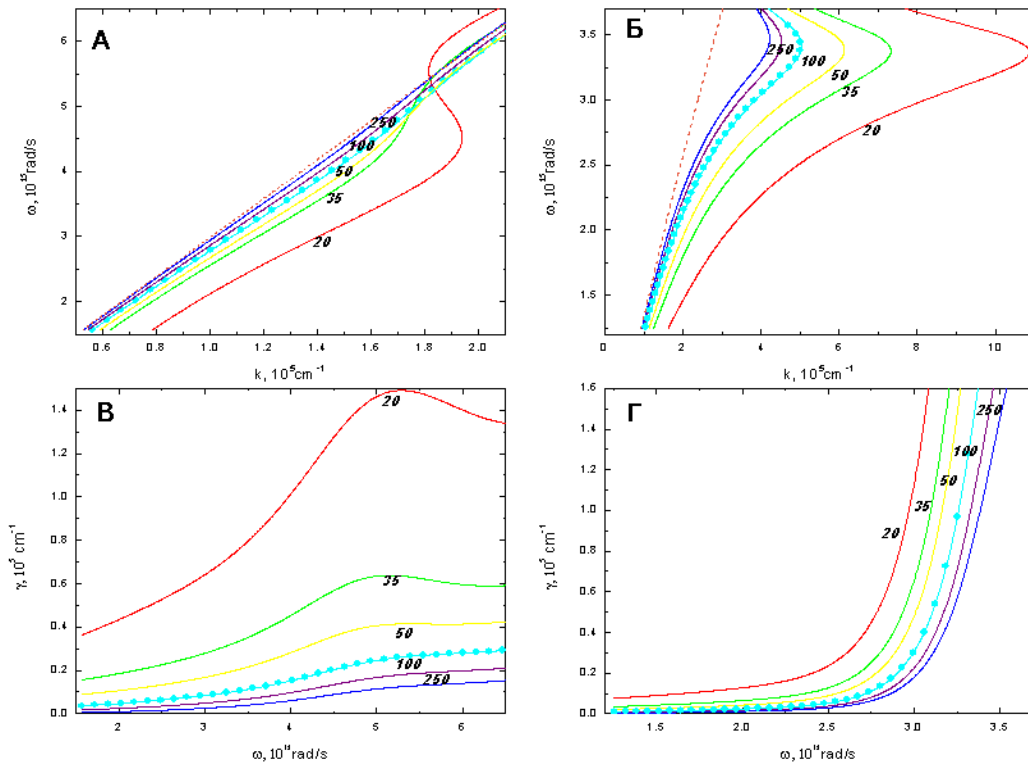


Рис. 2. Дисперсионные кривые для действительной (А,Б) и мнимой (В,Г) частей постоянной распространения в зависимости от частоты для никелевого (А,В) и золотого (Б,Г) стержня при радиусах 20, 35, 50, 100 и 250 нм. Точки соответствуют данным, полученным прямым численным моделированием дисперсии стержня радиусом 100 нм. Синяя кривая соответствует дисперсии плазмона на плоскости.

Как видно из рис. 2, цилиндрическая форма приводит к возникновению значительного изгиба дисперсионной кривой для случая никелевого стержня и возникновению более выраженного изгиба для дисперсионной кривой золотого стержня. Кроме того, с уменьшением радиуса увеличивается поглощение. С другой стороны, с ростом радиуса форма дисперсии приближаются к форме, соответствующей случаю плоской границы. Как показывают расчёты, для величины сдвига дисперсионной кривой $\Delta k = k(+g) - k(-g)$ и $\Delta \gamma = \gamma(+g) - \gamma(-g)$ цилиндрического плазмона имеет место десятикратное увеличение по сравнению со сдвигом дисперсионной кривой плазмона на плоскости.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.I. Belotelov et al. // Nature Nanotechnology 2011. V. 6. No 6. P. 370-376. I. Pimenov, V. Kurin // JOSA B. 2012. V. 29. No 7. P. 1815-1821.
2. E.A. Karashtin // Physical Review B. 2013. V. 87. No 9. P. 094418. A. Marini et al. // New Journal of Physics. 2013. V. 15. No 1. P. 013033.
3. Julius Adams Stratton "Electromagnetic theory" McGraw-Hill Book Company, 1941, P. 524-537.

Термомеханическое воздействие сверхкоротких лазерных импульсов на одномерные металлические наноструктуры

О.Г. Романов¹, Г.С. Романов²

¹Белорусский государственный университет

²Институт тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова НАН Беларуси
romanov@bsu.by

Металлические наноструктуры (сферические наночастицы, нанопроволоки, нанопленки) привлекают интерес исследователей в связи с их многочисленными потенциальными применениями, в частности для маркировки биологических объектов, терапии онкологических заболеваний, в качестве сенсорных элементов и т.д. [1]. Воздействие сверхкоротких лазерных импульсов на наноструктуры открывает широкие возможности исследования физических процессов, протекающих в них на сверхкоротких временных масштабах. Так, экспериментально показано, что нагрев металлических наночастиц под действием фемтосекундных лазерных импульсов приводит к возбуждению акустических колебаний, частота которых может быть зафиксирована методами спектроскопии пробного пучка [2]. При теоретическом исследовании возникающих механических деформаций наночастиц зачастую используется простая модель демпфированного гармонического осциллятора [3], которая, однако, позволяет дать лишь качественное описание происходящих процессов.

При воздействии импульсного лазерного излучения на поглощающую среду происходит ее локальный нагрев, тепловое расширение и генерация волн сжатия и разрежения. Если среда является пространственно-неоднородной, т.е. содержит включения в виде частиц достаточно малой концентрации, которые по своим физическим параметрам (поглощательная способность, плотность и т.д.) отличаются от окружающей среды, процессы генерации и распространения акустических возмущений в ней могут быть рассмотрены на уровне единичного включения. В частности, мы будем рассматривать термомеханические процессы, происходящие в структурах сверхмалых размеров (наноструктурах) при воздействии сверхкоротких импульсов излучения в следующих приближениях:

1) плоская геометрия, адекватная энерговыделению вблизи плоской свободной поверхности (рис. 1, *а*) в поглощающем металлическом слое толщиной R_0 ;

2) цилиндрически и сферически симметричные задачи (рис. 1, *б*, *в*), основанные на допущении об энерговыделении в области радиусом R_0 , которая по своим физическим характеристикам отличается от окружающей среды (поглощающие излучение цилиндрически симметричный металлический объект или сферическая металлическая частица радиуса R_0 , погруженные в непоглощающую среду $r > R_0$).

Процессы, протекающие в сплошной среде при действии на нее импульсного лазерного излучения, могут быть описаны уравнениями движения среды в форме Эйлера или Лагранжа [4]. В данной работе мы используем форму Лагранжа, так как она позволяет описывать движение многослойных сред, свойства которых меняются при переходе через поверхности раздела.

Уравнения Лагранжа для одномерного движения сплошной среды имеют вид:
– уравнение непрерывности:

$$V = V_0 \left(\frac{R}{r} \right)^{\alpha-1} \frac{\partial R}{\partial r}, \quad (1)$$

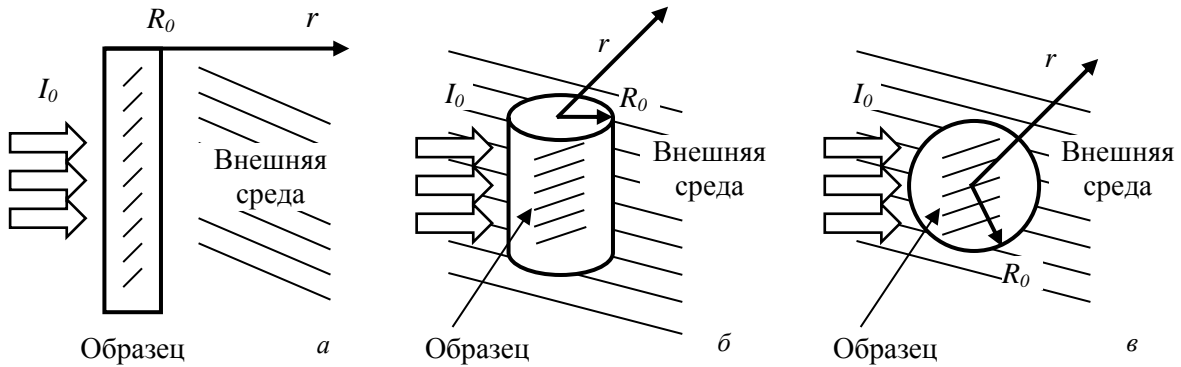


Рис. 1. Схема воздействия лазерного импульса на наноразмерную мишень в плоской (а), цилиндрической (б) и сферической (в) геометрии.

