

ПЛАЗМОННЫЕ РЕЗОНАНСЫ ДВУМЕРНОЙ РЕШЕТКИ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ ВНУТРИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО СЛОЯ: СТРУКТУРНЫЕ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ОСОБЕННОСТИ

**А. Н. Шайманов^{a,b*}, К. М. Хабаров^{a,c}, А. М. Мерзликин^{a,c,e},
И. В. Быков^{a,e,f}, А. В. Барышев^{a,c,d**}**

^a *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова
127055, Москва, Россия*

^b *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

^c *Московский физико-технический институт
141700, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

^d *Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия*

^e *Институт теоретической и прикладной электродинамики Российской академии наук
125412, Москва, Россия*

^f *Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана
105005, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 августа 2016 г.

Представлены результаты экспериментального и теоретического исследования образцов планарных двумерных (2D) плазмонных структур. Исследованные образцы представляли собой 2D-решетку из наночастиц золота, помещенную в тонкий слой диэлектрика. Образцы изучались с помощью атомно-силовой микроскопии и оптическими методами. Интерпретируются полосы поглощения, связанные с возбуждением различных поверхностных плазмонных резонансов. Обнаружено, что выбор взаимной ориентации плоскости поляризации и ребра элементарной ячейки 2D-решетки определяет спектральное положение решеточного поверхностного плазмонного резонанса, связанного с периодом решетки. Показано, что взаимодействие *p*- и *s*-поляризованного света с 2D-решеткой из наночастиц описывается диполь-дипольным взаимодействием наночастиц, погруженных в среду с эффективной диэлектрической проницаемостью. Исследование спектров эллипсометрических параметров позволило определить амплитудную и фазовую анизотропии пропускания, являющиеся следствием несовершенства 2D-решетки образцов.

DOI: 10.7868/S0044451017040071

Наночастицы благородных металлов, привлекают к себе особое внимание вследствие того, что в неупорядоченных и периодических структурах на их основе наблюдаются локализованные поверхностные плазмонные резонансы (ППР) [1,2]. Известно, что локализация электрического поля и значительный рост его амплитуды на поверхности нано-

частиц привлекательны для фотовольтаики [3,4], усиления магнитооптических [5–7] и нелинейно-оптических эффектов [8,9], детектирования биологических веществ [10,11] и создания лазеров на ППР [12].

Оптические свойства плазмонных структур (на основе наночастиц) зависят от формы, материала уединенной наночастицы, диэлектрической проницаемости окружающей наночастицу среды [2,13], от расстояний между наночастицами и их расположения [14,15], а также от поляризации падающе-

* E-mail: shaymanov@inbox.ru

** E-mail: baryshev@vniia.ru

го излучения. В спектрах пропускания периодических структур на основе наночастиц обнаруживаются особенности, связанные с решеточным ППР (РППР) [2, 16–20]. Исследование РППР представляет практический интерес вследствие высокой чувствительности резонанса к изменению локального окружения структуры: малые изменения в диэлектрической проницаемости способны привести к значительному изменению спектрального положения РППР [21], что может быть использовано в оптических биосенсорах [22]. Показано, что выбор периода 2D-решетки плазмонных наночастиц позволяет регулировать спектральное положение РППР в структурах на основе магнитооптических материалов и значительно усиливать их отклик на частотах РППР [23, 24].

Несмотря на довольно широкое исследование плазмонных 2D-структур, изучение РППР в структурах, представляющих собой 2D-решетку из наночастиц металла внутри тонкого слоя диэлектрика, представлено только в нескольких статьях [8, 23]. В нашей работе проведено детальное экспериментальное и теоретическое исследование таких структур с различными периодами 2D-решетки. В спектрах пропускания исследованных образцов демонстрируются полосы поглощения, связанные с возбуждением ППР и РППР. При изучении образцов с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) были обнаружены особенности их структуры, а спектры эллипсометрических параметров позволили определить структурную анизотропию образцов. Результаты экспериментальных и теоретических исследований находились в хорошем соответствии.

Экспериментальные образцы на основе золота и висмут-замещенного железиттриевого граната (Au-Bi:YIG) были изготовлены с помощью напыления электронным лучом, электронной литографии и ионного травления. На первом этапе из пленки золота толщиной 30 нм на кварцевой подложке изготавливалась квадратная 2D-решетка из золотых нанодисков; параметры решетки D для трех образцов составляли $D_1 \approx 200$ нм, $D_2 \approx 300$ нм и $D_3 \approx 400$ нм. Изготовленная решетка из золотых нанодисков предварительно подвергалась нагреву до температуры кристаллизации соединения Bi:YIG (750 °C). Нагревание было необходимым шагом для стабилизации формы наночастиц при последующем напылении и отжиге пленки Bi:YIG. Напыленная пленка Bi:YIG имела толщину $d \approx 100$ нм и поликристаллическую структуру $\text{Bi}_1\text{Y}_2\text{Fe}_5\text{O}_{12}$. Таким образом, образцы представляли собой квадратную 2D-решетку из золотых наночастиц, размещен-

ных на кварцевой подложке и покрытых пленкой Bi:YIG. Геометрические размеры одного образца были 4×4 мм².

Вид сверху и профиль поверхности одного из образцов ($D_2 \approx 300$ нм) показан на рис. 1а–в. На основе результатов исследований с помощью АСМ обнаружено, что поверхность образцов имеет синусоидальный профиль (см. сечения АСМ-изображения на рис. 1в). По-видимому, в результате нагревания золотые нанодиски оплавившись и приобрели сфероидальную форму. Для всех образцов был проведен анализ параметров 2D-решетки вдоль осей x и y , D_x и D_y , как показано на рис. 1а,в. Особенностью 2D-картирования с помощью АСМ является тот факт, что при сканировании поверхности существуют быстрая и медленная оси картирования. Поэтому возможны небольшие сжатия и растяжения изображений из-за дрейфа образца. Так, например, для второго образца ($D_2 \approx 300$ нм) период решетки вдоль быстрой оси сканирования составил $D_{2x} = 300$ нм, а вдоль медленной оси — $D_{2y} = 304$ нм. Чтобы определить параметры D_x и D_y без влияния дрейфа, проводились более тщательные измерения для второго образца после калибровки микроскопа два раза, когда ось быстрого сканирования совпадала либо с осью x , либо с осью y . При этом сканировались две области размерами 100×100 мкм².

