

НАНОФОТОНИКА И ПЛАЗМОНИКА

Предсказание траектории оптических блоховских осцилляций в системах цилиндрических волноводов	
<i>А.А. Анастасиев, М.И. Гозман, И.Я. Полищук, Ю.И. Полищук</i>	2
Резонансные структуры интегральной нанопотоники для поверхностных электромагнитных волн и волноводных мод	
<i>Е.А. Безус, Д.А. Быков, Л.Л. Досколович</i>	5
Нелинейные плазмон-поляритоны на границе диэлектрической среды и металла	
<i>И.В. Дзедолик</i>	6
Оптические и магнитооптические сенсоры на поверхностных волнах	
<i>Д.О. Игнатъева</i>	8
Оптические явления в микрометровых диэлектрических сферах	
<i>Б.С. Лукьянчук</i>	9
Электрооптика спиральных наноструктур жидкокристаллических сегнетоэлектриков и антисегнетоэлектриков	
<i>Е.П. Пожидаев</i>	10
Сравнительный анализ ГКР света в наноструктурах серебра, сформированных из аэрозолей и гидрозолей	
<i>А.А. Романенко, М.А. Чистяков, А.А. Лизунова, В.В. Иванов, О.С. Кулакович, С.В. Гапоненко</i>	14
Мультипольный борновский ряд для моделирования Ми-резонансных наноструктур	
<i>Н.А. Устименко, Д.Ф. Корнован, К.В. Барышникова, А.Б. Евлюхин, М.И. Петров</i>	17

Предсказание траектории оптических блоховских осцилляций в системах цилиндрических волноводов

А.А. Анастасиев¹, М.И. Гозман², И.Я. Полищук^{1,2}, Ю.И. Полищук¹

¹ Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"

² Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

santafracks@gmail.com

Блоховские осцилляции в массивах диэлектрических волноводов представляют собой один из возможных видов оптического возбуждения [1,2]. Форма траектории такого возбуждения повторяется периодически вдоль направления оси волноводов (Рис. 1). Для того, чтобы в плоской системе волноводов могло возникнуть такое оптическое возбуждение, показатель преломления волноводов должен плавно меняться в зависимости от номера волновода. Обычно этого добиваются, используя термо-оптические [3-5] или электро-оптические [6] свойства материала, из которого изготовлены волноводы. Также оптические блоховские осцилляции возникают в системах изогнутых волноводов [7-9] либо в системах волноводов с плавно меняющимся радиусом [10]. Возможны системы, состоящие из нескольких слоев волноводов [11].

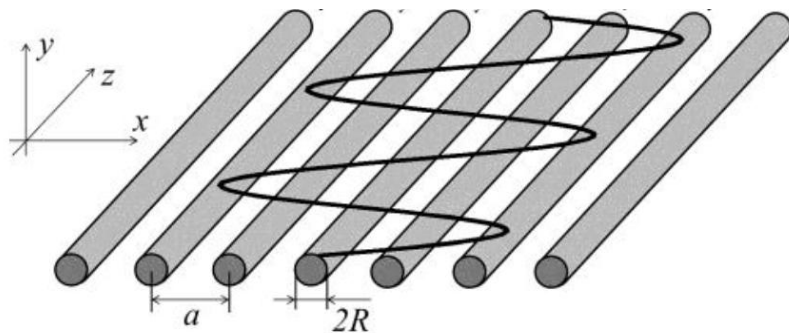


Рис. 1. Система волноводов

Для теоретического описания блоховских осцилляций самым часто используемым методом является теория связанных мод, в рамках которой используется уравнение

$$\left(i \frac{d}{dz} + \beta_j \right) a_j(z) + \gamma (a_{j-1}(z) + a_{j+1}(z)) = 0 \quad (1)$$

Здесь предполагается, что волноводы параллельны оси Oz , $a_j(z)$ – амплитуда оптического возбуждения на волноводе с номером j в точке z , β_j – константа распространения оптического возбуждения на j -ом волноводе, γ – константа взаимодействия с соседними волноводами.

В настоящей работе для описания блоховских осцилляций используется формализм многократного рассеяния [12, 13]. Одним из его ключевых преимуществ является то, что он использует только геометрические параметры системы, в то время методы, использующие уравнение (1), нуждаются в экспериментальном определении констант распространения и констант взаимодействия. Кроме того, при использовании уравнения (1) предполагается, что поперечные размеры волновода гораздо меньше длины волны, так что для описания оптического возбуждения оказывается достаточным одной скалярной величины $a_j(z)$.

В рамках формализма многократного рассеяния электромагнитное поле, рассеянное волноводом с номером j , может быть записано в следующем виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{sc}^{(j)}(\mathbf{r}, t) &= e^{-i\omega t} \int d\beta e^{i\beta z} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi^{(j)}} \left(a_{jm}(\beta) \mathbf{M}_{\omega\beta m}(r^{(j)}) - b_{jm}(\beta) \mathbf{N}_{\omega\beta m}(r^{(j)}) \right), \\ \mathbf{H}_{sc}^{(j)}(\mathbf{r}, t) &= e^{-i\omega t} \int d\beta e^{i\beta z} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi^{(j)}} \left(a_{jm}(\beta) \mathbf{N}_{\omega\beta m}(r^{(j)}) + b_{jm}(\beta) \mathbf{M}_{\omega\beta m}(r^{(j)}) \right) \end{aligned} \quad (2)$$

Коэффициенты разложения $a_{jm}(\beta)$, $b_{jm}(\beta)$ называются парциальными амплитудами, $\mathbf{M}_{\omega\beta m}$ и $\mathbf{N}_{\omega\beta m}$ – векторными цилиндрическими гармониками. Из граничных условий для уравнений Максвелла на поверхности каждого волновода получаем следующее выражение:

$$S_{jm}(\beta) \begin{pmatrix} a_{jm}(\beta) \\ b_{jm}(\beta) \end{pmatrix} - \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq j}}^N \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \frac{H_{m-p}^{(1)}(\kappa_{ex} \rho_{lj}) J_m(\kappa_{ex} R_j)}{H_p^{(1)}(\kappa_{ex} R_l)} e^{i(p-m)\varphi_{lj}} \begin{pmatrix} a_{lp}(\beta) \\ b_{lp}(\beta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_{jm}(\beta) \\ Q_{jm}(\beta) \end{pmatrix} \quad (3)$$

Здесь N – количество волноводов в системе, R_j – радиус волновода с номером j , $(\rho_{lj}, \varphi_{lj})$ – полярные координаты l -го волновода относительно j -го волновода, $H_m^{(1)}(x)$ – функция Ганкеля первого рода, $J_m(x)$ – функция Бесселя, S_{jm} – матрица рассеяния, P_{jm} , Q_{jm} – парциальные амплитуды падающей волны.

В рамках формализма многократного рассеяния оказывается возможным предсказать период и амплитуду траектории оптических блоховских осцилляций на базе локального закона дисперсии системы. Подход основан на предположении, что градиент показателя преломления системы достаточно мал, вследствие чего характерная длина, на которой происходит существенное изменение показателя преломления, гораздо больше, чем ширина пучка, которым освещается система. В этом приближении всю систему можно условно разбить на зоны, которые гораздо больше ширины пучка и вместе с тем достаточно узкие, чтобы считать идентичными все волноводы в пределах одной зоны. Тогда возникает локальный закон дисперсии, и траекторию центра масс пучка можно описать уравнением

$$\frac{dx}{dz} = v(n_r(x)) \quad (4)$$

Здесь v – групповая скорость пакета, $n_r(x)$ – показатель преломления волноводов. Уравнение (4) может быть проинтегрировано численно. Однако, если выбрать подходящую аппроксимацию для локальной дисперсионной кривой, то можно предсказать период и амплитуду блоховских осцилляций.

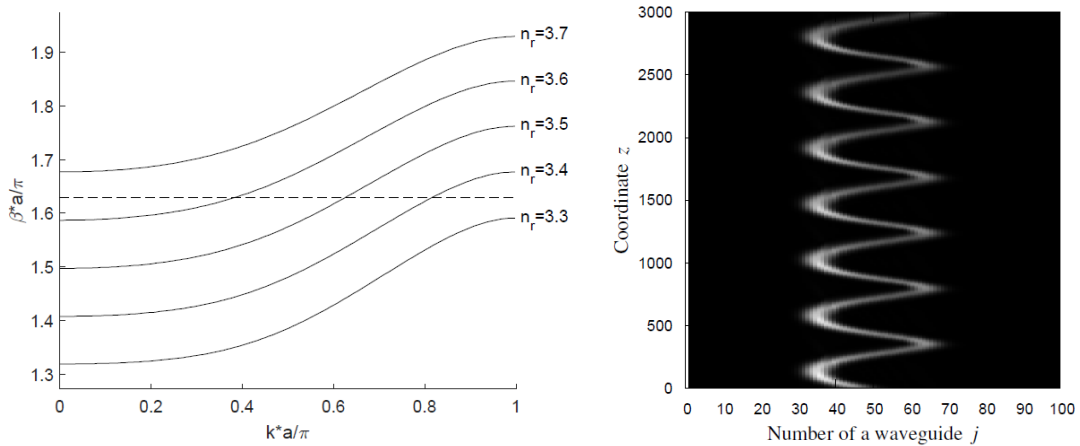


Рис. 2. Слева: локальные законы дисперсии при различных показателях преломления n_r . Горизонтальная штриховая линия отвечает центру масс $\beta_0 = 2.56 \text{ мкм}^{-1}$ падающего пучка. Справа: оптические блоховские осцилляции от 35 до 65 волновода с периодом $\Delta z \approx 440 \text{ мкм}$.