– уравнение движения:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -V_0 \left(\frac{R}{r} \right)^{\alpha-1} \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (2)$$

– уравнение изменения эйлеровой координаты R :

$$\frac{\partial R}{\partial t} = u, \quad (3)$$

где V_0 , V – начальный и текущий удельные объемы, $V_0 = 1/\rho_0$, $V = 1/\rho$, где ρ_0 , ρ – соответствующие плотности, r – лагранжева координата, t – время, P – давление, $\alpha = 1; 2; 3$ соответственно для плоской, цилиндрической и сферической геометрии задачи. Отметим, что для описания процессов возбуждения акустических колебаний металлической наночастицы и их распространения в окружающую среду будем использовать уравнения Лагранжа в форме (1) – (3), записанные отдельно для металлической наночастицы и окружающей ее среды.

Нагрев металлов под действием сверхкоротких лазерных импульсов будем описывать в рамках двухтемпературной модели для электронного газа и ионной решетки [5]. Соответствующие уравнения имеют вид:

$$\rho_e C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = k_T^e \frac{1}{r^{\alpha-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{\alpha-1} \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) + Q_S - \gamma(T_e - T_i) \quad (4)$$

$$\rho_i C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} = \gamma(T_e - T_i) \quad (5)$$

Здесь величины ρ (плотность), C (теплоемкость), T (температура), k_T (коэффициент теплопроводности) с индексом “ e ” относятся к электронной подсистеме, с индексом “ i ” – к ионной. Параметр γ определяет скорость релаксации энергии от электронного газа к ионам кристаллической решетки. Величина Q_S в уравнении (4) определяется источником энерговыделения: $Q_S = I(r, t) \kappa$, где $I(t, r) = I_0 f_t(t) f_r(r)$ – интенсивность светового пучка в момент t в точке пространства с координатой r , κ – коэффициент поглощения среды. Временная форма лазерного импульса описывается

степенно-экспоненциальной функцией $f_t(t) = \frac{t}{\tau_p} \exp(-t/\tau_p)$, где τ_p – длительность

лазерного импульса; пространственная функция $f_r(r) = \begin{cases} 1, & r \leq R_0 \\ 0, & r > R_0 \end{cases}$.

Изменение температуры окружающей среды в области $r > R_0$ находится из решения уравнения теплопроводности:

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = k_T \frac{1}{r^{\alpha-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{\alpha-1} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (6)$$

с учетом теплопереноса из нагретой области через границу $r = R_0$. Величины ρ , C , k_T определяются теплофизическими свойствами окружающей среды.

Для аппроксимации уравнения состояния металлической наночастицы будем использовать уравнение Ми – Грюнайзена [4], которое с учетом выделения двух подсистем (электронной и ионной) принимает вид:

$$P = \rho_{i0} u_0^2 \left(1 - \frac{V_i}{V_{i0}} \right) + \Gamma_i \frac{C_i (T_i - T_0)}{V_i} + \Gamma_e \frac{C_e (T_e - T_0)}{V_e}, \quad (7)$$

где V_{i0} , $V_{i,e}$ – начальный и текущий удельные объемы, $V_{i0} = 1/\rho_{i0}$, $V_{i,e} = 1/\rho_{i,e}$, где ρ_{i0} , $\rho_{i,e}$ – соответствующие плотности, $\Gamma_{i,e}$ – коэффициенты Грюнайзена, u_0 – скорость звука в металлической частице. В качестве уравнения состояния окружающей среды также использовалось уравнение Ми – Грюнайзена в его двучленном виде.

В качестве примера рассмотрим результаты моделирования задачи в плоской геометрии ($\alpha = 1$). При этом считаем, что импульсное лазерное излучение от широкого светового пучка поглощается тонкой металлической пленкой (золото; коэффициент поглощения $\kappa = 10^5 \text{ см}^{-1}$, толщина $R = 10 \text{ нм}$), контактирующей с поверхностью жидкости (вода). Длительность лазерного импульса полагаем $\tau_p = 10^{-13} \text{ с}$, интенсивность $I_0 = 10^{10} \text{ Вт/см}^2$, при этом объемная плотность энерговыделения $E = I_0 \tau_p \kappa = 100 \text{ Дж/см}^3$. Расчеты, выполнены для типичных теплофизических параметров золота и воды.

Результаты расчета начальной стадии изменения температуры $\Delta T(r, t)$, скорости движения $u(r, t)$ и давления $\Delta P(r, t)$ приведены на рис. 2. Как видно, при поглощении энергии короткого лазерного импульса происходит локальный нагрев ΔT (рис. 2, а, кривые I и I') и увеличение давления ΔP (рис. 2, в, кривая I) внутри тонкого поглощающего слоя. Причем, поглощение энергии сверхкороткого лазерного импульса электронами проводимости приводит сначала к росту температуры электронного газа за времена порядка 100 фс (рис. 2, а, кривые $I - 7$) с последующей передачей энергии ионам кристаллической решетки и ее нагревом (рис. 2, а, кривые $I' - 7'$) за время порядка нескольких пикосекунд. Также происходит передача тепла в окружающую среду (рис. 2, а, кривые $I'' - 7''$) и общее остывание образца.

Наличие градиента давления $\Delta P/\Delta r$ между областью, в которой произошло энерговыделение, и невозмущенной областью, создает движение частиц металлической среды и контактирующей с ней жидкости с положительной скоростью ($u > 0$, рис. 2, б, кривые $I - 4$). В то же время в приповерхностном слое частицы металлической среды приобретают отрицательную скорость ($u < 0$), направленную в свободное пространство над поверхностью (рис. 2, б, кривая I вблизи $r = 0$). При этом происходит уменьшение плотности вещества в поглощающей пленке, и формируется биполярная акустическая волна (рис. 2, в, г, кривые 2 – 5). Волны давления (рис. 2, г, кривые б – 7), скорости