Согласно результатам обработки АСМ-изображений, периоды в одной из областей сканирования были $D_{2x} = 307.5 \pm 1.4$ нм и $D_{2y} = 306.2 \pm 0.5$ нм, а в другой области — $D_{2x} = 304.3 \pm 1.9$ нм и $D_{2y} = 305.8 \pm 0.9$ нм. Данные, полученные с помощью АСМ, позволяют убедиться в том, что в исследованных областях решетка была квадратной. Однако структура решетки по всей площади образца была неидеальной, т.е. имелись флуктуации периода как по оси x , так и по оси y .

Измерение спектров пропускания и эллипсометрических параметров ψ и Δ проводилось с помощью эллипсометра (Ellipse 1891 SAG) в диапазоне длин волн 350–1050 нм. Измерения проводились для \mathbf{E}_x -, \mathbf{E}_y - и \mathbf{E}_{45° -поляризованного света в плоскости xy (см. рис. 1а). Образцы освещались параллельным пучком поляризованного света в геометрии нормального и наклонного падения, площадь засветки не превышала размеров образца (4×4 мм²) и составляла около 1 мм². Как будет обсуждаться ниже, оптические спектры позволили определить средний период решетки образцов благодаря зависимости спектрального положения РППР от периода решетки.

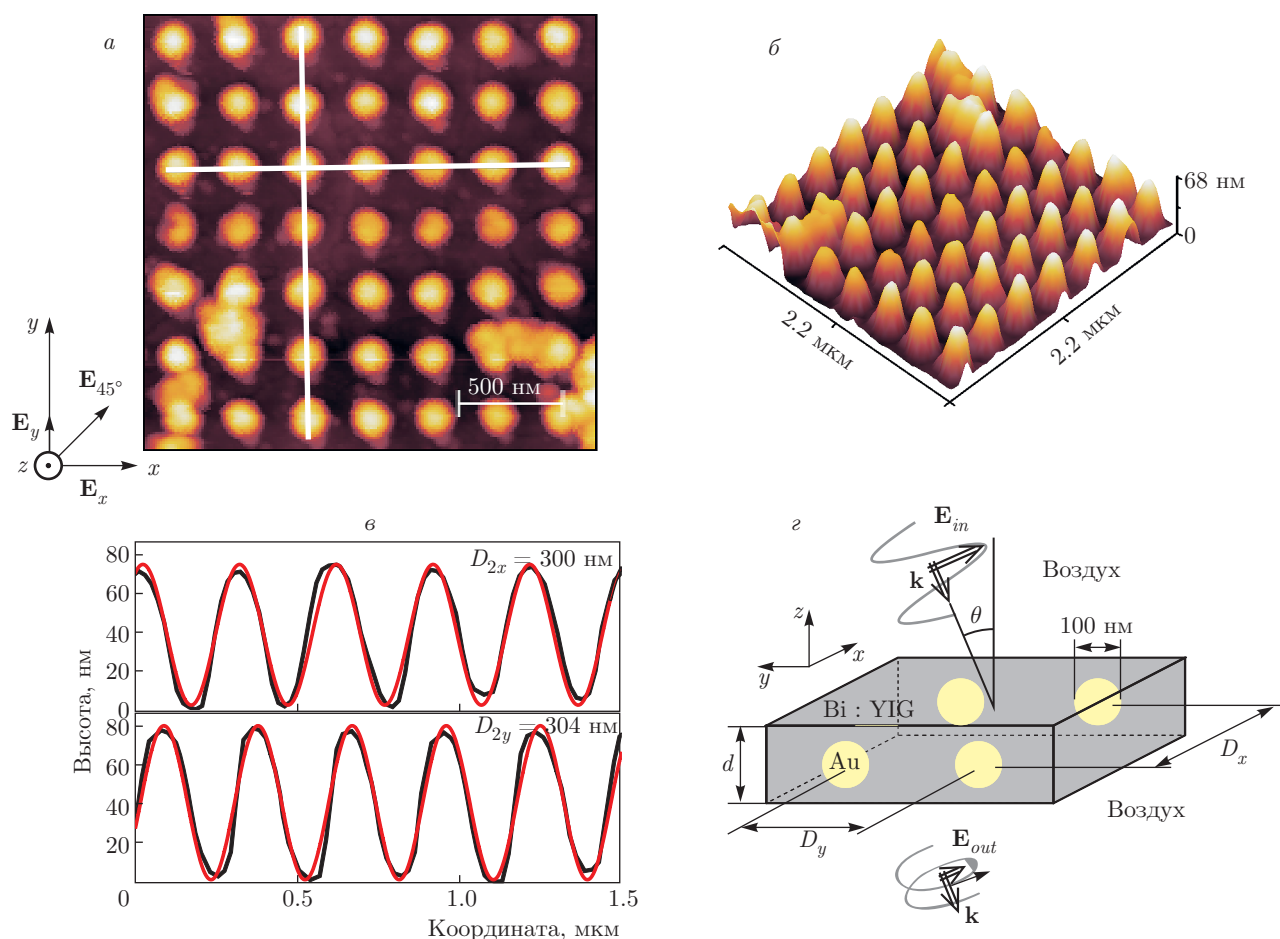


Рис. 1. а, б) Изображения, полученные с помощью АСМ при исследовании образца с периодом $D_2 \approx 300$ нм. в) Сечения поверхности изображения на рис. 1а и их аппроксимация синусоидальной функцией. г) Модель для численного моделирования

В случае плазмонной квадратной 2D-решетки, изготовленной на подложке, было показано, что спектральное положение РППР определяется периодом решетки и показателем преломления подложки [19]. Также известно, что для структур, состоящих из несимметричных наночастиц или димеров (две плазмонные наночастицы рядом), спектральное положение ППР в оптических спектрах зависит от поляризации падающего излучения [14, 25]. Поэтому проявление плазмонных резонансов в поляризационных спектрах плазмонных 2D-структур позволяет определить симметрию как единичного рассеивателя, так и всей структуры.