Искомая функция должна удовлетворять двум условиям. Во-первых, она должна иметь период, совпадающий с периодом локальной дисперсионной кривой. Во-вторых, она должна иметь область значений, совпадающую с шириной зоны. Первое требование является прямым следствием теоремы Блоха. Второе условие означает, что учитываются все имеющиеся состояния. С учетом рис. 2. аппроксимацию можно взять в виде

$$f(k) = A_1(n_0 - \alpha x) + A_2 - B \cos ka \quad (5)$$

Здесь учитывается факт, что локальная дисперсионная кривая сдвигается как целое при изменении показателя преломления, и сдвиг, описываемый параметрами A_1 и A_2 , пропорционален величине, на которую меняется показатель преломления. Параметр B определяет ширину зоны, величина α равна градиенту показателя преломления, a – расстояние между соседними волноводами.

Интегрирование уравнения (4) с аппроксимацией (5) локального закона дисперсии и начальным условием $x(0) = x_0$ дает

$$x(z) = \frac{B}{A_1 \alpha} \sin \left(A_1 \alpha a z - \arcsin \frac{A_1 n_0 + A_2 - \beta_0 - A_1 \alpha x_0}{B} \right) + \frac{A_1 n_0 + A_2 - \beta_0}{A_1 \alpha} \quad (6)$$

Видим, что амплитуда блоховских осцилляций и период равны соответственно

$$A = \frac{B}{A_1 \alpha}, \quad T = \frac{2\pi}{A_1 \alpha a} \quad (7)$$

Отметим, что аппроксимирующая функция (5) не совпадает в точности с локальным законом дисперсии, но удовлетворяет двум описанным выше требованиям. По этой причине формула (6) верно предсказывает только период и амплитуду блоховских осцилляций, но не их форму. Для сравнения: $a = 2$ мкм, $A_1 = 1.43$ мкм⁻¹, $B = 0.215$ мкм⁻¹, $A_2 = -2.433$ мкм⁻¹, $x_0 = a j_0 = 100$, $n_0 = 4$, $\alpha = 0.005$ мкм⁻¹, $\beta_0 = 2.56$ мкм⁻¹. Тогда по формулам (7) амплитуда блоховских осцилляций равна $A = 30$ мкм, а их период равен $T = 439$ мкм, что совпадает с рис. 2.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 19-02-00433, 18-32-00204.

ЛИТЕРАТУРА

1. M.J. Zheng, G. Wang, K.W. Yu // Opt. Lett. 2010. V. 35. P. 3865.
2. G. Wang, J.P. Huang, K.W. Yu // Opt. Lett. 2010. V. 35. P. 1908.
3. T. Pertsch et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4752.
4. T. Pertsch et al. // Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. P. 3247.
5. H. Trompeter et al. // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 023901.
6. U. Peschel, T. Pertsch, F. Lederer // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 1701.
7. N. Chiodo et al. // Opt. Lett. 2006. V. 31. P. 1651.
8. F. Dreisow et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 076802.
9. F. Dreisow et al. // Opt. Lett. 2011. V. 36. P. 3963.
10. R. Morandotti et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4756.
11. O.V. Korovai, D.A. Markov // NAP. 2018. 8914966.
12. I.Ya. Polishchuk et. al. // Phys. Rev. A. 2017. V. 95. P. 053847.
13. A.A. Anastasiev, I.Ya. Polishchuk, Yu.I. Polishchuk // ITM Web of Conf. 2019. V. 30. P. 06008.

Резонансные структуры интегральной нанопотоники для поверхностных электромагнитных волн и волноводных мод

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

¹Институт систем обработки изображений РАН — филиал федерального государственного учреждения “Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук”

²Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева
evgeni.bezus@gmail.com

Повышение степени интеграции современных оптических устройств делает актуальными разработку и исследование новых интегральных структур нанопотоники, работающих в геометрии «на чипе».

В лекции будут рассмотрены резонансные структуры «двумерной оптики» для мод плоскопараллельных диэлектрических волноводов [1, 2] и поверхностных электромагнитных волн: поверхностных плазмон-поляритонов, распространяющихся вдоль границ раздела металл-диэлектрик [3, 4], и блоховских поверхностных волн, распространяющихся вдоль границ раздела фотонного кристалла и однородной диэлектрической среды [5, 6]. Будут обсуждены подходы к уменьшению или полному устранению «паразитного» рассеяния излучения из плоскости распространения при дифракции на исследуемых структурах [7, 8], а также оптические эффекты, возникающие в них, в частности, высокодобротные резонансы и связанные состояния в континууме [9, 10]. Также будут рассмотрены возможные практические применения обсуждаемых интегральных элементов нанопотоники, в частности, в задачах спектральной и пространственной фильтрации и аналоговых оптических вычислений.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-19-00514).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Calafiore et al. // Light: Sci. & Appl. 2014. V. 3. No. 9. P. e203.
2. L.L. Doskolovich, E.A. Bezus, D.A. Bykov // Photon. Res. 2018. V. 6. No. 1. P. 61.
3. E.A. Bezus, L.L. Doskolovich, V.A. Soifer // Opt. Lett. 2015. V. 40. No. 21. P. 4935.
4. E.A. Bezus, L.L. Doskolovich // Opt. Express. 2021. V. 29. No. 3. P. 4022.
5. L. Yu et al. // Light: Sci. & Appl. 2014. V. 3. No. 1. P. e124.
6. L.L. Doskolovich, E.A. Bezus, D.A. Bykov // Opt. Express. 2015. V. 23. No. 21. P. 27034.
7. E.A. Bezus, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy // Opt. Express. 2014. V. 22. No. 11. P. 13547.
8. M. Hammer, A. Hildebrandt, J. Förstner // Opt. Lett. 2015. V. 40. No. 16. P. 3711.
9. E.A. Bezus, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich // Photon. Res. 2018. V. 6. No. 11. P. 1084.
10. D.A. Bykov, E.A. Bezus, L.L. Doskolovich // Nanophotonics. 2020. V. 9. No. 1. P. 83.

Нелинейные плазмон-поляритоны на границе диэлектрической среды и металла

И.В. Дзедолик

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь
igor.dzedolik@cfuv.ru

В последние годы нанотехнологии, основанные на сочетании оптики и плазмоники, формируют новый сценарий развития телекоммуникационной и компьютерной техники. Плазмонные наноструктуры способны воспроизводить большое количество функций полупроводниковых электронных устройств при малых размерах [1-6]. В связи с этим применение поверхностных плазмон-поляритонных волн становится все более и более востребованным благодаря их универсальным свойствам трансляции сигналов на оптических частотах.

Полупроводниковые технологии достигли высокой плотности размещения логических элементов с размерами порядка единиц нанометров в микросхемах, однако скорость обработки сигналов и ширина полосы ограничена гигагерцевым диапазоном частот из-за инерционности токов проводимости [3]. Ограничения степени интеграции в фотонных схемах связаны с большой длиной оптических волн по сравнению с длиной волны электронов [4]. Эта проблема обусловлена дифракционным пределом для оптических волн, который не позволяет достичь наномасштабного интегрирования.

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) генерируются в результате воздействия высокочастотного электромагнитного поля, которое вызывает осцилляции как свободных, так и связанных зарядов в диэлектрических, полупроводниковых и металлических средах [1]. При этом токи проводимости в объеме и на границах сред не возникают. Это позволяет генерировать ППП на оптических частотах, что существенно расширяет полосу передачи сигналов в плазмонных устройствах [3,4]. Помимо этого, длина волны ППП в композитной структуре может быть в несколько раз короче, чем длина оптической волны в воздухе или в оптическом волноводе [1].

Интенсивный сигнал – электромагнитная волна или мощный электромагнитный импульс, генерируют нелинейные плазмон-поляритонные волны – кноидальные волны, а также импульсы – солитоны в объеме среды, в плазмонном волноводе и на границе раздела проводящей и диэлектрической сред [2,5-7]. Параметры и динамика плазмонных кноидальных волн и солитонов зависят от интенсивности возбуждающих электромагнитных волн и импульсов, а также от свойств сред и от геометрии волновода, в которых распространяются плазмон-поляритоны. В зависимости от плотности энергии возбуждающего сигнала, в случае возникновения нелинейного отклика плазмонной структуры меняется период кноидальной волны и форма импульса [6,7], распространяющегося по границе раздела сред или по плазмонному волноводу.

