

Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов наноантенной: простое аналитическое решение и его численная верификация

А.В. Дышлюк^{1,2,3}, А.А. Богданов⁴, О.Б. Витрик^{1,2}

¹ ИАПУ ДВО РАН, 690041, Россия, г. Владивосток, ул. Радио, д. 5,

² Дальневосточный федеральный университет, 690091, Россия, г. Владивосток, ул. Суханова, д. 8,

³ Владивостокский государственный университет экономики и сервиса,

690014, Россия, г. Владивосток, ул. Гоголя, д. 41,

⁴ Национальный исследовательский университет ИТМО,
197101, Россия, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49

Аннотация

В работе предлагается простой аналитический метод решения задачи о возбуждении поверхностных плазмон-поляритонов металлической наноантенной, расположенной вблизи поверхности металла. Метод основан на теореме взаимности и аналогичен нахождению амплитуд мод диэлектрических волноводов, возбуждаемых источниками тока. Для большей наглядности предлагаемый подход демонстрируется на примере наиболее простой двухмерной геометрии. Справедливость аналитического решения подтверждается результатами численного моделирования методами конечных разностей и конечных элементов.

Ключевые слова: поверхностные плазмон-поляритоны, наноантенны, возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов, плазмоника, нанооптика.

Цитирование: Дышлюк, А.В. Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов наноантенной: простое аналитическое решение и его численная верификация / А.В. Дышлюк, А.А. Богданов, О.Б. Витрик // Компьютерная оптика. – 2020. – Т. 44, № 6. – С. 893-900. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-755.

Citation: Dyshlyuk AV, Bogdanov AA, Vitrik OB. Excitation of surface plasmon waves by a nanoantenna: simple analytical solution and its numerical verification. Computer Optics 2020; 44(6): 893-900. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-755.

Введение

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП) представляют собой связанные колебания электромагнитного поля и поверхностной плотности заряда, распространяющиеся вдоль границы раздела между металлом (или высоколегированным полупроводником) и диэлектриком и эванесцентно затухающие в поперечных направлениях. Они впервые наблюдались экспериментально Р. Вудом в 1901 г. в виде аномалий в спектрах отражения металлических дифракционных решеток [1]. Правильную интерпретацию этим аномалиям дал У. Фано в 1941 г., связав их с возбуждением поверхностных волн, однако он не прояснил природу этих волн. Более детальное исследование поверхностных плазмон-поляритонных волн было выполнено позже Р. Ричи в работе [3].

Электромагнитное поле ППП, экспоненциально спадающее по мере удаления от границы, становится чрезвычайно локализованным вблизи резонансной частоты поверхностных плазменных колебаний (на которой действительная часть диэлектрической проницаемости металла равна -1). Это обуславливает перспективность применения плазмон-поляритонных волн для миниатюризации элементов интегральной оптики. В частности, плазмонные волноводы открывают возможность сжатия света на телекоммуникационных длинах волн до нанометровых масштабов

[4, 5]. Они используются, например, в области субволнового построения изображений [6] и в коммерчески доступных квантово-каскадных лазерах [7, 8]. Высокая пространственная локализация света в плазмонных структурах сопровождается гигантским усилением поля вблизи структур, что открывает широкие возможности в таких областях, как биосенсорика [9–11], нелинейная оптика [12–14], спектроскопия комбинационного рассеяния [15, 16] и усиление взаимодействия света с веществом [17–18]. Плазмон-поляритонные волны и колебания хорошо изучены как в сосредоточенных, так и в распределенных системах. Более подробные сведения о них можно найти во многих обзорах и монографиях [19–24].

Будучи поверхностной волной, ППП не могут быть возбуждены электромагнитной волной, падающей на поверхность металла из свободного пространства, из-за рассогласования фазовых скоростей. Как правило, для обеспечения фазового синхронизма между поверхностными плазмонами и падающим полем используются дифракционные решетки [25], призмы с высоким показателем преломления (схемы Отто и Кречмана) [26, 27] или дефекты, нарушающие трансляционную симметрию на поверхности металла (канавки, отверстия, выступы и др.) [28–30]. Альтернативным подходом является возбуждение ППП диэлектрическими или плазмонными наноантеннами [31–34]. Благодаря резонансным свойствам наноан-

тенн, возбуждение ими поверхностных плазмон-поляритонов может быть весьма эффективным [35, 36]. Более того, интерференция между различными мультипольными моментами наноантенны позволяет динамически управлять направленностью возбуждаемых ППП [37], а также открывает возможность демультимплексирования плазмон-поляритонов на едином чипе [38].

Задача рассеяния плоской волны малой частицей на металлической подложке может быть решена аналитически в дипольном приближении с помощью формализма диадных функций Грина [39, 40]. Амплитуда возбуждаемой ППП волны может быть найдена путем вычисления остатка в полюсе френелевского коэффициента отражения. Этот метод дает хорошее согласие со строгим численным моделированием, но является математически громоздким и требует вычисления интегралов Зоммерфельда.

В данной работе предлагается простой альтернативный подход к вычислению вклада плазмон-поляритонной волны в полное поле рассеяния плазмонной наноантенны на металлической подложке. Данный метод основан на теореме взаимности [41–43] и аналогичен известному в теории волноводов методу вычисления амплитуд мод, возбуждаемых источниками тока. Для наиболее наглядной демонстрации предлагаемого подхода мы рассмотрим простую двумерную геометрию, в которой наноантенна представляет бесконечно длинный металлический цилиндрический стержень малого радиуса, расположенный параллельно поверхности металла. Сначала мы получим решение для случая, когда антенна имеет гармонически осциллирующий поперечный дипольный момент, заданный в явном виде. Затем мы рассмотрим возбуждение наноантенны отвесно падающей плоской волной, поляризованной перпендикулярно оси стержня. Полученные в обоих случаях аналитические результаты будут подтверждены численным моделированием методами конечных разностей и конечных элементов.

Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов источником с явным заданным дипольным моментом

Источник излучения в виде тонкого стержня поместим в вакууме на расстоянии x_0 над поверхностью металлической пленки (рис. 1а). Пленку считаем достаточно толстой (значительно толще скин-слоя, который для благородных металлов в видимой и ближней инфракрасной области спектра имеет толщину ~15 нм), чтобы поверхностные плазмон-поляритоны возбуждались только на верхней поверхности пленки. Стержень неограниченно вытянут вдоль оси y (она направлена на наблюдателя на рис. 1), при этом дипольный момент на единицу длины стержня будем считать заданным и равным p_0/l , где вектор дипольного момента p_0 параллелен оси z и неявно включает

в себя временную зависимость вида $\exp(-i\omega t)$. Если диаметр стержня считать бесконечно малым, плотность тока в стержне может быть записана как $J = i\omega p_0 l^{-1} \delta(x - x_0) \delta(z)$. Для расчета эффективности возбуждения таким током плазмон-поляритонных волн на поверхности пленки воспользуемся выражением, следующим из несопряженной теоремы взаимности [41]:

$$a = -\frac{1}{4N_C} \int_{(V)} \mathbf{e} \cdot \mathbf{J} e^{-i\beta z} dV. \tag{1}$$

