

НАНОФОТОНИКА И ПЛАЗМОНИКА

Волновые свойства поверхностных плазмон-поляритонов в слое полупроводника с графеновыми обкладками <i>А.С. Абрамов, Д.А. Евсеев.....</i>	<i>2</i>
Оптическая регистрация магнитных полей с помощью магнитоплазмонного кристалла <i>Н.А. Гусев, П.О. Капралов, А.Н. Калиш, Г.А. Князев, В.И. Белотелов, П.М. Ветошко, А.К. Звездин</i>	<i>5</i>
Поверхностные волны в полупроводниковом слое с обкладками из графена во внешнем магнитном поле <i>Д.А. Евсеев, А.С. Абрамов, Д.И. Семенцов.....</i>	<i>7</i>
Численное исследование плотности плазменных возбуждений в сверхрешетках на основе графена в присутствии сильного статического электрического поля <i>С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, Н.Е. Мещерякова.....</i>	<i>9</i>
Дисперсионное уравнение для таммовских плазмон-поляритонов <i>С.В. Наболь, П.С. Панкин, С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев.....</i>	<i>12</i>
Стационарный и сверхбыстрый отклик никелевых магнитоплазмонных кристаллов с разной формой профиля <i>И.А. Новиков, М.А. Кирьянов, А.Ю. Фролов, В.В. Зубюк, В.В. Попов, Т.В. Долгова, А.А. Федянин</i>	<i>14</i>
Влияние упругого рассеяния света на эффективность комбинационного рассеяния света в суспензиях <i>О.И. Соколовская , Н.Б. Ткаченко.....</i>	<i>16</i>
Оптические мета-поверхности для квантовой фотоники <i>А.А. Сухоруков</i>	<i>19</i>

Волновые свойства поверхностных плазмон-поляритонов в слое полупроводника с графеновыми обкладками

А.С. Абрамов, Д.А. Евсеев
Ульяновский государственный университет
aleksei_abramov@mail.ru

Широкое применение в устройствах плазмоники и оптоэлектроники получили структуры на основе полупроводниковых пленок, в которых могут возбуждаться поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) [1]. В указанных структурах возможно эффективное управление дисперсионными свойствами распространяющихся волн, а омические потери значительно меньше, чем в металло-диэлектрических. Тем не менее, проблема компенсации потерь в структурах на основе проводящих материалов остается крайне важной для любых волноведущих структур и требует дальнейшего рассмотрения.

Один из механизмов усиления ППП заключается в перекачке энергии электромагнитного поля от волны дрейфового тока в поверхностную волну, распространяющуюся вдоль границы раздела диэлектрика с полупроводниковой пленкой [2]. При этом необходимым условием взаимодействия указанных волн является выполнение фазового синхронизма, т.е. равенство их фазовых скоростей. Данное условие выполняется только для электромагнитных волн с фазовыми скоростями на 2-3 порядка меньших скорости света в вакууме. В связи с этим, необходимы волноведущие структуры, обеспечивающие существенное замедление распространяющихся волн. Замедление и управление дисперсионными характеристиками излучения может быть, например, достигнуто нанесением на границы волновода монослоев графена [3]. Управление распространением и свойствами ППП в структурах на основе графена может осуществляться посредством приложения электрических и магнитных полей, а также температуры [4].

В настоящей работе исследуются особенности распространения ППП вдоль границ раздела полупроводниковой тонкой пленки и диэлектрических обкладок, между которыми нанесены монослои графена. Рассмотрение проводилось в планарной волноводной структуре, состоящей из тонкого слоя полупроводника толщиной d , на поверхностях $z=0$ и $z=d$ которого нанесены два монослоя графена с различными параметрами (химическими потенциалами (ХП) и, следовательно, проводимостями σ_1, σ_2). Пленка со слоями графена находилась между двумя немагнитными средами с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_3 .

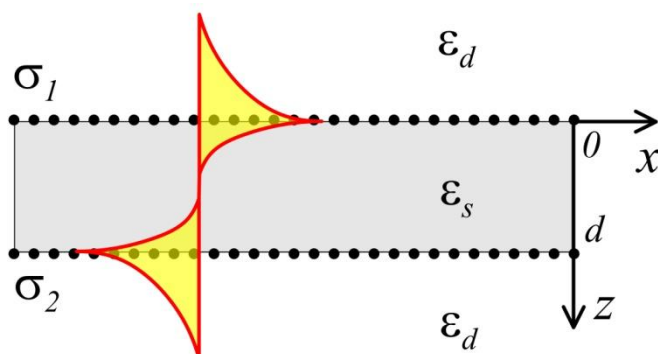


Рис.1. Геометрия полупроводникового волновода с обкладками из монослоев графена (схематично показано распространение поверхностной волны)

Частотная зависимость комплексной поверхностной проводимости $\sigma = \sigma' + i\sigma''$ допированного графена рассчитывалась в рамках модели Кубо [4]. Здесь и далее численный анализ проводится при температуре $T = 300\text{K}$ и двух значениях химического потенциала $\mu = (0.3, 0.7)\text{ eV}$ (кривые 1-2), которые можно изменять в эксперименте с помощью внешнего электрического поля. Видно, что с ростом ХП область резкого роста собственной проводимости σ' смещается в область более высоких частот. Такое же смещение испытывает минимум мнимой части проводимости σ'' . Наличие отрицательных значений мнимой части проводимости в широкой частотной области указывает на возможность распространения в структурах на основе графеновых слоев поверхностных волн.

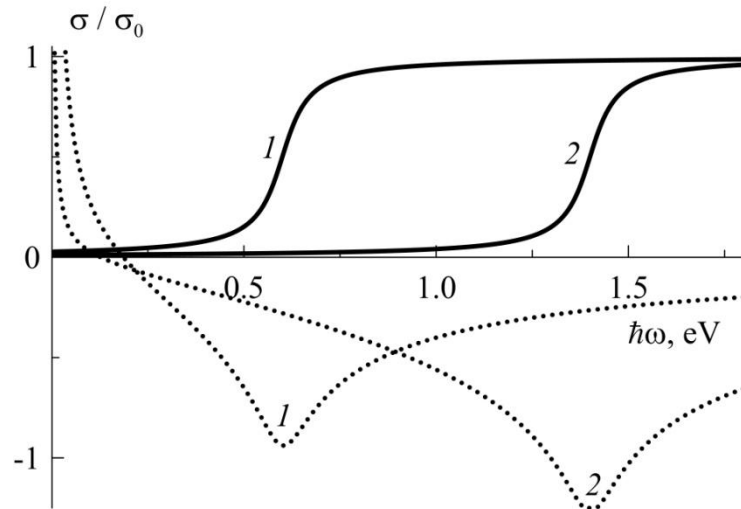


Рис. 2. Частотная зависимость проводимости графена для значений химического потенциала 0.3 , 0.7 eV (кривые 1-2)

В рассматриваемой волноводной структуре управляемыми являются ТМ-волны с компонентами поля $F_\alpha = (E_x, H_y, E_z)$, зависимость которых от времени и координат имеет вид $F_\alpha(x, z, t) = F_\alpha(z) \exp[i(\omega t - \beta x)]$, где $F_\alpha(z)$ - профильные функции, β - комплексная константа распространения. Связь между указанными компонентами в каждой из сред определяется уравнениями Максвелла. Распределение продольной компоненты магнитного поля поверхностной волны $H_y(z)$ по поперечному сечению структуры запишем следующим образом:

$$H_y(z) = \begin{cases} H_0 \exp(q_d z), & z < d, \\ (A+B) \cosh(q_s z) + (A-B) \sinh(q_s z), & 0 < z < d, \\ C \exp(-q_d z), & z > d, \end{cases} \quad (1)$$

где константы являются комплексными амплитудами, зависящими от материальных параметров всех сред структуры, в том числе и графена. Они могут быть выражены через задаваемую амплитуду поля H_0 на границе $z = 0$ с помощью граничных условий для тангенциальных компонент электрического и магнитного поля поверхностной волны:

$$\begin{aligned} E_{1x} = E_{2x}, \quad H_{1y} - H_{2y} &= \frac{4\pi}{c} \sigma_1 E_{1x} \quad (z=0), \\ E_{2x} = E_{3x}, \quad H_{2y} - H_{3y} &= \frac{4\pi}{c} \sigma_2 E_{2x} \quad (z=d). \end{aligned} \quad (3)$$