Система уравнений для компонент ТМ-моды (E_x, E_z, H_y) нелинейных поверхностных плазмон-поляритонов (НППП), распространяющихся вдоль оси z на границе раздела диэлектрической среды и металла, имеет вид

$$\alpha \frac{\partial E_x}{\partial z} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon E_z) - \alpha^2 E_z = 0, \quad \frac{\partial}{\partial z} (\varepsilon E_z) + \alpha \varepsilon E_x = 0, \quad H_y = \frac{1}{\alpha c} \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon E_z) \quad (1)$$

где $\varepsilon(t, z) = \varepsilon_L + \chi(E_x^* E_x + E_z^* E_z)$, ε_L - диэлектрическая проницаемость среды, $\chi = (4\pi\chi_D, \pm 4\pi\chi_M)$ - керровская восприимчивость среды, $\alpha = (-\alpha_D, \alpha_M)$ - поперечный коэффициент затухания НППП. Для монохроматической волны $E_x, E_z, H_y \sim \exp(-i\omega t)$ система уравнений для электрических компонент ТМ-моды приобретает вид [6]

$$\frac{dE_x}{dz} - \left(\alpha + \frac{\omega^2}{\alpha c^2} \varepsilon \right) E_z = 0, \quad \frac{dE_z}{dz} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} E_z + \alpha E_x = 0, \quad (2)$$

где нелинейная проницаемость диэлектрической среды $\varepsilon(z)$ не зависит от t , а насыщение нелинейности описывается слагаемым $\sim \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} E_z$. В средах под влиянием керровской нелинейности возникает самомодуляция волны, что показано на рис. 1(а). Для импульсного сигнала с $\varepsilon = \varepsilon(t, z)$ также имеет место насыщение нелинейности. В системе координат $Z = t - z/v$, движущейся со скоростью $v = c/n_f = const$, где $n_f = [\varepsilon_L + \alpha^2 c^2 / \omega^2]^{1/2}$, система уравнений (1) для компонент электрического поля НППП имеет вид

$$\frac{dE_x}{dZ} + \frac{1}{\varepsilon - n_f^2} \frac{d\varepsilon}{dZ} E_x + \frac{\alpha n_f^2}{\varepsilon - n_f^2} E_z = 0, \quad \frac{dE_z}{dZ} + \frac{1}{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{dZ} E_z + \alpha E_x = 0. \quad (3)$$

Динамика компоненты электрического поля импульса НППП E_x представлена на рис. 1(б) без учета насыщения нелинейности $\frac{d^2 E_{x,z}}{dZ^2} + \beta_L^2 (1 + \bar{\chi} E^2) E_{x,z} = 0$, где $\beta_L^2 = \frac{\omega^2 \varepsilon_L}{c^2} + \alpha^2$, $\bar{\chi} = \chi \frac{\omega^2}{c^2 \alpha^2}$, которая приводит к сингулярности $E_{x,z} \rightarrow \infty$ при $\chi E^2 \rightarrow \alpha^2 c^2 / \omega^2$.

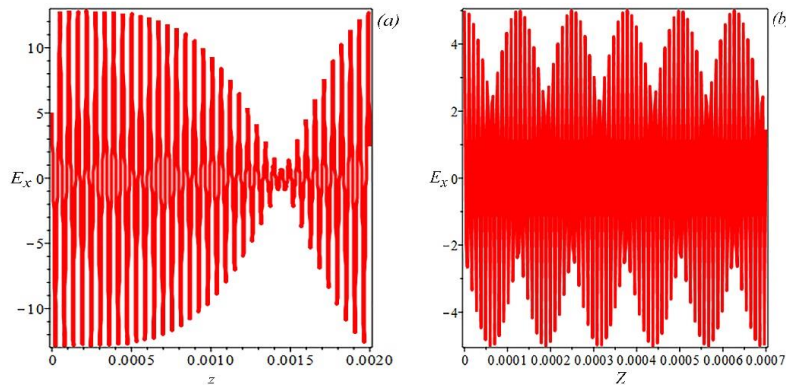


Рис. 1. Компонента E_x электрического поля: (а) ТМ-моды, (б) импульса на границе диэлектрика $\varepsilon_D = 2.085$ (плавленный кварц) и металла $\varepsilon_M = -115.13 + i11.26$ (золото) при возбуждении НППП волной с $\lambda_0 = 1.55 \mu m$ в воздухе, $E_x(0) = 5E(0)$, $\chi E^2(0) = 0.2$, $E(0) = 2.16 \times 10^{10} V/m$, Толщина слоя вблизи границы раздела сред, в котором распространяются НППП, равна $d_{DM} = 1.29 \mu m$, $n_f = 2.69$.

Исследование нелинейных плазмон-поляритонных непрерывных волн и импульсов, генерируемых на поверхности металлической пленки, а также в субволновых плазмонных волноводах, позволяет проектировать новые наноустройства для современной плазмоники. Уменьшение размеров плазмонных устройств до единиц нанометров даст возможность реализовать новые миниатюрные компоненты телекоммуникационной и процессорной техники, работающей на оптических частотах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 19-72-20154.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Майер “Плазмоника: теория и приложения” М.-Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2011.
2. I.V. Dzedolik “Solitons and nonlinear waves of phonon-polaritons and plasmon-polaritons” New York: Nova Science Publishers, 2016.
3. A. Kumar et al. // Laser Photon. Rev. 2013. V. 7. No. 6. P. 938.
4. T.J. Devis et al. // Nanophotonics. 2017. V. 6. No. 3. P. 543.
5. A.V. Krasavin et al. // Laser Photon. Rev. 2018. V. 12. 1700082.
6. I.V. Dzedolik, A.Yu. Leksin // J. Opt. 2020. V. 22. No. 7. 075001.
7. И.В. Дзедолик // Известия РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 1. С. 6.

Оптические и магнитооптические сенсоры на поверхностных волнах

Д.О. Игнатьева^{1,2,3}

¹Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет

²Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Россия

³Российский квантовый центр, Москва, Россия

ignatyeva@physics.msu.ru

В настоящее время широкое применение получили сенсоры на поверхностных волнах [1]. В первую очередь, речь идет о коммерчески доступных плазмонных сенсорах, производимых в настоящее время целым рядом компаний. Принцип действия таких сенсоров основан на чувствительности резонанса поверхностных волн к показателю преломления анализируемого материала – обычно, жидкости или газа, приводимого в контакт с плазмонной структурой в виде золотой пленки. При изменении показателя преломления происходит смещение плазмонного резонанса, детектируемое в угловых и частотных спектрах коэффициента отражения.

Недостатком плазмонных сенсоров является низкая добротность плазмонного резонанса, значительно ограничивающая его чувствительность, а также относительно небольшая, порядка 100 нм, глубина проникновения электромагнитного поля в исследуемое вещество и необходимость нормировки получаемых результатов с использованием референсной ячейки.

В докладе обсуждается несколько подходов к улучшению характеристик плазмонных сенсоров. Ранее было показано, что увеличение чувствительности плазмонного сенсора возможно за счет измерения спектров магнитооптических эффектов вместо спектров отражения в магнитоплазмонных структурах [2]. Особый интерес представляют полностью диэлектрические фотонно-кристаллические структуры, в которых также могут возбуждаться поверхностные Таммовские моды [3]. Недавние исследования показывают, что сочетание обоих подходов позволяет значительно улучшить характеристики сенсора, добиться большей чувствительности, глубины проникновения излучения в вещество, а также получать данные об изменении поверхностных и объемных характеристик анализируемого вещества в двухканальном режиме [4-6].

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, Мегагрант № 075-15-2019-1934.

ЛИТЕРАТУРА

1. Homola, J. // Chem. Rev. 2008, 108, 462–493.
2. Martín-Becerra, D.; Armelles, G.; González, M.U.; García-Martín, A. // N. J. Phys. 2013, 15, 085021
3. Konopsky, V.N.; Karakouz, T.; Alieva, E.V.; Vicario, C.; Sekatskii, S.K.; Dietler, G. // Sensors 2013, 13, 2566–2578.
4. O. V. Borovkova, D. O. Ignatyeva, S. K. Sekatskii, A. Karabchevsky, and V. I. Belotelov. // Photonics Research, 8(1):57, 2020.
5. Ignatyeva D.O., Knyazev G.A., Kapralov P.O., Sekatskii S.K., Belotelov V.I., // Scientific Reports, Vol. 6, P. 28077-28077 (2016)
6. Ignatyeva, D., Kapralov, P., Golovko, P., Shilina, P., Khramova, A., Sekatskii, S., et al. // Sensors, 21(6), 1984. (2021).