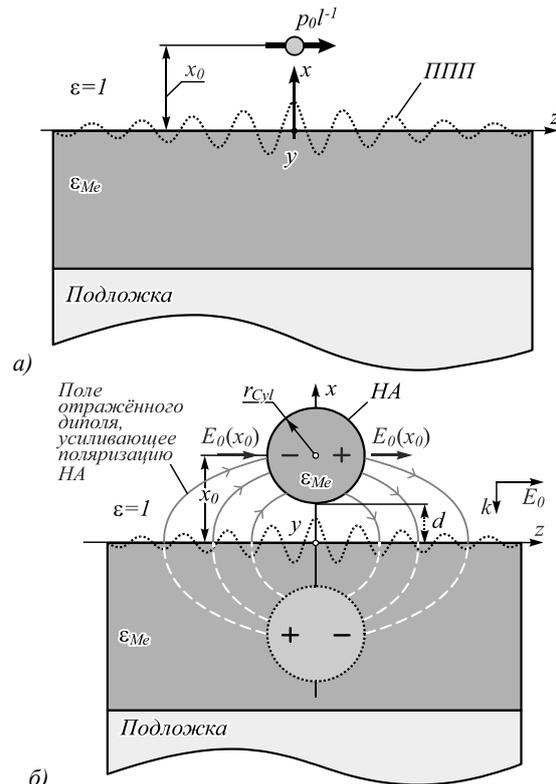


Рис. 1. Возбуждение ППП в металлической плёнке: «точечным» 2D – диполем. Величина дипольного момента единицы длины стержня $p_0 l^{-1}$ задаётся условиями задачи и не зависит от внешних факторов (а); цилиндрической наноантенной (б). На цилиндрический стержень воздействует поле суммарной (отвесно падающая + отражённая) волны E_0 и поле отражённых в плёнке зарядов

В этом соотношении β и $N_C = (1/2) |\int_S \mathbf{e} \times \mathbf{h} \cdot \mathbf{n}_z dS|$ – постоянная распространения и нормировка моды соответственно; \mathbf{n}_z – единичный вектор в направлении оси z ; \mathbf{e}, \mathbf{h} – распределение векторов электрического и магнитного поля моды в поперечном сечении (S) волновода соответственно; V – объем, занимаемый источниками тока. Вообще говоря, выражение (1) связывает эффективность возбуждения моды (а) в диэлектрическом оптическом волноводе с плотностью возбуждающего её тока (J). Но при его выводе не использовалось никаких ограничений на проводимость среды [41], что дает основания обобщить его на случай плазмонных волноводов.

Компоненты векторов \mathbf{e} , \mathbf{h} и другие необходимые для вычислений параметры плазмон-поляритонной волны записываются, как [19]:

$$\begin{aligned} e_z &= iA\gamma_{vac} \cdot X_0(x)(\omega\epsilon_0)^{-1}, \\ e_x &= -A\beta \cdot X_0(x)\eta_\epsilon(x)(\omega\epsilon_0)^{-1}, \\ h_y &= A \cdot X_0(x), \\ e_y &= h_x = h_z = 0, \\ X_0(x) &= \begin{cases} \exp(-\gamma_{vac}x), x \geq 0 \\ \exp(\gamma_{Me}x), x < 0 \end{cases}, \\ \eta_\epsilon(x) &= \begin{cases} 1, x \geq 0 \\ 1/\epsilon_{Me}, x < 0 \end{cases}, \\ \gamma_{vac} &= ik(\epsilon_{Me} + 1)^{-1/2}, \\ \gamma_{Me} &= ik\epsilon_{Me}(\epsilon_{Me} + 1)^{-1/2}, \\ \beta &= k(\epsilon_{Me}/(\epsilon_{Me} + 1))^{1/2}, \end{aligned}$$

где A – произвольная константа размерности $A/м$. В нашем случае, когда «точечный» ток колеблется вдоль оси z , интегрирование выражения (1) дает

$$a = -\frac{\omega p_0}{Al} \gamma_{vac} \left| \frac{\epsilon_{Me}^{3/2}}{\epsilon_{Me}^2 + 1} \right| e^{-\gamma_{vac}x_0}.$$

Распределение компонент напряженности электрического ($\mathbf{E}^{SPP} = a \cdot \mathbf{e}$) и магнитного ($\mathbf{H}^{SPP} = a \cdot \mathbf{h}$) полей возбужденной плазмон-поляритонной волны удобно представить в виде $E_i^{SPP} = E_{0i}^{SPP} X_0(x) e^{-\beta z}$ и $H_i^{SPP} = H_{0i}^{SPP} X_0(x) e^{-\beta z}$ соответственно, где индекс i последовательно пробегает значения x, y, z а коэффициенты E_{0i}^{SPP} и H_{0i}^{SPP} так же соответственно представляют амплитуды электрического и магнитного полей ППП. Например, ненулевые z и x -компоненты амплитуды электрического поля, с учетом найденного выше выражения для параметра a , записываются как:

$$\begin{aligned} E_{0z}^{SPP} &= -p_0 l^{-1} \frac{\gamma_{vac}^2}{\epsilon_0} \left| \frac{\epsilon_{Me}^{3/2}}{\epsilon_{Me}^2 + 1} \right| e^{-\gamma_{vac}x_0}, \\ E_{0x}^{SPP} \Big|_{x=\pm 0} &= -\sqrt{\epsilon_{Me}} \eta_\epsilon(\pm 0) p_0 l^{-1} \frac{\gamma_{vac}^2}{\epsilon_0} \left| \frac{\epsilon_{Me}^{3/2}}{\epsilon_{Me}^2 + 1} \right| e^{-\gamma_{vac}x_0}. \end{aligned} \quad (2)$$

На рис. 2 представлены расчеты зависимости компоненты E_{0z}^{SPP} от длины волны источника для случая золотой пленки, $p_0 l^{-1} = 10^{-24} Кл$ и различных значений x_0 (сплошные кривые). Данные о дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости золота взяты из справочника CRC [45].

Численное исследование процессов возбуждения ППП точечным двумерным дипольным источником проводилось методом конечных разностей во временной области с использованием программного пакета Lumerical FDTD. Размеры ячейки расчетной сетки и всей области расчета выбирались так, чтобы они не влияли на результаты расчета. На границах области расчета использовались поглощающие граничные

условия типа «perfectly matched layer» (PML). Спектральный диапазон для расчетов выбирался в видимой (и ближней ИК) части спектра в диапазоне длин волн от 400 до 700 нм.

