

01;07

Подавление рассеяния в элементах плазмонной оптики с помощью двухслойной диэлектрической структуры

© Е.А. Безус, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.А. Соيفер

Институт систем обработки изображений РАН, Самара
Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королёва
E-mail: evgeni.bezus@gmail.com

Поступило в Редакцию 16 мая 2011 г.

На основе численного моделирования в рамках строгой электромагнитной теории дифракции показано, что структура, состоящая из двух изотропных диэлектрических слоев на поверхности металла, может быть использована для подавления паразитного рассеяния в элементах плазмонной оптики. Предлагаемая структура позволяет уменьшить потери на рассеяние на порядок (до 1–3%). Предлагаемый подход может быть использован при создании различных элементов плазмонной оптики, в частности линз и брэгговских отражающих решеток.

Большое число публикаций, посвященных изучению поверхностных плазмон-поляритонов (ППП), обусловлено перспективами их применения в оптических сенсорах, нанолитографии, микроскопии. Оптическая обработка информации в наномасштабе представляет собой одно из основных направлений, где использование ППП является особенно перспективным [1]. В последнее время были предложены различные элементы плазмонной оптики, в частности отражающие структуры [2–4] и линзы [5–7], однако эффективность большинства из них сравнительно невелика из-за паразитного рассеяния, возникающего при прохождении ППП через границы элемента [8]. Согласно [9], характерные потери на рассеяние в оптическом диапазоне составляют 10–30% на каждой границе.

Важный класс оптических элементов для управления ППП образуют диэлектрические структуры, расположенные непосредственно на поверхности распространения ППП [4,7,10,11]. Расчет таких элементов основан на фазовой модуляции, осуществляемой при прохождении ППП

через структуру. В связи с этим большой интерес представляет поиск механизмов, позволяющих эффективно осуществлять фазовую модуляцию ППП при снижении потерь энергии на паразитное рассеяние.

ППП представляют собой ТМ-моды границы раздела двух сред с различными знаками диэлектрической проницаемости (границы раздела металл/диэлектрик). Зависимость от времени и координат компонент электромагнитного поля ППП, распространяющегося вдоль границы раздела $z = 0$, имеет вид $\exp(-i\omega t + ik_x x + ik_y y - \kappa_j |z|)$, где $j = d, m$ обозначает диэлектрик и металл соответственно, а величины k_x, k_y, κ_j в случае изотропных материалов удовлетворяют соотношениям

$$k_x^2 + k_y^2 = k_{SPP}^2 = k_0^2 \frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}, \quad \kappa_j = \sqrt{k_{SPP}^2 - k_0^2 \varepsilon_j} = k_0 \sqrt{\frac{-\varepsilon_j^2}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}}, \quad (1)$$

где $k_0 = \omega/c$, ε_m и ε_d — диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика соответственно. Согласно (1), при прохождении ППП через границу элемента, расположенного на поверхности распространения и выполненного из материала с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_1 \neq \varepsilon_d$, происходит изменение поперечного профиля поля ППП, что приводит к паразитному рассеянию. Таким образом, для уменьшения рассеяния необходимо, чтобы поперечный профиль плазмонной моды в области элемента был близок к профилю поля падающего ППП.

В [8,12] были предложены методы подавления паразитного рассеяния, основанные на использовании анизотропных метаматериалов. В этом случае дисперсионное соотношение для ППП изменяется таким образом, что становится возможным совпадение поперечных профилей падающего ППП и ППП после границы раздела. Следует отметить, что, хотя при этом возможно полное устранение потерь на рассеяние, расчет и создание метаматериалов с требуемыми параметрами и их интеграция в элементы плазмонной оптики представляют собой сложную задачу. В данной работе для подавления рассеяния предлагается использовать простые планарные структуры, состоящие из двух диэлектрических слоев (рис. 1, *a*). Ниже показано, что использование таких структур позволяет снизить рассеяние на порядок (до 1–3%) при использовании изотропных материалов.