Оптические явления в микрометровых диэлектрических сферах

Б.С. Лукьянчук

Физический факультет Московского Государственного Университета им. М.В.Ломоносова
lukiyanchuk@nanolab.phys.msu.ru

В теории Ми, представляющей точное решение уравнений Максвелла для рассеяния плоской волны на однородной сфере, электромагнитные поля зависят от показателя преломления сферы, n , и так называемого параметра размера, $q = 2\pi R/\lambda$, где R - радиус сферы, а λ - длина волны излучения. История классической оптики связана с линзами, с размером порядка одного сантиметра (подзорная труба Галилея, микроскоп и др.). Соответствующий параметр размера в таких оптических системах весьма велик $q > 10^5$. Приближение геометрической оптики хорошо согласуется с теорией Ми при $q > 10^2$. Исследования по оптике нанометровых структур в плазмонике и нанопотонике относятся к системам, в которых параметр размера порядка единицы, $q \sim 1$. В этой области был достигнут прогресс в изучении оптически резонансных диэлектрических наноструктур с высоким показателем преломления [1]. В то же время структуры с параметром размера $q \sim 10$, лежащие в области между волновой и геометрической оптикой, оказались «белым пятном» на карте оптики по той причине, что линзы с размером в несколько микрометров никого особо не интересовали.

Однако за последние двадцать лет в исследованиях по оптике диэлектрических сфер с микрометровыми размерами были обнаружены новые необычные явления, включая фотонные наноструктуры [2], оптические нановихри [3], Фано резонансы [4], магнитный свет [5], эффекты преодоления дифракционного предела в мнимом изображении [6], эффекты, связанные с возбуждением анапольных мод [7-9] и возбуждением гигантских магнитных полей [10]. В докладе дается обзор этих явлений и обсуждаются физические механизмы, лежащие в основе этих явлений. Наличие целого ряда интересных приложений свидетельствует о том, что в оптике возникло новое перспективное направление.

Данная работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (грант #14.W03.31.0008) а также частично поддержана Российским научным фондом (проект #20-12-00389) и Российским фондом фундаментальных исследований (проект #20-02-00715).

ЛИТЕРАТУРА

1. A.I. Kuznetsov et al.// *Science* **354**, aag2472 (2016).
2. B. Luk`yanchuk et al.// *Optical Materials Express* **7**, P. 1820 (2017).
3. B. S. Luk`yanchuk et al.// *Journal of Optics* **15**, 073001 (2013).
4. B. Luk`yanchuk et al.// *Nature Materials* **9**, P. 707 (2010).
5. A.I. Kuznetsov et al.// *Scientific Reports* **2**, 492 (2012).
6. Z.B. Wang et al.// *Nature Communications* **2**, 218 (2011).
7. A.E. Miroshnichenko et al.// *Nature Communications* **6**, 8069 (2015).
8. B. Luk`yanchuk et al.// *Phil. Trans. Roy. Soc. A* **375**, 20160069 (2017).
9. B. Luk`yanchuk et al.// *Phys. Rev. A* **95**, 063820 (2017).
10. Z.B. Wang et al.// *Scientific Reports* **9**, 20293 (2019).

Электростика спиральных наноструктур жидкокристаллических сегнетоэлектриков и антисегнетоэлектриков

Е.П. Пожидаев

Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Россия
epozhidaev@mail.ru

Сегнетоэлектрические и антисегнетоэлектрические жидкие кристаллы, которые называют также жидкокристаллическими сегнетоэлектриками (ЖКС) и антисегнетоэлектриками (ЖКАС), являются нецентросимметричными полярными кристаллами, в состав которых входят хиральные молекулы. Хиральность молекул является необходимым условием существования полярных осей и спонтанной поляризации в структурах ЖКС и ЖКАС, а также причиной спирального (геликоидального) пространственного распределения полярных осей, называемого спиральной структурой [1], или спиральной наноструктурой, если её период p_0 много меньше любой длины волны λ излучения видимого диапазона [2].

Если

$$p_0 < \lambda/5, \quad (1)$$

то спиральные наноструктуры ЖКС и ЖКАС в оптическом смысле эквивалентны эллипсоидам эффективных показателей преломления, зависящих как от молекулярного строения (показатели преломления n_h и n_p , рис. 1), так и от электрического поля [3 – 7]. Все эффективные показатели преломления n_+ , n_- и n_z (рис. 1б, справа) изменяются в электрическом поле E по квадратичному закону [4], а угол отклонения главной оптической оси $\Psi_d(E)$ пропорционален полю. Электроуправляемое двулучепреломление $\Delta n_{eff}(E)$ тоже изменяется в электрическом поле по квадратичному закону, а диапазон изменения $\Delta n_{eff}(E)$ достигает 0.1, рис. 1а.

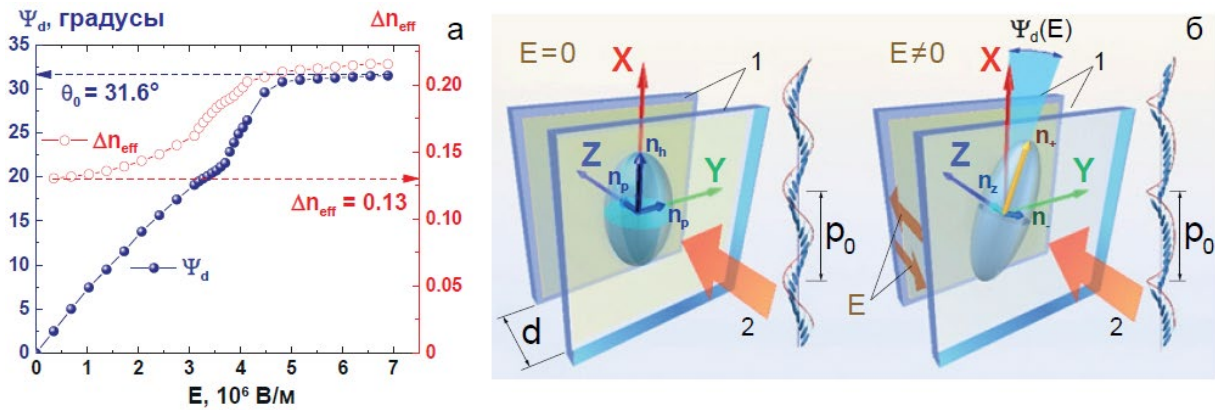


Рис. 1. (а) Зависимости от электрического поля эффективного двулучепреломления $\Delta n_{eff}(E)$ (красные кружки) и отклонения главной оптической оси $\Psi_d(E)$ (синие шарики) планарно ориентированной спиральной наноструктуры жидкокристаллического сегнетоэлектрика. (б) иллюстрация двуслойной трансформации эллипсоида эффективных показателей преломления спиральной наноструктуры ЖКС в электрическом поле в планарно ориентированной (главная оптическая ось в плоскости, параллельной подложкам) электрооптической ячейке. Цифрой 1 обозначены прозрачные токопроводящие подложки ячейки, стрелка 2 показывает направление распространения линейно поляризованного падающего света. Рисунок взят из работы [7].

Толщина d (рис. 2б, слева) слоя ЖКС или ЖКАС в электрооптических ячейках обычно составляет единицы (в некоторых случаях десятки микрометров), что позволяет создавать на основе этих электрооптических сред низковольтные фотонные устройства нового поколения с килогерцовой частотой адресации информации. Это, в частности,

такие устройства на основе спиральных наноструктур ЖКС и ЖКАС, как полноцветные дисплеи с электронной генерацией всей цветовой гаммы без матрицы цветных фильтров [8 – 10], помехозащищённые сенсоры слабых электрических полей [11], высокочастотные генераторы вихревых световых полей [12] для систем кодирования информации и для квантовых пинцетов.

Общим свойством электрооптических модуляторов на основе спиральных наноструктур ЖКС и ЖКАС является возможность получения безгистерезисного и нечувствительного к знаку приложенного поля электрооптического отклика на знакопеременные электрические импульсы управляющего напряжения [8, 13], рис. 2. При выполнении соотношения (1) пропускание T_z электрооптических ячеек на основе ЖКС и ЖКАС, находящихся между скрещенными поляризатором и анализатором, описывается, как показано в [14], классическим соотношением кристаллооптики:

$$T_z = \sin^2 2[\beta \pm \Psi_d(E)] \sin^2 \frac{\pi \Delta n_{eff}(E) d}{\lambda}, \quad (2)$$

где β – угол между осью спирали и плоскостью поляризации падающего света, а угол $\Psi_d(E)$ показан на рис. 1б.