Приравнявая детерминант системы двух пар уравнений (3) к нулю, получаем дисперсионное соотношение для распространяющихся в структуре ППП:

$$\exp(-2q_2 d) = \frac{q_2 \varepsilon_1 + q_1 \varepsilon_2 - i 4\pi \sigma_1 q_1 q_2 / ck_0}{q_2 \varepsilon_1 - q_1 \varepsilon_2 - i 4\pi \sigma_1 q_1 q_2 / ck_0} \cdot \frac{q_2 \varepsilon_3 + q_3 \varepsilon_2 - i 4\pi \sigma_2 q_2 q_3 / ck_0}{q_2 \varepsilon_3 - q_3 \varepsilon_2 - i 4\pi \sigma_2 q_2 q_3 / ck_0}. \quad (4)$$

В интервале частот $\omega_{cr} < \omega < \omega_p$ групповая скорость отрицательна и становится возможным существование обратных поверхностных волн, для которых полный поток переносимой ППП энергии направлен противоположно направлению фазовой скорости. При этом условие $v_g(\omega) < 0$ позволяет реализовать как усиление, так и генерацию поверхностных волн в рассматриваемой структуре, работающей по принципу направленного ответвителя. Зависимости $v_g(\omega)$ с учетом графена (синие и красные кривые) в целом повторяют характер тех же зависимостей, но без графена. Наиболее оптимальное управление групповой скоростью осуществляется вблизи критической частоты. Видно, что по мере приближения частоты поверхностной волны к частоте $\omega = \omega_{cr}$, наблюдается снижение ее фазовой скорости. Причем, возможно снижение фазовой скорости волны практически на два порядка по сравнению со скоростью света в вакууме (кривая 1). Наличие графена позволяет дополнительно снизить фазовую скорость ППП на той же частоте.

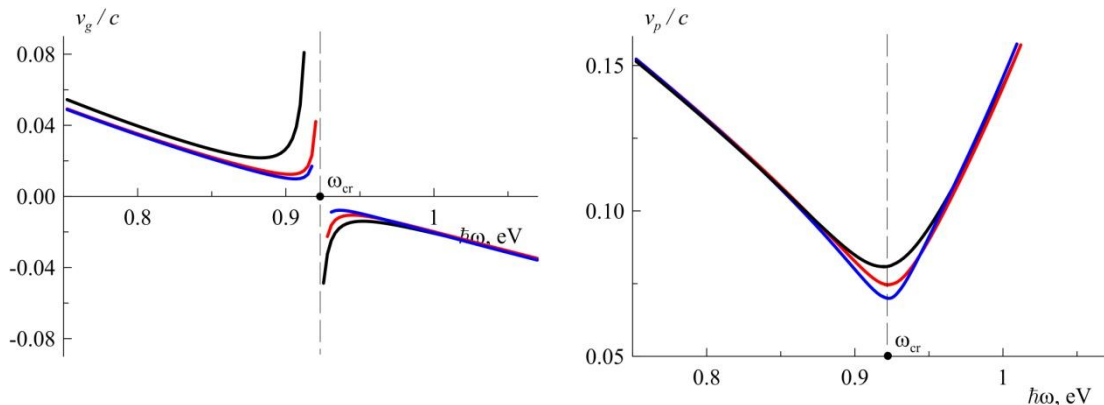


Рис. 3. Частотные зависимости групповых и фазовых скоростей ППП для структур без графена (черная кривая), для структур с графеновыми обкладками, имеющими химический потенциал $\mu_1 = 0.7, 0.3\text{eV}$ (красная кривая) и $\mu_1 = 0.3, 0.3\text{eV}$ (синяя кривая)

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 17-72-10135).

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М. Агранович, Д.Л. Миллс “Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред” М.: Наука, 1985.
2. Y.S. Dadoenkova et al. // Ann. Phys. 2017. V. 59. No 5. P. 1700037.
3. S. Doust et al. // Plasmonics. 2017. V. 12. P. 1633.
4. D.A. Kuzmin et al. // Nanophotonics. 2018. V. 7. No 3. P. 597

Оптическая регистрация магнитных полей с помощью магнитоплазмонного кристалла

Н.А. Гусев^{1,2}, П.О. Капралов^{1,2}, А.Н. Калиш^{1,3}, Г.А. Князев^{1,3}, В.И. Белотелов^{1,3},
П.М. Ветошко^{1,4}, А.К. Звездин^{1,2}

¹ *Российский Квантовый Центр*

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

³ *Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова*

⁴ *Институт Радиотехники и Электроники им. В.А. Котельникова РАН*

nagusew@gmail.com

Использование оптических методов регистрации в магнитометрии представляется важным для современной науки и техники в связи с возможностью визуализации слабых магнитных полей и магнитных полей от биологических объектов с хорошим пространственным разрешением. В научной литературе под оптическими сенсорами магнитного поля, как правило, понимают магнитометры с оптической накачкой. Магнитооптические сенсоры, так же как и магнитометры с оптической накачкой, используют оптическую схему считывания, однако принцип регистрации магнитных полей у таких сенсоров основан не на квантовых, а на макроскопических - магнитооптических эффектах, главным образом на эффекте Фарадея. В технике магнитооптической магнитометрии предлагается использовать взаимодействие света с магнитным моментом среды, находящимся под воздействием внешнего поля.

Магнитооптические магнитометры используют оптоволокно: в некоторых случаях оно само является чувствительной средой [1], в других же – оно используется исключительно как передающая среда, а роль чувствительного элемента играет магнитооптический материал [2], в том числе и феррит-гранат [3-4]. В некоторых случаях предлагается использовать многопроходный метод, т.е. увеличение оптического пути света внутри магнитной среды, что должно приводить к накоплению эффекта Фарадея. Однако благодаря высоким потерям на длинных оптических траекториях такой подход не позволяет добиться пороговой чувствительности более 10 мТл/Гц^{1/2}. Самый лучший результат представлен в работе [4], где авторам удалось выйти на уровень чувствительности 100 пТл за счет использования однородной по намагниченности волноводной микроструктуры из феррита-граната и осциллирующего вдоль оси распространения света поля накачки. Тем не менее, размер чувствительного элемента в эксперименте составляет несколько миллиметров, что приводит к низкому пространственному разрешению и полностью исключает положительный эффект от оптического считывания.

Настоящая работа посвящена разработке магнитооптического сенсора магнитного поля, использующего преимущество магнитомодуляционного метода регистрации магнитных полей с помощью однородного вращения намагниченности высококачественных монокристаллических пленок феррита-граната с низкой магнитной диссипацией [5] и преимущества метода резонансного усиления магнитооптических эффектов с помощью магнитоплазмонного кристалла [6].

Поскольку реализация схемы однородного вращения намагниченности для эффекта Фарадея в плоскости пленки представляет громоздкую техническую задачу, предлагается использовать открытый недавно меридиональный интенсивный магнитооптический эффект. В отличие от экваториального эффекта Керра данный эффект максимален при нормальном падении и связан с возбуждением собственных мод плазмонного кристалла – поверхностных плазмон-поляритонов и волноводных мод. Это позволяет сделать магнитный слой плазмонного кристалла достаточно тонким

(несколько сотен нанометров), что не только уменьшает размер чувствительного элемента, но и сокращает поле насыщения краевых областей магнетика, увеличив поперечную магнитную восприимчивость.

Меридиональный интенсивностный эффект является четным по намагниченности и ожидается что он будет возникать на частоте второй гармоники по отношению к частоте внешнего вращающего поля, которое модулирует намагниченность. Непосредственно в эксперименте будет наблюдаться модуляция интенсивности прошедшего излучения. При воздействии на образец дополнительного измеряемого поля характер модуляции интенсивности должен измениться, а в спектре на частоте третьей гармоники появится сигнал, соответствующий измеряемому полю.

Для экспериментальных исследований использовались четыре плазмонных кристалла, отличающихся параметрами решетки, магнитных слоев, коэффициентом прохождения T_0 и величиной эффекта δ . Спектры плазмонных кристаллов исследовались с помощью установки белого света, а для эксперимента по регистрации тестового магнитного поля использовалась схема с мощным монохроматическим источником – диодным лазером, и балансным детектором.