На рис. 2а изображены экспериментальные спектры пропускания трех образцов в геометрии нормального падения ($\theta = 0$). Видно, что для падающей волны с \mathbf{E}_x - и \mathbf{E}_y -поляризациями в спектрах пропускания наблюдаются две основные особенно-

сти (отмечены стрелками) — коротковолновая (жирные стрелки) и длинноволновая (тонкие стрелки) полосы. С ростом периода решетки D от 200 до 400 нм коротковолновая полоса смещается в диапазоне $\lambda = 550\text{--}600$ нм, а смещение длинноволновой полосы происходит пропорционально росту D в диапазоне $\lambda = 690\text{--}820$ нм. Важно отметить, что спектральное положение коротковолновой полосы не зависело от выбора поляризации, а длинноволновые полосы для \mathbf{E}_x - и \mathbf{E}_y -поляризаций были смещены относительно друг друга для всех образцов.

Причиной возникновения коротковолновой полосы на рис. 2а является возбуждение ППР на единичных наночастицах. Условие для возбуждения данного вида резонанса описывается теорией Ми и для сферической наночастицы определяется следующим выражением [26]:

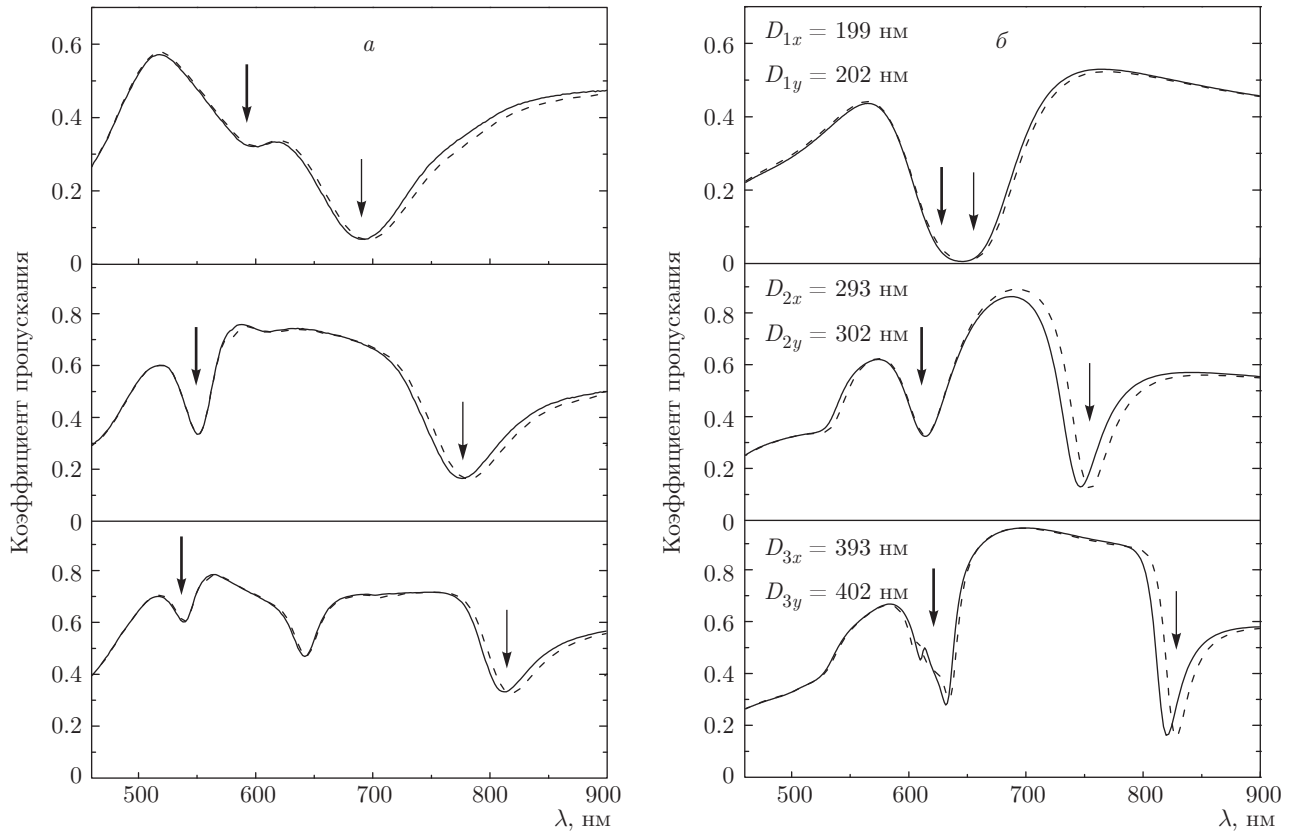


Рис. 2. Экспериментальный (а) и теоретический (б) спектры пропускания для структур с периодами D_1 , D_2 и D_3 при нормальном падении света на образцы при напряженности электрического поля вдоль оси x (сплошные линии) и вдоль оси y (штриховые)

$$\operatorname{Re}\{\varepsilon_{\text{Au}}(\lambda)\} = -2\varepsilon_{\text{Bi:YIG}}(\lambda), \quad (1)$$

где ε_{Au} и $\varepsilon_{\text{Bi:YIG}}$ — диэлектрические проницаемости Au и Bi:YIG. Действительно, например, $\operatorname{Re}\{\varepsilon_{\text{Au}}(\lambda = 597 \text{ нм})\} \approx -10.5$ [27] и $2\varepsilon_{\text{Bi:YIG}}(\lambda = 597 \text{ нм}) \approx 10.5$ для образца с $D_1 \approx 200 \text{ нм}^1$. Отметим, что различие в спектральных положениях полосы ППР для исследованных образцов может быть объяснено неодинаковым размером наночастиц для разных периодов решетки, а также конечностью толщины слоя Bi:YIG, в котором золотые частицы чувствуют не только окружение Bi:YIG, но и границу Bi:YIG/воздух.