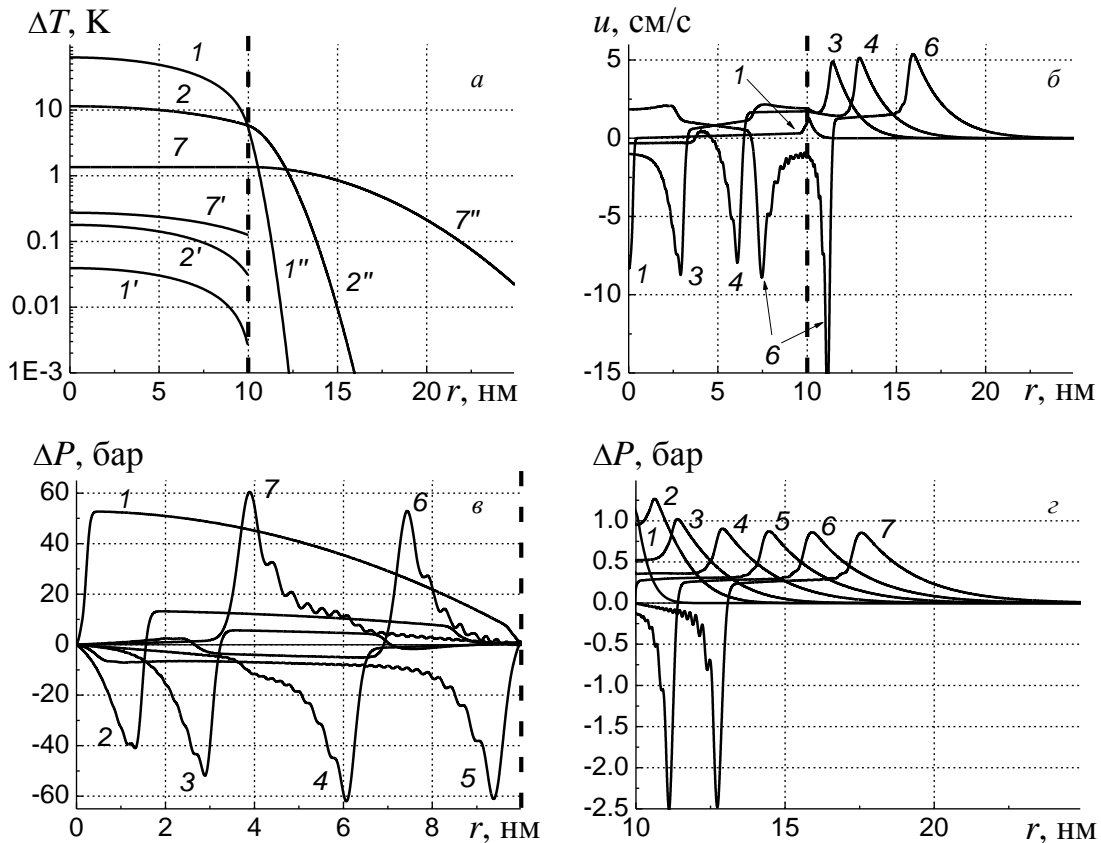


Рис. 2. Пространственные зависимости температуры (а), скорости (б) и давления, (в, г) в различные моменты времени. $\alpha=1$; $R_0=10$ нм; $\tau_p=10^{-13}$ с; $I_0=10^{10}$ Вт/см²; 1 – 100 фс, 2 – 500 фс, 3 – 1 пс, 4 – 2 пс, 5 – 3 пс, 6 – 4 пс, 7 – 5 пс.

(рис. 2, б, кривая б) и плотности вещества при своем распространении вглубь жидкости со скоростью звука u_0 характеризуются наличием положительной (объемное сжатие, $\Delta P, \Delta u, \Delta \rho > 0$) и отрицательной (объемное растяжение, $\Delta P, \Delta u, \Delta \rho < 0$) фаз. Кроме того, внутри металлической пленки распространяются волны разрежения (рис. 2, в, кривая 5) или сжатия (рис. 2, в, кривые б – 7), формирующиеся при отражении от границы раздела золото – вода (при $r = R_0$) или от свободной границы $r = 0$.

Таким образом, в работе теоретически исследованы процессы термомеханического воздействия сверхкоротких лазерных импульсов на одномерные (плоские, цилиндрические, сферические) металлические наноструктуры. Численно смоделирована динамика нагрева наночастиц и процессов возбуждения акустических импульсов в окружающей среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Климов «Наноплазмоника» М.: Физматлит, 2009.
2. M. Perner et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V.85. P.792.
3. G.V. Hartland // Chem. Rev. 2011. V.111. P.3858.
4. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. «Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений» М.: Наука. 1966.
5. С.И. Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В. Ходыко Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука. 1970.

Исследование поведения показателей преломления жидкокристаллического сегнетоэлектрика с субволновым шагом спирали при квадратичном электрооптическом эффекте

С.П. Котова, Е.П. Пожидаев, С.А. Самагин
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук
kotova@fian.smr.ru

Оптически активные устройства на основе жидких кристаллов получили широкое распространение для управления пространственными и временными характеристиками оптического излучения. Как правило, в задачах адаптивной оптики и в оптических пинцетах требуются устройства, способные осуществлять чисто фазовую модуляцию света, то есть без изменения состояния поляризации. Этому требованию удовлетворяют устройства на основе ориентационных эффектов в нематических жидких кристаллах (ЖК). Характерные частоты модуляции составляют для них несколько десятков Гц. Однако, такое быстродействие ограничивает возможности использования ЖК элементов на основе нематиков. Отсюда интерес к исследованию электрооптических эффектов в смектических жидких кристаллах (СЖК), характеризующихся более высоким по сравнению с нематиками быстродействием. На решение этой проблемы направлены исследования спиральных наноструктур СЖК [1, 2]. Показано, что структура сегнетоэлектрика, шаг спирали которой много меньше длины волны света, в отсутствие электрического поля в оптическом смысле эквивалентна одноосному кристаллу. Во внешнем поле структура становится двуосной, все три её показателя преломления, различаются между собой. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования поведения показателей преломления ячейки с сегнетоэлектрическим ЖК с субволновым шагом спирали с ориентацией оси геликоида вдоль подложек. Использовался СЖК -579, имеющий шаг спирали 150 мкм. Толщина ячеек составляла 42 мкм.

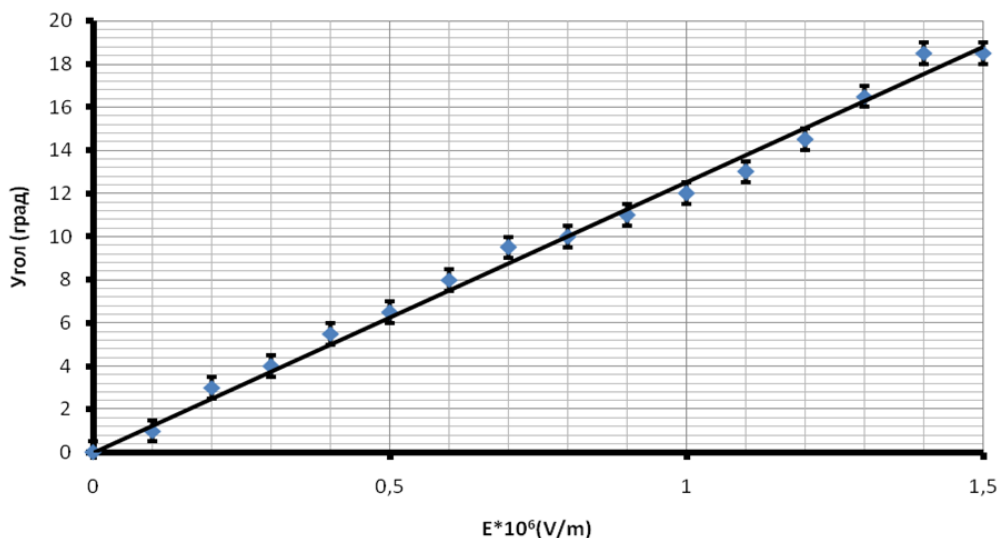


Рис. 1. Зависимость угла отклонения большой оси эллипсоида показателей преломления от напряженности приложенного электрического поля для СЖК 587

При приложении электрического поля к ячейке СЖК эллипсоид показателей преломления деформируется. При этом происходит поворот оси эллипсоида и

изменение значений показателей преломления вдоль осей. Мы измерили поворот проекции большой оси в плоскости перпендикулярной направлению распространения света. Ячейка помещалась между двумя скрещенными поляроидами. Источником излучения служил He-Ne лазер с длиной волны 633 нм. На ячейку подавалось напряжение с профилем в виде симметричного меандра с частотой 40 Гц. Амплитуда изменялась от 0 до 100 В. Время переключения СЖК не превосходило 0,3 мс во всём диапазоне амплитуд. График зависимости угла поворота большой оси эллипсоида показателей преломления от величины приложенного напряжения для положительного полупериода представлен на рисунке 1, что согласуется с результатами, представленными в [2].