В процессе работы были выполнены теоретические расчеты для модуляции коэффициента прохождения плазмонного и тока фотоприемника и получено соотношение для оценки предельной чувствительности метода с учетом шумов лазера и дробового шума фотодетектора. Теоретический расчет показывает, что амплитуда третьей гармоники U_3 выражается как:

$$U_3 = R_n \eta \frac{e}{4\pi c \hbar} \lambda I_0 T_0 \delta \frac{h}{H} \quad (1)$$

где e – заряд электрона, c – скорость света, \hbar – постоянная Планка, λ – длина волны и I_0 интенсивность падающего излучения, η – квантовый выход фотодетектора, R_H – вспомогательная нагрузка, H – амплитуда вращающего поля а h – величина измеряемого поля. Закономерность (1) полностью подтвердилась в процессе экспериментальных исследований, а максимальное значение чувствительности по магнитному полю составило 2 нТл при пространственном разрешении 250 мкм. При этом метод является широкополосным и уровень шума почти не меняется с частотой в диапазоне от 1 Гц до 60 кГц.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.J. Rogers //Optical Fiber Sensor Technology. – Springer Netherlands, 421-439 (1995).
2. В.Т. Потапов и др. // Фотон-экспресс, No. 6, 166-176 (2005).
3. K. Svantesson, H. Sohlstrom, U. Holm // SPIE Proc. V. 1274, 260-269 (1990).
4. G. Doriath, R. Gaudry, P. Hartemann // Journal of Applied Physics, V. 53, No. 11, 8263-8265 (1982).
5. П.М. Ветошко и др. // Письма в "Журнал технической физики", Т. 41, No. 9, 103–110 (2015).
6. V.I. Belotelov et al. // Nature communications, V. 4, (2013).

Поверхностные волны в полупроводниковом слое с обкладками из графена во внешнем магнитном поле

Д.А. Евсеев, А.С. Абрамов, Д.И. Семенцов
Ульяновский государственный университет, НИТИ
comrade-dmitriy@mail.ru

В последнее время благодаря прорыву в технологиях эпитаксиального роста появились новые классы приборов на основе гетероструктур полупроводниковых соединений А_{III}В_V. Одним из таких приборов является полупроводниковый волновод с обкладками из графена. В данной работе рассмотрен бесконечный планарный волновод толщиной d из GaAs размещенный между двумя обкладками графена с проводимостью σ [1,2].

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{\hbar\omega - 2\mu}{2k_b T} \right) + \frac{i}{2\pi} \left(\frac{16k_b T}{\hbar\omega} \ln \left(2 \cosh \left(\frac{\mu}{2k_b T} \right) \right) - \ln \left(\frac{(\hbar\omega + 2\mu)^2}{(\hbar\omega - 2\mu)^2 + (2k_b T)^2} \right) \right) \quad (1)$$

где $\sigma_0 = e^2/4\hbar$, μ - химический потенциал графена, k_b - постоянная Больцмана, T - температура. Вся эта структура находится между двумя диэлектриками с ДП ϵ_s и ϵ_c помещена во внешнее магнитное поле, напряженность которого лежит в плоскости слоев структуры. Электромагнитная волна распространяется внутри волновода перпендикулярно внешнему управляющему полю, как показано на рис. 1.

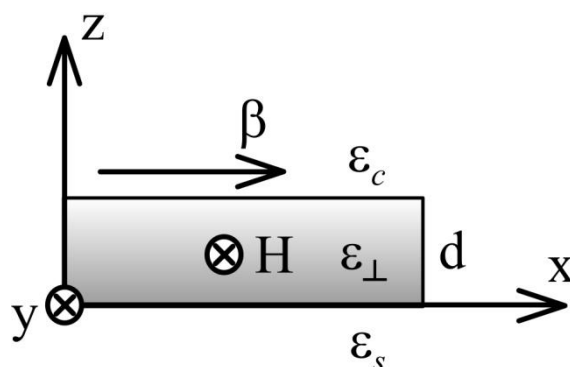


Рис. 1. Геометрия структуры графен-полупроводник-графен во внешнем магнитном поле.

ДП намагниченного полупроводника в данной геометрии имеет стандартный вид тензора 3×3 .

$$\epsilon_f = \epsilon_l \left(1 - \frac{\omega_p^2 (\omega + i\gamma) / \omega}{(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2} \right), \epsilon_a = \epsilon_l \frac{\omega_p^2 \omega_c / \omega}{(\omega + i\gamma)^2 - \omega_c^2} \quad (2)$$

где ϵ_l - статическая ДП полупроводника, ω_p - плазменная частота полупроводника, γ - частота релаксации носителей заряда в полупроводнике, ω_c - циклотронная частота.

Поверхностная электромагнитная волна распространяется вдоль слоев перпендикулярно внешнему управляющему магнитному полю и пропорционально

множителю $\exp(i(\omega t - \beta x))$, как показано на рис.1. Решая граничную задачу можно получить следующее дисперсионное соотношение

$$\exp(2q_m d) = \frac{1 - b_+ a_s}{1 + b_- a_s} \frac{1 - b_- a_c}{1 + b_+ a_c} \quad (3)$$

где $b_{\pm} = 1 \pm \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_l} \frac{\beta}{q_m}$, $a_{s,c} = \frac{q_m \varepsilon_{s,c}}{\varepsilon_{\perp} q_{s,c}} - \frac{4\pi\sigma_{s,c}}{c} \frac{q_m}{ik_0 \varepsilon_{\perp}}$, $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_f - \varepsilon_a^2 / \varepsilon_f$. В случае отсутствия внешнего управляющего магнитного поля величины $b_{\pm} = 1$ и уравнение (3) принимает стандартный вид [3-5]. На рис. 2. приведена частотная зависимость ε_{\perp} во внешнем магнитном поле $H = 0,1000 Gs$ при параметрах: $\omega_p = 2 \cdot 10^{11} s^{-1}$, $\omega_c = (0.26 \cdot 10^9 \cdot H) s^{-1}$, $\varepsilon_l = 10.9$, $\gamma = 0.05 \cdot \omega_p$, $m^* = 0.068 \cdot m_e$.

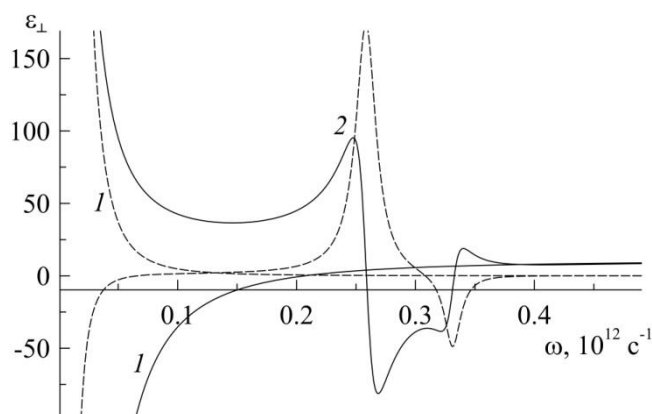


Рис. 2. Поперечная диэлектрическая проницаемость GaAs во внешнем магнитном поле $H = 0,1000 Gs$ (кривые 1,2 соответственно).

В работе будут приведены зависимости групповой и фазовой скоростей распространяющихся ТМ волн, распределения напряженностей полей в структуре. Ожидается, что внешнее управляющее магнитное поле значительно исказит дисперсионные кривые в области существования поверхностных и/или волноводных мод.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда
(проект № 17-72-10135)

ЛИТЕРАТУРА

1. L.A. Falkovsky // J. Phys.: Conf. Ser., 129, 012004 (2008)
2. O.L. Berman, R.Ya. Kezerashvili // J. Phys.: Cond. Mat., 24, 015305 (2012)
3. Д.Ю. Федянин, А.В. Арсенин, В.Г. Лейман // Квантовая электроника. — 2009. — Т. 39, № 8. — С. 745–750.
4. E.N. Economou // Phys. Rev. — 1969. — Vol. 182. — P. 539.
5. Н.Л. Дмитрук, В.Г. Литовченко, В.Л. Стрижевский. «Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках», Киев, Наукова думка, 1989. — С. 376.

Численное исследование плотности плазменных возбуждений в сверхрешетках на основе графена в присутствии сильного статического электрического поля

С.Ю. Глазов^{1,2}, А.А. Ковалев¹, Н.Е. Мещерякова³

¹Волгоградский государственный социально-педагогический университет

²Волгоградский государственный медицинский университет

³Волгоградский Институт Бизнеса

ser-glazov@yandex.ru

В работе исследована плотность плазменных возбуждений в сверхрешетке на основе графена на полосчатой подложке в присутствии сильного статического электрического поля. Расчеты выполнены на основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса.