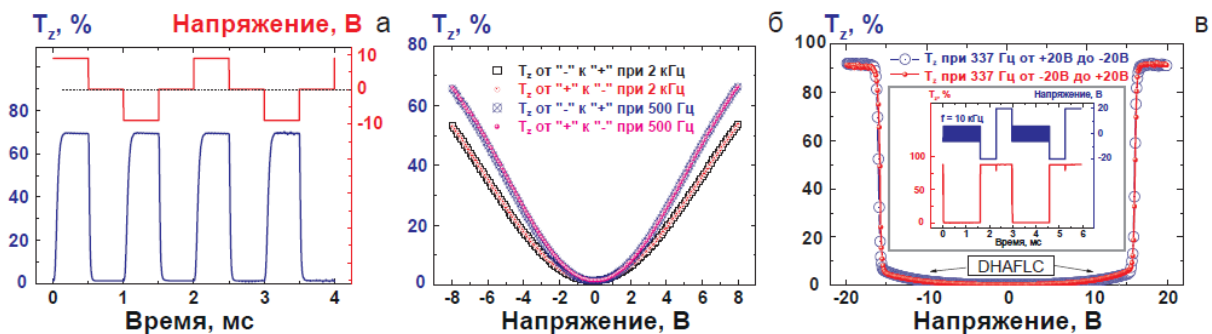


Рис. 2. (а) Сверху – напряжение, приложенное к планарно ориентированной электрооптической ячейке на основе спиральной наноструктуры ЖКС, толщина слоя которого 1.7 мкм, а шаг спирали $p_0 \approx 100$ нм; снизу – электрооптический отклик ячейки при $\beta = 0$ и $\lambda = 632.8$ нм. (б) Зависимости состояний насыщения светопропускания ДНФ-ячейки, электрооптический отклик которой показан на рис. 2а, от приложенного напряжения при $\beta = 0$, $\lambda = 632.8$ нм и температуре 23°C [8]. (в) Безгистерезисный U-образный электрооптический отклик планарно ориентированной спиральной наноструктуры жидкокристаллического антисегнетоэлектрика ЖКАС-036, толщина слоя которого 1.5 мкм, $p_0 \approx 50$ нм, $\beta = 0$, $\lambda = 632.8$ нм, температура 60°C. На вставке показан электрооптический отклик ячейки (внизу) при приложенном двухчастотном напряжении (вверху). Рисунок взят из работы [13].

Известные петли гистерезиса жидкокристаллических сегнето- и антисегнетоэлектриков, являющиеся «диэлектрическими портретами» ЖКС и ЖКАС, обычно получают как отклик этих полярных фаз на напряжение треугольной формы. Однако гистерезис является нежелательным в дисплейных и фотонных устройствах. Подавление гистерезиса в спиральных наноструктурах ЖКС и ЖКАС является простейшей задачей [8]: во-первых, в геометрии электрооптической ячейки должно быть выполнено условие $\beta = 0$, а во-вторых, ячейка должна управляться знакопеременными прямоугольными импульсами напряжения, форма которых показана на рис. 2а. Если временной интервал между импульсами положительной и отрицательной полярности больше, чем время свободной релаксации возмущений спиральной наноструктуры τ_R , то адресация светопропускания следующим импульсом всегда происходит с одного и того же равновесного состояния невозмущённой спиральной наноструктуры, что и является необходимым условием отсутствия гистерезиса как в ЖКС (рис. 2 б), так и в ЖКАС (рис. 2 в). При этом независимость светопропускания от знака приложенного напряжения при $\beta = 0$ следует из соотношения (2).

Важной особенностью электрооптических ячеек на основе спиральных наноструктур ЖКС является отсутствие порога (V-образный безгистерезисный отклик) [8] (рис. 2 б). Для ячеек на основе спиральных наноструктур ЖКАС порог электрооптического отклика явно выражен (U-образный безгистерезисный отклик) [13] (рис. 2 в).

Безгистерезисный электрооптический отклик спиральных наноструктур ЖКС хорошо описан в рамках теоретических подходов, предложенных российскими, австралийскими и китайскими физиками [8, 11, 15]. Успехи теории способствовали решению ряда физико-технических задач по созданию дисплеев нового поколения, работающих в режиме последовательного чередования цветов подсветки от импульсных светодиодов, который в англоязычной литературе обозначается как *field sequential color (FSC) mode* [8 - 10]. Такие дисплеи могут, в идеале, последовательно сформировать в каждом пикселе любое количество выбранных заранее цветов. Однако их реальное количество (например, уже полученная в эксперименте 12-битная цветовая шкала, как на рис. 3 б) ограничивается шумами источников напряжений и светодиодов подсветки, а также оптическим качеством спиральных наноструктур ЖКС.

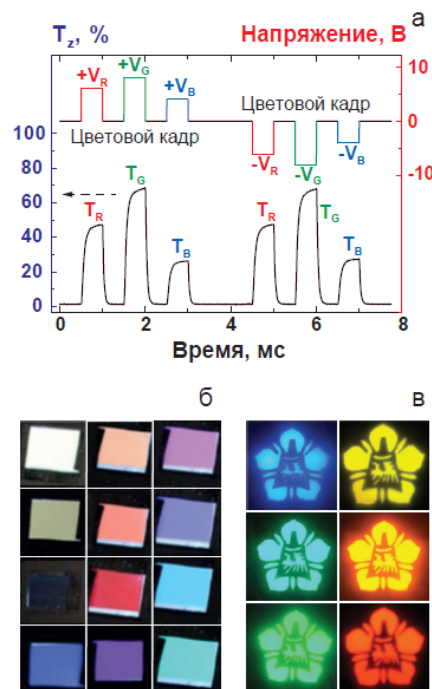


Рис. 3. а) Сверху импульсы управляющего напряжения с амплитудами V_R , V_G и V_B , которые прикладываются к дисплейной ячейке на основе спиральной структуры ЖКС ($p_o < 100$ нм) на время свечения красного, зелёного и синего светодиодов, соответственно; снизу соответствующие светопропускания T_R , T_G и T_B ячейки. (Из работы [8]). б) Примеры цветов, формируемых одной дисплейной ячейкой (пикселем). (Из работы [9]). в) Изображение на экране ЖКС-дисплея, полученное без матрицы светофильтров. (Из работы [10]).

Российскими физиками впервые создан генератор вихревых световых полей на основе электроуправляемой спиральной наноструктуры жидкокристаллического сегнетоэлектрика (рис. 4), работающей как электрооптическая среда пространственно-временного модулятора света, обеспечивающего формирование и реконфигурацию аксиально-симметричных вихревых световых полей с частотой до 3-х кГц [12], что на один-два порядка больше, чем у известных жидкокристаллических пространственно-временных модуляторов света, используемых в качестве световых фазовых матриц, в том числе в квантовых пинцетах.

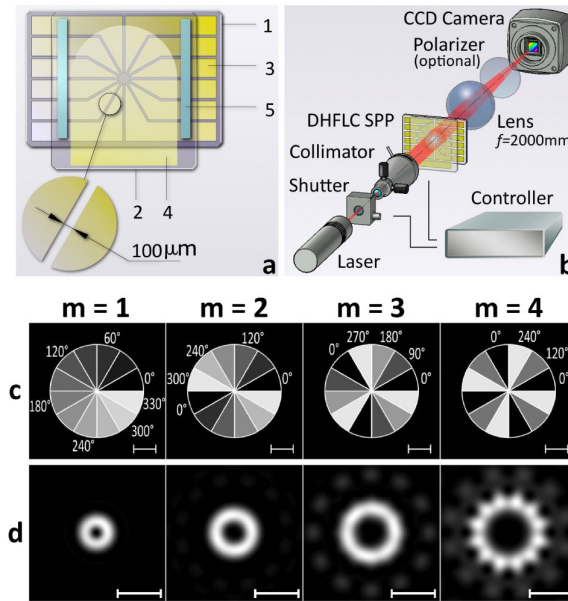


Рис. 4. (а) Круговая секторная спиральная фазовая пластинка (ССФП) на основе спиральной наноструктуры ЖКС, толщина слоя которого 50 мкм: 1 и 2 - стеклянные подложки, покрытые полупроводниковыми прозрачными электродами ИТО, разделёнными на 12 независимо управляемых изолированных секторов (3) на одной подложке и сплошными на противоположной (4). Цифрой 5 обозначены 50 мкм спейсеры, которые задают толщину слоя ЖКС.

(б) Блок-схема оптоэлектронной схемы для формирования и реконфигурации вихревых световых полей. Контроллер подаёт на сектора спиральной фазовой пластинки напряжения, обеспечивающие расчётное (как на рис. с) распределение фазовых сдвигов света.

(с) Шкала серого ступенчатых распределений фазового сдвига (в градусах), необходимых для формирования аксиально-симметричных световых полей с топологическими зарядами $m = 1, 2, 3, 4$ с использованием 12-секторной ССФП, включённой в оптоэлектронную схему.

(д) Аксиально-симметричные вихревые световые поля на длине волны $\lambda = 632,8$ нм, формируемые оптоэлектронной схемой с частотой переключения топологических зарядов до 3-х кГц. Длина полосы для оценки диаметра вихревых световых полей – 1 мм.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант РФФИ 19-12-50048 Экспансия).