Рассмотрим прохождение ППП через диэлектрическую структуру на рис. 1, *a*. Будем считать, что толщина верхнего диэлектрического

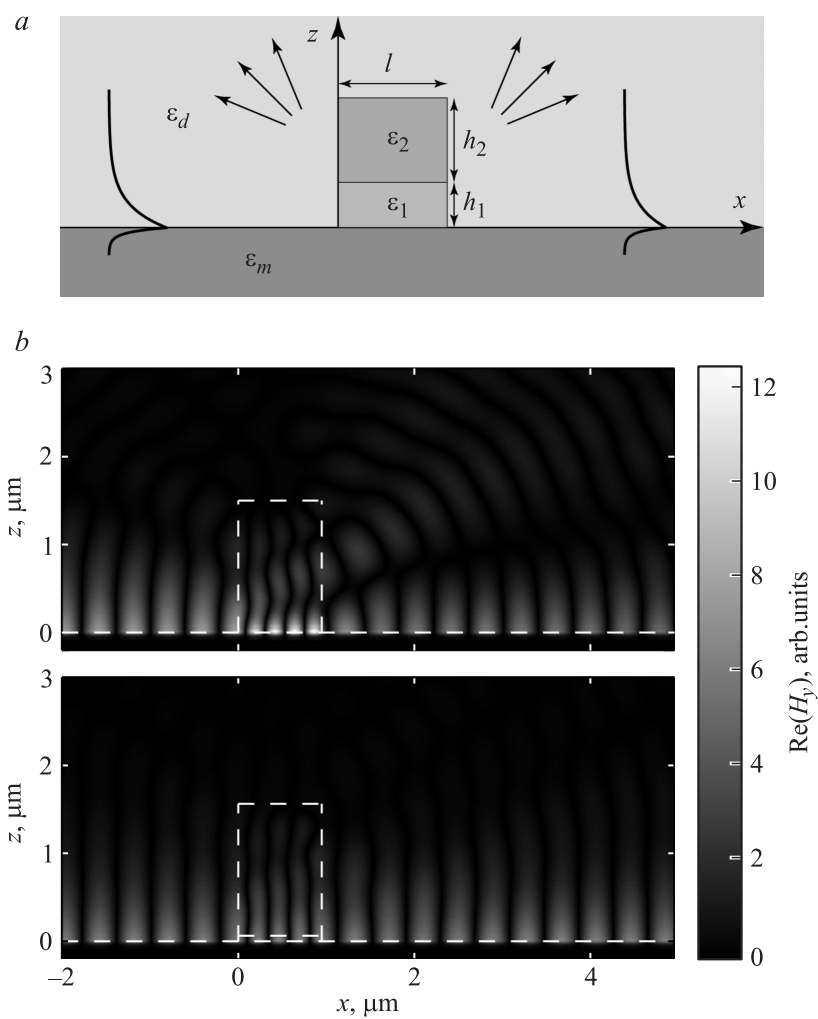


Рис. 1. Геометрия структуры (а). Распределения величины $\text{Re}(H_y)$ при прохождении ППП через рассматриваемую структуру при $l = 950 \text{ nm}$ в случае $h_1 = 0$ (сверху) и $h_1 = 63 \text{ nm}$ (снизу) (б).

слоя h_2 достаточно велика, так что плазмонные моды в области структуры (при $0 < x < l$) могут быть описаны дисперсионным соотношением ТМ-поляризованных мод планарного волновода:

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

где $\gamma_j^2 = k_{IIIM}^2 - k_0^2 \varepsilon_j$, $j = m, 1, 2$, k_{IIIM} — константа распространения плазмонной моды в структуре. Вопросы существования и свойства плазмонных мод волноводов „диэлектрик–диэлектрик–проводник“ рассмотрены в [13,14].