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

В рамках бесстолкновительного приближения для двумерного (2D) электронного газа графеновой сверхрешетки (ГСР) на полосчатой подложке проведено численное исследование закона дисперсии продольных плазменных волн в [1] и плотности плазменных возбуждений в [2]. В длинноволновом приближении теоретическое исследование $\omega(\vec{k})$ в такой ГСР выполнено в [3]. Работа [4] посвящена исследованию влияния статического электрического поля на закон дисперсии плазменных волн, распространяющихся практически вдоль оси ГСР. В данной работе представлены результаты исследования закона дисперсии плазменных волн в присутствии статического электрического поля для произвольных значений волновых векторов и плотности плазменных возбуждений в ГСР.

Закон дисперсии носителей заряда в ГСР на полосчатой подложке в одноминизонном приближении в отсутствие электрического поля выбран в модельном виде

$$\varepsilon(\vec{p}) = \Delta f_1 + \varepsilon_2(p_y) - \varepsilon_1(p_y) \cos(p_x d), \quad (1)$$

где Δ – полуширина запрещенной зоны щелевой модификации графена, p_x, p_y – компоненты квазиимпульса электрона, $d = d_1 + d_2$ – период сверхрешетки, d_1 и d_2 – ширины полосок бесщелевого и щелевого графена, а коэффициенты f_i подбираются численно на основе непосредственного решения дисперсионного соотношения из [5].

$$\varepsilon_2(p_y) = \varepsilon_0(p_y) + \varepsilon_1(p_y), \quad \varepsilon_0(p_y) = \Delta \sqrt{f_2^2 + f_3^2 (p_y d)^2}, \quad \varepsilon_1(p_y) = \Delta^2 f_4^2 / 2\varepsilon_0(p_y).$$

Сильное постоянное электрическое поле, приложенное вдоль оси сверхрешетки, удовлетворяющее условию $\Omega_{st} \tau \gg 1$ (где τ – время свободного пробега электрона, $\Omega_{st} = eEd$ – штарковская частота, e – заряд электрона, E – напряженность электрического поля), будем описывать зависящим от времени векторным потенциалом $\vec{A}(t) = \{-cEt, 0\}$ (напряженность постоянного электрического поля направлена вдоль оси ox)

На основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса, для произвольных значений волновых векторов в случае $\Omega_{st} \gg \omega$ получено уравнение для нахождения закона дисперсии плазменных волн

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

где $\Pi(\vec{k}, \omega) = \sum_{\vec{p}} J_0^2[sg(\vec{p} + \vec{k}) - sg(\vec{p})] J_0^2[cg(\vec{p} + \vec{k}) - cg(\vec{p})] \frac{n_{\vec{p}+\vec{k}} - n_{\vec{p}}}{\varepsilon_2(p_y + k_y) - \varepsilon(p_y) - \omega - i0}$ – поляризационный оператор, $sg(\vec{p}) = \varepsilon_1(p_y) \sin(p_x) / \Omega_{st}$, $cg(\vec{p}) = \varepsilon_1(p_y) \cos(p_x) / \Omega_{st}$, $J_0(x)$ – функция Бесселя вещественного аргумента. Множитель $S(\vec{k})$ определяется потенциалом межэлектронного взаимодействия. Выберем потенциал межэлектронного взаимодействия в модельном виде аналогично [1]

$$S(\vec{k}) = 2d \sum_n \frac{1 - \cos(k_x d)}{(k_x d + 2\pi n)^2 \sqrt{(k_x d + 2\pi n)^2 + (k_y d)^2}}. \quad (3)$$

Предполагаем, также как и в [4] что в состоянии равновесия носители заряда подчиняются статистике Больцмана

$$n_{\vec{p}} \sim \exp(-\varepsilon(\vec{p}) / k_b T), \quad (4)$$

где T – температура, k_b – постоянная Больцмана.

При $k_y d \ll 1$ результаты $\omega(\vec{k})$ совпадают с [4], что подтверждает правомерность сделанных в [4] приближений.

Относительная плотность плазменных возбуждений рассчитывалась численно по формуле

$$g(\omega) = \sum \delta(\omega - \omega(\vec{k})) \quad (5)$$

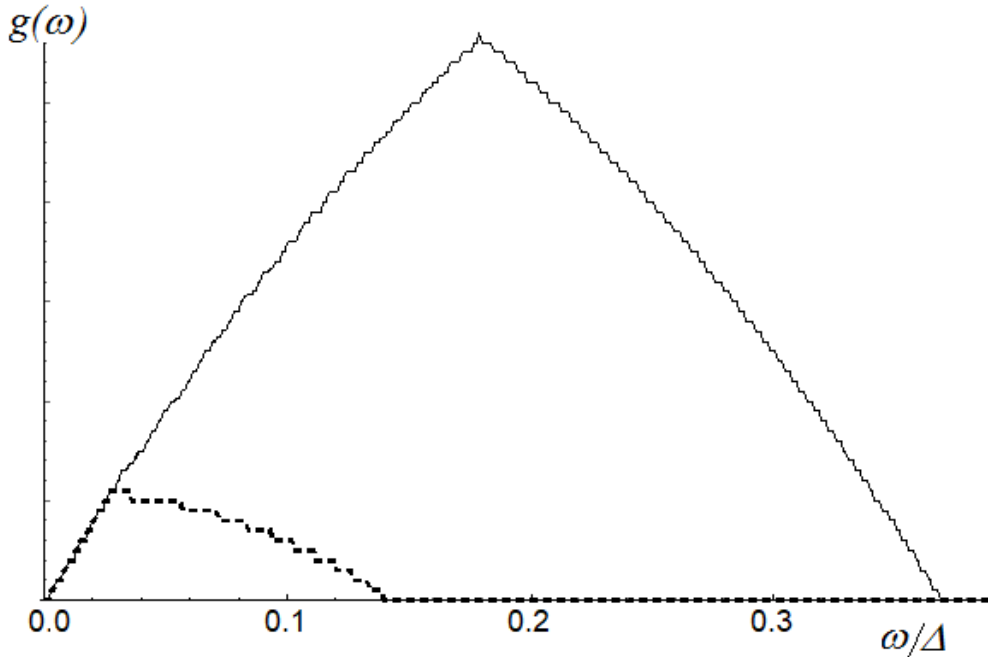


Рис. 1. Плотность плазменных возбуждений для $d_1 = d_2$

На рис. 1 представлена относительная плотность плазменных возбуждений для случая равенства ширины полосок бесщелевой и щелевой модификации графена. Значения параметров рассматриваемого случая: концентрация электронов $N = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $d = 5 \cdot 10^{-6} \text{ см}$, $\Delta = 0.13 \text{ эВ (SiC)}$, $T = 70 \text{ К}$. В отсутствие электрического поля в [2] отмечено наличие ярко выраженного максимума плотности плазменных возбуждений на частоте ω_p . В данном случае, также на графике зависимости $g(\omega)$ присутствует максимум, но он связан с конечностью рассматриваемых состояний с волновыми числами k_y . На рис. 1 представлена область параметров волновых векторов $k_x d \in [0, \pi]$, $k_y d \in [0, 0.8]$. Пунктирной линией на рис.1 показана относительная плотность плазменных возбуждений для волн, распространяющихся вдоль оси ГСР ($k_y d \ll 1$). В этом случае выбрана область параметров волновых векторов $k_x d \in [0, \pi]$, $k_y d \in [0, 0.1]$.

Влияние сильного постоянного электрического поля приводит к размытию пика плотности плазменных возбуждений сдвигу пика в сторону малых частот. Это связано с характерным влиянием сильного статического электрического поля на зависимость $\omega(k_x)$: с увеличением компоненты волнового вектора k_x частота плазменных колебаний уменьшается, в то время как в отсутствие электрического поля увеличение k_x приводит к росту плазменной частоты и в области малых k_y частота плазменных волн в достаточно широком диапазоне k_x слабо меняется вблизи частоты ω_p .

Настоящая задача решалась в пренебрежении столкновениями электронов с решеткой. Такое возможно, когда период плазменных колебаний мал по сравнению со временем свободного пробега электрона τ ($\omega\tau \gg 1$). Для проявления штарковского квантования необходимо выполнение условия $\Omega_{st} \tau \gg 1$. Два последних условия могут быть удовлетворены при $\tau \geq 10^{-12} \text{ с}$, что является легко выполнимым для графена и структур на его основе.