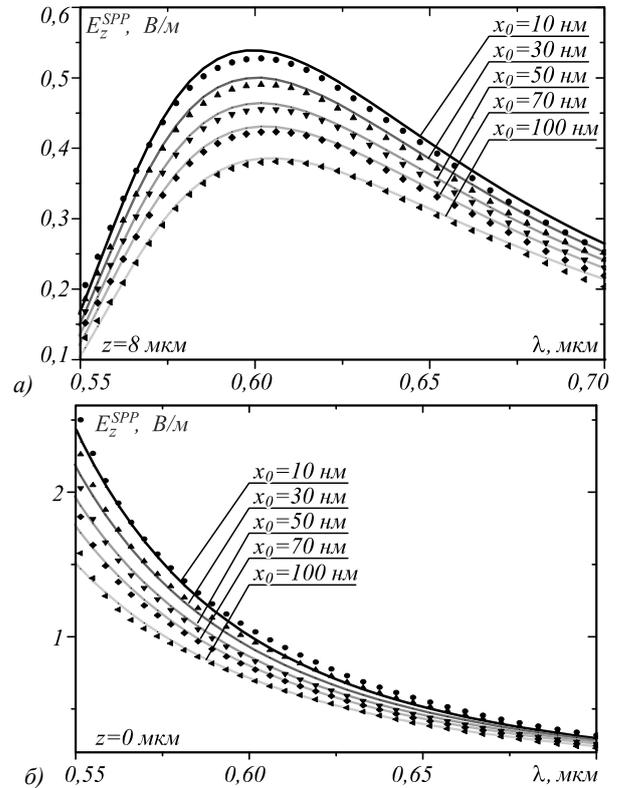


Рис. 2. Сравнение численных (точки) и аналитических (сплошные кривые) результатов расчёта амплитуды продольной компоненты поля ППП на поверхности металла ($x = 0$) на удалении 8 мкм (а) и 0 мкм (б) от начала координат расположенного непосредственно под дипольным источником, для различных значений высоты x_0 источника над плёнкой. Результаты, представленные на рис. 2б, получены при помощи экстраполяции. Максимум всех кривых на первом рисунке обусловлен тем, что по мере распространения «коротковолновые» ППП ослабевают значительно сильнее, чем «длинноволновые»

Получаемое в результате моделирования распределение электромагнитного поля является результатом суперпозиции ближнего поля дипольного источника, поля его излучения и поверхностной плазмон-поляритонной волны. Можно предположить, что во всем расчетном спектральном диапазоне амплитуды первых двух составляющих будут быстро падать с удалением от источника. В то же время в длинноволновой части спектра, характеризующейся сравнительно низкими потерями ППП [19], амплитуда плазмон-поляритонной волны останется достаточно высокой и на значительном удалении от источника. Это иллюстрируется распределением амплитуды суммарного электрического поля, рассчитанным на длине волны $\lambda = 650 \text{ нм}$, в котором отчетливо видна возбуждаемая плазмон-поляритонная волна, локализованная вблизи поверхности металла (рис. 3а). Расчеты такого распределения на различных длинах волн показыва-

ют, что зависимость амплитуды продольной компоненты электрического поля от координаты z приобретает на поверхности металла (при $x=0$) чисто экспоненциальный характер при выполнении условий $z \geq 8$ мкм и $\lambda \geq 550$ нм. Причем коэффициент затухания такой экспоненты в точности задается мнимой частью постоянной распространения ППП β . Это доказывает, что при названных выше условиях на поверхности металлической пленки в суммарном поле доминирует плазмон-поляритонная волна, что даёт возможность оценить её амплитуду в удаленной точке, а также ее начальную амплитуду путем экстраполяции из этой точки в начало координат ($z=0, x=0$) с учетом известного экспоненциального закона затухания амплитуды ППП [19]. Процедура такой экстраполяции иллюстрируется рис. 3б, на котором сплошной кривой показана амплитуда продольной компоненты электрического поля на поверхности металла (в логарифмическом масштабе), рассчитанная на длине волны $\lambda = 577$ нм, а также пунктирной линией обозначен закон затухания амплитуды ППП на данной длине волны ($\text{Im}(\beta)/k_0 = 0,0127$).

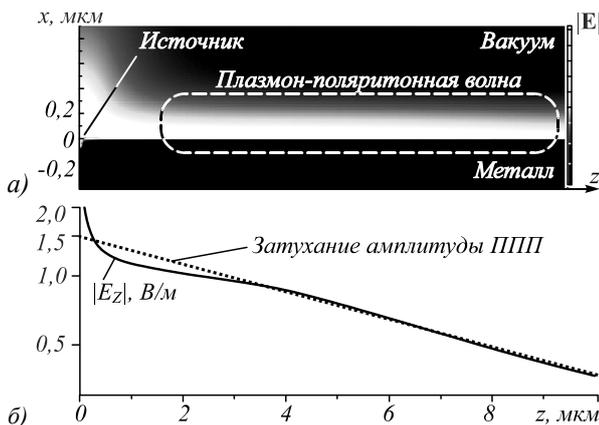


Рис. 3. Численно рассчитанное распределение амплитуды электрического поля дипольного источника, расположенного непосредственно над поверхностью металла, на длине волны $\lambda = 650$ нм (а), а также зависимость амплитуды продольной компоненты электрического поля на поверхности металла от координаты z на длине волны $\lambda = 577$ нм и экстраполяция амплитуды возбуждаемой ППП волны в начало координат для нахождения её исходной амплитуды (б)

Результаты численных расчетов зависимости z -компоненты амплитуды электрического поля плазмон-поляритонной волны от длины волны возбуждающего её источника представлены точками на рис. 2. При этом данные рис. 2а соответствуют случаю, когда амплитуда регистрируется в точке с координатами $z = 8$ мкм, $x = 0$, а на рис. 2б – случаю, когда она регистрируется в начале координат, расположенном на поверхности металлической пленки под источником ($z = 0, x = 0$). Непосредственное сравнение аналитической и численной зависимостей реализуется на рис. 2а. На рис. 2б сравнивается аналитическая кривая и результат экстраполяции численных данных в

начало координат. На обоих рисунках видно хорошее соответствие аналитических и численных зависимостей, что подтверждают справедливость используемого подхода для аналитического расчета амплитуды ППП.

Возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов нанопланшетной, освещаемой отвесно падающей плоской волной

Рассмотрим теперь случай возбуждения ППП цилиндрической нанопланшетной (НА) в виде тонкого и очень длинного металлического стержня круглого сечения ($r_{Cyl} \ll \lambda, l_{Cyl} \gg \lambda$, где r_{Cyl} и l_{Cyl} – соответственно радиус и длина стержня, λ – длина волны освещения), помещенного на расстоянии x_0 над поверхностью пленки из того же металла, так что между пленкой и нанопланшетной образуется зазор $d = x_0 - r_{Cyl}$ (рис. 1б).

Нанопланшетна освещается плоской электромагнитной волной, отвесно падающей на поверхность пленки. В отсутствие НА вклад в электромагнитное поле над поверхностью пленки ($x \geq 0$) вносит отраженная волна, так что напряженность электрической компоненты $E_0(x)$ суммарного поля запишется как $E_0(x) = E_{0i}(e^{-ikx} + re^{-ikx})$, где $r = (1 - \sqrt{\epsilon_{Me}}) / (1 + \sqrt{\epsilon_{Me}})$ – френелевский коэффициент отражения от поверхности металла, ϵ_{Me} – диэлектрическая проницаемость материала пленки, внутри же металлической пленки ($x < 0$) эта напряженность равна $E_0(x) = tE_{0i}e^{-ik\sqrt{\epsilon_{Me}}x}$, где $t = 2 / (1 + \sqrt{\epsilon_{Me}})$ – френелевский коэффициент пропускания границы раздела металл-вакуум (множитель $e^{-i\omega t}$ в приведенных выражениях и далее подразумевается, но явно не приводится). Цилиндрическая НА вносит изменения в распределение первичного электрического поля вследствие поляризации её материала. Если бы не влияние подложки (surface dressing effect), то в рамках электростатического приближения, которое справедливо для стержня малого радиуса, под действием первичного поля $E_0(x)$ НА приобретала бы дипольный момент (ДМ), равный:

$$p_0^{Cyl} = 2V_{Cyl}\epsilon_0(\epsilon_{Me} - 1)E_0(x_0) / (\epsilon_{Me} + 1),$$

