

ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ С ПОДАВЛЕНИЕМ ПАРАЗИТНОГО РАССЕЯНИЯ

Безус Е.А., Досколович Л.Л.

Институт систем обработки изображений РАН,

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет) (СГАУ)

Аннотация

Теоретически и численно показано, что планарная структура, состоящая из двух изотропных диэлектрических слоёв, может быть использована для уменьшения паразитного рассеяния поверхностных плазмон-поляритонов при произвольном угле падения. Средние потери на рассеяние для рассмотренного примера уменьшаются на порядок до 0,015. Фазовая модуляция и преломление поверхностных плазмонов с подавлением рассеяния хорошо описываются аналитической моделью, основанной на формулах Френеля. Предложенный подход может быть использован при создании плазмонных линз, рефлекторов, плазмонных кристаллов и резонаторов плазмонных лазеров.

Ключевые слова: поверхностный плазмон-поляритон, плазмоника, фазовая модуляция, преломление, паразитное рассеяние, дифракция, метод Фурье-мод.

Введение

В течение последнего десятилетия поверхностные плазмон-поляритоны (ППП, электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границ раздела между металлом и диэлектриком) являются предметом интенсивных исследований как из-за фундаментального интереса, так и из-за их потенциальных применений, в т.ч. в плазмонных лазерах [1], системах нанолитографии [2], системах передачи оптического излучения [3] и фотоэлектрических преобразователях [4].

Для управления распространением ППП (например, для их отражения и фокусировки) были предложены различные типы оптических элементов, в частности, диэлектрические структуры, расположенные непосредственно на поверхности металла. Принцип работы этих структур основан на фазовой модуляции падающего ППП. Наряду с потерями на поглощение, присущими всем плазмонным структурам, потери на паразитное рассеяние ППП на границах раздела между различными средами являются основной причиной снижения эффективности таких элементов [5, 6]. Указанные потери вызваны несовпадением поперечных профилей поля ППП с разных сторон от границы раздела и могут достигать до 30 % энергии на одной границе. В [6–9] были предложены подходы для подавления паразитного рассеяния, основанные на использовании анизотропных метаматериалов. Несмотря на то, что этот подход позволяет полностью устранить потери на паразитное рассеяние, расчёт и изготовление метаматериалов с требуемыми эффективными материальными параметрами и их интеграция в плазмонные элементы представляют собой сложную задачу.

В предыдущих работах авторов был предложен более простой подход к подавлению паразитного рассеяния ППП, основанный на использовании плазмонных волноводов «диэлектрик-диэлектрик-металл» из изотропных материалов [10, 11]. Было показано, что такая двухслойная структура позволяет уменьшить потери на рассеяние на порядок (до 1–2 %). Однако в этих работах был рассмотрен только базовый случай

падающего ППП на однослойные или двухслойные ступеньки в геометрии нормального падения, и не были исследованы примеры элементов плазмонной оптики.

В настоящей работе предлагаемый подход для подавления паразитного рассеяния распространяется на случай наклонного падения, важный для реальных приложений (в частности, приложений, связанных с ограниченными плазмонными пучками [12, 13]). В качестве модельной задачи рассмотрено прохождение ППП через диэлектрические ступеньки. Результаты численного моделирования в рамках строгой электромагнитной теории дифракции для ППП сравниваются с теоретической моделью для ТЕ-поляризованной плоской волны. Показано, что в большинстве случаев при подавлении рассеяния преломление и фазовая модуляция ППП могут быть описаны с помощью стандартных формул Френеля. В качестве примера плазмонного оптического элемента, использующего предложенный подход для подавления рассеяния, рассмотрен периодический массив микролинз для ППП.