При сравнительном исследовании одночастичных и коллективных возбуждений в 2D ГСР установлено, что коллективные возбуждения перекрываются одночастичными в низкоэнергетической области. Это приведет к отличию теоретических от экспериментальных данных в начальной области энергий.

В заключение сформулируем кратко основные результаты и выводы из проделанной работы:

1. На основе квантовой теории плазменных волн в приближении случайных фаз с учетом процессов переброса, для произвольных значений волновых векторов получено уравнение для нахождения закона дисперсии плазменных волн в сверхрешетке на основе графена в условиях воздействия сильного постоянного электрического поля.

2. Присутствие сильного электрического поля приводит к уменьшению частоты плазменных волн и сдвигу пика плотности плазменных возбуждений в сторону малых частот.

3. Исследованы области одночастичных и коллективных возбуждений в ГСР.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России на выполнение государственных работ в сфере научной деятельности в рамках проектной части государственного задания, код проекта: 3.2797.2017/4.6.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, Н.Е. Мещерякова // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 12. С.1479.
2. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 1. С.105.
3. П.В. Ратников, А.П. Силин // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. В. 11. С. 823.
4. С.Ю. Глазов, А.А. Ковалев, Н.Е. Мещерякова // ФТП. 2015. Т. 49. В. 4. С. 515.
5. П.В. Ратников // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. В. 6. С. 515.

Дисперсионное уравнение для таммовских плазмон-поляритонов

С.В. Наболь¹, П.С. Панкин^{1,2}, С.Я. Ветров^{1,3}, И.В. Тимофеев^{1,3}

¹Сибирский федеральный университет

²Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

³Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

p.s.pankin@mail.ru

Таммовский плазмон-поляритон (ТПП) – это поверхностная мода, которая реализуется, когда свет запирается между двумя зеркалами [1]. Одно из них обладает брэгговским механизмом отражения – это фотонный кристалл (ФК). Другое – металлическим, т.е. обладает ДП, меньшей нуля $Re(\varepsilon) < 0$. ТПП нашел применение при создании лазеров, источников одиночных фотонов, сенсоров и оптических переключателей, оптических фильтров, тепловых эмиттеров, усилении нелинейных эффектов и в других приложениях оптоэлектроники и нанопотоники. Дисперсионная кривая ТПП вблизи центра запрещенной зоны ФК была приведена в работе [1], с существенными ограничениями на область длин волн и геометрические параметры ФК. Дисперсия, без накладывания этих ограничений, была построена численно в работе [2]. Поэтому становится актуальной задача поиска аналитического выражения для дисперсии ТПП.

Рассмотрим структуру, состоящую из двух полубесконечных зеркал: ФК и металлического слоя с показателем преломления (ПП) n_m . (Рис. 1). Зеркала сопряжены друг с другом в плоскости x . Элементарная ячейка ФК состоит из слоев с ПП и толщинами n_a, d_a и n_b, d_b . Первый слой ФК (спейсер) утолщен на величину d' .

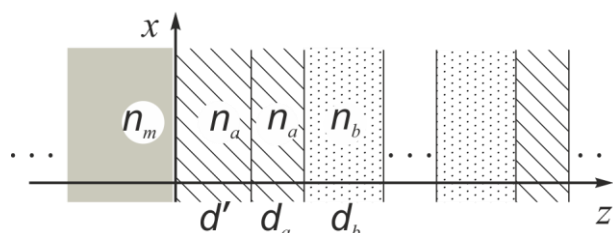


Рис. 1. ФК, сопряженный со слоем металла.

Найдем решение уравнений Максвелла для плоских ТМ-волн (с компонентами E_x, E_z, H_y) в каждом i -ом слое в виде суперпозиции прямой и обратной волн, распространяющихся вправо и влево соответственно:

$$E_{xi}(x, y, z) = [E_{i+}e^{ik_{iz}z} + E_{i-}e^{-ik_{iz}z}]e^{i(k_x x - \omega t)}. \quad (1)$$

Проекция волнового вектора вдоль оси Z равна:

$$k_{iz} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2}n_i^2 - k_x^2}, \quad (2)$$

где ω – частота света в вакууме, k_x – проекция волнового вектора на ось x , c – скорость света. Найдем собственные моды системы, с убывающей в обе стороны от плоскости x амплитудой. Убывание амплитуды в металле, при $z \rightarrow -\infty$ обусловлено мнимой частью ПП n_m : $E_m(z) \propto e^{-Re(ik_{mz})z}$. Убывание амплитуды в ФК, при $z \rightarrow +\infty$ обусловлено брэгговской дифракцией света: $E_{a,b}(z) \propto (e^{-\beta l})^m$, где m – номер ячейки ФК, l – период ФК. Магнитное поле H_{yi} записывается в виде,

аналогичном (1). Выполнив шивку полей на границах между слоями, получим дисперсионное уравнение для ТПП:

$$r_{am}^2 e^{4ik_{az}d'} e^{ik_{az}d_a} \sin(k_{bz}d_b) - r_{ab}r_{am}e^{2ik_{az}d'} \sin(k_{bz}d_b - k_{az}d_a) - rab - 1ram e^{2ik_{az}d'} \sin k_{bz}d_b + kazda + e^{-ik_{az}d_a} \sin k_{bz}d_b = 0, \quad (3)$$

где r_{ij} – коэффициенты Френеля. Из Рис. 2(а) видно, что при увеличении толщины спейсера, дисперсионные кривые сдвигаются в низкочастотную область, как и в случае блоховской поверхностной волны [3]. Теперь рассмотрим случай настроенной четвертьволновой структуры $n_a d_a = n_b d_b$, при нормальном падении света. Разложив уравнение (3) вблизи центра запрещенной зоны ФК, получим линейное приближение для дисперсии ТПП:

$$\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda_{Metal} + 4(n_a - n_b)d', \quad (4)$$

где $\lambda_0 = 4n_a d_a$ – центр запрещенной зоны ФК, $\Delta\lambda_{Metal}$ – сдвиг положения ТПП, обусловленный отражением от металла:

$$\Delta\lambda_{Metal} = \frac{4\lambda_0}{\pi} \frac{Re(r_{am})Im(r_{am})}{1+(Re(r_{am}))^2 - Im(r_{am})^2 - 2Re(r_{am})r_{ab}^{-1}}. \quad (5)$$

Рис. 2(б) показывает хорошее согласие рассчитанного методом трансфер-матрицы спектра отражения ФК, дисперсионного уравнения (3) и линейного приближения (4). Линейное приближение (4) хорошо согласуется с расчетом в ИК-диапазоне спектра, где металл обладает слабой дисперсией, в то время как уравнение (3) хорошо согласуется с численным расчетом и в оптической области. Формулы (4) и (5) учитывают также сдвиг длины волны ТПП из-за конечной толщины металла. Для этого необходимо заменить в (4) и (5) коэффициент Френеля r_{am} для полубесконечных сред на коэффициент отражения от металлической пленки конечной толщины, определяемый формулой Эйри. Уравнение (4) дает выражение для дисперсии микрорезонаторной (дефектной) моды ФК при $\Delta\lambda_{Metal} = 0$ (приближение идеального металла – зеркальное отражение ФК-структуры на Рис. 1 относительно плоскости $xу$).

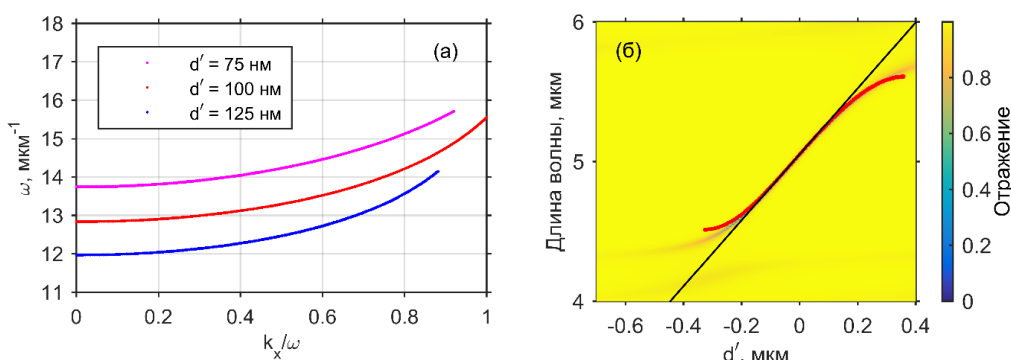


Рис. 2. (а) Дисперсия ТПП (3) при различных значениях утолщения d' первого слоя ФК. (б) Спектр отражения ФК, покрытого слоем серебра в зависимости от утолщения d' первого слоя ФК. Число периодов ФК $m = 40$, толщина серебра $d_m = 50$ нм, $n_a = 2.04$, $n_b = 1.45$, $n_a d_a = n_b d_b = 1.25$ мкм. Решение дисперсионного уравнения для ТПП (3) (красный), линейное приближение (4) (черный).