где $V_{Cyl} = \pi r_{Cyl}^2 l_{Cyl}$ – объём цилиндра. Чтобы пояснить влияние подложки [39], представим для простоты разделенные в стержне поляризационные заряды как точечные (точнее в 2D – геометрии – это длинные тонкие заряженные нити). Оба таких заряда отражаются в металлической пленке, причем отраженные заряды формируют вокруг себя неоднородное электрическое поле (рис. 1б), под действием которого исходная цилиндрическая НА приобретает как дополнительный дипольный, так и мультипольные моменты различных порядков. Величина приобретенного НА дополнительного ДМ будет равна $p_1^{Cyl} = q_C p_0^{Cyl}$, где $q_C = ((\epsilon_{Me} - 1)r_{Cyl} / (2(\epsilon_{Me} + 1)x_0))^2$. С дипольным моментом p_1^{Cyl} можно связать дополнительные поляризационные заряды в НА, которые за-

тем вновь отразятся в пленке и индуцируют новый дополнительный вклад в ДМ наноантенны, и так до бесконечности. После суммирования соответствующей геометрической прогрессии результирующий дипольный момент НА можно найти в виде:

$$\mathbf{p}^{Cyl} = F_A^{Cyl} \mathbf{p}_0^{Cyl}, \quad (3)$$

где $F_A^{Cyl} = 1/(1 - q_C)$ – фактор усиления дипольного момента из-за влияния отражения в пленке. Следует отметить, что точность выражения (1) будет снижаться при малом зазоре между цилиндром и поверхностью пленки ($d \ll r_{Cyl}$), поскольку в этом случае на величину дипольного момента НА будут влиять отраженные мультиполи высших порядков, однако для простоты мы пренебрежем этим влиянием. Упрощая задачу далее, заменим наноантенну точечным 2D – диполем с амплитудой колебаний дипольного момента, задаваемым выражением (3). Тогда амплитуда возбуждаемой наноантенной ППП волны может быть получена просто при замене величины p_0 на p^{Cyl} в соотношениях (2). В частности, для z -компоненты амплитуды ППП на границе металла с вакуумом имеем:

$$E_{0z}^{SPP} = -\gamma_{vac}^2 \left| \frac{\epsilon_{Me}^{3/2}}{\epsilon_{Me}^2 + 1} \right| 2\pi r_{Cyl}^2 \frac{\epsilon_{Me} - 1}{\epsilon_{Me} + 1} \times F_A^{Cyl} \exp(-\gamma_{vac} x_0) E_0(x_0). \quad (4)$$

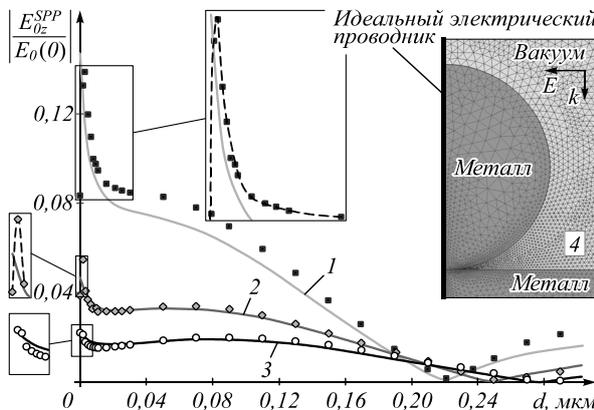


Рис. 4. Результаты расчётов зависимости амплитуды продольной компоненты электрического поля ППП, нормированной на амплитуду $E_0(0)$ первичной волны на границе раздела плёнка-вакуум, от ширины зазора между цилиндрической НА и плёнкой. Сплошные кривые – результат аналитических расчётов для случая $r_{Cyl} = 20$ нм и $\lambda = 550$ нм (1), $\lambda = 600$ нм (2), $\lambda = 650$ нм (3). Точками представлены численные результаты. Чтобы подчеркнуть различие характера аналитических и численных результатов на начальном участке зависимостей 1 и 2, эти участки представлены на вставках в увеличенном масштабе, причём численные результаты на этих вставках интерполированы пунктирными линиями. На вставке 4 показана неравномерная расчётная сетка для численного решения задачи методом конечных элементов с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics

Результаты расчетов амплитуды этой компоненты в зависимости от ширины зазора d между пленкой и

цилиндрической НА показаны на рис. 4, в зависимости от радиуса наноантенны r_{Cyl} – на рис. 5 и в зависимости от длины волны λ – на рис. 6.

На рис. 4–6 сплошные кривые – результат аналитических расчетов в соответствии с выражением 4, точками представлены численные результаты. Применение метода конечных разностей во временной области для численного моделирования возбуждения ППП малой наноантенной круглого сечения оказывается малоэффективным в связи с трудностью разрешения скругленной поверхности НА, а также зазора между НА и поверхностью металла прямоугольной сеткой, используемой в методе FDTD. Поэтому в данном случае численные расчеты выполнялись методом конечных элементов в частотной области (FEFD) с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics. Для обеспечения сходимости численных результатов применялась неравномерная сетка с уменьшением размера элемента в области зазора между поверхностью металла и НА (вставка 4 на рис. 4). С учетом симметрии рассматриваемой геометрии моделировалась ее половина с граничным условием «идеальный электрический проводник» (ПЕС) на вертикальной линии симметрии.

Видно, что все аналитические зависимости $E_{0z}^{SPP}(d)$ на рис. 4 показывают резкое снижение амплитуды ППП на начальном участке кривых, в то время как численные расчеты, выполненные для $\lambda = 550$ нм и $\lambda = 600$ нм, демонстрируют сначала очень быстрое возрастание амплитуды (когда зазор не превышает соответственно ~ 3 нм и $\sim 1,5$ нм, что проиллюстрировано вставками на рис. 4) и лишь затем её снижение. Это различие объясняется влиянием высших мультипольных моментов, которые не учитываются в аналитических расчетах. Влияние мультиполей является очень «короткодействующим», поэтому оно проявляется только при самых минимальных зазорах, а затем, как видно из рис. 4, аналитические и численные результаты практически совпадают. Отсутствие различий на начальном участке аналитической и численной зависимостей при $\lambda = 650$ нм (кривая 3) объясняется следующими соображениями. Действительно, эффективность возбуждения высших локальных плазмонных мод в НА (квадрупольной, октопольной и т.д) обычно резко падает с увеличением отношения длина волны/радиус наночастицы [46]. Вследствие этого влияние мультипольных моментов проявляется только для «коротковолновых» зависимостей 1 и 2 и не заметно для более «длинноволновой» зависимости 3. Дальнейшее резкое уменьшение амплитуды ППП с ростом ширины зазора для всех расчетных длин волн объясняется быстрым ослаблением влияния отраженных в пленке зарядов на дипольный момент НА, пока последний по достижении некоторого порога не принимает значения, примерно равного дипольному моменту тонкого стержня в вакууме (в выражении (3) фактор усиления F_A^{Cyl} быстро уменьшается с ростом величины зазора и становится

ся почти равным единице, при $d \sim 8$ нм (при $\lambda = 650$ нм), 10 нм ($\lambda = 600$ нм) и 14 нм ($\lambda = 550$ нм)). Затем падение амплитуды плазмонной волны существенно замедляется (кривая 1 на рис. 4) или может даже смениться незначительным ростом (кривые 2, 3). Далее характер зависимости $E_{0z}^{SPP}(d)$ может быть описан как некоторая квазипериодическая, постепенно затухающая функция. Такое поведение объясняется тем, что, с одной стороны, наноантенна последовательно попадает в пучности и узлы первичного поля E_0 (периодичность), а с другой – её влияние на электронную плазму приповерхностного слоя пленки снижается с удалением от пленки по закону $\exp(-\gamma_{vac}x_0)$ (затухание).