ЛИТЕРАТУРА

1. R.B. Meyer et al. // J. Phys. Lett. 1975. V. 36. P. L-69.
2. E.P. Pozhidaev et al. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 2009. V. 509. P. 1042.
3. P. Hubert et al. // Phys. Rev. E. 1998. V. 58. P. 3264.
4. S.P. Kotova et al. // Phys. Rev. E. 2015. V. 92. P. 062502.
5. E.P. Pozhidaev et al. // Phys. Rev. E. 2013. V. 87. P. 052502.
6. E.P. Pozhidaev et al. // Optics Letters. 2014. V. 39. No 10. P. 2900.
7. E.P. Pozhidaev et al. // Crystals. 2019. V. 9. P. 543.
8. E.P. Pozhidaev et al. // Journal of the SID. 2012. V. 20. No 5. P. 273.
9. A.K. Srivastava et al. // Journal of Molecular Liquids. 2019. V. 295. P. 111054.
10. Y.S. Zhang et al. // Advanced Functional Materials. 2018. V. 28. No 14. P. 1706994.
11. Z. Brodzeli et al. // Journal of Lightwave Technology. 2013. V. 31. No. 17. P. 2940.
12. S.P. Kotova et al. // Optics & Laser Technology. 2021. V. 135. P. 106711.
13. E.P. Pozhidaev et al. // J. Mater. Chem. C. 2016. V. 4. No. 43. P. 10339.
14. A.D. Kiselev et al. // Phys. Rev. E. 2011. V. 83. P. 031703.
15. Q. Guo et al. // Optics Letters. 2012. V. 37. No 12. P. 2343.

Сравнительный анализ ГКР света в наноструктурах серебра, сформированных из аэрозолей и гидрозолей

А.А. Романенко¹, М.А. Чистяков², А.А. Лизунова³, В.В. Иванов³, О.С. Кулакович¹,
С.В. Гапоненко¹

¹Институт физики имени Б.И. Степанова Национальной академии наук Беларуси

²Белорусский государственный университет

³Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)
a.ramanenka@ifanbel.bas-net.by

Спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния света (ГКР) является высокочувствительным аналитическим методом, позволяя детектировать сигналы вплоть до одиночных молекул [1]. Тем не менее, несмотря на более чем 45 лет научных исследований с момента открытия эффекта [2], ГКР-спектроскопия до сих пор не нашла полноценной коммерческой реализации. Одной из причин этого является необходимость наличия недорогого метода формирования ГКР-активных наноструктур с заданными и воспроизводимыми размерными и морфологическими характеристиками. Нанолитографические и другие сложные технологические методы обеспечивают превосходные характеристики изготавливаемых плазмонных наноструктур, однако достаточно дороги для массового коммерческого применения. С другой стороны, простые методы коллоидной химии позволяют изготавливать недорогие в производстве ГКР-активные наноструктуры, однако воспроизводимость и возможности управления характеристиками подобных наноструктур весьма ограничены. Таким образом, поиск новых методов формирования ГКР-наноструктур с воспроизводимыми размерными и морфологическими характеристиками остаётся весьма актуальной задачей. В данной работе предложен аэрозольный метод синтеза и осаждения наночастиц серебра на подложки для создания ГКР-наноструктур и проведено сравнение ГКР-активности данных наноструктур в сравнении с «классическими» ГКР-подложками на основе электростатически осажденных наночастиц серебра из гидрозолей.

Аэрозоли наночастиц серебра формировались в импульсно-периодическом газовом разряде с помощью многозазорного газоразрядного генератора оригинальной конструкции [3, 4]. Синтез проводился при напряжении 1.1 кВ в атмосфере аргона Ar 6.0 при 25 °С (ПНЧ 25 °С – первичные наночастицы). Также проводилось последующее спекание наночастиц в газовом потоке в трубчатой печи при 500 °С (УНЧ 500 °С – укрупненные наночастицы, 500 °С) и при 750 °С (УНЧ 750 °С) с целью укрупнения наночастиц [4]. Осаждение наночастиц на подложки проводилось методом сухой струйной аэрозольной печати с применением аэродинамической фокусировки [5] через сопло по растру, с повторением картины 8 раз.

Исследование морфологии и размерных характеристик аэрозольных наночастиц серебра проводилось методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) с помощью микроскопа JEM-2100 (JEOL, Япония), результаты представлены на рисунке 1 (а-в). По ПЭМ-данным, при синтезе при комнатной температуре (25 °С) наблюдаются агломераты округлых наночастиц серебра 5-40 нм, при 500 °С – смесь из индивидуальных частиц и крепкоцепленных агрегатов наночастиц различной формы, при 750 °С – индивидуальные крупные наночастицы серебра размером около 120 нм.

Исследование морфологии наноструктур, формирующихся на подложке при осаждении аэрозольных наночастиц серебра, проводилось методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с помощью микроскопа JSM-7001F (JEOL, Япония), результаты представлены на рисунке 1 (г-е). Для СЭМ-исследований аэрозольные наночастицы серебра осаждались на кремниевые подложки аналогично осаждению на

стеклянные подложки. Как видно, для всех образцов характерно наличие трехмерных агломератов наночастиц, с разной плотностью покрытия поверхности.

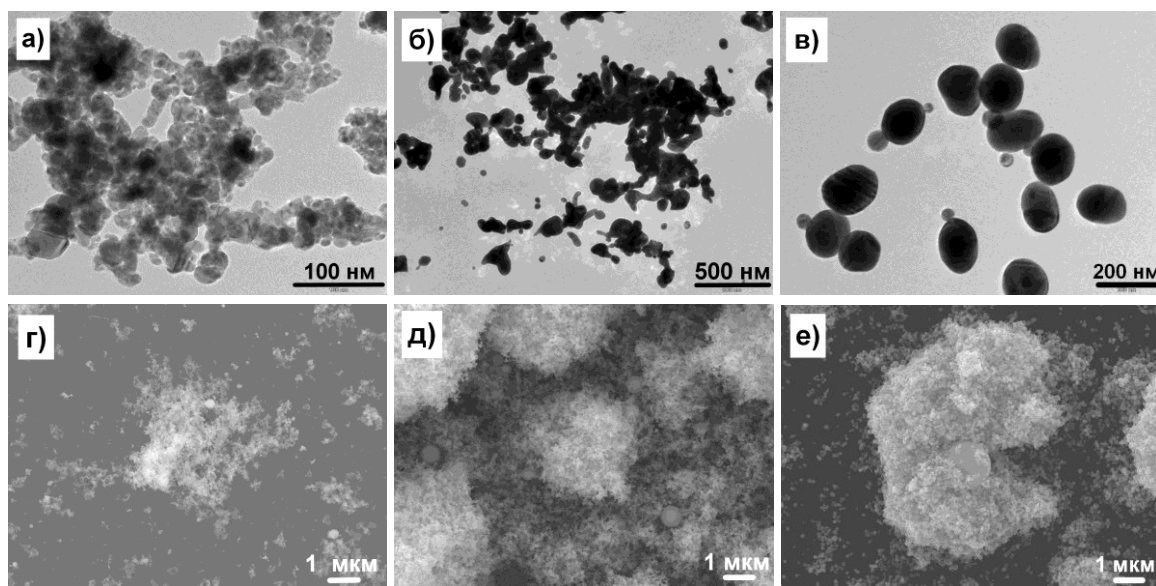


Рис. 1. ПЭМ-изображения аэрозольных наночастиц серебра: а) ПНЧ 25 °С, б) УНЧ 500 °С, в) УНЧ 750 °С. И СЭМ-изображения соответствующих плазмонных структур на кремнии (г-е).

В качестве образцов для сравнения ГКР-эффективности наноструктур с аэрозольными наночастицами серебра были взяты наноструктуры серебра, сформированные электростатическим осаждением наночастиц из гидрозоля на заряженную полиэлектролитом ПДАДМАХ стеклянную поверхность (далее Ag-citr подложки). Гидрозоль серебра синтезировался методом цитратного восстановления нитрата серебра, средний размер наночастиц серебра составлял около 50 нм. Методика синтеза наночастиц и формирование пленочных слоев наночастиц описаны в [6]. Данные подложки ранее показали свою ГКР-эффективность для детектирования органических молекул, неорганических микрокристаллических пигментов [7] и полупроводниковых нанокристаллов [6]. Необходимо отметить, что для данного типа ГКР-наноструктур, в отличие от аэрозольных, благодаря электростатическому взаимодействию формируется преимущественно субмонослой наночастиц серебра, а не трехмерная структура.

Для характеристики плазмонных свойств ГКР-наноструктур на стеклянных подложках были исследованы спектры оптической плотности (рисунок 2а), которые регистрировались на спектрофотометре Cary 500 Scan (Varian, США). Для подложки Ag-citr характерны 2 максимума в видимой области спектра (417 и 625 нм), которые могут быть интерпретированы в рамках теории Ми как плазмонные резонансы изолированных и агрегированных наночастиц серебра диаметром 50 нм. В тоже время для аэрозольных наноструктур спектры имеют более сложную форму и, по-видимому, определяются многочастичными взаимодействиями в агломератах наночастиц, размерами наночастиц и агломератов. Так, для ГКР-подложек с ПНЧ 25 °С характерен один широкий максимум в области 470 нм, для УНЧ 500 °С – максимум на 370 нм и подъем в спектре до 800 нм с возможным максимумом в ближней ИК-области, для УНЧ 750 °С – максимум на 366 нм с плечом на 392 нм и аналогичный подъем в спектре до 800 нм.