В случае, когда $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$, значение k_{IIIM} совпадает с константой распространения ППП на границе раздела сред с диэлектрическими проницаемостями ε_m и ε_1 . Этот случай соответствует обычным диэлектрическим оптическим элементам для ППП [4,7,10,11]. За счет выбора значений $\varepsilon_1, \varepsilon_2, h_1$ можно обеспечить близость поперечных профилей полей падающего ППП и плазмонной моды в области $h_1 < z < h_1 + h_2$, соответствующей верхнему слою структуры (рис 1, а). Совпадение профилей полей имеет место при

$$\gamma_2 = \kappa_d. \quad (3)$$

Поскольку большая часть энергии ППП переносится в диэлектрике [11], то, если (3) выполняется при $h_1 \ll \delta_d$, где $\delta_d = 1/\text{Re}(\kappa_d)$ — глубина проникновения ППП в диэлектрик [15], можно ожидать существенного уменьшения паразитного рассеяния. Отметим, что, поскольку часть энергии моды сосредоточена вне области $h_1 < z < h_1 + h_2$, набор параметров $\varepsilon_1, \varepsilon_2, h_1$, обеспечивающих выполнение (3), может не являться оптимальным.

Найдем соотношения между значениями диэлектрических проницаемостей $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_d$, при выполнении которых существует решение уравнения (3) относительно h_1 . Для простоты анализа потерь на рассеяние исключим из рассмотрения потери на поглощение, пренебрегая мнимой частью диэлектрической проницаемости металла [8,12]. В этом случае γ_2 и κ_d — действительные числа. Если $\varepsilon_2 > \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_m / (\varepsilon_1 + \varepsilon_m)}$, волноводные моды в структуре существуют при $h_1 < h_1^{\max}$, где максимальное значение толщины h_1^{\max} может быть найдено с помощью выражения (8) работы [13]. При $h_1 = 0$ плазмонная мода в структуре соответствует ППП, распространяющемуся на границе раздела сред с диэлектрическими проницаемостями ε_m и ε_2 и $\gamma_2 = k_0 \sqrt{-\varepsilon_2^2 / (\varepsilon_m + \varepsilon_2)}$.

При увеличении h_1 значение γ_2 уменьшается до 0 при $h_1 = h_1^{\max}$ [13]. При дальнейшем увеличении h_1 мода становится вытекающей. Таким образом, значение h_1 , обеспечивающее выполнение равенства (3), существует при $0 < \kappa_d < k_0 \sqrt{-\varepsilon_d^2/(\varepsilon_m + \varepsilon_2)}$, т.е. при $\varepsilon_d < \varepsilon_2$. Можно показать, что в случае, когда $\varepsilon_1 < \varepsilon_2 < \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_m/(\varepsilon_m + \varepsilon_1)}$, решение (3) существует при $\varepsilon' < \varepsilon_d < \varepsilon_2$, где

$$\varepsilon' = (\varepsilon_m(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) - \varepsilon_1 \varepsilon_2) (\sqrt{1 - 4\varepsilon_m} - 1) / 2(\varepsilon_m + \varepsilon_1), \quad (4)$$

при этом $\varepsilon' < \varepsilon_1$. Наконец, в случае, когда $\varepsilon_2 < \varepsilon_1$, решение (3) существует при $\varepsilon_2 < \varepsilon_d < \varepsilon'$, где ε' также имеет вид (4). Отметим, что в данном случае $\varepsilon' > \varepsilon_1$.

На практике значения диэлектрических проницаемостей материалов обычно являются заданными. При заданных ω , ε_1 , ε_2 , ε_m , ε_d , обеспечивающих существование решения (3), соответствующее значение h_1 может быть аналитически рассчитано из (2) при

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= k_0 \sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_d / (\varepsilon_m + \varepsilon_d) + \varepsilon_2 - \varepsilon_d - \varepsilon_1}, \\ \gamma_2 &= k_0 \sqrt{-\varepsilon_d^2 / (\varepsilon_m + \varepsilon_d)}, \\ \gamma_m &= k_0 \sqrt{\varepsilon_m \varepsilon_d / (\varepsilon_m + \varepsilon_d) + \varepsilon_2 - \varepsilon_d - \varepsilon_m}. \end{aligned} \quad (5)$$

Выражения (5) получены из равенств (3), (1) и выражения $\gamma_j^2 = k_{IM}^2 - k_0^2 \varepsilon_j$.