В соответствии с работами [1, 20] спектральное положение длинноволновой полосы определяется диполь-дипольным взаимодействием наночастиц, когда период решетки является определяющим параметром. Действительно, для образцов, исследованных в геометрии нормального падения, оказалось, что спектральное положение длинноволновой

полосы хорошо описывается дифракционным условием [23]

$$m\lambda = n_{\text{eff}}D, \quad (2)$$

где $m = 1$, D — период решетки, n_{eff} — эффективный показатель преломления, вычисленный по формуле Максвелла–Гарнетта (МГ) для сферических наночастиц золота в слое Bi:YIG (см. сноску ¹⁾)

$$n_{\text{eff}}^2 = n_{\text{Bi:YIG}}^2 \times \left[1 - \frac{3V(n_{\text{Bi:YIG}}^2 - \operatorname{Re}\varepsilon_{\text{Au}})}{2n_{\text{Bi:YIG}}^2 + \operatorname{Re}\varepsilon_{\text{Au}} + V(n_{\text{Bi:YIG}}^2 - \operatorname{Re}\varepsilon_{\text{Au}})} \right], \quad (3)$$

где V — объемная доля Au, $n_{\text{Bi:YIG}}$ — показатель преломления Bi:YIG (см. сноску ¹⁾).

Отметим, что дифракционное условие (2) для $m = 2$ хорошо описывает спектральное положение полосы поглощения РППР ($\lambda = 650 \text{ нм}$) для третьего образца ($D_3 = 400 \text{ нм}$) с $n_{\text{eff}} = 3.17$ (см. рис. 2а). Заметим, что данная особенность проявляется и в расчетных спектрах (см. рис. 2б). А именно, полоса поглощения в окрестности $\lambda = 630 \text{ нм}$ для третьего

¹⁾ Оптические константы для тонких пленок Bi:YIG были определены с помощью эллипсометра J. A. Woollam Co.

образца имеет сложный контур из-за спектрального пересечения полосы поглощения вследствие резонанса Ми на уединенной частице и полосы РППР, описываемой условием (2) для $m = 2$.

По-видимому, поперечное сечение единичной наночастицы имеет форму круга, так как спектральное положение коротковолновой полосы не зависит от поляризации падающей волны. Напротив, различие в спектральных положениях длинноволновых полос для \mathbf{E}_x - и \mathbf{E}_y -поляризованного света говорит о структурной анизотропии исследованных образцов. С помощью программы COMSOL был проведен расчет спектров пропускания структур с прямоугольной решеткой из сферических наночастиц, находящихся в слое Bi:YIG толщиной 150 нм с такими периодами D_x вдоль оси x и D_y вдоль оси y (см. рис. 1г), чтобы расчетные и экспериментальные спектральные положения полос РППР для \mathbf{E}_x - и \mathbf{E}_y -поляризованного света совпадали (рис. 2б). Результаты анализа экспериментальных и расчетных спектров для периодов D_x и D_y приведены в таблице.

Итак, положения минимумов полос поглощения в поляризационных спектрах пропускания для исследуемых структур различались на $\Delta\lambda(D_1) = 3$ нм, $\Delta\lambda(D_2) = 9$ нм и $\Delta\lambda(D_3) = 9$ нм. Предполагая, что единичный рассеиватель во всех трех образцах имеет симметричную форму относительно осей x и y , величины $\Delta\lambda$, по-видимому, связаны с различием периодов решетки вдоль осей x и y . Следует заметить, что величины D , восстановленные из экспериментальных и расчетных оптических спектров с помощью выражения (1) не вполне совпадали с результатами картирования с помощью АСМ. Последнее может быть связано с различием размеров области исследования: 100×100 мкм² в случае АСМ и 1×1 мм² в случае оптических исследований, когда происходит усреднение по большой площади образца.

Отметим также, что обнаружено существенное различие спектральных ширин полос ППР и РППР в экспериментальных спектрах. Анализ экспериментальных и расчетных спектров с помощью гауссовых контуров, проведенный для $D \approx 300$ нм, показал, что $\Delta\lambda_{SPR} \approx 25$ нм и $\Delta\lambda_{LSPR} \approx 75$ нм в эксперименте, $\Delta\lambda_{SPR} \approx \Delta\lambda_{LSPR} \approx 45$ нм в расчете (см. рис. 2). Наиболее вероятными причинами уширения полосы РППР в случае экспериментальных структур являются флуктуация периода кристаллической решетки и отклонение профиля поверхности границы раздела Bi:YIG/воздух от синусоидального.

Рассмотрим спектры пропускания второго образца ($D_2 \approx 300$ нм), измеренные при наклонном падении света (рис. 3). Видно, что для p -поляризованного света спектральное положение РППР слабо меняется в отличие от случая s -поляризованного света, когда происходит смещение РППР в область больших длин волн с увеличением угла падения. С помощью программы COMSOL были рассчитаны спектры пропускания для s - и p -поляризованного света.