Метод подавления рассеяния ППП и параметры примера

Опишем сначала предлагаемый подход для подавления паразитного рассеяния ППП. Зависимость от времени и координат ППП, распространяющегося вдоль границы раздела $z=0$, имеет вид $e^{i(-\omega t + ik_x x + ik_y y - \kappa_j |z|)}$, где $j=d, m$ соответствуют диэлектрику и металлу, а компоненты волнового вектора k_x, k_y, κ_z удовлетворяют дисперсионному соотношению $k_x^2 + k_y^2 = k_{spp}^2 = k_0^2 \epsilon_m \epsilon_d / (\epsilon_m + \epsilon_d)$, $\kappa_j = \sqrt{k_{spp}^2 - k_0^2 \epsilon_j}$, где $k_0 = \omega/c$, ϵ_m и ϵ_d – диэлектрические проницаемости двух сред. Прохождение ППП через границу раздела между исходным диэлектриком и диэлектриком с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_b \neq \epsilon_d$ влечёт за собой изменение поперечного профиля поля. Таким образом, граничные условия для тангенциальных компонент поля не могут быть удовлетворены только за

счёт трёх волн (падающего, отражённого и прошедшего ППП), поэтому падающий ППП частично рассеивается, преобразуясь в излучение, распространяющееся от поверхности металла.

Для подавления паразитного рассеяния необходимо обеспечить совпадение поперечных профилей поля до и после границы раздела за счёт добавления дополнительных степеней свободы в соответствующие дисперсионные соотношения. Как было указано выше, один из возможных способов заключается в изменении тензоров диэлектрической и/или магнитной проницаемостей материалов структуры [6–9]. Другой подход основан на изменении геометрии плазмонного волновода. В частности, в наших предыдущих работах показано, что добавление дополнительного диэлектрического слоя к диэлектрической ступеньке (рис. 1) обеспечивает частичное совпадение поперечного профиля поля мод [10, 11].

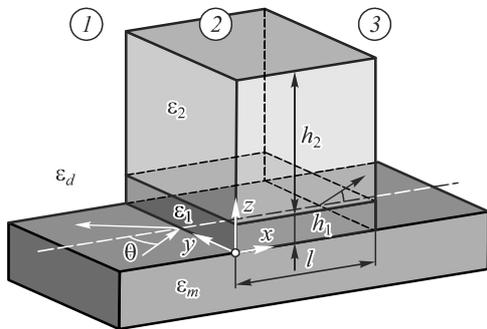


Рис. 1. Геометрия распространения ППП через диэлектрическую ступеньку (геометрия задачи не зависит от y)

Полагая, что толщина верхнего слоя h_2 (рис. 1) достаточно велика, можно описать плазмонную моду двухслойной структуры с помощью дисперсионного соотношения для ТМ-поляризованных мод плоскопараллельного волновода [14, 15]:

$$\tanh(\gamma_1 h_1) = -\frac{\gamma_1 \epsilon_1 (\epsilon_2 \gamma_m + \epsilon_m \gamma_2)}{\epsilon_2 \epsilon_m \gamma_1^2 + \epsilon_1^2 \gamma_2 \gamma_m}, \quad (1)$$

где $\gamma_j^2 = k_{mode}^2 - k_0^2 \epsilon_j$, $j = m, 1, 2$, k_{mode} — константа распространения плазмонной моды структуры. За счёт выбора диэлектрических проницаемостей ϵ_1 , ϵ_2 и толщин h_1 может быть обеспечено совпадение профилей поля падающего ППП и плазмонной моды в структуре при $h_1 < z < h_1 + h_2$. Совпадение поперечных профилей происходит при выполнении равенства $\text{Re}\{\gamma_2\} = \text{Re}\{\kappa_d\}$. Если материальные параметры структуры зафиксированы, толщина h_1 может быть аналитически рассчитана из уравнения (1). Однако теоретическое значение может не являться оптимальным с точки зрения подавления рассеяния, поскольку часть энергии ППП переносится вне области $h_1 < z < h_1 + h_2$.