Рассмотрим пример подавления рассеяния при нормальном падении на рассматриваемую структуру ППП с $\lambda_0 = 2\pi/k_0 = 800$ nm. В качестве диэлектрических проницаемостей материалов были выбраны следующие значения: $\varepsilon_m = -24.2$ (соответствует действительной части диэлектрической проницаемости золота), $\varepsilon_d = 1$, $\varepsilon_1 = 1.45^2$, $\varepsilon_2 = 1.7^2$. При указанных параметрах значение h_1 , рассчитанное с помощью выражений (2), (5), составляет 53 nm. Выбранное значение $h_2 = 1.5 \mu\text{m}$ в 2.5 раза превышает глубину проникновения в диэлектрик падающего ППП. Отметим, что для выбранных параметров плазмонные моды в области структуры соответствуют модам системы „проводник–зазор–диэлектрик“, рассмотренной в [13].

Для моделирования дифракции ППП на рассматриваемой структуре использовался метод Фурье-мод [16], адаптированный для случая непериодических структур [17].

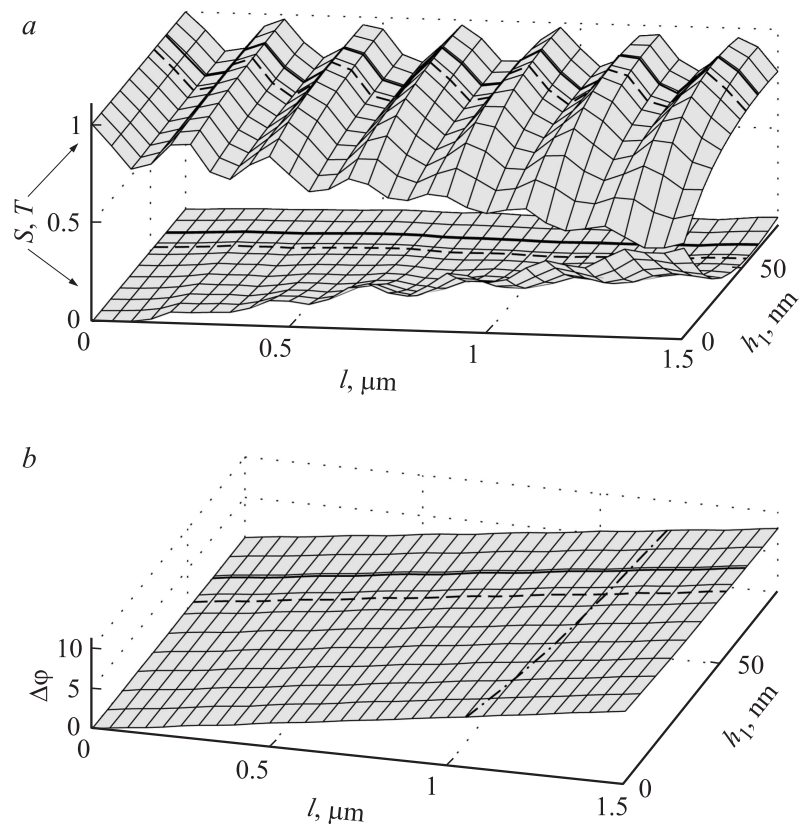


Рис. 2. Зависимости коэффициента пропускания T , потерь на рассеяние S (а) и фазового набега $\Delta\varphi$ (б) ППП, прошедшего через рассматриваемую структуру, от высоты h_1 и длины структуры l . Пунктирные кривые: $h_1 = 53 \text{ nm}$, сплошные кривые: $h_1 = 63 \text{ nm}$. Штрихпунктирная кривая в (б): $\Delta\varphi = 2\pi$.