Для объяснения различий в спектрах пропускания s - и p -поляризованного света представим наночастицу как электрический излучающий диполь. Начнем рассмотрение спектров для s -поляризации (рис. 4а,в). В этом случае взаимодействие диполей приходится на направление вдоль \mathbf{k}_x (проекция волнового вектора падающей волны на ось x). Для s -поляризованного света соседние диполи излучают со сдвигом фаз, обусловленным разностью хода, что приводит к смещению спектрального положения полосы РППР с изменением угла падения θ (см. рис. 3а). В случае p -поляризованной падающей волны (рис. 4б,г) взаимодействие диполей происходит вдоль оси y , а их взаимодействие вдоль оси x мало. Это объясняет слабую зависимость спектрального положения длинноволнового минимума от угла падения θ .

Обнаружено, что интенсивность и спектральное положение полосы ППР, связанной с резонансом Ми (отмечено стрелкой на рис. 3), менялись при наклонном падении. Как известно, в случае асимметричных частиц происходит расщепление резонанса Ми [13]. В нашем случае в модели для расчетов спектров пропускания (см. рис. 1г) мы использовали сферическую наночастицу, окруженную слоем диэлектрика конечной толщины. По-видимому, даже в такой модели эффективное диэлектрическое окружение наночастиц зависит от ориентации электрического поля падающей волны в силу конечности слоя диэлектрика.

Проведем анализ спектров, представленных на рис. 3а, а именно, проследим, как меняется спектральное положение РППР для s -поляризованного света от угла падения. Согласно зависимости (1), излучение в первом дифракционном порядке распространяется вдоль решетки из наночастиц. В геометрии наклонного падения соседние наночастицы излучают с разностью фаз, обусловленной разностью хода BC (рис. 5а). Вследствие того, что коллективное взаимодействие наночастиц происходит вдоль оси x , проекция разности хода BC на данную ось обуславливает спектральный сдвиг РППР:

Таблица. Эффективные показатели преломления экспериментальных образцов по результатам анализа расчетных и экспериментальных спектров пропускания

Период D_j по АСМ	Расчетный период D_i	МГ* $n_{eff}(\lambda_{exp})$	Расчет $n_{eff} = \lambda_{mod}/D_i$	Эксперимент $n_{eff} = \lambda_{exp}/D_j$
$D_1 = 192.0 \pm 2.7$ нм	$D_{1x} = 199$ нм	3.50	3.31	3.61 ± 0.05
	$D_{1y} = 202$ нм	3.40	3.27	
$D_2 = 305.9 \pm 2.7$ нм	$D_{2x} = 293$ нм	2.47	2.55	2.54 ± 0.03
	$D_{2y} = 302$ нм	2.46	2.50	
$D_3 = 383.0 \pm 2.7$ нм	$D_{3x} = 393$ нм	2.31	2.08	2.12 ± 0.02
	$D_{3y} = 402$ нм	2.30	2.05	

Примечание. λ_{mod} и λ_{exp} — минимумы полос поглощения РППР расчетных и экспериментальных спектров пропускания; *расчет по формуле МГ (3) проводился для элементарной ячейки с квадратной решеткой с периодами D_x или D_y и показателей преломления материалов на длине волны λ_{exp} . (Заметим, что для структуры с периодом $D \approx 400$ нм (см. рис. 2) в спектре пропускания есть минимум полосы поглощения РППР, рассчитанный по формуле (2) с $m = 2$ и $n_{eff} = 3.17$.)