В качестве тестового анализатора для ГКР-эксперимента был выбран органический краситель малахитовый зеленый с низким квантовым выходом фотолюминесценции. КР/ГКР-спектры регистрировались с помощью дифракционного спектрометра S-3801

(Solar ТП, Беларусь) с охлаждаемой жидким азотом кремниевой ПЗС-матрицей LN-CCD-1152-E PROD FG (Princeton Instruments, США) в качестве детектора. Использовалась 180° схема регистрации КР/ГКР-спектров через объектив LMPlanFl N 50x/0.5 (Olympus, Япония). Возбуждение образцов проводилось He-Ne лазером с $\lambda_{\text{exc}} = 632.8$ нм и мощностью на образце ~ 0.2 мВт. Время накопления сигнала составляло 1 мин.

Водный раствор малахитового зеленого с концентрацией $1 \cdot 10^{-6}$ М наносился на ГКР-подложки капельным путем и высушивался. Т.к. длина волны возбуждения попадала в полосу поглощения аналита, то полученные ГКР-спектры являлись резонансными. Как видно из рисунка 2б, для всех исследуемых образцов наблюдался характерный ГКР-сигнал малахитового зеленого. При этом корреляция с оптической плотностью наблюдалась только для ГКР-подложек с ПНЧ 25°C и наночастиц, осажденных из гидрозоля. В то время как для ГКР-подложек с ПНЧ 500°C и ПНЧ 750°C явной корреляции не было, что может быть объяснено более выраженной трехмерной структурой агломератов наночастиц: оптическая плотность таких наноструктур возрастает, но в формировании ГКР-сигнала участвует только поверхностный слой наночастиц, контактирующий с аналитом.

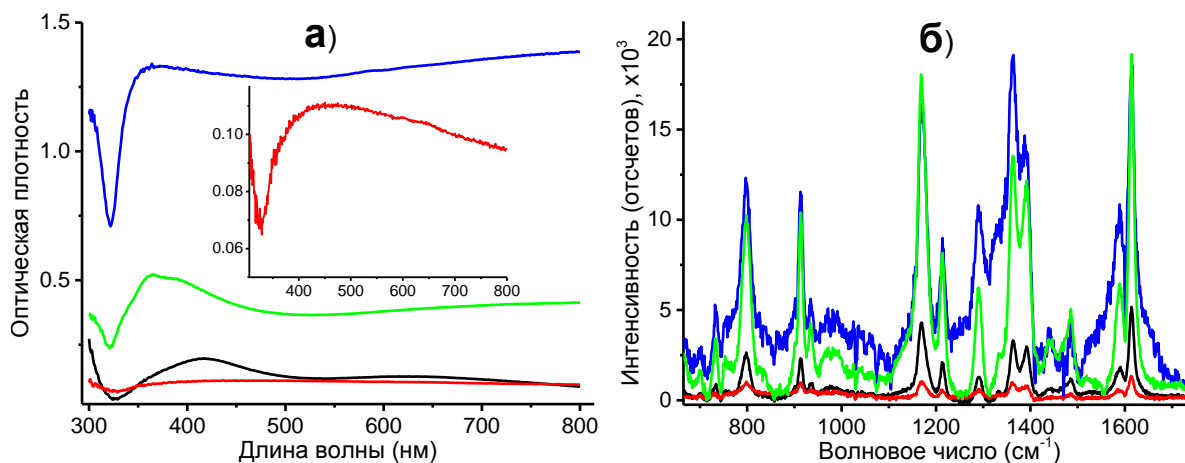


Рис. 2. Спектры оптической плотности ГКР-наноструктур на стекле (а) и ГКР-спектры малахитового зеленого на соответствующих подложках (б): — Ag-citr, — ПНЧ 25°C , — УНЧ 500°C , — УНЧ 750°C .

Для оценки коэффициента ГКР-усиления раствор малахитового зеленого с концентрацией $1 \cdot 10^{-2}$ М наносился на стеклянную подложку. Для Ag-citr подложек коэффициент усиления составил около 10^6 раз.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-53-00042 Бел_а и гранта БРФФИ № T20P-140.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Nie, S.R. Emory // Science. 1997. V. 275, No 5303. P. 1102–1106.
2. M. Fleischmann, P.J. Hendra, A.J. McQuillan // Chem. Phys. Lett. 1974. V. 26. No 2. P. 163–166.
3. А.А. Ефимов и др. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. № 23. С. 51-57.
4. А.А. Lizunova et al. // IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 2018. V. 307. P. 012081.
5. А.А. Efimov et al. // Res. Phys. 2017. V. 7. P. 440-443.
6. A. Rumyantseva et al. // ACS Nano. 2013. V. 7, No 4. P. 3420-3426.
7. E. Shabunya-Klyachkovskaya et al. // Eur. J. Sci. Theol. 2016. V. 12, No 3. P. 211-220.

Мультипольный борновский ряд для моделирования Ми-резонансных наноструктур

Н.А. Устименко¹, Д.Ф. Корнован¹, К.В. Барышникова¹, А.Б. Евлюхин^{2,1}, М.И. Петров¹

¹Национальный исследовательский университет ИТМО

²Leibniz Universität Hannover

nikita.ustimenko@metalab.ifmo.ru

Борновский ряд – это классический метод теории возмущений для моделирования рассеяния света на конечном массиве наночастиц [1-6]. Этот метод основан на построении сходящегося борновского ряда и его замене на конечную сумму, которая аппроксимирует взаимодействие между частицами, причём точность аппроксимации зависит от количества слагаемых, включённых в сумму, то есть от порядка борновского приближения. Борновские приближения различных порядков использовались для моделирования взаимодействия между зондом и подложкой [1, 2], расчёта поляризуемости несферической частицы [3, 4] и оптимизации дизайна металлинзы [6]. В перечисленных задачах требуется моделировать взаимодействие в неперриодических структурах из большого числа частиц, что будет неэффективно при использовании методов полноволнового моделирования; поэтому использовался метод борновского ряда вместе с моделью связанных мультиполей [7, 8]. Применимость борновского ряда, а также его сходимости определяются силой электромагнитного взаимодействия в системе. Насколько нам известно, не существует исчерпывающего физического анализа применимости борновского ряда для моделирования Ми-резонансных наноструктур [9, 10] с количественными критериями сходимости рядов. В данной работе мы попытались сделать такой анализ и определить критерий сходимости ряда. Мы рассматриваем димер наносфер, имеющий простое аналитическое решение в рамках модели связанных диполей.

Рассмотрим рассеяние плоской электромагнитной волны $\mathbf{E}_0 e^{ikr}$ на димере идентичных сферических наночастиц (показан на рис. 1(a)), имеющих дипольные Ми-резонансы в оптическом диапазоне [9, 10]. Мы используем электро-дипольное (ЭД) приближение, применимое вблизи ЭД резонанса наночастицы. Самосогласованные ЭД моменты наночастиц могут быть найдены в рамках модели связанных диполей [7]:

$$\begin{aligned} \mathbf{p}^1 &= \alpha(\omega) \mathbf{E}_0 + \alpha(\omega) k^2 \varepsilon_0^{-1} \hat{G}^{12} \mathbf{p}^2, \\ \mathbf{p}^2 &= \alpha(\omega) \mathbf{E}_0 + \alpha(\omega) k^2 \varepsilon_0^{-1} \hat{G}^{21} \mathbf{p}^1. \end{aligned} \quad (1)$$

где $\alpha(\omega)$ – дипольная поляризуемость, ε_0 – диэлектрическая постоянная, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $\hat{G}^{12} = \hat{G}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ – диадная функция Грина [7]. Как показано на рис. 1(a), падающая волна распространяется вдоль положительного направления оси z с поляризацией вдоль x $\mathbf{E}_0 = [E_0, 0, 0]^T$ (Т-поляризация), либо вдоль y $\mathbf{E}_0 = [0, E_0, 0]^T$ (L-поляризация). Частицы расположены в точках с координатами $\mathbf{r}_1 = [0, D/2, 0]^T$ и $\mathbf{r}_2 = [0, -D/2, 0]^T$, поэтому в ур. (1) скалярное произведение $k\mathbf{r}_1 = k\mathbf{r}_2 = 0$.

В ур. (1) дипольный момент наночастицы определяется внешним полем (первый член) и полем диполя, создаваемым другой частицей (второй член). Из-за симметрии структуры оба дипольных момента имеют только одну ненулевую компоненту вдоль падающего поля:

$$p_\beta^i = \frac{\alpha(\omega) E_0}{1 - \alpha(\omega) k^2 \varepsilon_0^{-1} G_{\beta\beta}^{12}}, \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

где $\beta = x$ для Т-поляризации и $\beta = y$ для L-поляризации.