Были проведены измерения изменения показателей преломления сегнетоэлектрической ЖК ячейки при приложении электрического поля. Измерения проводились на основе интерферометра Маха-Цендера. В одно из плеч помещалась ячейка. Перед интерферометром и после него располагались поляроиды. При каждом значении амплитуды приложенного напряжения производилось измерение фазовой задержки СЖК вдоль и поперёк большой оси эллипсоида показателей преломления. Для этого, используя данные о повороте большой оси эллипсоида СЖК в зависимости от напряжения (рисунок 1), поворачивали оба поляроида так, чтобы ось ячейки совпадала или была перпендикулярна направлению поляризации падающего света. Результаты представлены на рисунке 2°.

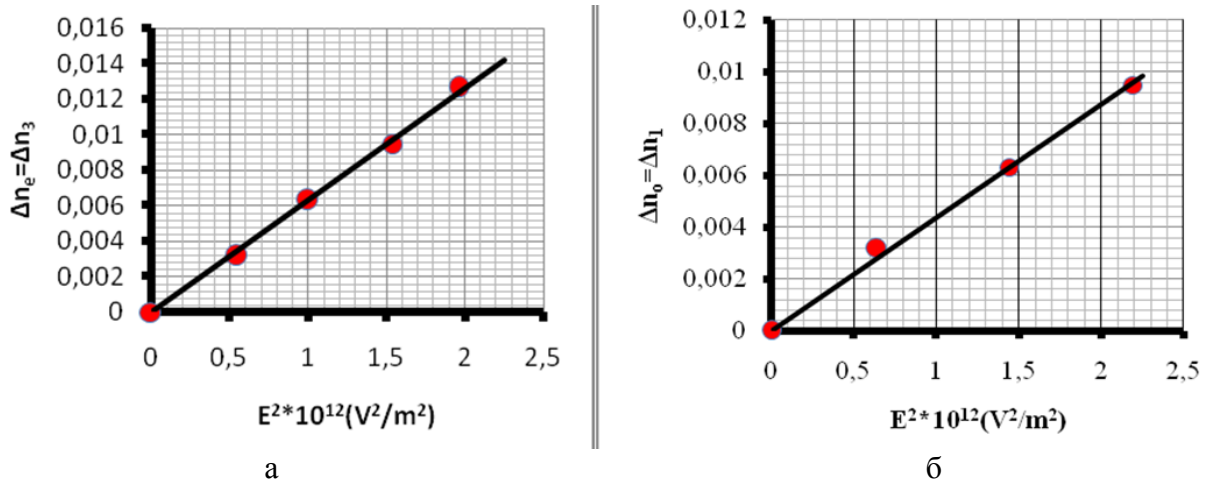


Рис. 2. Зависимость изменения показателей преломления СЖК 587 для света с поляризацией параллельной (а) и перпендикулярной (б) большой оси эллипсоида показателей преломления

Как видно из рисунка, зависимости изменения показателей преломления квадратичны по полю, что также согласуется с теорией [2]. Данные экспериментальные зависимости изменения показателей преломления жидкокристаллического сегнетоэлектрика с субволновым шагом спирали при квадратичном электрооптическом эффекте получены впервые.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 13-02-00598).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.D. Kiselev et al.// Phys. Rev. E. 2011. V. 83. No 3. P. 031703.
2. E.P Pozhidaev et al.// Phys. Rev. E. 2013. V. 87. No 5. P. 052502.

Преломление поверхностных плазмон-поляритонов с подавлением паразитного рассеяния

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

¹Институт систем обработки изображений РАН

²Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королева
(национальный исследовательский университет)

evgeni.bezus@gmail.com

В течение последнего десятилетия поверхностные плазмон-поляритоны (ППП, электромагнитные волны, распространяющиеся по границам раздела металл-диэлектрик) являются предметом интенсивных исследований. Это связано как с фундаментальным интересом, так и с их потенциальными применениями, включающими плазмонные лазеры, системы нанолитографии, волноводное распространение излучения и фотоэлектрические преобразователи.

Наряду с потерями на поглощение, потери на рассеяние ППП на границах раздела между различными средами являются одной из основных причин уменьшения эффективности плазмонных оптических элементов [1]. Паразитное рассеяние вызвано несовпадением поперечных профилей плазмонных мод внутри и вне элемента и может достигать до 30% энергии на одной границе раздела. В ряде работ (в частности, в [2]) были предложены способы подавления паразитного рассеяния, основанные на использовании анизотропных метаматериалов. Несмотря на то, что этот подход позволяет полностью устранить потери на рассеяние, расчет и изготовление метаматериалов с требуемыми параметрами представляют собой сложную задачу.

В предыдущих работах мы предложили более простой способ подавления паразитного рассеяния ППП, основанный на использовании плазмонных волноводов «диэлектрик-диэлектрик-металл» из изотропных материалов [3,4]. Было показано, что указанная двухслойная структура позволяет уменьшить потери на рассеяние на порядок (до 1–2%). Однако в работах [3,4] был исследован только наиболее простой случай (прохождение ППП через однослойную или двухслойную диэлектрическую ступеньку при нормальном падении без примеров плазмонных элементов).

В настоящей работе предложенный метод обобщается на случай наклонного падения ППП, существенного для практических приложений. В работе рассмотрено прохождение ППП через границы раздела и через диэлектрические ступеньки. Результаты численного моделирования в рамках электромагнитной теории дифракции сравниваются с теоретической моделью для ТЕ-поляризованной плоской волны (ПВ-модель). Показано, что при подавлении рассеяния для описания преломления ППП в большинстве случаев могут быть использованы стандартные формулы Френеля. Выявлены и объяснены расхождения между результатами моделирования для ППП и ПВ-моделью. Кроме того, обнаружена новая особенность преломления ППП, заключающаяся в отсутствии паразитного рассеяния при больших углах падения вне зависимости от конфигурации ступеньки. В качестве примера оптического элемента, использующего предложенный подход к подавлению паразитного рассеяния, рассмотрен массив плосковыпуклых микролинз для ППП.

Приведем краткое описание предлагаемого подхода к подавлению паразитного рассеяния ППП. Зависимость компонент электромагнитного поля ППП, распространяющегося вдоль границы раздела $z = 0$, от времени и координат имеет вид $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y - \kappa_j |z|)$, где индексы $j = d, m$ соответствуют металлу и диэлектрику, а компоненты волнового вектора k_x , k_y , κ_z удовлетворяют

дисперсионному соотношению $k_x^2 + k_y^2 = k_{spp}^2 = k_0^2 \varepsilon_m \varepsilon_d / (\varepsilon_m + \varepsilon_d)$, $\kappa_j = \sqrt{k_{spp}^2 - k_0^2 \varepsilon_j}$, где $k_0 = \omega/c$, ε_m и ε_d — диэлектрические проницаемости двух сред. При прохождении ППП через границу раздела между исходным диэлектриком и диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_b \neq \varepsilon_d$ происходит изменение поперечного профиля поля моды. Следовательно, выполнение граничных условий для тангенциальных компонент поля не может быть обеспечено за счет только трех волн (падающего, отраженного и прошедшего ППП), поэтому падающий ППП частично рассеивается.