В рассмотренных ниже примерах используются следующие параметры, близкие к параметрам примера, рассмотренного в нашей предыдущей работе [11]: длина волны в свободном пространстве $\lambda = 800$ нм,

$\epsilon_1 = -24,06 + 1,51i$ соответствует золоту [16, 17], $\epsilon_d = 1$, $\epsilon_1 = 1,45^2$, $\epsilon_2 = 1,7^2$, $h_2 = 1,5$ мкм. Во всех примерах рассмотрены два значения толщины первого слоя: значение $h_1 = 0$, соответствующее обычной однослойной структуре, и значение $h_1 = 62$ нм, обеспечивающее подавление паразитного рассеяния и найденное с помощью оптимизационной процедуры. Последнее значение близко к теоретической оценке $h_1 = 57$ нм, полученной из выражения (1). Отметим, что, поскольку рассматриваемый эффект подавления рассеяния не является резонансным, используемые параметры структуры не являются уникальными и похожее подавление рассеяния может быть получено для различных длин волн и сочетаний материалов структуры при условии, что толщина h_1 рассчитана из выражения (1) или получена в результате оптимизации, а толщина h_2 достаточно велика.

Для приведённых параметров нормированные константы распространения k_{mode}/k_0 (эффективные показатели преломления) падающего (и прошедшего) ППП (области 1 и 3), а также плазмонных мод в области 2 при $h_1 = 0$ и $h_1 = 62$ нм составляют $n_{spp} = 1,0214 + 0,0014i$, $n_{mode,0} = 1,8118 + 0,0077i$ и $n_{mode,62} = 1,706 + 0,002i$ соответственно.

Во всех примерах результаты моделирования для ППП сравниваются с аналитической моделью, описывающей преломление (в случае модельной задачи) или дифракцию (в случае массива микролинз) ТЕ-поляризованной плоской волны (ПВ), в которой в качестве показателей преломления материалов структуры используются нормированные константы распространения плазмонных мод в соответствующих областях. Отметим, что таким образом модель для ПВ учитывает потери на поглощение в металле. Аналогичная модель была использована для расчёта констант распространения плазмонных мод металлических полос [18].

Прохождение ППП через диэлектрическую ступеньку

Рассмотрим в качестве модельной задачи прохождение ППП через однослойную или двухслойную диэлектрическую ступеньку с конечной длиной l (рис. 1). В этом случае соответствующая ПВ-модель – прохождение плоской ТЕ-поляризованной волны через плоскопараллельную пластинку. Численное моделирование для ППП было выполнено с помощью собственной реализации метода фурье-мод (в англоязычной литературе – *rigorous coupled-wave analysis, RCWA*) в геометрии конической дифракции [19, 20], адаптированного для решения неперриодических задач [21]. Значения коэффициентов отражения и пропускания для ПВ-модели, описывающей преломление плоской волны, были рассчитаны аналитически с помощью стандартных формул Френеля для ТЕ-поляризации.

На рис. 2 показано пропускание T и отражение R ППП и ПВ в зависимости от угла падения θ и длины ступеньки l (или толщины плоскопараллельной пластинки для ПВ-модели) при $h_1 = 0$ (рис. 2а, случай без

подавления рассеяния) и при $h_1 = 62$ нм (рис. 2б, случай с подавлением рассеяния). Суммарные потери энергии ППП на поглощение в металле и паразитное рассеяние в зависимости от угла падения и длины ступеньки показаны на рис. 3.