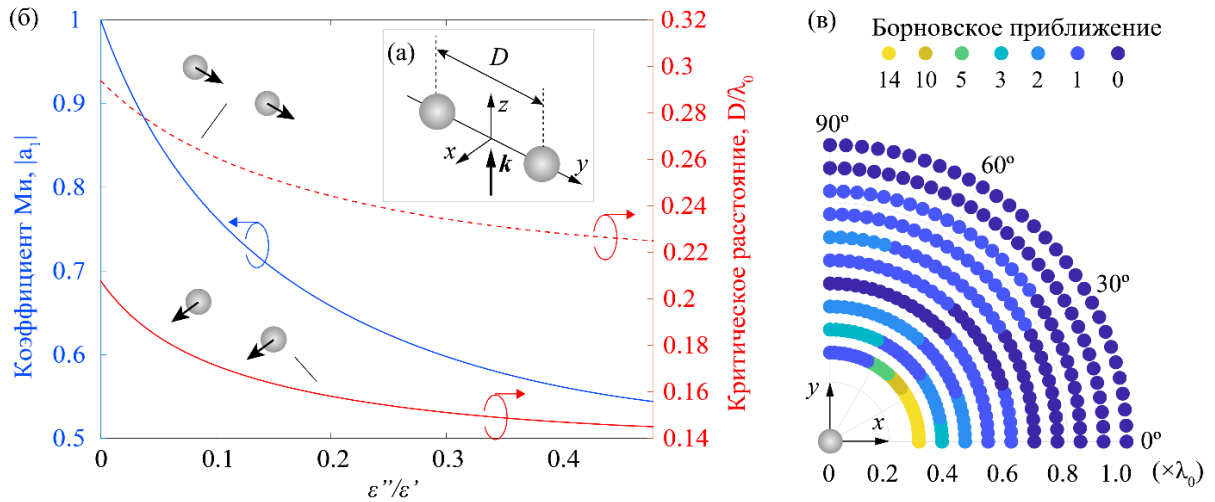


Рис. 1. Анализ применимости борновского ряда. (а) Схематическое изображение димера наносфер, находящегося в вакууме, с отмеченным волновым вектором внешней падающей волны. Дипольные моменты с ориентацией вдоль оси y или оси x возбуждаются y -поляризованной (L-поляризованной) или x -поляризованной (Т-поляризованной) внешней волной, соответственно. (б) Модуль коэффициента Ми (синяя линия) и критическое расстояние между центрами частиц (красные линии) как функции ϵ''/ϵ' (где $\epsilon' = 12,5$). Красная сплошная и красная пунктирная линии соответствуют Т- и L-поляризациям дипольных моментов. Борновский ряд сходится на дипольном резонансе Ми $\lambda = \lambda_0$ (где $\lambda_0 = 555$ нм), если расстояние между частицами D больше критического. (в) Порядок борновского приближения как функция положения второй частицы, когда первая частица находится в начало координат. Положение кружка указывает на положение второй частицы, а его цвет соответствует порядку борновского приближения, что позволяет рассчитать сечение экстинкции в данном борновском приближении с ошибкой (9) меньше 10%. Расстояние между частицами нормировано на длину волны резонанса $\lambda_0 = 1140$ нм. Минимальное расстояние между частицами $D = 0.29\lambda_0$, радиус частиц $R = 100$ нм, диэлектрическая проницаемость материала частицы $\epsilon' = 64$, $\epsilon'' = 0$. Нормально падающая плоская волна x -поляризована.

Дипольные моменты, посчитанные по ур. (2), точно учитывают диполь-дипольное взаимодействие между частицами. Мы также можем приближенно учесть это взаимодействие, разложив дипольные моменты (2) в борновский ряд. В нашем случае борновский ряд – это разложение знаменателя (2) в геометрический ряд:

$$p_\beta^i = \alpha(\omega) E_0 \sum_{n=0}^{\infty} [\alpha(\omega) k^2 \epsilon_0^{-1} G_{\beta\beta}^{12}]^n, \quad i = 1, 2. \quad (3)$$

Решение ур. (1) в борновском приближении m -ого порядка – это замена ряда в ур. (3) на сумму от 0 до m .

Борновский ряд можно использовать, если он сходится. Критерий сходимости ряда (4):

$$|\alpha(\omega) \cdot k^2 \epsilon_0^{-1} G_{\beta\beta}^{12}| < 1. \quad (4)$$

Поляризуемость выражается через коэффициент Ми $a_1(nkR)$ [7,11], зависящий от волнового числа, размера частицы и её показателя преломления:

$$\alpha(\omega) = i \frac{6\pi\epsilon_0}{k^3} a_1, \quad (5)$$

тогда критерий сходимости (4) можно записать так:

$$6\pi \cdot |a_1| \cdot |k^{-1} G_{\beta\beta}^{12}| < 1. \quad (6)$$

Нет поглощения ($\epsilon'' = 0$). В этом случае условие резонанса [12]:

$$a_1 = 1, \quad (7)$$

соответствующее длине волны λ_0 . Подставляя (7) в критерий (6), мы получаем условие сходимости борновского ряда в резонансе:

$$6\pi \cdot |k_0^{-1} G_{\beta\beta}^{12}| < 1, \quad (8)$$

не зависящее от показателя преломления и размера частицы (но резонансная длина волны зависит). Из (8) мы нашли *критические* расстояния для L- и T-поляризации: $D^L = 0.29\lambda_0$ и $D^T = 0.21\lambda_0$, соответственно. Слово «критическое» подчёркивает, что борновский ряд сходится, когда расстояние между центрами частиц меньше критического.

Есть поглощение ($\epsilon'' \neq 0$). Для частиц с поглощением условие (7) перестаёт быть верным. Критерий сходимости борновского ряда (6) зависит от модуля коэффициента Ми $|a_1|$. Как показано на рис. 1(б), резонансное значение $|a_1|$ убывает с ростом ϵ'' . Решая неравенство (6) для разных значений ϵ'' , мы нашли критическое расстояние как функцию ϵ'' и также показали его на рис. 1(б). Видно, что для обеих T- и L-поляризаций критическое расстояние уменьшается с ростом поглощения.

Зная критические расстояния между частицами, мы можем исследовать точность расчёта резонансного оптического отклика димера с помощью борновского ряда. Для этого, мы поместили первую частицу в начало системы координат и меняли положение второй частицы. Расстояние между двумя частицами было больше $D = 0.29\lambda_0$. Ошибка борновского приближения m -ого порядка определяется как относительная ошибка сечения экстинкции (СЭ):

$$\Delta = \frac{|\sigma^{(m)} - \sigma^{(CDM)}|}{\sigma^{(CDM)}} \times 100\% \quad (9)$$

где $\sigma = k_0 \epsilon_0^{-1} |E_0|^{-2} \text{Im}(\sum_{i=1}^2 \mathbf{E}_0^*(\mathbf{r}_i) \mathbf{p}^i)$ – резонансное СЭ димера в дипольном приближении [7], $\sigma^{(CDM)}$ и $\sigma^{(m)}$ рассчитаны с использованием дипольных моментов (2) и дипольных моментов в m -м борновском приближении (3), соответственно. Мы ограничились ошибкой (9) значением 10% и нашли порядок борновского приближения, когда выполняется условие $\Delta \leq 10\%$. Результаты представлены на рис. 1(в) для димера непоглощающих наночастиц.

В заключение, мы исследовали, когда и как можно использовать метод борновского ряда для достаточно точного моделирования резонансного оптического отклика ансамблей наночастиц. Исследуя димер наносфер в электро-дипольном приближении, мы вывели критерий сходимости борновского ряда, не зависящий от размера частиц и показателя преломления для непоглощающих частиц. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ) в рамках проекта № 20-52-12062.

ЛИТЕРАТУРА

1. Labani B, et al. 1990 J. Opt. Soc. Am. B 7 936
2. Keller O, Xiao M and Bozhevolnyi S 1993 Surf. Sci. 280 217-230
3. Fan Z H, et al. 2006 Microw. Opt. Techn. Lett. 48 1741-1746
4. Singham S B and Bohren C F 1988 J. Opt. Soc. Am. A 5 1867-1872
5. Bereza A S, et al. 2017 Phys. Rev. A 95 063839
6. Ustimenko N A, et al. 2021 Preprint arXiv:2103.01482
7. Evlyukhin A B, et al. 2010 Phys. Rev. B 82 045404
8. Babicheva V E and Evlyukhin A B 2019 Phys. Rev. B 99 195444
9. Evlyukhin A B, et al. 2012 Nano Lett. 12 3749-3755
10. Kuznetsov A I, et al. 2016 Science 354 aag2472
11. Bohren C F and Huffman D R 1983 Absorption and Scattering of Light by Small Particles, (Wiley, New York)
12. Tribelsky M I and Luk'yanchuk B S 2006 Phys. Rev. Lett. 97 263902