Для устранения паразитного рассеяния необходимо обеспечить согласование поперечных профилей плазмонных мод до и после границы раздела за счет введения дополнительных степеней свободы в соответствующее дисперсионное уравнение(я). Как было упомянуто выше, один из способов состоит в изменении тензоров диэлектрической и/или магнитной проницаемостей материалов структуры [2]. Другой подход основан на модификации геометрии плазмонного волновода. В частности, добавление дополнительного диэлектрического слоя (рис. 1(а)) приводит к частичному согласованию поперечных профилей поля мод [3,4]. Предполагая, что толщина верхнего слоя h_2 (рис. 1(а)) достаточно велика, плазмонная мода двухслойной структуры может быть описана с помощью дисперсионного соотношения для ТМ-поляризованных мод плоскопараллельного волновода:

$$\tanh(\gamma_1 h_1) = -\gamma_1 \varepsilon_1 (\varepsilon_2 \gamma_m + \varepsilon_m \gamma_2) / (\varepsilon_2 \varepsilon_m \gamma_1^2 + \varepsilon_1^2 \gamma_2 \gamma_m) \quad (1)$$

где $\gamma_j^2 = k_{mode}^2 - k_0^2 \varepsilon_j$, $j = m, 1, 2$, k_{mode} — константа распространения плазмонной моды в структуре. За счет выбора материальных параметров ε_1 , ε_2 и толщины слоя h_1 может быть обеспечено согласование профилей поля падающего ППП и плазмонной моды в структуре при $h_1 < z < h_1 + h_2$. Совпадение поперечных профилей происходит при $\text{Re}\{\gamma_2\} = \text{Re}\{\kappa_d\}$. Если ε_1 и ε_2 заданы, толщина h_1 может быть рассчитана аналитически из выражения (1). Однако теоретическое значение может не быть оптимальным с точки зрения подавления рассеяния, поскольку часть энергии ППП переносится вне области $h_1 < z < h_1 + h_2$.

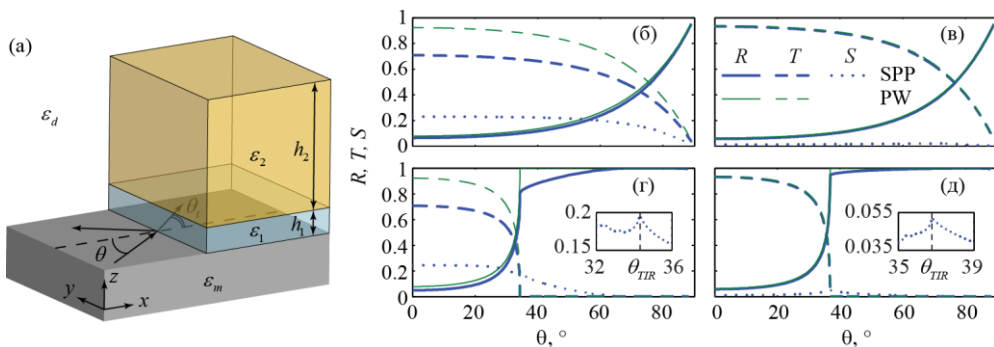


Рис. 1. (а) Одна из геометрий падения ППП. Отражение (R) и пропускание (T) ППП и модели для плоских волн (ПВ), а также потери на рассеяние ППП (S) в зависимости от угла падения: $h_1 = 0$ ((б), (г)) и $h_1 = 62$ нм ((в), (д)). ППП падает из однородного диэлектрика ((б), (в)) или из двухслойной среды ((г), (д)). На вставках на рис. (г) и (д) показаны потери на рассеяние вблизи критического угла полного внутреннего отражения θ_{TIR} . Параметры примера: $\lambda = 800$ нм, ε_m соответствует «золоту без потерь», $\varepsilon_d = 1$, $\varepsilon_1 = 1.45^2$, $\varepsilon_2 = 1.7^2$, $h_2 = 1.5$ мкм.

Рассмотрим в качестве примера преломление и рассеяние ППП, наклонно падающего на границу раздела между двумя средами, одна из которых может состоять из двух слоев. Исследуем сначала случай, когда ППП распространяется из окружающего диэлектрика в двухслойную структуру (рис. 1(а)). Численное моделирование проводилось с помощью собственной реализации метода Фурье-мод, адаптированного для решения неперриодических задач дифракции. Интенсивности отраженной и прошедшей волн для ПВ-модели рассчитывались аналитически с помощью стандартных формул Френеля для ТЕ-поляризации:

$$r = \frac{n_t \cos \theta - n_{II} \cos \theta_t}{n_t \cos \theta + n_{II} \cos \theta_t}, \quad t = \frac{2n_t \cos \theta}{n_t \cos \theta + n_{II} \cos \theta_t} \quad (2)$$

где r и t — амплитуды отраженной волн соответственно, θ — угол падения, θ_t — угол распространения прошедшей волны. В качестве n_t и n_{II} использовались эффективные показатели преломления плазмонных мод в соответствующих областях. Интенсивности отраженной и прошедшей волн для ПВ-модели могут быть получены из выражения (2) в следующем виде: $R = |r|^2$, $T = n_{II} \cos \theta_t |t|^2 / (n_t \cos \theta)$. Результаты моделирования в зависимости от угла падения показаны на рис. 1(б), (в). Параметры примера приведены в подписи к рисунку.

Без подавления рассеяния ($h_1 = 0$, рис. 1(б)) потери на паразитное рассеяние ППП (и, соответственно, разность между результатами моделирования и ПВ-модели) достигают 0.23, а средние потери на рассеяние составляют 0.19. В соответствии с рис. 1(в), добавление нижнего диэлектрического слоя с $h_1 = 62$ нм снижает максимальные потери на рассеяние до 0.02, средние потери при этом не превосходят 0.015. На рис. 1(г), (д) показаны аналогичные графики для случая, когда плазмонная мода падает из двухслойной структуры. Как и в предыдущем случае, введение нижнего слоя также снижает максимальные (с 0.24 до 0.05) и средние (с 0.11 до 0.014) потери на рассеяние. Следует отметить, что потери на рассеяние достигают максимума вблизи критического угла полного внутреннего отражения θ_{TIR} как с подавлением рассеяния (глобальный максимум), так и без него (локальный максимум) (вставки на рис. 1(г), (д)). Этот эффект аналогичен перераспределению энергии между дифракционными порядками дифракционной решетки вблизи аномалии Рэлея, когда один из порядков становится затухающим. Для обеих геометрий значения отражения и пропускания ППП при подавлении рассеяния хорошо согласуются с ПВ-моделью (средняя разность не превышает 0.01).

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 12-07-00495, 13-07-00464, и 14-02-00846), а также гранта и стипендии Президента Российской Федерации (НШ-3970.2014.9, СП-4554.2013.5).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.F. Oulton et al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. P. 035408.
2. J. Elser, V.A. Podolskiy // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. P. 066402.
3. E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, N. L. Kazanskiy // Appl. Phys. Lett. 2011. V. 98. P. 221108.
4. E. A. Bezus et al. // Tech. Phys. Lett. 2011. V. 37. P. 1091–1095.

Плотность плазменных возбуждений двумерной полупроводниковой сверхрешетки в широком диапазоне параметров

С.Ю. Глазов¹, И.С. Громышов¹, Н.Е. Мещерякова²

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский Институт Бизнеса
gromyshov2820@rambler.ru

В работе исследована плотность плазменных возбуждений в двумерной (2D) полупроводниковой сверхрешетке (СР) в зависимости от периода и ширины потенциальных ям, образующих СР. Расчеты выполнены с использованием квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса. Оценка параметров СР проводилась с использованием модели Кронига-Пенни.

Изучение процессов распространения плазменных волн в двумерных полупроводниковых структурах в системе с периодическим потенциалом является важным направлением исследования коллективных явлений в низкоразмерных системах. Фундаментальные теоретические исследования в этой области в основном посвящены получению законов дисперсии $\omega(\vec{k})$ плазменных волн. Знание $\omega(\vec{k})$ позволяет определить плотность плазменных возбуждений, что дает возможность сравнить теоретические результаты с экспериментом.