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Kaliteevski et.al. // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. No. 16. P. 165415.
2. Н.Н. Белецкий и др. // Радиофизика и электроника. 2013. Т. 4(18). № 3. С. 55–63.
3. Е.А. Безус, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович // Комп. опт. 2018. Т. 42(1). С. 22–27.

Стационарный и сверхбыстрый отклик никелевых магнитоплазмонных кристаллов с разной формой профиля

И.А. Новиков, М.А. Кирьянов, А.Ю. Фролов, В.В. Зубюк, В.В. Попов, Т.В. Долгова,
А.А. Федянин

*Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова,
физический факультет, Москва, Россия*
novikov@nanolab.phys.msu.ru

Основной задачей современной нанопотоники является изучение оптических свойств наноструктур и возникающих в них оптических и магнитооптических эффектов. Модулируя характеристики таких структур, можно осуществить управление их откликом, что открывает широкие перспективы как в фундаментальных исследованиях, так и в прикладных разработках. В частности, наноразмерные структуры могут быть использованы в оптических переключателях, применяющихся для более эффективной и быстрой обработки информации. Поэтому сегодня особенно востребованы и активно исследуются различные механизмы управления откликом.

Одним из таких механизмов является наноструктурирование поверхности металла, приводящее к резонансному возбуждению поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). Их возбуждение приводит к резонансной модификации оптического отклика. В случае, если металл является ферромагнитным (например, железо или никель), то возбуждение плазмонов приводит к значительному усилению магнитооптического отклика такой структуры и к модификации его спектра [1]. Ряд экспериментальных работ был посвящен демонстрации усиления магнитооптических эффектов в магнитоплазмонных кристаллах, однако вопрос о влиянии характеристик таких кристаллов (например, формы профиля поверхности) на форму спектральных линий магнитооптического отклика был оставлен за рамками исследования.

Другой способ изменения отклика среды – модуляция ее оптических свойств, например, за счет нагрева. Наиболее существенные обратимые изменения оптических характеристик среды могут быть индуцированы мощными лазерными импульсами субпикосекундной длительности и впоследствии зарегистрированы при помощи методики накачки-зондирования. Она была использована для определения характерных времен процессов термализации электронов в гладких золотых пленках [2], а также процессов намагничивания и демагнетизации ферромагнитных материалов [3]. Она также использовалась для исследования сверхбыстрой модуляции отклика одномерных золотых решеток при возбуждении в них поверхностных плазмонов [4]. Исследования субпикосекундной модуляции магнитооптического отклика ферромагнитных наноструктур (магнитоплазмонных кристаллов (МПК)) проведено не было. Начать такое исследование целесообразно с изучения субпикосекундной динамики оптического отклика данных структур.

В данной работе исследуется влияние формы профиля поверхности одномерного МПК на величину усиления магнитооптического отклика и форму его спектра на примере экваториального магнитооптического эффекта Керра (ЭМОЭК). С помощью методики накачки-зондирования демонстрируется возможность сверхбыстрого модулирования характеристик ППП в МПК на основе ферромагнитного материала.

В качестве экспериментальных образцов были использованы три одномерных магнитоплазмонных кристалла на основе никеля, отличающиеся формой профиля поверхности и глубиной ее модуляции. Профиль первого образца (А1) был синусоидальным с глубиной модуляции 116 нм, профили двух других образцов (А2 и А3) – несинусоидальными с амплитудой модуляции 110 и 164 нм соответственно.

Спектры отражения р-поляризованного излучения для разных углов падения показывают возбуждение ППП, приводящее к резонансному поведению спектров.

Основным результатом является экспериментальное наблюдение зависимости формы линии спектра отклика (магнитооптического и оптического) от формы профиля поверхности плазмонного кристалла. Было получено, что для образцов с приблизительно одинаковой глубиной модуляции степень перекачки энергии падающего излучения в ППП для образца с синусоидальным профилем (A1) существенно больше, чем для образца с несинусоидальным профилем, что продемонстрировано на рисунке 1.

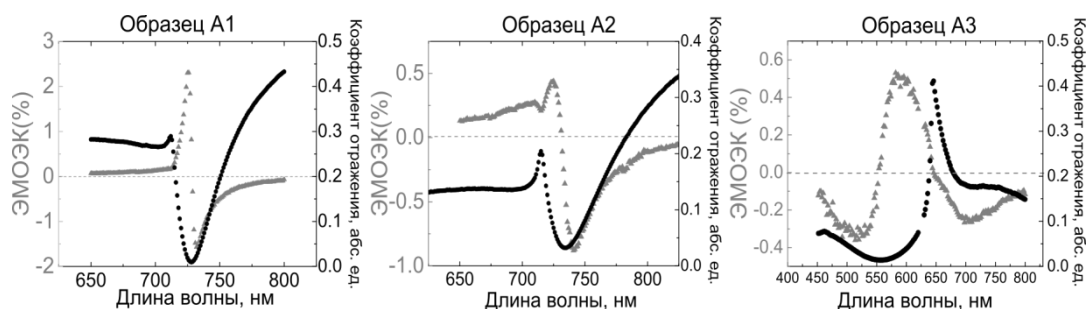


Рис. 1. Спектр отражения (черные точки) и ЭМОЭК (серые треугольники) для образцов с разной формой профиля поверхности и глубиной модуляции. Угол падения 20 град. Излучение р-поляризовано.

В спектральной области возбуждения ППП обнаружено значительное усиление ЭМОЭК (рис.1). Величина усиления существенно зависит как от глубины модуляции, так и от формы профиля поверхности. Максимальное значение эффекта было получено для образца с синусоидальным профилем (A1). Оно составило 2,5%.

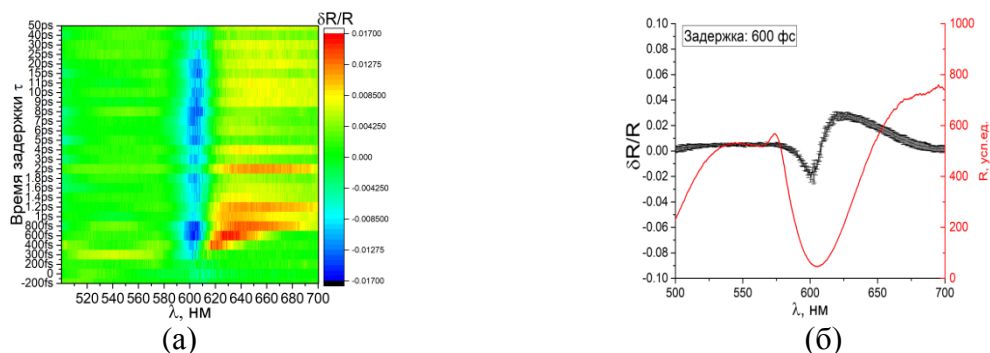


Рис. 2. Динамика ППП для одномерных никелевых решеток. Здесь $\delta R/R$ – нормированная разница коэффициентов отражения возбужденной и не возбужденной импульсом накачки сред. Приведены ее спектральные зависимости для а) разных и б) одного фиксированного времени задержки между импульсами накачки и зондирования.

Для образца A1 была экспериментально исследована модуляция характеристик ППП на субпикосекундных временных масштабах (Рис.2). Были определены характерные времена процессов модуляции - время термализации электронов в одномерных никелевых плазмонных кристаллах, которое составило порядка 600 фс, что в 3 раза больше типичных значений для одномерных золотых решеток [4], а также время электрон-фононной релаксации никелевых решеток – 50 пс, в 50 раз превосходящее таковое для золотых решеток [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. A.A. Grunin et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 97. P. 261908.
2. С.К. Sun et al. // Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 12365.
3. E. Beaurepaire et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 76. P. 4250.
4. N. Rotenberg et al. // Opt. Lett. 2008. V. 33. P. 2137.