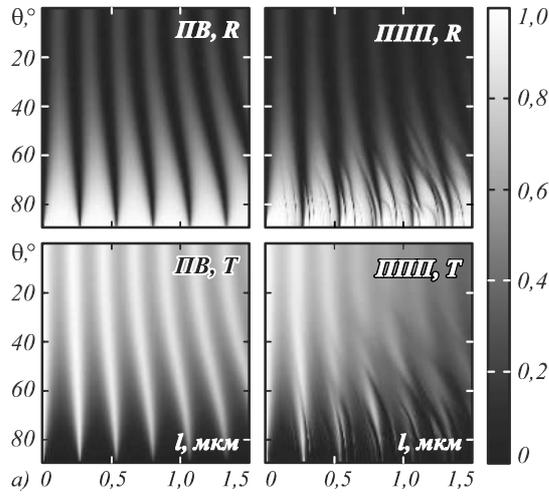


Рис. 2. Сравнение отражения (R) и пропускания (T) ППП при прохождении через диэлектрическую ступеньку и плоской волны, распространяющейся через плоскопараллельную пластинку, в зависимости от угла падения θ и длины ступеньки (или толщины пластинки) l : $h_1 = 0$ (а), $h_1 = 62$ нм (б)

При $h_1 = 0$ (рис. 3а) среднее (по обоим изменяемым параметрам θ и l) значение полных потерь (включающих потери на поглощение в металле и на паразитное рассеяние) составляет 0,26, потерь на рассеяние – 0,18. Использование предлагаемого подхода для подавления паразитного рассеяния ППП ($h_1 = 62$ нм, рис. 3б) уменьшает среднее значение полных потерь энергии ППП более чем в 4 раза, до 0,06, средние потери на рассеяние уменьшаются более чем в 10 раз, до 0,015.

При этом средняя разность между пропусканием и отражением ППП с подавлением рассеяния и соответствующей ПВ-моделью (рис. 2б) не превышает 0,02. Для сравнения, при $h_1 = 0$ средняя разность коэффициентов пропускания ППП и ПВ составляет 0,13 (рис. 2а). Таким образом, при подавлении рассеяния коэффициенты преломления и отражения ППП могут

быть количественно описаны формулами Френеля для ТЕ-поляризованной плоской электромагнитной волны.

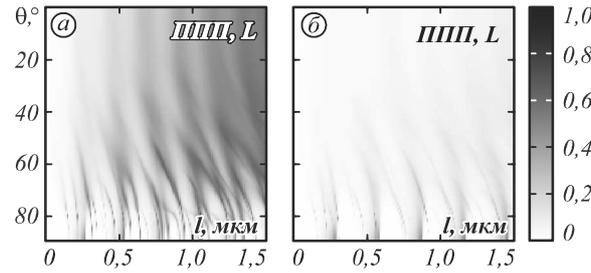


Рис. 3. Суммарные потери на поглощение и рассеяние ППП (L) в зависимости от угла падения θ и длины ступеньки l : $h_1 = 0$ (а), $h_1 = 62$ (б)

На рис. 4 показаны распределения фазы ППП, прошедшего через диэлектрическую ступеньку, и ПВ, прошедшей через плоскопараллельную пластинку, в зависимости от угла падения θ и длины ступеньки l (или толщины пластинки для ПВ-модели) при $h_1 = 0$ (рис. 4а) и при $h_1 = 62$ нм (рис. 4б).

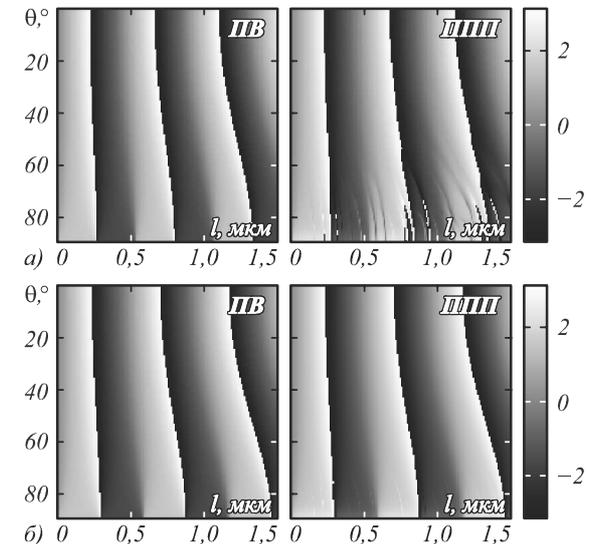


Рис. 4. Сравнение фазы ППП, прошедшего через диэлектрическую ступеньку, и фазы ПВ, прошедшей через плоскопараллельную пластинку, в зависимости от угла падения θ и длины ступеньки (или толщины пластинки) l : $h_1 = 0$ (а), $h_1 = 62$ нм (б)