Для расчета коллективных плазменных возбуждений воспользуемся квантовой теорией плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса. Уравнение, определяющее дисперсионную зависимость $\omega(\vec{k})$ имеет вид [1]

$$\frac{2\pi e^2}{\chi} \Pi(\vec{k}, \omega) S(\vec{k}) = 1, \quad (1)$$

где

$$\Pi(\vec{k}, \omega) = \sum_{\vec{p}} \frac{n_{\vec{p}+\hbar\vec{k}} - n_{\vec{p}}}{\varepsilon(\vec{p}+\hbar\vec{k}) - \varepsilon(\vec{p}) - \hbar\omega} \quad (2)$$

– поляризационный оператор, множитель $S(\vec{k})$ определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия и требует знания конкретного вида потенциальных ям, образующих СР, χ – диэлектрическая проницаемость кристаллической решетки, $\varepsilon(\vec{p})$ – закон дисперсии носителей тока в рассматриваемой минизоне. В [1] для нескольких частных случаев получена зависимость $\omega(\vec{k})$ в явном виде.

Для расчета параметров СР использовалась модель Кронига-Пенни. Уравнение для нахождения $\varepsilon(\vec{p})$ легко получить из уравнения Шредингера в приближении изотропной эффективной массы [2]. В явном виде получить закон дисперсии носителей не представляется возможным, поэтому он анализировался численно. Параметрами, определяющими вид зонного спектра, являются: $V=(2mV_0)^{1/2}d/\hbar$ и $\gamma=d_1/d$, где m – эффективная масса электрона, V_0 – высота потенциального барьера, d – период СР, d_1 – ширина потенциальной ямы. На рис. 1 и 2 представлена зависимость энергии электронов ε от ширины потенциальной ямы d_1 для первых четырех минизон, при значениях параметров, характерных для полупроводниковых СР: $m=0.067 m_e$, $V_0=300$ мэВ (GaAs-Al_{0.3}Ga_{0.7}As) [2]. Заштрихованные области соответствуют минизонам проводимости.

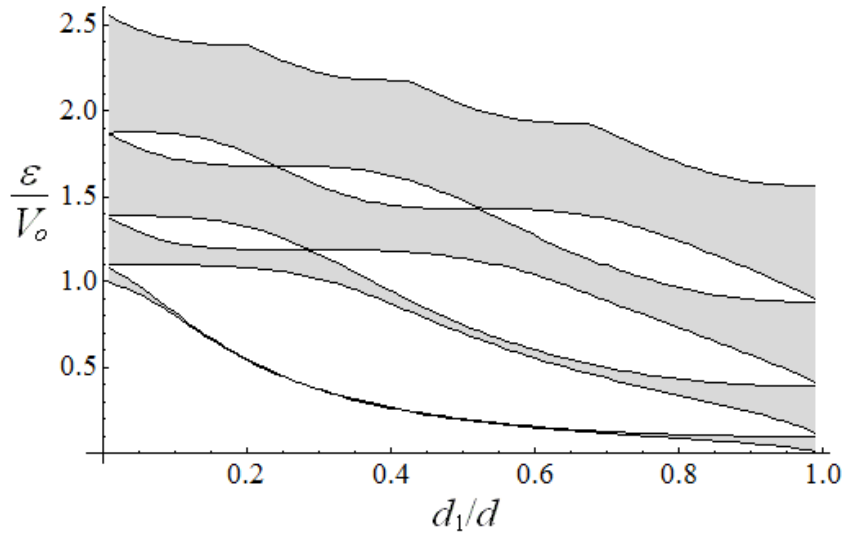


Рис. 1. Зонная структура СР при $d \approx 100 \text{ \AA}$

Спектр $\varepsilon(p)$ представляет собой ряд не перекрывающихся друг с другом минизон. Экстремумы их могут находиться только в центре или на краях минизоны Бриллюэна. С ростом номера минизоны ее ширина растет, а расстояния до соседних минизон (запрещенные минизоны) убывают. Минизоны условно делят на подбарьерные ($\varepsilon < V_0$) и надбарьерные. Подбарьерные минизоны образуются из локализованных состояний в минимумах потенциала V_0 , имеют малую ширину, определяемую туннельной прозрачностью барьеров. С увеличением V (например, d), уменьшается ширина, расстояние до соседних минизон и положение их дна, увеличивается число подбарьерных минизон.

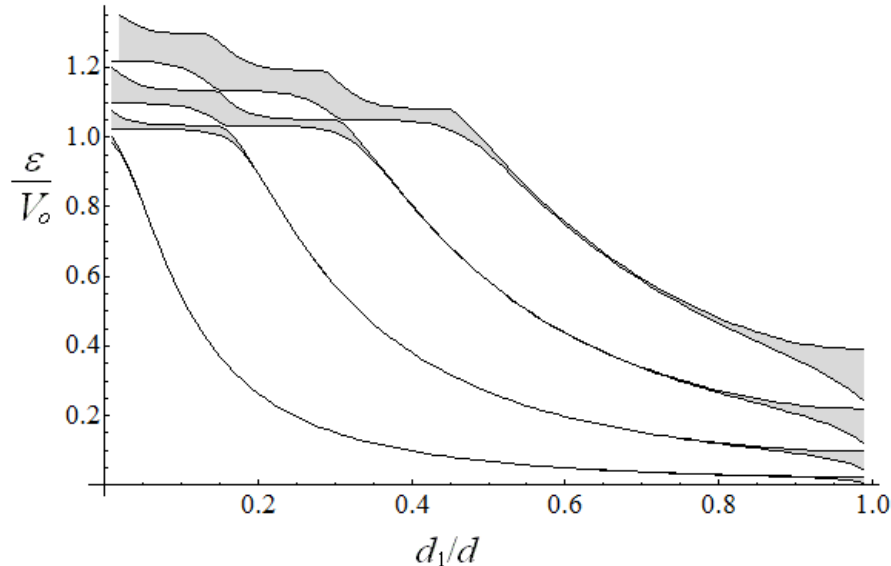


Рис. 2. Зонная структура СР при $d \approx 200 \text{ \AA}$

В данной работе ограничимся рассмотрением самой нижней минизоны проводимости. Аналитическое выражение для закона дисперсии носителей заряда в 2D СР выберем в модельном виде

$$\varepsilon(\vec{p}) = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 (\cos(p_x d / \hbar) + \cos(p_y d / \hbar)), \quad (3)$$

где p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона в плоскости СР.

Коэффициенты ε_i подбирались численно на основе непосредственного решения дисперсионного уравнения с использованием алгоритма Левенберга-Марквардта. Максимальная относительная ошибка при подборе закона дисперсии для $d \approx 100 \text{ \AA}$ при $0.2 < d_1/d < 0.7$ составляет 0.1%. С увеличением V , относительная ошибка уменьшается. Увеличивая V в два раза ($d \approx 200 \text{ \AA}$), относительная ошибка уменьшается в 10 раз.

Закон дисперсии $\omega(\vec{k})$ исследовался численно для невырожденного электронного газа в зависимости от периода и ширины потенциальных ям, образующих СР.

Плотность плазменных возбуждений рассчитывалась численно по формуле

$$g(\omega) = \sum \delta(\omega - \omega(\vec{k})). \quad (4)$$

Скорость расчета плотности плазменных возбуждений значительно повышается в случае высоких температур: $\varepsilon_2 \ll T$ (T – температура в энергетических единицах), когда известно аналитическое выражение для поляризационного оператора (2).

На рис. 3 представлена относительная плотность плазменных возбуждений для нескольких частных случаев: а) $d \approx 100 \text{ \AA}$, $\varepsilon_2 \approx 1 \text{ мэВ}$ б) $d \approx 200 \text{ \AA}$, $\varepsilon_2 \approx 1 \text{ мкэВ}$. Область энергий плазменных возбуждений в одноминзонном приближении ограничена, что характерно для 2D СР. При увеличении периода СР ширина области энергий плазменных возбуждений уменьшается. Зависимость ширины области энергий плазмонов от ширины потенциальной ямы имеет сложный характер (сначала уменьшается, затем увеличивается), обусловленный наличием минимального значения ширины минизоны проводимости (для случая а минимум при $d_1/d=0.35$, для б – 0.23).