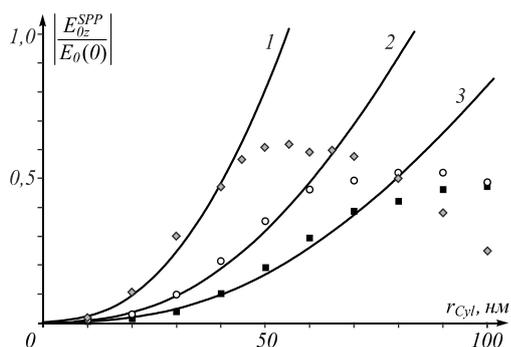


Рис. 5. Результаты расчётов зависимости начальной амплитуды продольной компоненты электрического поля ППП, нормированной на амплитуду $E_0(0)$ первичной волны на границе раздела плёнка-вакуум, от радиуса цилиндрической НА. Сплошные кривые – результат аналитических расчётов для случая $d = 10$ нм и $\lambda = 550$ нм (1), $\lambda = 600$ нм (2), $\lambda = 650$ нм (3). Точками представлены численные результаты

Расчеты зависимости начальной амплитуды ППП от радиуса цилиндрической наноантенны (рис. 5) проводились для случая, когда между НА и плёнкой поддерживается постоянный зазор шириной 10 нм. Последнее было сделано, чтобы избежать влияния мультиполей высоких порядков на результаты численного счета. Из представленных результатов видно, что квадратичный рост амплитуды ППП, предполагаемый на основании выражения 2, подтверждается результатами численного расчета, пока радиус НА не превышает ~ 50 нм. Существенные различия при большем радиусе, несомненно, являются следствием ограниченности применимости квазистатического приближения.

Расчет зависимости начальной амплитуды ППП от длины освещающей наноантенну волны (рис. 6) также выполнялся для случая, когда между НА и плёнкой имеется зазор шириной 10 нм, позволяющий не принимать во внимание влияние мультиполей. Нижняя граница спектрального диапазона для численных расчетов составила 550 нм, что обсуждалась выше. Для аналитических же расчетов она выбрана равной 490 нм так, чтобы вещественная часть диэлектрической проницаемости золота была меньше минус единицы во всем расчетном диапазоне. Последнее, собственно, является условием эффективного возбужде-

ния ППП на границе раздела золото-вакуум [44]. Верхняя граница расчетного диапазона выбиралась так, чтобы она оставалась в видимой области спектра. Из представленных на рис. 6 результатов аналитического расчета следует, что при $r_{Cyl} = 20$ нм максимальная амплитуда возбуждения ППП достигается на длине волны $\lambda \sim 512$ нм, что приблизительно на 5 нм больше длины волны дипольного резонанса тонкого золотого стержня в вакууме, положение которого задается максимумом величины p_0^{Cyl} . Это отличие скорее всего связано с влиянием подложки, а не с эффектами запаздывания поля, поскольку последние, как это следует из данных, представленных на рис. 5, проявляются слабо для цилиндра столь малого радиуса. Из рис. 6 также видно, что в пределах спектральной области, для которой выполнялся численный расчет, полученная в его результате зависимость хорошо согласуется с аналитической кривой. Как видно, численные расчеты полностью подтверждают справедливость используемого аналитического подхода.

Мы полагаем, что полученные результаты вполне обосновывают применимость предлагаемого весьма простого подхода к задаче о возбуждении плазмон-поляритонных волн дипольным источником, который в дальнейшем может быть полезен, для моделирования различных явлений, связанных с возбуждением ППП в плазмонике, микро- и нанооптике. Следует, однако, иметь в виду, что наше рассмотрение касается металлической наноантенны в простейшей 2D-геометрии. Тем не менее, предлагаемый подход применим для решения задачи о возбуждении плазмон-поляритонов дипольной наноантенной с произвольной диэлектрической проницаемостью, а также в полной трехмерной геометрии, что мы планируем показать в следующей статье.

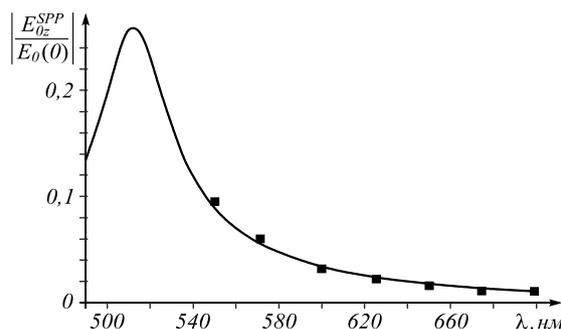


Рис. 6. Результаты расчётов зависимости начальной амплитуды продольной компоненты электрического поля ППП, нормированной на амплитуду $E_0(0)$ первичной волны на границе раздела плёнка-вакуум, от длины освещающей НА плоской волны. Сплошная кривая – результат аналитических расчётов для случая $d = 10$ нм и $r_{Cyl} = 20$ нм. Точками представлены численные результаты

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №20-02-00556А).