Влияние упругого рассеяния света на эффективность комбинационного рассеяния света в суспензиях

О.И. Соколовская, Н.Б. Ткаченко

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет
oi.sokolovskaja@physics.msu.ru

Упругое рассеяние света – хорошо изученное явление, которое происходит почти во всех не прозрачных материалах. Лучи света, которые проникают в такие вещества, многократно рассеиваются случайным образом перед тем, как выйти снова. Ранее многократное рассеяние рассматривалось как нежелательное свойство, возникающее из-за структурных артефактов. Однако сейчас хорошо известно, что контролируемое упругое рассеяние в материалах фотоники наделяет их совершенно новыми свойствами. [1].

При определенных условиях случайно-неоднородная среда становится источником мощного когерентного излучения. В этом случае интерферируют волны, распространяющиеся в противоположных направлениях, образуя моду. Это подтолкнуло ученых к разработке источников лазерного излучения, главным элементом которых является случайно-неоднородная среда. Она является и активной средой, и резонатором.[1]

Однако и некогерентные эффекты могут привести к увеличению интенсивности излучения. Добавление в исследуемую среду объектов, на которых падающее излучение может рассеяться упруго, увеличивает оптическую длину пути фотонов. За счет увеличения времени пребывания излучения в образце вероятности оптических процессов, например, комбинационного рассеяния света (КРС), растут[2].

Дадим следующее определение лазера на неупорядоченной среде. Это оптическая структура или материал, который удовлетворяет двум условиям. Во-первых, благодаря неупорядоченности свет в среде многократно рассеивается и его интенсивность увеличивается посредством вынужденного излучения. Во-вторых, благодаря многократному рассеянию существует пороговое значение интенсивности, при превышении которого суммарное усиление в среде превышает суммарные потери.

В настоящий момент известно о возможности получения лазерной генерации с использованием порошков и быстрой импульсной накачки[3]. Одной из последних разработок является комбинационный (рамановский) лазер, который работает на частотах колебательных переходов посредством комбинационного рассеяния света (КРС). Это позволяет получить крайне узкий диапазон частот со значениями порядка 10 см^{-1} . Помимо обеспечения большого сигнала, характеризующего среду, активную в плане КРС, рамановский лазер на случайно-неоднородной среде представляет собой совершенно новый инструмент для изучения динамики увеличения сигнала в мутной среде.

В связи со всем вышесказанным представляет интерес вопрос о том, в какой степени некогерентные эффекты в случайно-неоднородной среде приводят к усилению выходного сигнала? Возможно ли повысить эффективность комбинационного рассеяния, процесса, с помощью которого можно получить информацию о среде, используя лишь рассеивающие свойства интересующей среды самой по себе или добавляя в нее рассеиватели контролируемым образом?

Таким образом, целью настоящей работы является изучение влияния упругого рассеяния света на эффективность комбинационного рассеяния света в случайно-неоднородной среде. Исследование включает в себя как теоретическое моделирование распространения света в случайно-неоднородной среде, так и лабораторные эксперименты по измерению времени жизни фотонов и интенсивности сигнала КРС в модельных средах.

Основной особенностью распространения лазерного излучения в сильно рассеивающих средах является быстрая декорреляция фотонов и появление значительной диффузной компоненты вследствие многократного рассеяния. Поэтому в рамках нашего исследования полезно знать среднее время жизни фотонов. Наиболее распространенным методом его определения является метод оптического гетеродинамирования. Проводится измерение кросс-корреляционной функции коротких лазерных импульсов и излучения, рассеянного образцом в обратном направлении [4,5]. Принципиально метод подобен Фурье-спектроскопии: используется интерферометр Майкельсона. Фотоприемник детектирует усредненную по времени интенсивность сигнала:

$$I(\tau) = I_{оп} + I_{обр} + C(\tau) + C^*(\tau), \quad (1)$$

где τ – время задержки, которое определяется положением колеблющегося зеркала, $I_{оп}$ и $I_{обр}$ – интенсивности для опорной волны и волны, отраженной от образца. $C(\tau)$ и $C^*(\tau)$ являются кросс-корреляционными функциями, распространяющимися в разных плечах интерферометра. Квадрат модуля кросс-корреляционной функции есть зависимость мощности отраженного сигнала на частоте колебаний зеркала от времени задержки.

Модельная среда была приготовлена следующим образом. Была взята жидкость, активная в комбинационном рассеянии (КРС) – DMSO, и добавлением сферических частиц рутила субмикронного (0.5 мкм) размера и сферических частиц GaP микронного размера (3 мкм) были получены суспензии, которые представляют собой случайно-неоднородные среды. Было приготовлено несколько суспензий с различным материалом рассеивателей и их объемной долей, которая менялась в широких пределах (по порядку величины от 10^{-6} до 0.2). При исследовании суспензии помещали в кварцевую кювету толщиной 3 мм.

Для исследования временных характеристик рассеянного суспензиями излучения методом оптического гетеродинамирования использованы лазерные импульсы длительностью 80 фс (длина волны 1250 нм). Для регистрации спектров КРС суспензий использовали непрерывное излучение с длинами волн ближнего ИК и видимого диапазона (1064 и 532 нм).

Для численного моделирования экспериментальных образцов был реализован стохастический метод Монте-Карло. Излучение лазера представляют набором большого числа фотонов. Производится последовательный расчет траекторий фотонов с учетом наличия оптических процессов в среде. Это происходило следующим образом: каждый линейный оптический процесс представлял собой случайно событие с вероятностью:

$$P_i = 1 - \exp\left(-\frac{\Delta r}{l_i}\right) \quad (2)$$

Δr – приращение длины траектории фотона на каждом шаге алгоритма, i – вид оптического процесса, l_i – средняя длина свободного пробега между двумя актами i -го процесса. Учитывались упругое рассеяние, спонтанное КРС и поглощение. Таким образом, частицы порошков были представлены как рассеивающие центры. Форма частиц была учтена с помощью расчета параметров рассеяния, которое описывается теорией Ми. Параметрами рассеяния являются: фактор эффективности рассеяния Q_s – отношение сечения рассеяния частицей к ее физическому сечению, параметр анизотропии $g = \langle \cos \theta \rangle$, где θ – зенитный угол рассеяния. Средняя длина свободного пробега между актами упругого рассеяния определяется диаметром частиц d и их объемной долей Φ :

$$l_s = \frac{2d}{3\Phi Q_s} \quad (3)$$

Время прохождения фотоном среды без рассеивателей составляет 15 пс. Эксперимент по измерению времени жизни фотонов в суспензиях показал, что зависимость времени жизни фотонов от концентрации рассеивателей немонотонна. Рассеяние способно задерживать фотоны в среде до 1,5 пс. Результаты моделирования динамики распространения света в мутной среде хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В результате моделирования показано, что при добавлении в исследуемую среду рассеивателей средняя длина пути всех фотонов увеличивается. Для объемной доли рутила порядка 0.1 средняя длина пути всех фотонов возрастает в 3 раза. Средняя длина траектории фотонов, вылетевших в обратном направлении, убывает, выходя на постоянный уровень, с ростом объемной доли рассеивателей. Зависимость числа фотонов КРС, вылетевших в обратном направлении, от объемной доли рассеивателей, немонотонна, обладает одиночным максимумом. Общее число актов КРС в среде также растет по мере увеличения средней длины пути фотонов (максимальное увеличение – в 2.6 раз). Эффективность процесса КРС зависит также от поглощения света, длины волны падающего излучения и линейного размера образца.

В экспериментах по регистрации спектров КРС в указанных суспензиях наблюдался рост сигнала КРС в 4 раза (для возбуждения 1064 нм) и 3 раза (для возбуждения 532 нм). Результаты экспериментов качественно совпадают с результатами моделирования.