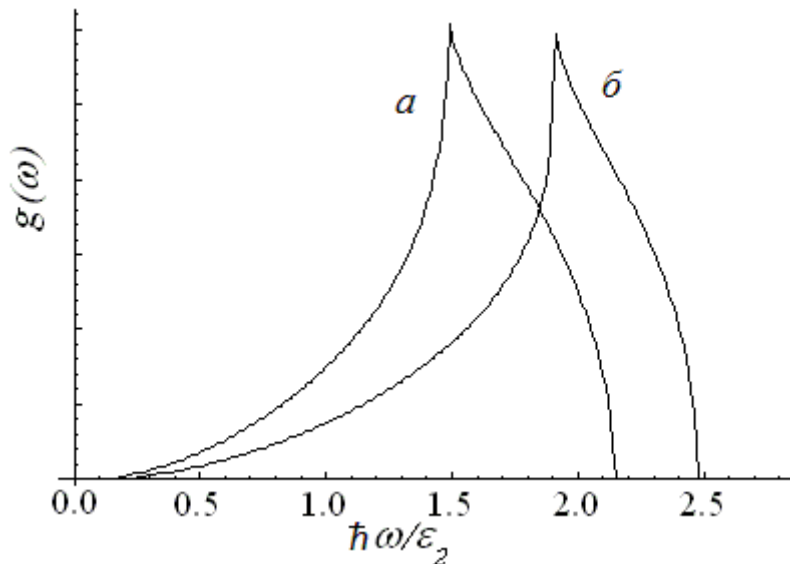


Рис. 3. Относительная плотность плазменных возбуждений для $d_1=d/2$

Работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-97033 р_поволжье_a.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Ю.Глазов, С.В. Крючков // ФТП. 2000. Т. 34. В. 7. С. 835.
2. А.П. Силин // УФН. 1985. Т.147. В. 3, С. 485.

Управление формой и скоростью импульса плазмон-поляритонов посредством фотовозбуждения электронов металла

Н.Е. Хохлов^{1,2}, Д.О. Игнатъева^{1,2}, В.И. Белотелов^{1,2}, А.П. Сухоруков¹

¹ Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва

² Российский Квантовый Центр, Московская область, деревня Сколково

n.e.khokhlov@yandex.ru

В настоящее время плазмоника привлекает все больше внимания исследователей. Это связано с возможностями, которые она открывает: новые способы обработки информации в наносхемах [1, 2], повышение поглощения света в солнечных элементах [3], увеличение чувствительности био- и хемо-сенсоров [4] и т.д. Ключевым объектом изучения плазмоники являются поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) - связанные колебания электромагнитного поля и плазмы электронов проводимости в металлах [5]. ППП локализованы вблизи границы раздела металл-диэлектрик и могут распространяться на десятки и сотни микрон вдоль нее. Одним из направлений плазмоники является активная плазмоника, изучающая методы управления характеристиками ППП посредством внешнего воздействия [6]. Основа методов активной плазмоники заключается в том, что волновое число ППП β зависит от диэлектрических проницаемостей металла ϵ_m и диэлектрика ϵ_d , вдоль границы раздела которых распространяется ППП:

$$\beta = \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad (1)$$

Следовательно, изменения одной из диэлектрических проницаемостей во времени и/или по координате приводит к вариации β . Каждая из диэлектрических проницаемостей при этом может являться функцией пространственных координат, времени t , напряженности электрического поля \vec{E} поверхностной волны и т.д.: $\epsilon_i = \epsilon_i(\vec{r}, t, \vec{E}, \dots)$. «Активное» изменение ϵ_i , т.е. при внешнем воздействии, является основой базовых элементов активной плазмоники. К настоящему времени экспериментально продемонстрированы различные способы изменения β : посредством электрического [7] и магнитного [8] внешних полей, воздействия мощных лазерных импульсов [9] и др., созданы лабораторные образцы активных элементов плазмоники: оптический плазмонный переключатель [10], наноразмерный плазмонный циркулятор [11] и др.

В настоящей работе предложен новый подход к управлению характеристиками импульса ППП малой интенсивности (сигнального) посредством второго импульса ППП высокой интенсивности (накачки), который индуцирует изменения диэлектрической проницаемости металла, связанные с процессом фотовозбуждения и термализации электронов металла.

Температура электронов T_e определяет диэлектрическую проницаемость металла и может быть изменена при фотовозбуждении электронов короткими лазерными или ППП импульсами [12,13]. После фотовозбуждения электронов происходит процесс их релаксации и уменьшения температуры T_e . Таким образом, при фотовозбуждении электронов наблюдается временная динамика изменений диэлектрической проницаемости металла ϵ_m : величина изменения диэлектрической проницаемости металла $\Delta\epsilon_m$ возрастает до максимального значения на временных масштабах длительности лазерного импульса и затем экспоненциально убывает с характерными временами порядка 500 фс для хорошо проводящих металлов [12,14]. Величина $\Delta\epsilon_m$ в

первом приближении линейно зависит от доли энергии оптического импульса, поглощенной в металле, и, следовательно, от плотности энергии импульса накачки Φ_0 [14]. Типичные значения плотностей энергии Φ_0 лазерных импульсов, при которых экспериментально наблюдалось относительное изменение диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_m/\varepsilon_m$ до 7%, составляют 1,3-4 мДж/см² [14]. Такие большие значения Φ_0 необходимы из-за сильного отражения света от металлических поверхностей и, как следствие, слабого поглощения энергии лазера электронами металла.

В данной работе рассмотрен случай фотовозбуждения электронов металла мощным импульсом ППП. При возбуждении ППП до 100% энергии лазерного импульса переходит в поверхностную волну, и электромагнитное поле локализуется вблизи границы раздела металл-диэлектрик, что приводит к увеличению поглощения. Поэтому, при распространении импульса ППП производит большее изменение температуры электронов ΔT_e по сравнению со случаем объемного лазерного импульса при той же плотности энергии лазера Φ_0 . Экспериментальное наблюдение фотовозбуждения электронов импульсом ППП в плазмонном кристалле проведено в работе [13]. Также при фотовозбуждении импульсом ППП максимум индуцированного изменения диэлектрической проницаемости металла $\Delta\varepsilon_m$ движется вдоль границы металл-диэлектрик совместно с импульсом накачки. Временную и пространственную зависимости диэлектрической проницаемости металла в случае фотовозбуждения электронов пульсом ППП можно приближенно описать как:

$$\Delta\varepsilon_m(x,t) = \xi\Phi_0 f(x,t), \quad (2)$$

где $f(x,t)$ - нормированная функция, описывающая пространственно-временную динамику диэлектрической проницаемости ε_m ; ξ - коэффициент, определяющий связь между $\Delta\varepsilon_m$ и плотностью энергии лазерного импульса Φ_0 . Направление оси x соответствует направлению распространения импульсов ППП, ось z - перпендикулярна поверхности раздела металл-диэлектрик (рис.1).

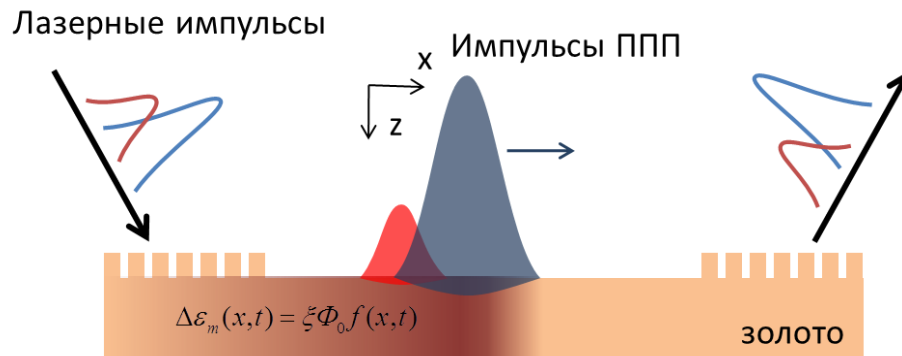


Рис.1. Схема распространения и взаимодействия импульсов ППП и возможная схема реализации эксперимента – возбуждение и переизлучение ППП в дальнюю зону на металлических решетках.