На рис. 2 показаны зависимости коэффициента пропускания T , потерь на рассеяние $S = 1 - T - R$ (R — коэффициент отражения ППП) (рис. 2, а) и фазового набега $\Delta\varphi = |k_{SPP} - k_{IM}|l$ прошедшего ППП (рис. 2, б) от толщины h_1 и длины структуры l . Сплошные линии соответствуют толщине 63 nm , при которой достигается минимум

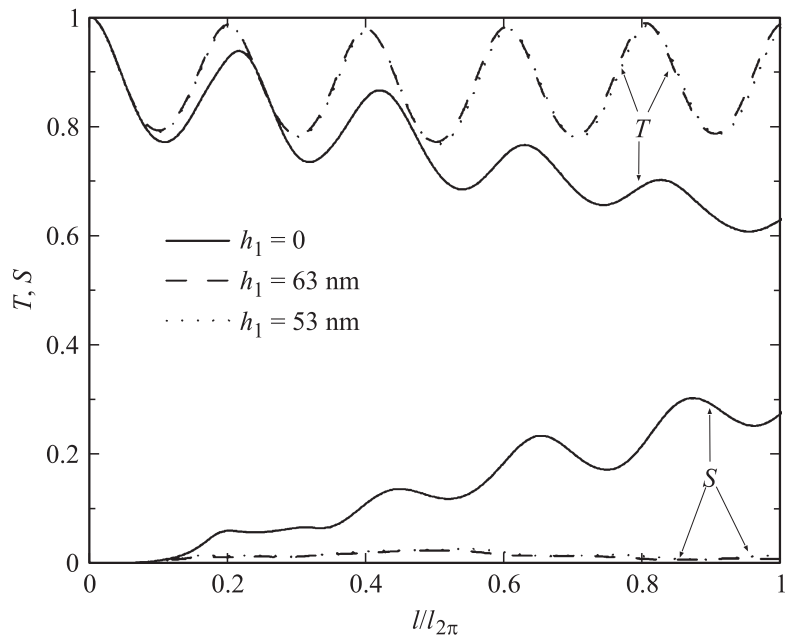


Рис. 3. Коэффициент пропускания T и потери на рассеяние S при $h_1 = 0$, $h_1 = 53 \text{ nm}$ и $h_1 = 63 \text{ nm}$ в зависимости от нормированной длины структуры.

суммарных потерь на рассеяние $\int_0^{1.5 \mu\text{m}} S dl$. Аналитически рассчитанное значение 53 nm показано пунктирными линиями. Штрихпунктирной линией на рис. 2, b показаны значения $\Delta\varphi = 2\pi$. Согласно рис. 2, возможна эффективная фазовая модуляция ППП за счет изменения длины структуры при высоком коэффициенте пропускания. Обозначим $l_{2\pi}$ длину структуры, при которой $\Delta\varphi = 2\pi$. На рис. 3 показаны зависимости пропускания T и рассеяния S от нормированной длины структуры $l/l_{2\pi}$ для $h_1 = 0$, $h_1 = 53 \text{ nm}$ и $h_1 = 63 \text{ nm}$. Значения $l_{2\pi}$ составляют $1.06 \mu\text{m}$ для $h_1 = 0$, $1.16 \mu\text{m}$ для $h_1 = 53 \text{ nm}$ и $1.17 \mu\text{m}$ для $h_1 = 63 \text{ nm}$. Рис. 3 показывает, что переход к рассматриваемой двухслойной структуре позволяет снизить потери на паразитное рассеяние на порядок: максимальное рассеяние снижается с 30.5% при $h_1 = 0$ до 3%

при $h_1 = 53 \text{ nm}$ и 2.7% при $h_1 = 63 \text{ nm}$ (в 11 раз); среднее значение рассеяния $\bar{S} = \int_0^{l_{2\pi}} S dl / \int_0^{l_{2\pi}} dl$ снижается с 14% при $h_1 = 0$ до 1.8% при $h_1 = 53 \text{ nm}$ и 1.6% при $h_1 = 63 \text{ nm}$. На рис. 1, *b* показаны распределения величины $\text{Re}(H_y)$ при прохождении ППП через структуру длиной $l = 950 \text{ nm}$ при $h_1 = 0$ (сверху) и $h_1 = 63 \text{ nm}$ (снизу). Потери на рассеяние при этом составляют 29 и 1.1% соответственно. Отметим, что значения h_1 , при которых происходит подавление рассеяния, медленно изменяются при изменении длины волны. Так, для рассматриваемого примера максимальное рассеяние для $h_1 = 63 \text{ nm}$ составляет 1.7% при $\lambda_0 = 750 \text{ nm}$ и 4.4% при $\lambda_0 = 850 \text{ nm}$ при $l \in [0, l_{2\pi})$.