Таким образом, численное моделирование распространения света в суспензиях и результаты эксперимента свидетельствуют о возможности увеличения эффективности процесса КРС при росте рассеяния в среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.S. Wiersma // Nature physics. – 2008. – Т. 4. – №. 5. – P.359-367.
2. В.Н. Нокр, V.V. Yakovlev//Optics express. – 2013. – Т. 21. – №. 10. – С. 11757-11762.
3. В.Н. Нокр et al. //Nature communications. – 2014. – Т. 5.
4. H.J Kop Rik et al. // Phys. Rev. Lett. – 1997 – 79 – P. 4369 – 4372
5. К.П. Бестемьянов и др. // Квант. электрон. – 2004 – Т. 34. – С. 666–668

Оптические мета-поверхности для квантовой фотоники

А.А. Сухоруков

Центр нелинейной физики, Исследовательская школа физических и инженерных наук,
Австралийский национальный университет, АСТ 2601, Канберра, Австралия
Andrey.Sukhorukov@anu.edu.au

В докладе представлены последние теоретические и экспериментальные результаты, раскрывающие новые возможности для трансформации и измерения квантовых многофотонных состояний с помощью диэлектрических мета-поверхностей. Ключевые свойства квантового света проявляются в неклассической интерференции, которая позволяет манипулировать квантовыми состояниями для различных применений. Обычно это реализуется через последовательность оптических элементов, расщепляющих пучки света. Недавние достижения в области нанотехнологий позволили интегрировать оптические делители в специально разработанные плазмонные структуры, однако такая миниатюризация была сопряжена с поглощением света в металле и необходимости сложных интерфейсов преобразования фотон-плазмон, что ограничивает масштабируемость плазмонной платформы.

В наших работах разработаны сверхтонкие диэлектрические мета-поверхности, в которых реализуется несколько многофотонных интерференционных процессов при практически полном отсутствии потерь. Этот масштабируемый подход основан на параллельных преобразованиях квантового состояния закодированных в нескольких мета-решетках, с учетом свойства поперечной пространственной когерентности волновых функций фотонов. Такой принцип потребовал специальной разработки для применения к многофотонным состояниям из-за большей размерности Гильбертова пространства, по сравнению с классическим светом.

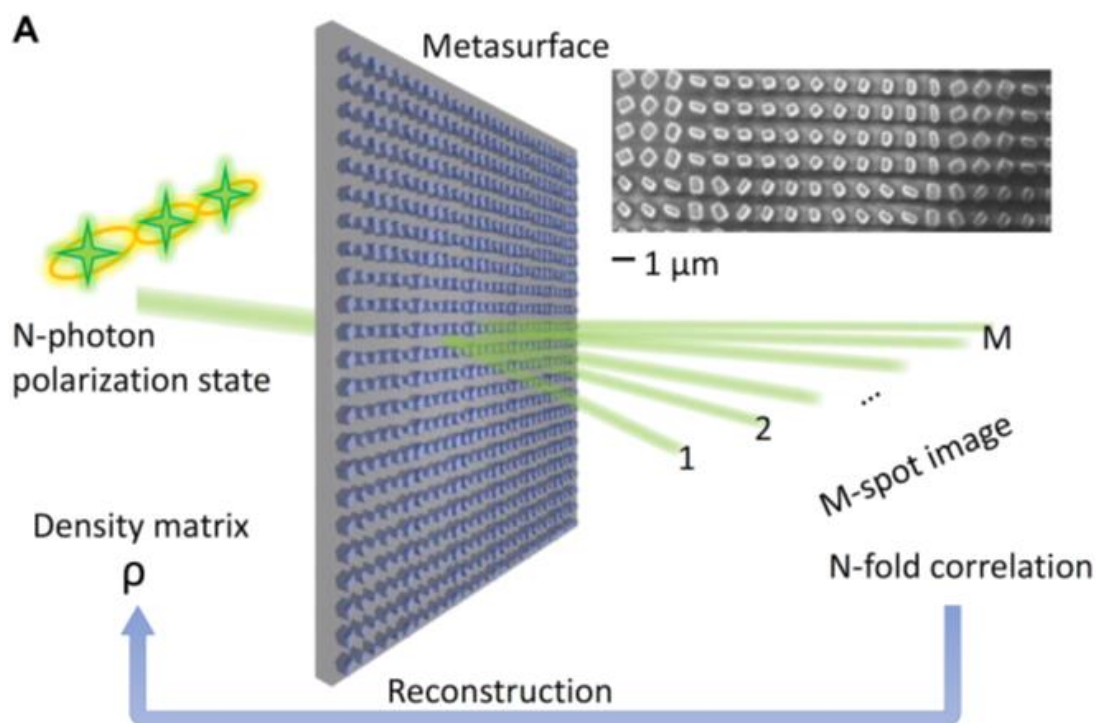


Рис. 1. Изображение мета-поверхности предназначенной для отображения квантовых состояний, где входное N-фотонное состояние закодировано поляризацией света. Корреляционные измерения между M выходными пятнами позволяют полностью восстановить входную N-фотонную матрицу плотности. В верхней правой вставке представлено изображение экспериментально изготовленной диэлектрической мета-поверхности, полученное с помощью растрового электронного микроскопа [1].

Мы разработали и реализовали экспериментально мета-поверхность для реконструкции полного многофотонного квантового состояния, включая фазу, когерентность и перепутанность [1]. Диэлектрическая мета-поверхность разделяет в пространстве томографически полный набор компонент многофотонных поляризационных состояний таким образом, что простое усреднение измерений корреляций с нечувствительными к поляризации фотонными детекторами позволяет точно восстановить матрицы плотности [Рис. 1].

Также выработан новый концептуальный подход к мета-поверхностям для реализации комплексного двулучепреломления [2]. Показано, что ячейка, состоящая из двух типов нано-резонаторов, позволяет достичь любого требуемого преобразования поляризации с минимальными потерями, обеспечивая при этом принципиально новые возможности [Рис. 2]. В частности, были изготовлены мета-поверхностные структуры для реализации делителей пучков с произвольной фазой между выходными поляризациями, что может использоваться для контроля статистики фотонов в режиме квантовой интерференции.

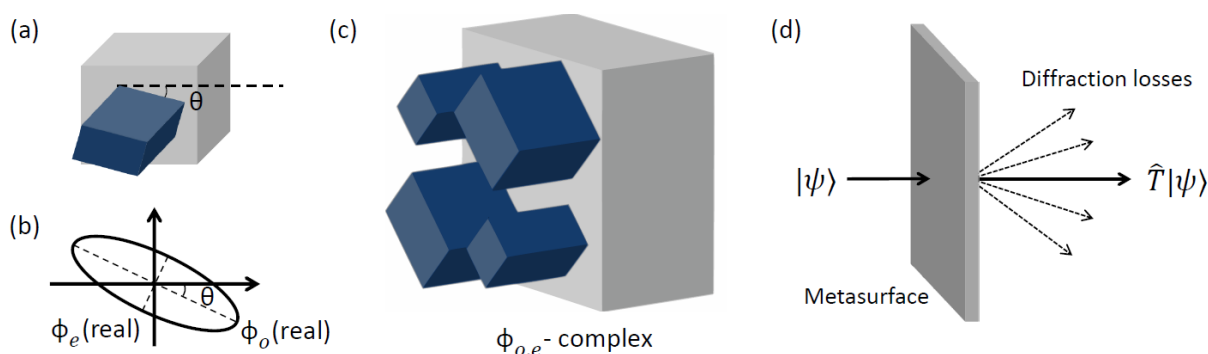


Рис. 2. Принцип реализации комплексного двулучепреломления с помощью диэлектрических мета-поверхностей. (a) Управление поляризацией с помощью диэлектрических нано-резонаторов, которые (b) налагают разные фазы для прошедшего света, поляризованного вдоль обыкновенной (ϕ_o) и обыкновенной (ϕ_e) осей. (c) Элементарная ячейка состоящая из двух разных элементов для реализации комплексного двулучепреломления. (d) Схема контроля поляризации света мета-поверхностью, состоящей из структур (c), где дифракция играет роль каналов потерь [2].

Фундаментальные теоретические и практические достижения в реализации многофотонной квантовой интерференции, происходящей на субволновом масштабе при взаимодействии с мета-поверхностью, открывают новые возможности в реализации сверхтонких мета-устройств для манипуляции и измерения многофотонных квантовых запутанных состояний.

Благодарности. Эта работа основана на результатах совместных исследований, которые были проведены авторами публикаций [1,2].

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Wang et. al. "Quantum metasurface for multi-photon interference and state reconstruction," arXiv: 1804.03494 (2018).
2. S. Lung, K. Wang, and A.A. Sukhorukov, "Complex Birefringence with Dielectric Metasurfaces for Non-conventional Polarisation Control," In Conference on Lasers and Electro-Optics, p. JW2A.99 (Optical Society of America, 2018).