Рис. 4 показывает, что в обоих случаях при углах падения $\theta < 60^\circ$ фаза ППП близка к фазе ПВ. При этом среднее значение отклонения фазы ППП от соответствующей фазы ПВ во всем диапазоне углов падения составляет 0,04 ($\pi/70$) при $h_1 = 62$ нм, что на порядок меньше, чем при $h_1 = 0$ ($0,25 \approx \pi/13$).

Отметим, что расхождения между фазой ППП и ПВ в области больших углов падения, особенно хорошо заметные при $h_1 = 0$, обусловлены возбуждением падающим ППП в ступеньке вытекающих плазмонных мод. В этом случае ступенька играет роль т. н. диэлектрического плазмонного волновода (в англоязычной литературе – *dielectric-loaded plasmonic waveguide*). Для подтверждения того факта, что возбуждение указанных мод действительно является причиной резонансных особенностей в распределениях фазы

прошедшего ППП, а также коэффициентах пропускания и отражения ППП, на рис. 5 показано распределение интенсивности электрического поля при дифракции ППП на диэлектрической ступеньке (рассчитанное с помощью RCWA) и аналогичное распределение интенсивности собственной моды диэлектрического плазмонного волновода (рассчитанное с помощью коммерческого программного обеспечения COMSOL) в характерной точке $l = 352$ нм, $\theta = 84,2^\circ$ при $h_1 = 0$, в которой наблюдаются резонансные изменения коэффициентов отражения и пропускания и фазы прошедшего ППП. Рассчитанные распределения почти идентичны.

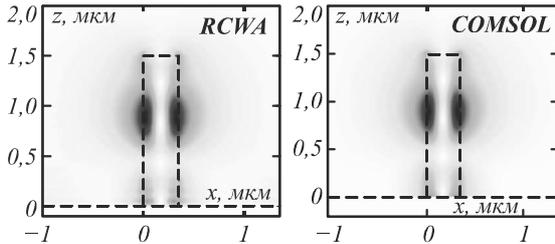


Рис. 5. Распределения величины $|E_y|^2$ в диэлектрической ступеньке: дифракция ППП (слева) и собственная мода диэлектрического плазмонного волновода (справа) (негативное изображение) при $l = 352$ нм, $\theta = 84,2^\circ$, $h_1 = 0$. Диэлектрическая ступенька и граница раздела металл/диэлектрик показаны пунктирными линиями

**Пример плазмонного элемента:
массив плосковыпуклых микролинз**

Для подтверждения того, что предложенный подход к подавлению рассеяния ППП может быть использован при создании элементов плазмонной оптики, рассмотрим в качестве примера периодический массив плазмонных микролинз, состоящий из плосковыпуклых диэлектрических линз со следующими параметрами: апертура $a = 8\lambda_{spp}$ (где $\lambda_{spp} = k_0\lambda / \text{Re}\{k_{spp}\}$ – длина волны падающего ППП, а $\text{Re}\{t\}$ – действительная часть t), период массива $d = a$, фокусное расстояние $f = 1,2a$. Для рассматриваемых параметров $\lambda_{spp} = 783$ нм, $a = 6,26$ мкм и $f = 7,52a$. Каждая из рефракционных линз, составляющих массив, осуществляет фазовую модуляцию падающего ППП. Профиль линзы $x(y)$ был рассчитан из принципа Ферма:

$$\text{Re}\{n_{mode}\}x + \text{Re}\{n_{spp}\}\sqrt{y^2 + (f - x)^2} = \text{const}, \quad (2)$$

где n_{mode} и n_{spp} – эффективные показатели преломления плазмонных мод в соответствующих областях (величина n_{mode} равна $n_{mode,0}$ или $n_{mode,62}$ в зависимости от толщины первого слоя h_1). Константа в правой части выражения (2) была выбрана таким образом, что $x(0) = x(a) = 0$.