Литература

1. **Wood, R.** On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum / R. Wood // Proceedings of the Physical Society of London. – 1902. – Vol. 18. – P. 269.
2. **Fano, U.** The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves) / U. Fano // Journal of the Optical Society of America. – 1941. – Vol. 31, Issue 3. – P. 213-222.
3. **Ritchie, R.H.** Plasma losses by fast electrons in thin films / R.H. Ritchie // Physical Review. – 1957. – Vol. 106, Issue 5. – P. 874-881.
4. **Dionne, J.A.** Highly confined photon transport in subwavelength metallic slot waveguides / J.A. Dionne, H.J. Lezec, H.A. Atwater // Nano Letters. – 2006. – Vol. 6, Issue 9. – P. 1928-1932.
5. **Sorger, V.J.** Experimental demonstration of low-loss optical waveguiding at deep sub-wavelength scales / V.J. Sorger [et al.] // Nature Communications. – 2011. – Vol. 2, Issue 1. – P. 331.
6. **Kawata, S.** Plasmonics for near-field nano-imaging and superlensing / S. Kawata, Y. Inouye, P. Verma // Nature Photonics. – 2009. – Vol. 3, Issue 7. – P. 388-394.
7. **Colombelli, R.** Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5 μm and 24 μm wavelengths / R. Colombelli [et al.] // Applied Physics Letters. – 2001. – Vol. 78, Issue 18. – P. 2620.
8. **Hu, Q.** Resonant-phonon-assisted THz quantum-cascade lasers with metal-metal waveguides / Q. Hu, B.S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, S. Kohen, J.L. Reno // Semiconductor Science and Technology. – 2005. – Vol. 20, Issue 7. – P. S228-S236.
9. **Anker, J.N.** Biosensing with plasmonic nanosensors / J.N. Anker, W.P. Hall, O. Lyandres, N.C. Shah, J. Zhao, R.P. Van Duyne // Nature Materials. – 2008. – Vol. 7, Issue 6. – P. 442-453.
10. **Homola, J.** Surface plasmon resonance sensors: review / J. Homola, S.S. Yee, G. Gauglitz // Sensors Actuators B: Chemical. – 1999. – Vol. 54, Issues 1-2. – P. 3-15.
11. **Mayer, K.M.** Localized surface plasmon resonance sensors / K.M. Mayer, J.H. Hafner // Chemical Reviews. – 2011. – Vol. 111, Issue 6. – P. 3828-3857.
12. **Kim, S.** High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement / S. Kim, J. Jin, Y.-J. Kim, I.-Y. Park, Y. Kim, S.-W. Kim // Nature. – 2008. – Vol. 453, Issue 7196. – P. 757-760.
13. **Lee, J.** Giant nonlinear response from plasmonic metasurfaces coupled to intersubband transitions / J. Lee [et al.] // Nature. – 2014. – Vol. 511, Issue 7507. – P. 65-69.
14. **Vampa, G.** Plasmon-enhanced high-harmonic generation from silicon / G. Vampa [et al.] // Nature Physics. – 2017. – Vol. 13, Issue 7. – P. 659-662.
15. **Talley, C.E.** Surface-enhanced raman scattering from individual Au nanoparticles and nanoparticle dimer substrates / C.E. Talley, et al. Nano Lett 2005; 5(8): 1569-1574.
16. **McFarland, A.D.** Wavelength-scanned surface-enhanced Raman excitation spectroscopy / A.D. McFarland, M.A. Young, J.A. Dieringer, R.P. Van Duyne // The Journal of Physical Chemistry B. – 2005. – Vol. 109, Issue 22. – P. 11279-11285.
17. **Tame, M.S.** Quantum plasmonics / M.S. Tame, K.R. McEnery, Ş.K. Özdemir, J. Lee, S.A. Maier, M.S. Kim // Nature Physics. – 2013. – Vol. 9, Issue 6. – P. 329-340.
18. **Andersen, M.L.** Strongly modified plasmon-matter interaction with mesoscopic quantum emitters / M.L. Andersen, S. Stobbe, A.S. Sørensen, P. Lodahl // Nature Physics. – 2011. – Vol. 7, Issue 3. – P. 215-218.
19. **Maier, S.A.** Plasmonics: fundamentals and applications / S.A. Maier. – Springer Science & Business Media, 2007.
20. **Brolo, A.G.** Plasmonics for future biosensors / A.G. Brolo // Nature Photonics. – 2012. – Vol. 6, Issue 11. – P. 709-713.
21. **MacDonald, K.F.** Ultrafast active plasmonics / K.F. MacDonald, Z.L. Sámon, M.I. Stockman, N.I. Zheludev // Nature Photonics. – 2009. – Vol. 3, Issue 1. – P. 55-58.
22. **Schuller, J.A.** Plasmonics for extreme light concentration and manipulation / J.A. Schuller, E.S. Barnard, W. Cai, Y.C. Jun, J.S. White, M.L. Brongersma // Nature Materials. – 2010. – Vol. 9, Issue 3. – P. 193-204.
23. **Kauranen, M.** Nonlinear plasmonics / M. Kauranen, A.V. Zayats // Nature Photonics. – 2012. – Vol. 6, Issue 11. – P. 737-748.
24. **Pitarke, J.M.** Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons / J.M. Pitarke, V.M. Silkin, E.V. Chulkov, P.M. Echenique // Reports on Progress in Physics. – 2007. – Vol. 70, Issue 1. – P. 1-87.
25. **Lévêque, G.** Optimization of finite diffraction gratings for the excitation of surface plasmons / G. Lévêque, O.J.F. Martin // Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol. 100, Issue 12. – P. 124301.
26. **Otto, A.** Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection / A. Otto // Zeitschrift für Physik, A: Hadrons and nuclei. – 1968. – Vol. 216. – P. 398-410.
27. **Kretschmann, E.** Notizen: radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light / E. Kretschmann, H. Raether // Zeitschrift für Naturforschung A. – 1968. – Vol. 23, Issue 12. – P. 2135-2136.
28. **Permyakov, D.V.** Mapping electromagnetic fields near a subwavelength hole / D.V. Permyakov, I.S. Mukhin, I.I. Shishkin, A.K. Samusev, P.A. Belov, Y.S. Kivshar // JETP Letters. – 2014. – Vol. 99, Issue 11. – P. 622-626.
29. **Renger, J.** Direct excitation of surface plasmon polaritons in nanopatterned metal surfaces and thin films / J. Renger, S. Grafström, L.M. Eng // Physical Review B: Condensed Matter. – 2007. – Vol. 76, Issue 4. – P. 1-7.
30. **Zhao, C.** Light manipulation with encoded plasmonic nanostructures / C. Zhao, J. Zhang, Y. Liu // EPJ Applied Metamaterials. – 2014. – Vol. 1. – P. 6.
31. **O'Connor, D.** Spin-orbit coupling in surface plasmon scattering by nanostructures / D. O'Connor, P. Ginzburg, F.J. Rodriguez-Fortuno, G.A. Wurtz, A.V. Zayats // Nature Communications. – 2014. – Vol. 5. – P. 5327.
32. **Rodriguez-Fortuno, F.J.** Near-field interference for the unidirectional excitation of electromagnetic guided modes / F.J. Rodriguez-Fortuno [et al.] // Science. – 2013. – Vol. 340, Issue 6130. – P. 328-330.
33. **Krasnok, A.** All-optical switching and unidirectional plasmon launching with nonlinear dielectric nanoantennas / A. Krasnok, S. Li, S. Lepeshov, R. Savelev, D.G. Baranov, A. Alú // Physical Review Applied. – 2018. – Vol. 9, Issue 1. – P. 014015.
34. **Petrov, M.I.** Surface plasmon polariton assisted optical pulling force / M.I. Petrov, S.V. Sukhov, A.A. Bogdanov, A.S. Shalin, A. Dogariu // Laser and Photonics Reviews. – 2016. – Vol. 10, Issue 1. – P. 116-122.
35. **Bigourdan, F.** Nanoantenna for electrical generation of surface plasmon polaritons / F. Bigourdan, J.-P. Hugonin, F. Marquier, C. Sauvan, J.-J. Greffet // Physical Review Letters. – 2016. – Vol. 116, Issue 10. – P. 106803.
36. **Dvoretckaia, L.** Electrically driven metal and all-dielectric nanoantennas for plasmon polariton excitation / L. Dvoretckaia, K. Ladutenko, A. Mozharov, G. Zograf,