Аналогичные расчеты были проведены при $\epsilon_d = \epsilon_1 = 1.4^2$, $\epsilon_2 = 1$ и $h_2 \gg 1$ (этот случай соответствует выемке, выполненной в диэлектрической обкладке плазмонного волновода). Оптимальное значение h_1 при этом составило 52 nm, а максимальное рассеяние было уменьшено с 14.1 до 1.9%. Среднее значение рассеяния снижается с 7.9% при $h_1 = 0$ до 1.4% при $h_1 = 52 \text{ nm}$.

Таким образом, в работе предложен метод подавления паразитного рассеяния в элементах плазмонной оптики, основанный на использовании простой двухслойной диэлектрической структуры. Показано, что предлагаемый подход позволяет уменьшить паразитное рассеяние на порядок и обеспечить эффективную фазовую модуляцию ППП. Предлагаемый подход может быть использован для создания различных элементов плазмонной оптики, таких как линзы и брэгговские отражающие решетки.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 10-07-00553, 11-07-00153, 10-02-01391 и грантов президента РФ НШ-7414.2010.9, МД-1041.2011.2.

Список литературы

- [1] *Gramotnev D.K., Bozhevolnyi S.I.* // Nat. Photonics. 2010. V. 4. P. 83–91.
- [2] *González M.U., Weeber J.-C., Baudrion A.-L.* et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. N 15. 155416 (13 pages).
- [3] *Lin X.-S., Huang X.-G.* // Opt. Lett. 2008. V. 33. N 23. P. 2874–2876.
- [4] *Randhawa S., González M.U., Renger J.* et al. // Opt. Express. 2010. V. 18. N 14. P. 14496–14510.

- [5] *Liu Z., Steele J.M., Srituravanich W.* et al. // *Nano Lett.* 2005. V. 5. N 9. P. 1726–1729.
- [6] *Lerman G.M., Yanai A., Levy U.* // *Nano Lett.* 2009. V. 9. N 5. P. 2139–2143.
- [7] *Bezus E.A., Doskolovich L.L., Kazanskiy N.L.* et al. // *J. Opt.* 2010. V. 12. N 1. 015001 (7 pages).
- [8] *Elser J., Podolskiy V.A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. N 6. 066402 (4 pages).
- [9] *Oulton R.F., Pile D.F.P., Liu Y., Zhang X.* // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 76. N 3. 035408 (12 pages).
- [10] *Hohenau A., Krenn J.R., Stepanov A.L.* et al. // *Opt. Lett.* 2005. V. 30. N 8. P. 893–895.
- [11] *Liu Y., Zentgraf T., Bartal G., Zhang X.* // *Nano Lett.* 2010. V. 10. N 6. P. 1991–1997.
- [12] *Zhong-Tuan M., Pei W., Yong C.* et al. // *Chinese Phys. Lett.* 2006. V. 23. N 9. P. 2545–2548.
- [13] *Avrutsky I., Soref R., Buchwald W.* // *Opt. Express.* 2010. V. 18. N 1. P. 348–363.
- [14] *Санников Д.Г., Семенов Д.И.* // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. В. 9. С. 1–8.
- [15] *Barnes W.L.* // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2006. V. 8. N 4. P. S87–S93.
- [16] *Moharam M.G., Grann E.B., Pommet D.A., Gaylord T.K.* // *JOSA A.* 1995. V. 12. N 5. P. 1068–1076.
- [17] *Silberstein E., Lalanne P., Hugonin J.-P., Cao Q.* // *JOSA A.* 2001. V. 18. N 11. P. 2865–2875.