Как и в предыдущем случае, результаты для моделирования ППП сравниваются с ПВ-моделью. На рис. 6 показаны распределения $|E_y|^2$ для ППП на расстоянии 10 нм над поверхностью металла (рис. 6в, г) на одном периоде массива линз (вдоль оси y) и соответствующие распределения для ПВ-модели (рис. 6а, б). Все распределения поля были

рассчитаны с помощью метода фурье-мод. Сложная форма фокальных областей и наличие нескольких локальных максимумов обусловлены периодичностью массива вдоль оси y .

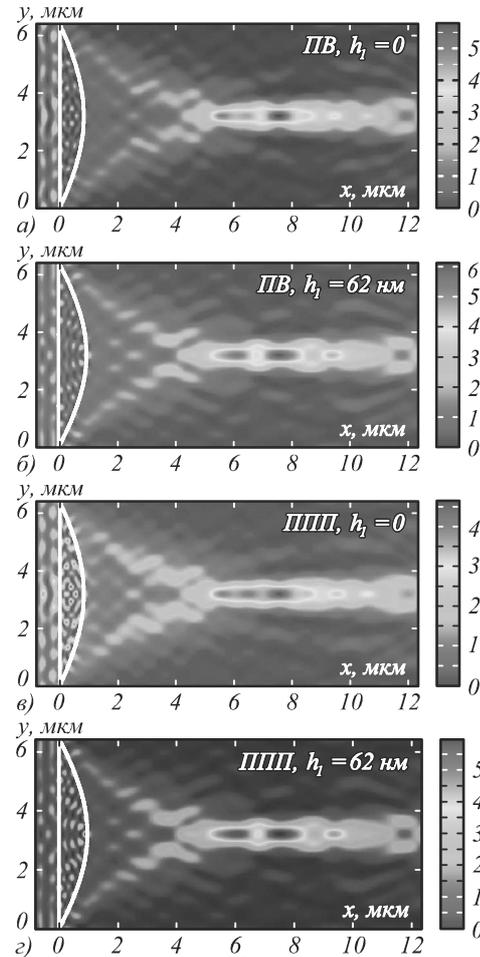


Рис. 6. Распределения $|E_y|^2$ в пределах одного периода массивов микролинз для ППП (в, г) и плоской волны (а, б); $h_1 = 0$ (а, в) или $h_1 = 62$ нм (б, г). Линзы отмечены сплошными белыми линиями

Без подавления рассеяния (рис. 6а, б) интенсивность в фокусе ППП, нормированная на фокальную интенсивность ПВ-модели, составляет лишь 0,8 из-за потерь на рассеяние. С подавлением рассеяния (рис. 6в, г) нормированная интенсивность ППП в фокусе составляет 0,97, что говорит о том, что потери на рассеяние практически полностью устранены. Кроме того, абсолютная величина интенсивности ППП в фокусе увеличивается на 30% при увеличении h_1 с 0 (рис. 6в) до 62 нм (рис. 6г). Отметим, что это увеличение интенсивности в основном вызвано подавлением паразитного рассеяния, а не уменьшением потерь на поглощение внутри линзы (хотя последнее также имеет место, поскольку $\text{Im}\{n_{mode,62}\} < \text{Im}\{n_{mode,0}\}$, где $\text{Im}\{t\}$ – мнимая часть t). Действительно, при рассмотрении случая непоглощающего металла интенсивность ППП в фокусе увеличивается более чем на 20% при добавлении слоя, обеспечивающего подавление рассеяния.