- A. Bogdanov, I. Mukhin // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. – 2020. – Vol. 244. – 106825.
37. **Sinev, I.** Steering of guided light with dielectric nanoantennas / I. Sinev, F. Komissarenko, I. Iorsh, D. Permyakov, A. Samusev, A. Bogdanov // ACS Photonics. – 2020. – Vol. 7, Issue 3. – P. 680-686. – DOI: 10.1021/acsp Photonics.9b01515.
38. **Sinev, I.S.** Chirality driven by magnetic dipole response for demultiplexing of surface waves / I.S. Sinev [et al.] // Laser and Photonics Reviews. – 2017. – Vol. 11, Issue 5. – 1700168.
39. **Evlyukhin, A.B.** Point-dipole approximation for surface plasmon polariton scattering: Implications and limitations / A.B. Evlyukhin, S.I. Bozhevolnyi // Physical Review B. – 2005. – Vol. 71, Issue 13. – 134304.
40. **Søndergaard, T.** Surface plasmon polariton scattering by a small particle placed near a metal surface: An analytical study / T. Søndergaard, S.I. Bozhevolnyi // Physical Review B: Condensed Matter. – 2004. – Vol. 69, Issue 4. – P. 1-10.
41. **Snyder, A.W.** Optical waveguide theory / A.W. Snyder, J.D. Love. – Chapman and Hall, 1983. – 734 p.
42. **Liu, H.** Surface plasmon generation by subwavelength isolated objects / H. Liu [et al.] // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2008. – Vol. 14, Issue 6. – P. 1522-1529.
43. **Baron, A.** Generation of surface plasmons with compact devices / A. Baron [et al.] // Proceedings of SPIE. – 2013. – Vol. 8627. – 86270W.
44. **Novotny, L.** Principles of nano-optics / L. Novotny, B. Hecht. – Cambridge: Cambridge University Press, 2006. – 537 p.
45. **Haynes, W.M.** CRC handbook of chemistry and physics / W.M. Haynes. – 95th ed. – Boca Raton, London, New York: CRC Press, 2014.
46. **Born, M.** Principles of optics / M. Born, E. Wolf. – Cambridge: Cambridge University Press, 1999. – 854 p.

Сведения об авторах

Дышлок Антон Владимирович, к.ф.-м.н., 1981 года рождения, в 2003 году окончил Дальневосточный государственный технический университет по специальности «Радиосвязь, радиовещание и телевидение», работает доцентом в Дальневосточном федеральном университете и Владивостокском государственном университете экономики и сервиса, а также старшим научным сотрудником в ИАПУ ДВО РАН. Область научных интересов: волоконная оптика, квантовая электроника, волоконно-оптические датчики и измерительные системы на их основе, биосенсорика, плазмоника, нанофотоника. E-mail: anton_dys@iacp.dvo.ru.

Богданов Андрей Андреевич, к.ф.-м.н., 1986 года рождения. В 2009 году с отличием окончил СПбГПУ и получил степень магистра техники и технологии по направлению «Техническая физика». В 2012 году окончил аспирантуру физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН, успешно защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук. В настоящее время работает в Университете ИТМО на Физико-техническом факультете. Область научных интересов: связанные состояния в континууме, поверхностные электромагнитные волны, метаповерхности, наноантенны, нелинейная генерация, микрорезонаторы, квантовые каскадные лазеры, плазмоника, фотоника, оптика наноструктур. E-mail: a.bogdanov@metalab.ifmo.ru.

Витрик Олег Борисович, профессор, д.ф.-м.н., 1963 года рождения, в 1986 году окончил Московский инженерно-физический институт по специальности «Физика твердого тела». В настоящее время главный научный сотрудник ИАПУ ДВО РАН, а также профессор Дальневосточного федерального университета. Область научных интересов: нанооптика, плазмоника, волоконная оптика, волоконно-оптические датчики и информационно-измерительные системы. E-mail: oleg_vitrik@mail.ru.

ГРНТИ: 29.31.15, 29.31.29

Поступила в редакцию 19 мая 2020 г. Окончательный вариант – 29 сентября 2020 г.

Excitation of surface plasmon waves with a nanoantenna: simple analytical solution and its numerical verification

A.V. Dyshlyuk^{1,2,3}, A.A. Bogdanov⁴, O.B. Vitirk^{1,2}

¹ IACP FEB RAS, 690041, Russia, Vladivostok, 5, Radio Str.,

² Far Eastern Federal University, 690091, Russia, Vladivostok, 8 Sukhanova Str.,

³ Vladivostok State University of Economics and Service, 690014, Russia, Vladivostok, 41, Gogolya Str.,

⁴ ITMO University, 197101, Russia, St. Petersburg, 49, Kronverskiy Ave.

Abstract

In this work, we demonstrate a simple analytical approach to the problem of surface plasmon polaritons excitation with a metallic nanoantenna placed above a metal surface. The method uses the reciprocity theorem and is similar to the calculation of amplitudes of dielectric waveguide modes excited by a current distribution. To maximize clarity of the demonstration, we formulate the problem in a simple two-dimensional geometry. The analytical results are shown to agree well with the numerical solution obtained by finite elements in frequency domain and finite difference in time domain methods.

Keywords: surface plasmon polaritons, nanoantenna, excitation of surface plasmon polaritons, plasmonics, nanooptics.

Citation: Dyshlyuk AV, Bogdanov AA, Vitrik OB Excitation of surface plasmon waves by a nanoantenna: simple analytical solution and its numerical verification. *Computer Optics* 2020; 44(6): 893-900. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-755.

Acknowledgements: This work was financially supported by the Russian Foundation for Basic Research (Project No. 20-02-00556A).

References

- [1] Wood R. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Proc Phys Soc* 1902; 18: 269.
 - [2] Fano U. The theory of anomalous diffraction gratings and of quasi-stationary waves on metallic surfaces (Sommerfeld's waves). *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 31, no. 3, p. 213, Mar. 1941.
 - [3] Ritchie RH. Plasma losses by fast electrons in thin films. *Phys Rev* 1957; 106(5): 874-881.
 - [4] Dionne JA, Lezec HJ, Atwater HA. Highly confined photon transport in subwavelength metallic slot waveguides. *Nano Lett* 2006; 6(9): 1928-1932.
 - [5] Sorger VJ, et al. Experimental demonstration of low-loss optical waveguiding at deep sub-wavelength scales. *Nat Commun* 2011; 2(1): 331.
 - [6] Kawata S, Inouye Y, Verma P. Plasmonics for near-field nano-imaging and superlensing. *Nat Photon* 2009; 3(7): 388-394.
 - [7] Colombelli R, et al. Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5 μm and 24 μm wavelengths. *Appl Phys Lett* 2001; 78(18): 2620.
 - [8] Hu Q, Williams BS, Kumar S, Callebaut H, Kohen S, Reno JL. Resonant-phonon-assisted THz quantum-cascade lasers with metal-metal waveguides. *Semicond Sci Technol* 2005; 20(7): S228-S236.
 - [9] Anker JN, Hall WP, Lyandres O, Shah NC, Zhao J, Van Duyne RP. Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nat Mater* 2008; 7(6): 442-453.
 - [10] Homola J, Yee SS, Gauglitz G. Surface plasmon resonance sensors: review. *Sens Actuators B Chem* 1999; 54(1-2): 3-15.
 - [11] Mayer KM, Hafner JH. Localized surface plasmon resonance sensors. *Chem Rev* 2011; 111(6): 3828-3857.
 - [12] Kim S, Jin J, Kim Y-J, Park I-Y, Kim Y, Kim S-W. High-harmonic generation by resonant plasmon field enhancement. *Nature* 2008; 453(7196): 757-760.
 - [13] Lee J, et al. Giant nonlinear response from plasmonic metasurfaces coupled to intersubband transitions. *Nature* 2014; 511(7507): 65-69.
 - [14] Vampa G, et al. Plasmon-enhanced high-harmonic generation from silicon. *Nat Phys* 2017; 13(7): 659-662.
 - [15] Talley CE, et al. Surface-enhanced raman scattering from individual Au nanoparticles and nanoparticle dimer substrates. *Nano Lett* 2005; 5(8): 1569-1574.
 - [16] McFarland AD, Young MA, Dieringer JA, Van Duyne RP. Wavelength-scanned surface-enhanced Raman excitation spectroscopy. *J Phys Chem B* 2005; 109(22): 11279-11285.
 - [17] Tame MS, McEnery KR, Özdemir ŞK, Lee J, Maier SA, Kim MS. Quantum plasmonics. *Nat Phys* 2013; 9(6): 329-340.
 - [18] Andersen ML, Stobbe S, Sørensen AS, Lodahl P. Strongly modified plasmon-matter interaction with mesoscopic quantum emitters. *Nat Phys* 2011; 7(3): 215-218.
 - [19] Maier SA. *Plasmonics: fundamentals and applications*. Springer Science & Business Media; 2007.
 - [20] Brolo AG. Plasmonics for future biosensors. *Nat Photon* 2012; 6(11): 709-713.
 - [21] MacDonald KF, Sámson ZL, Stockman MI, Zheludev NI. Ultrafast active plasmonics. *Nat Photon* 2009; 3(1): 55-58.
 - [22] Schuller JA, Barnard ES, Cai W, Jun YC, White JS, Brongersma ML. Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nat Mater* 2010; 9(3): 193-204.
 - [23] Kauranen M, Zayats AV. Nonlinear plasmonics. *Nat Photon* 2012; 6(11): 737-748.
 - [24] Pitarke JM, Silkin VM, Chulkov EV, Echenique PM. Theory of surface plasmons and surface-plasmon polaritons. *Reports Prog Phys* 2007; 70(1): 1-87.
-