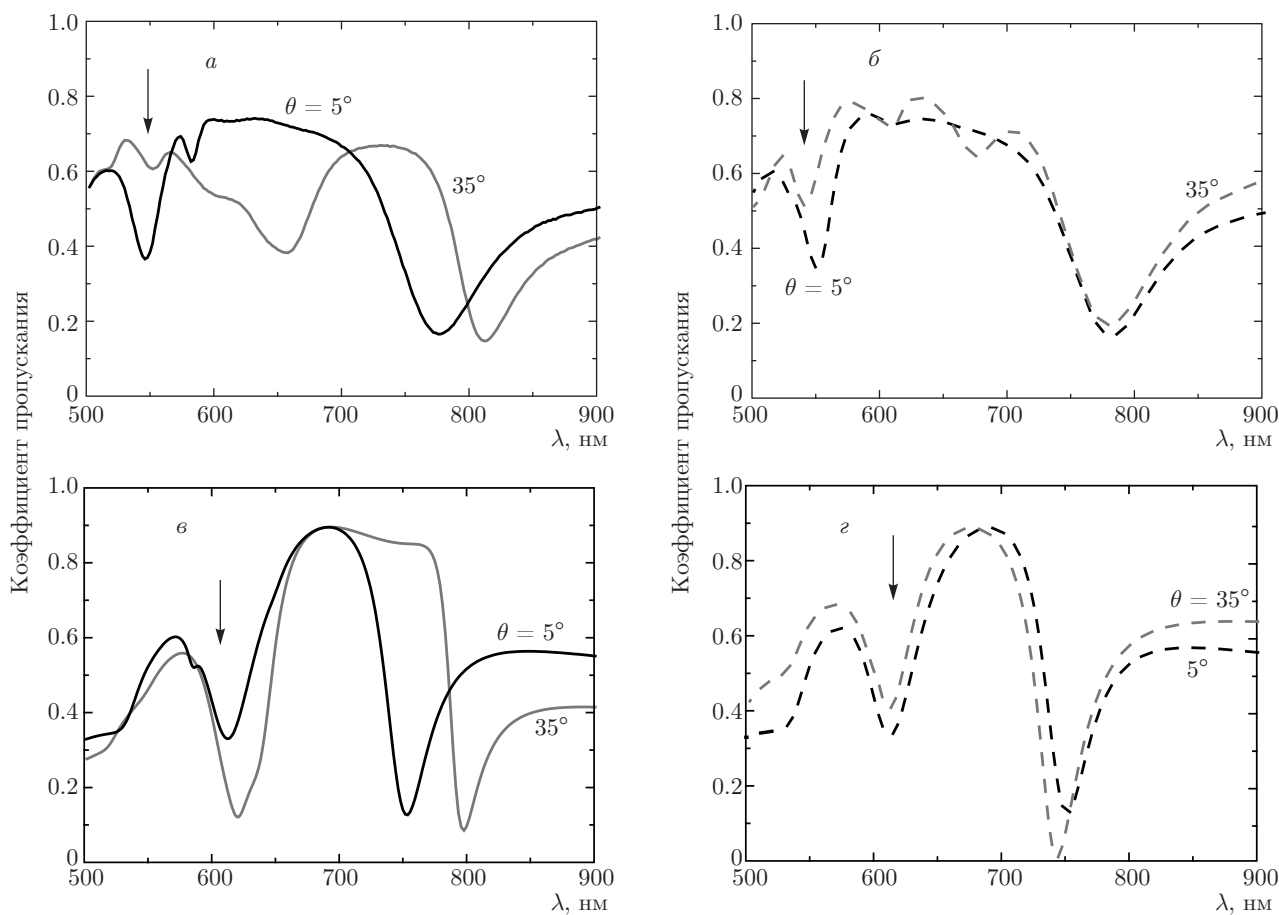


Рис. 3. Экспериментальные (а, б) и расчетные (в, г) спектры пропускания для структуры с периодом D_2 для s -поляризации (сплошные линии) и p -поляризации (штриховые линии) света при разных углах падения θ на образец

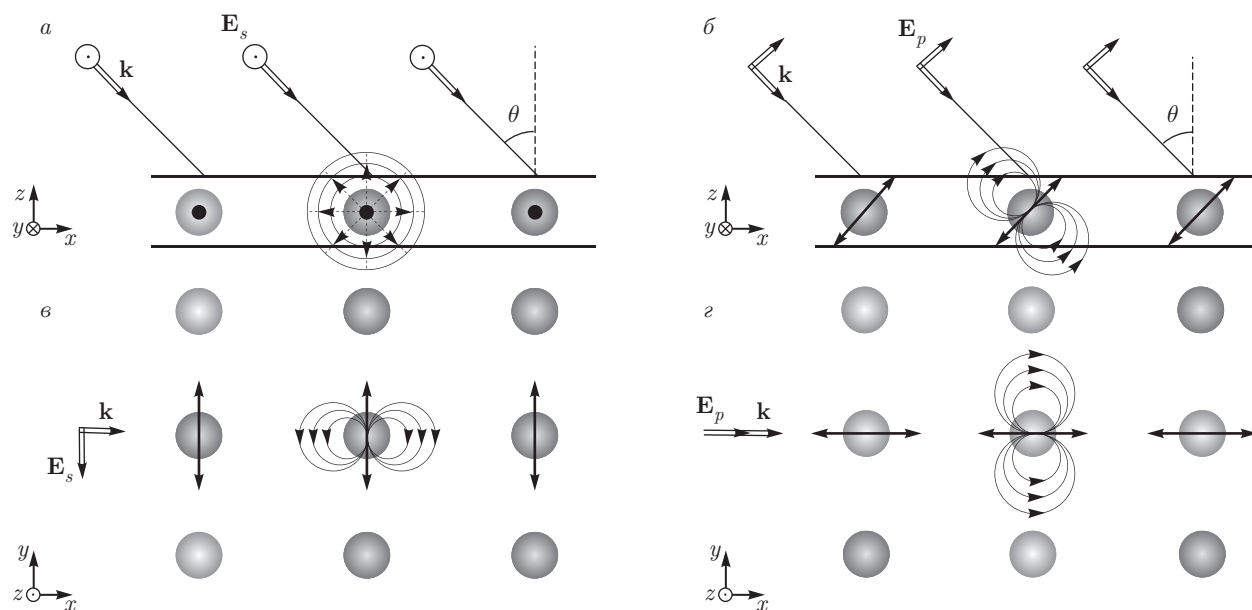


Рис. 4. Иллюстрация к объяснению спектрального смещения РППР в случае наклонного падения s -поляризованного (а, б) и p -поляризованного (б, z) света на исследуемую структуру: а, б — вид сбоку; б, z — вид сверху

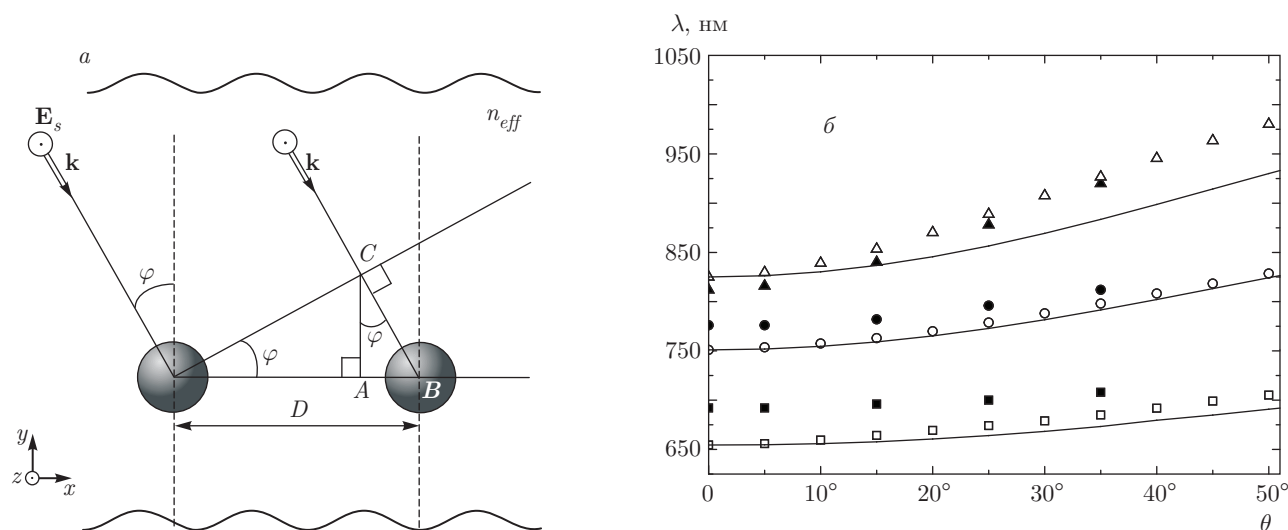


Рис. 5. а) Иллюстрация к объяснению спектрального смещения РППР в случае наклонного падения s -поляризованного света. б) Зависимости спектрального положения РППР от угла падения θ для структур с D_1 (квадраты), D_2 (кружки) и D_3 (треугольники): расчет — светлые символы; эксперимент — темные символы; сплошные линии — спектральное положение РППР согласно зависимости (5)