Таким образом, предложенный подход к подавлению рассеяния действительно позволяет увеличивать эффективность плазмонных элементов.

Заклучение

В настоящей работе показано, что двухслойная диэлектрическая структура из изотропных материалов может быть использована для подавления паразитного рассеяния ППП при произвольном угле падения. Средние потери на рассеяние снижаются на порядок, до 1,5%. При подавлении рассеяния преломление и фазовая модуляция ППП могут быть в большинстве случаев точно описаны аналитической моделью, основанной на формулах Френеля. В качестве примера плазмонного элемента рассмотрен массив плосковыпуклых линз. Предложенный подход может также быть использован для создания других плазмонных элементов, в частности, рефлекторов, плазмонных кристаллов и резонаторов плазмонных лазеров.

Благодарности

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (РНФ) 14-19-00796.

Литература (References)

1. **Ma, R.-M.** Plasmon lasers: coherent light source at molecular scales / R.-M. Ma, R.F. Oulton, V.J. Sorger and X. Zhang // *Laser & Photonics Reviews*. – 2013. – Vol. 7. – P. 1-21.
2. **Xie, Z.** Plasmonic Nanolithography: A Review / Z. Xie, W. Yu, T. Wang, H. Zhang, Y. Fu, H. Liu, F. Li, Z. Lu and Q. Sun // *Plasmonics*. – 2011. – Vol. 6. – P. 565-580.
3. **Han, Z.** Radiation guiding with surface plasmon polaritons / Z. Han and S.I. Bozhevolnyi // *Reports on Progress in Physics*. – 2013. – Vol. 76. – 016402.
4. **Atwater, H.A.** Plasmonics for improved photovoltaic devices / H.A. Atwater and A. Polman // *Nature Materials*. – 2010. – Vol. 9. – P. 205-213.
5. **Oulton, R.F.** Scattering of surface plasmon polaritons at abrupt surface interfaces: Implications for nanoscale cavities / R.F. Oulton, D.F.P. Pile, Y. Liu and X. Zhang // *Physical Review B*. – 2007. – Vol. 76. – 035408.
6. **Elser, J.** Scattering-Free Plasmonic Optics with Anisotropic Metamaterials / J. Elser and V.A. Podolskiy // *Physical Review Letters*. – 2008. – Vol. 100. – 066402.
7. **Zhong-Tuan, M.** Pure Reflection and Refraction of a Surface Polariton by a Matched Waveguide Structure / M. Zhong-Tuan, W. Pei, C. Yong, T. Hong-Gao and M. Hai // *Chinese Physics Letters*. – 2006. – Vol. 23. – P. 2545-2548.
8. **Thongrattanasiri, S.** Quasi-planar optics: computing light propagation and scattering in planar waveguide arrays / S. Thongrattanasiri, J. Elser and V.A. Podolskiy // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2009. – Vol. 26. – P. B102-B110.
9. **Novitsky, A.V.** Conversion from surface wave to surface wave on reflection / A.V. Novitsky // *Journal of Optics*. – 2010. – Vol. 12. – 115705.
10. **Bezus, E.A.** Scattering suppression in plasmonic optics using a simple two-layer dielectric structure / E.A. Bezus, L.L. Doskolovich and N.L. Kazanskiy // *Applied Physics Letters*. – 2011. – Vol. 98. – 221108.
11. **Bezus, E.A.** Scattering in elements of plasmon optics suppressed by two-layer dielectric structures / E.A. Bezus, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy and V.A. Soifer // *Technical Physics Letters*. – 2011. – Vol. 37. – P. 1091-1095.
12. **Salandrino, A.** Airy plasmon: a nondiffracting surface wave / A. Salandrino and D.N. Christodoulides // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35. – P. 2082-2084.
13. **Garcia-Ortiz, C.E.** Generation of diffraction-free plasmonic beams with one-dimensional Bessel profiles / C.E. Garcia-Ortiz, V. Coello, Z. Han and S.I. Bozhevolnyi // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38. – P. 905-907.
14. **Avrutsky, I.** Sub-wavelength plasmonic modes in a conductor-gap-dielectric system with a nanoscale gap / I. Avrutsky, R. Soref and W. Buchwald // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18. – P. 348-363.
15. **Sannikov, D.G.** The surface mode of a dielectric waveguide with metal substrate / D.G. Sannikov and D.I. Sementsov // *Technical Physics Letters*. – 2003. – Vol. 29. – P. 353-356.
16. **Johnson, P.B.** Optical Constants of the Noble Metals / P.B. Johnson and R.W. Christy // *Physical Review B*. – 1972. – Vol. 6. – P. 4370-4379.
17. **RefractiveIndex.INFO** – Refractive index database [Электронный ресурс]. – <http://refractiveindex.info> (дата обращения – 13.11.2014).
18. **Zia, R.** Dielectric waveguide model for guided surface polaritons / R. Zia, A. Chandran and M.L. Brongersma // *Optics Letters*. – 2005. – Vol. 30. – P. 1473-1475.
19. **Moharam, M.G.** Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M.G. Moharam, E.B. Grann, D.A. Pommet and T.K. Gaylord // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1995. – Vol. 12. – P. 1068-1076.
20. **Li, L.** Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures / L. Li // *Journal of the Optical Society of America A*. – 1996. – Vol. 13. – P. 1870-1876.
21. **Silberstein, E.** Use of grating theories in integrated optics / E. Silberstein, P. Lalanne, J.-P. Hugonin and Q. Cao // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2001. – Vol. 18. – P. 2865-2875.
22. **Bezus, E.A.** Design of diffractive lenses for focusing surface plasmons / E.A. Bezus, L.L. Doskolovich, N.L. Kazanskiy, V.A. Soifer and S.I. Kharitonov // *Journal of Optics*. – 2010. – Vol. 12. – 015001.