-
- [25] Lévêque G, Martin OJF. Optimization of finite diffraction gratings for the excitation of surface plasmons. *J Appl Phys* 2006; 100(12): 124301.
- [26] Otto A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Z Phys A* 1968; 216: 398-410.
- [27] Kretschmann E, Raether H. Notizen: radiative decay of non radiative surface plasmons excited by light. *Z Naturforsch A* 1968; 23(12): 2135-2136.
- [28] Permyakov DV, Mukhin IS, Shishkin II, Samusev AK, Belov PA, Kivshar YS. Mapping electromagnetic fields near a subwavelength hole. *JETP Lett* 2014; 99(11): 622-626.
- [29] Renger J, Grafström S, Eng LM. Direct excitation of surface plasmon polaritons in nanopatterned metal surfaces and thin films. *Phys Rev B* 2007; 76(4): 1-7.
- [30] Zhao C, Zhang J, Liu Y. Light manipulation with encoded plasmonic nanostructures. *EPJ Appl Metamaterials* 2014; 1: 6.
- [31] O'Connor D, Ginzburg P, Rodriguez-Fortuno FJ, Wurtz GA, Zayats AV. Spin-orbit coupling in surface plasmon scattering by nanostructures. *Nat Commun* 2014; 5: 5327.
- [32] Rodriguez-Fortuno FJ, et al. Near-field interference for the unidirectional excitation of electromagnetic guided modes. *Science* 2013; 340(6130): 328-330.
- [33] Krasnok A, Li S, Lepeshov S, Savelev R, Baranov DG, Alú A. All-optical switching and unidirectional plasmon launching with nonlinear dielectric nanoantennas. *Phys Rev Appl* 2018; 9(1): 014015.
- [34] Petrov MI, Sukhov SV, Bogdanov AA, Shalin AS, Dogariu A. Surface plasmon polariton assisted optical pulling force. *Laser Photon Rev* 2016; 10(1): 116-122.
- [35] Bigourdan F, Hugonin J-P, Marquier F, Sauvan C, Greffet J-J. Nanoantenna for electrical generation of surface plasmon polaritons. *Phys Rev Lett* 2016; 116(10): 106803.
- [36] Dvoretckaia L, Ladutenko K, Mozharov A, Zograf G, Bogdanov A, Mukhin I. Electrically driven metal and all-dielectric nanoantennas for plasmon polariton excitation. *J Quant Spectrosc Radiat Transf* 2020; 244: 106825.
- [37] Sinev I, Komissarenko F, Iorsh I, Permyakov D, Samusev A, Bogdanov A. Steering of guided light with dielectric nanoantennas. *ACS Photon* 2020; 7(3): 680-686. DOI: 10.1021/acsp Photonics.9b01515.
- [38] Sinev IS, et al. Chirality driven by magnetic dipole response for demultiplexing of surface waves. *Laser Photon Rev* 2017; 11(5): 1700168.
- [39] Evlyukhin AB, Bozhevolnyi SI. Point-dipole approximation for surface plasmon polariton scattering: Implications and limitations. *Phys Rev B* 2005; 71(13): 134304.
- [40] Søndergaard T, Bozhevolnyi SI. Surface plasmon polariton scattering by a small particle placed near a metal surface: An analytical study. *Phys Rev B Condens Matter* 2004; 69(4): 1-10.
- [41] Snyder AW, Love JD. *Optical waveguide theory*. Chapman and Hall; 1983.
- [42] Liu H, et al. Surface plasmon generation by subwavelength isolated objects. *IEEE J Sel Top Quantum Electron* 2008; 14(6): 1522-1529.
- [43] Baron A, et al. Generation of surface plasmons with compact devices. *Proc SPIE* 2013; 8627: 86270W.
- [44] Novotny L, Hecht B. *Principles of nano-optics*. Cambridge: Cambridge University Press; 2006.
- [45] Haynes WM. *CRC handbook of chemistry and physics*. 95th ed. Boca Raton, London, New York: CRC Press; 2014.
- [46] Born M, Wolf E. *Principles of optics*. Cambridge: Cambridge University Press; 1999.
-

Authors' information

Anton Vladimirovich Dyshlyuk (b. 1981), Ph.D., graduated from Far Eastern State Technical University in 2003, majoring in Radio Communications, Radio Broadcasting and Television. Currently he works as the senior researcher at the Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS. Research interests include fiber optics, quantum electronics, fiber optic sensors and measuring systems, biosensing, plasmonics, nanophotonics. E-mail: anton_dys@iacp.dvo.ru.

Andrey Andreyevich Bogdanov (b. 1986), Ph.D., in 2009 graduated with honors from Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University with a masters degree in Technical Physics. In 2012 he finished a post-graduate course in Ioffe Physical-Technical Institute of the Russian Academy of Sciences and successfully defended his Ph.D. thesis in Physical and Mathematical Sciences. He now works at the Technical Physics department of ITMO University. His research interests include bound states in the continuum, surface waves, metamaterials, metasurfaces, nonlinear generation, microcavities, quantum cascade lasers, plasmonics, photonics, nanooptics. E-mail: a.bogdanov@metalab.ifmo.ru.

Oleg Borisovich Vitrik, (b. 1963), Dr.Sc., Professor, graduated from Moscow Engineering Physics Institute in 1986, majoring in Solid State Physics. Currently he works as the principal researcher at the Institute of Automation and Control Processes of FEB RAS. Research interests include nanooptics, plasmonics, fiber optics, fiber optic sensors and measuring systems. E-mail: oleg_vitrik@mail.ru.

Received May 19, 2020. The final version – September 25, 2020.