$$AB = BC \sin \varphi = \frac{D \sin^2 \theta}{n_{eff}}, \quad (4)$$

где угол φ определяется из закона преломления $n_{eff} \sin \varphi = n_{air} \sin \theta$, n_{eff} — эффективный показатель преломления, вычисленный с помощью выражения (3).

Таким образом, спектральное положение полосы РППР описывается следующим выражением:

$$\lambda = \lambda_{\theta=0} + \frac{D \sin^2 \theta}{n_{eff}}, \quad (5)$$

где $\lambda_{\theta=0}$ — положение РППР для $\theta = 0$. На рис. 5б представлены расчетная и экспериментальная зави-

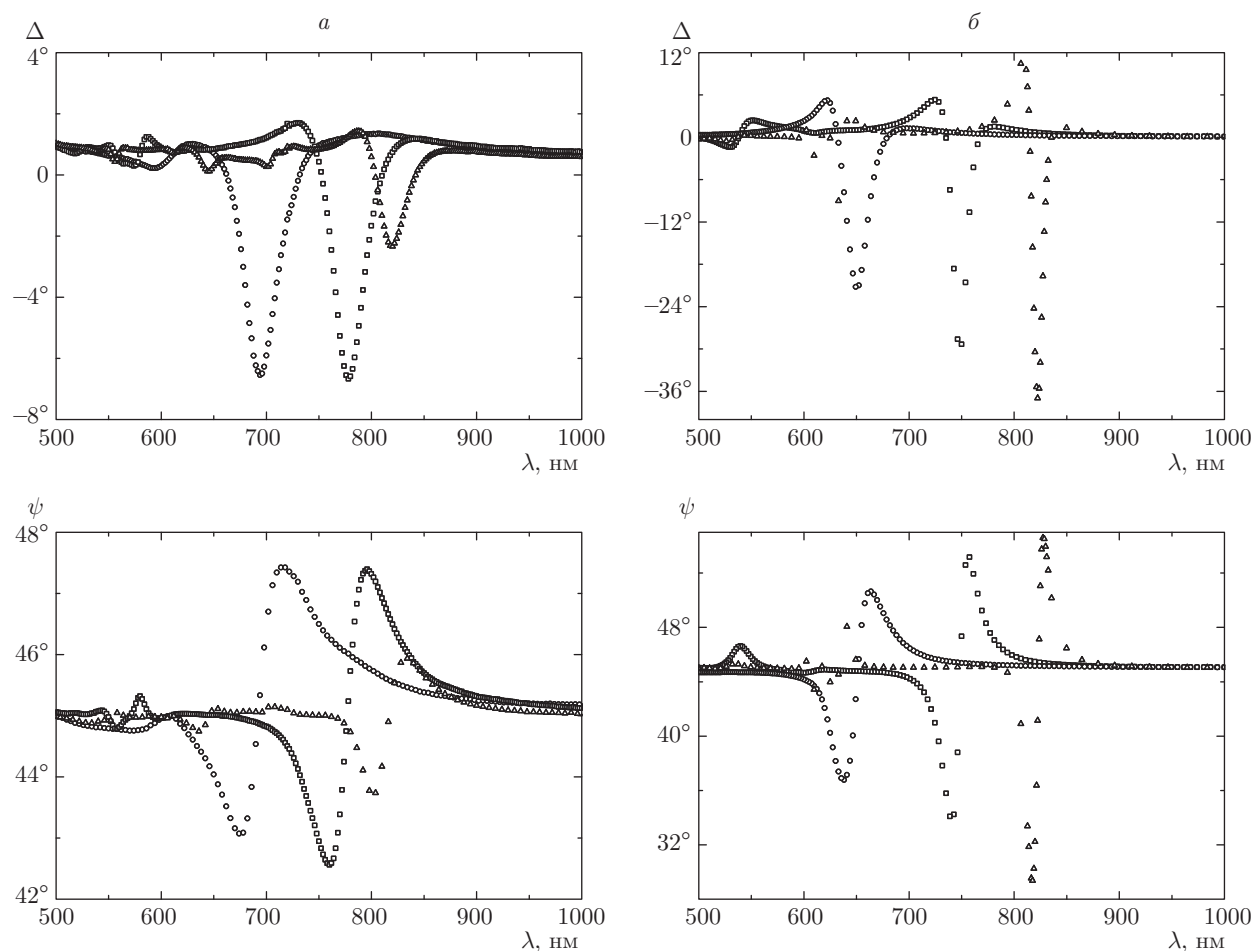


Рис. 6. Экспериментальные (а) и расчетные (б) спектры ψ и Δ при нормальном падении для образцов с D_1 (кружки), D_2 (квадраты) и D_3 (треугольники)

симости длины волны РППР от угла падения θ . На рис. 5 видно, что расчетные зависимости хорошо аппроксимируются зависимостью (5) для образцов с D_1 и D_2 , а в случае образца с D_3 наблюдается отклонение. Последнее объясняется большей величиной n_{eff} , вычисленной с помощью выражения (3), по сравнению с величинами n_{eff} , полученными при анализе экспериментальных и расчетных спектров пропускания (см. таблицу).