PHASE MODULATION AND REFRACTION OF SURFACE PLASMON POLARITONS WITH PARASITIC SCATTERING SUPPRESSION

E.A. Bezus, L.L. Doskolovich

*Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences,
Samara State Aerospace University*

Abstract

It is shown theoretically and numerically that a planar structure consisting of two dielectric layers made of isotropic materials can be used to decrease surface plasmon polariton parasitic scattering an arbitrary incidence angle. Average scattering losses decrease by an order of magnitude

down to 0.015. Phase modulation and refraction of surface plasmon polaritons with the scattering suppression are well described by an analytical model based on the Fresnel equations. The proposed approach can be used for the design of plasmonic lenses, reflectors, plasmonic crystals and resonators of plasmonic lasers.

Key words: surface plasmon polariton, plasmonics, phase modulation, refraction, parasitic scattering, diffraction, Fourier modal method.

Сведения об авторах



Безус Евгений Анатольевич в 2009 году с отличием окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности «Прикладная математика и информатика». Кандидат физико-математических наук (2012 г.), научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН). Области научных интересов: нанофотоника, плазмоника, электромагнитная теория дифракции.

E-mail: evgeni.bezus@gmail.com.

Evgeni Anatolievich Bezus graduated with honors (2009) from Samara State Aerospace University named after academician S.P. Korolyov (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Computer Science. Candidate in Physics and Mathematics (2012). Currently he is a researcher in Diffractive Optics laboratory of the Image Processing Systems Institute of the RAS (IPSI RAS). His current research interests include nanophotonics, plasmonics and electromagnetic diffraction theory.

Сведения об авторе Досколович Леонид Леонидович – см. стр. 597 этого номера.

Поступила в редакцию 7 ноября 2014 г.