Спектральная зависимость изменений диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon_m$ определяется структурой энергетических уровней металла. Для определенности в ходе работы рассмотрено распространение импульсов ППП вдоль гладкой поверхности золота с диэлектрической проницаемостью и ее изменениями $\Delta\varepsilon_m$, описываемыми моделью из работы [15]. Величина $\Delta\varepsilon_m$ определяется изменением температуры электронов ΔT_e и, следовательно, долей энергии импульса накачки, которая поглощается в металле. Коэффициент поглощения металла также имеет частотную зависимость, и, следовательно, доля поглощенной энергии импульса накачки определяется его центральной длиной волны λ_{pump} , а также его плотностью энергии Φ_0 .

Таким образом, распространение ППП импульса накачки с центральной длиной волны λ_{pump} индуцирует изменения температуры электронов T_e , и это приводит к изменению диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_m$ на всех длинах волн. Следовательно, влияние распространения импульса накачки на сигнальный импульс ППП будет происходить не только на длине волны λ_{pump} , таким образом, центральную длину волны сигнального импульса ППП λ_0 можно выбирать независимо от λ_{pump} .

Для описания взаимодействия двух импульсов ППП в работе использован метод медленно меняющейся амплитуды. Данный метод изложен в работах [16,17] применительно к описанию взаимодействия пучков и импульсов ППП, распространяющихся вдоль границы металла и нелинейного диэлектрика. Электрическое поле \vec{E} сигнального импульса представлялось в виде:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ i \operatorname{sgn}(z) \beta_0 \gamma_j^{-1} \end{bmatrix} A(x, t) \exp(i\beta_0 x - \gamma_j |z| - i\omega_0 t) + c.c.], \quad (3)$$

где β_0 – волновое число ППП на центральной частоте импульса, γ_j – компонента волнового вектора ППП в среде j (металле или диэлектрике), перпендикулярная границе раздела, $A(x, t)$ – медленно меняющаяся амплитуда импульса.

Для амплитуды $A(x, t)$ получено уравнение:

$$\frac{\partial A}{\partial x} + v \frac{\partial A}{\partial \tau} + iD \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - i\Delta\beta(x, \tau) + \Gamma A = 0, \quad (4)$$

где $D = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega_0}$ – коэффициент дисперсии групповой скорости; временная координата

$\tau = t - x/u_p$ связана с групповой скоростью импульса накачки $u_p = \partial\omega/\partial\beta$; $v = 1/u_p - 1/u_0$ – расстройка групповых скоростей между импульсами; Γ – мнимая часть постоянной распространения β ; $\Delta\beta$ имеет вид:

$$\Delta\beta(x, \tau) = \Delta\epsilon_m(x, \tau) \frac{\beta_0^3}{2\epsilon_m^2 k_0^2} \quad (5)$$

Решение и анализ уравнения (4) проводились для гладкой границы золото-воздух, чтобы исключить возможность нелинейных эффектов в диэлектрике при распространении импульса накачки большой интенсивности.

На рис. 2 представлены огибающие сигнального импульса ППП после взаимодействия неоднородностью диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon_m$, индуцированной импульсом накачки. Для расчетов центральная длина волны сигнального импульса бралась равной $\lambda_0=550$ нм, центральная длина волны ППП накачки λ_{pump} – 600 и 550 нм, длительности обоих импульсов считались равными 30 фс. В результате взаимодействия сигнальный импульс ППП испытывает сжатие по длительности до 25%, а изменение временной задержки между импульсами достигает 10 фс при начальной задержке 15 фс.

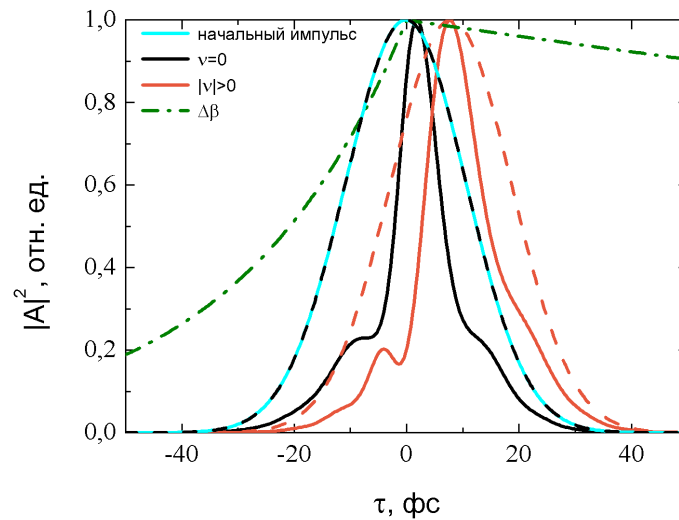


Рис.2. Начальная (голубая сплошная линия) и конечные огибающие сигнала импульса при накачке малой интенсивности (пунктирные линии) и при накачке высокой интенсивности, когда центральные длины волн импульсов различны (оранжевая сплошная линия) и различны (черная сплошная линия). Зеленая штрих-пунктирная линия отображает временную зависимость величины $\Delta\beta$, индуцированной ППП накачки. $\tau = 0$ соответствует максимуму индуцированной неоднородности $\Delta\beta$; все величины нормированы на их максимальное значение.

Таким образом, активное управление длительностью и скоростью распространения сигнала импульса ППП может быть реализовано на гладкой границе раздела золото-воздух за счет фотовозбуждения электронов золота посредством ППП импульса накачки. При этом сжатие сигнала импульса происходит на пространственных масштабах порядка нескольких десятком микрометров и суб-пикосекундных временных масштабах.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.L. Brongersma, V.M. Shalaev // Science. 2010. V. 328. pp. 440-441.
2. J.A. Schuller et al. // Nature Materials. 2010. V.9. pp. 193-204.
3. H.A. Atwater, A. Polman // Nature Materials. 2010. V. 9. pp. 205-213.
4. A.V. Kabashin et al // Nature Materials. 2009. V.8. pp. 867 - 871.
5. S. A.Maier "Plasmonics - Fundamentals and applications" N.Y.: Springer, 2007.
6. A. V. Krasavin, N. I. Zheludev // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 84, pp. 1416–1418.
7. W. Cai, A.P. Vasudev & M.L. Brongersma // Science 2011. V. 333 pp. 1720–1723.
8. V.V. Temnov, et al. // Nature Photon. 2010, Vol. 4. pp. 107–110.
9. A. V. Krasavin, A. V. Zayats // Opt. Commun. 2010. Vol. 283. pp. 1581–1584.
10. J. Chen, et al. // Sci. Rep. 2013. V. 3. P. 1451.
11. A.R. Davoyan, N. Engheta // New J. Phys. 2013 V. 15. P. 083054.
12. Fatti, N. D. et al. // Phys.Rev.B. 2000. V. 61. pp. 16956–16966.
13. M. Pohl, et al., // Phys. Rev. B. 2012. Vol. 85. P. 081401.
14. H.E. Elsayed-Ali, T. Juhasz, // Phys. Rev. B. 1993. V. 43. pp. 13599–13610.
15. A. Marini, M. Et al. // New J. Phys. 2013. V. 15. P. 013033.
16. D.O. Ignatyeva, A.P. Sukhorukov // Appl. Phys. A. 2012. V. 109.. pp. 813–817.
17. D.O. Ignatyeva, A. P. Sukhorukov, // Phys. Rev. A. 2014. V. 89. P. 013850.