Известно, что исследования амплитудной и фазовой анизотропий пропускания периодических структур могут быть проведены с помощью эллипсометрии [28]. Действительно, такие исследования представляют наилучший способ определения особенностей структуры изготовленных образцов, связанных с неидеальностью их кристаллической решетки. Как мы выяснили выше, в спектрах исследуемых структур можно выделить две особенности — полосы поглощения ППР и РППР. На

рис. 6а представлены экспериментальные спектры эллипсометрических параметров ψ и Δ для линейно поляризованного света с E_{45° -поляризацией. Видно, что оба параметра сильно меняются в области РППР по сравнению с остальным спектральным диапазоном, включая и область ППР.

На рис. 6б показаны спектры ψ и Δ для структур с расчетными периодами из таблицы. Проведем сравнительный анализ экспериментальных и расчетных спектров. Видно качественное совпадение спектров, однако экспериментальные величины ψ и Δ имеют меньшие значения. По-видимому, это связано с тем, что в изготовленных образцах существует флуктуация периода решетки на площади всего образца (данные АСМ), а в расчете моделировались образцы с идеальной прямоугольной решеткой.

Суммируя сказанное выше, в работе исследованы структурные особенности и интерпретированы оптические свойства плазмонных 2D-структур

(2D-решетка из частиц металла внутри диэлектрического слоя). В спектрах пропускания образцов обнаружены полосы поглощения на частоте плазмонного резонанса как уединенной частицы, так и 2D-ансамбля частиц. В результате анализа поляризационных спектров пропускания показано, что 2D-решетка изготовленных образцов была прямоугольной. На частотах плазмонных резонансов в спектрах эллипсометрических параметров наблюдались особенности, связанные с амплитудной и фазовой анизотропиями пропускания вследствие несовершенства структуры образцов. Исследования показали, что с помощью спектров эллипсометрических параметров можно с высокой точностью определить как симметрию единичного рассеивателя, так и несовершенство 2D-решетки. Демонстрируется хорошее совпадение экспериментальных и расчетных спектров.

Результаты исследования поляризационных спектров пропускания в геометрии наклонного падения позволили продемонстрировать, что возникновение решеточного поверхностного плазмонного резонанса обусловлено диполь-дипольным механизмом взаимодействия частиц в 2D-решетке. Обнаружено, что взаимная ориентация решетки рассеивателей и поляризации падающего излучения определяет спектральное положение решеточного поверхностного плазмонного резонанса.

Авторы признательны Т. В. Мурзиной, И. А. Колмычек и И. А. Рыжикову за полезные обсуждения и помощь в проведении экспериментов. Работа выполнена при поддержке Фонда перспективных исследований (договор № 7/004/2013-2018 от 23.12.2013).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Grating*, Springer, Berlin (1988).
2. S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer, Berlin (2007).
3. K. D. G. Imalka Jayawardena, L. J. Rozanski, C. A. Mills et al., *Nanoscale* **5**, 8411 (2013).
4. D. M. O'Carroll, Ch. E. Petoukhoff, J. Kohl et al., *Polym. Chem.* **4**, 5181 (2013).
5. L. E. Kreilkamp, V. I. Belotelov, J. Y. Chin et al., *Phys. Rev. X* **3**, 041019 (2013).
6. V. L. Krutyanskiy, I. A. Kolmychek, E. A. Gan'shina et al., *Phys. Rev. B* **87**, 035116 (2013).
7. И. А. Колмычек, А. Н. Шайманов, А. В. Барышев, Т. В. Мурзина, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 50 (2015).
8. E. M. Kim, S. S. Elovikov, T. V. Murzina et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 227402 (2005).
9. I. A. Kolmychek, T. V. Murzina, S. Fourier et al., *Sol. St. Phenom.* **152–153**, 508 (2009).
10. S. Chen, M. Svedendahl, M. Kiill et al., *Nanotechnology* **20**, 434015 (2009).
11. A. V. Kabashin and P. I. Nikitin, *Opt. Comm.* **150**, 5 (1998).
12. P. Berini and I. De Leon, *Nature Photonics* **6**, 16 (2012).
13. C. L. Nehl and J. H. Hafner, *J. Mater. Chem.* **18**, 2415 (2008).
14. P. K. Jain and M. A. El-Sayed, *Chem. Phys. Lett.* **487**, 153 (2010).
15. M. Ranjan, M. Bhatnagar, and S. Mukherjee, *J. Appl. Phys.* **117**, 103106 (2015).
16. A. I. Väkeväinen, R. J. Moerland, and H. T. Rekola, *Nano Lett.* **14**, 1721 (2014).
17. V. A. Markel, *J. Mod. Opt.* **40**, 2281 (1993).
18. S. Zou, N. Janel, and G. C. Schatz, *J. Chem. Phys.* **120**, 10871 (2004).
19. Y. Chu, E. Schonbrun, T. Yang, and K. B. Crozier, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 181108 (2008).
20. B. Lamprecht, G. Schider, R. T. Lechner et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4721 (2000).
21. S. Zou and G. C. Schatz, *Chem. Phys. Lett.* **403**, 62 (2005).
22. A. J. Haes and R. P. Van Duyne, *J. Amer. Chem. Soc.* **124**, 10596 (2002).
23. A. Baryshev and A. Merzlikin, *J. Opt. Soc. Amer. B* **33**, 1399 (2016).
24. G. Armelles, A. Cebollada, A. García-Martín et al., *Adv. Opt. Mater.* **1**, 10 (2013).
25. H. Husu, J. Mäkitalo, J. Laukkanen et al., *Opt. Express* **18**, 16601 (2010).
26. G. Mie, *Ann. Physik (Leipzig)* **25**, 377 (1908).
27. K. M. McPeak, S. V. Jayanti, S. J. P. Kresset et al., *ACS Photonics* **2**, 326 (2015).
28. H. Fujiwara, *Spectroscopy Ellipsometry: Principles and Applications*, John Wiley & Sons, New York (2007).