

# ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМОННЫХ НАНОСТРУЙ С ПОМОЩЬЮ СЕРЕБРЯНОЙ НАНОПОЛОСКИ

Е.С. Козлова

Институт систем обработки изображений РАН,  
Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ)

В работе с помощью  $(FD)^2TD$ -метода для ТМ-поляризованного излучения с длиной волны 532 нм, распространяющегося через серебряную полосу толщиной 20 нм и шириной 215 нм, размещённую на подложке из кварцевого стекла и помещённую в водную среду, получен "центральный" плазмон-поляритон с интенсивностью в 4 раза превышающей интенсивность падающего излучения и шириной по полуспаду интенсивности 138 нм.

**Ключевые слова:** плазмон-поляритон, серебряная полоска, FDTD-метод.

## Введение

В современной оптике большое внимание уделяется такому оптическому явлению как поверхностные плазмон-поляритоны (ППП), возникающие в ходе взаимодействия света с металлами распространяющиеся вдоль границ раздела между металлом и диэлектриком [1]. Плазмоны могут иметь широкое применение для решения различных задач современной науки и техники [2-5]. Так же большое количество работ посвящено моделированию нано-антенн, в основу действия которых так же положен эффект возбуждения ППП [6-7]. В [6] с помощью модели Фабри-Перо для резонаторов описывается процесс возбуждения мощных ППП на углах ("граничный" ППП) нанополоски из серебра, даётся оценка их частоты и резонансной ширины полоски для получения максимальной интенсивности в плазмоне. Моделирование плазмонов на пластинках толщиной 30 нм и различной резонансной ширины осуществляется с помощью FDTD-метода. Однако в статье не анализируются другие характеристики возбуждаемых ППП кроме максимальной интенсивности. В [7] методом граничных интегральных уравнений проводится анализ усиления излучения серебряными и золотыми пластинами, помещёнными в воду или стекло. В ходе исследования пропускания излучения через щель диаметром 5 нм между двумя серебряными пластинами толщиной 10 нм и шириной 48 нм показано наличие узкого ППП, максимальная интенсивность которой в 10 раз превышает интенсивность падающего излучения. Как и в предыдущей статье прочие характеристики ППП не анализировались.

В данной работе помощью  $(FD)^2TD$ -метода для ТМ-поляризованного излучения с длиной волны 532 нм проводится исследование формирования ППП на тонких серебряных полосках. В ходе работы оцениваются пространственные характеристики ППП: "длина" и ширина по полуспаду интенсивности. В отличие от выше описанных работ, серебряные полоски рассматриваются помещёнными на кварцевую подложку, наличие которой имеет высокое влияние на процесс формирования ППП.

## 1. Формирование ППП на серебряной пластине

Рассмотрим распространение плоской ТМ-поляризованной волны в среде (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_1$ ), нормально падающей на металлическую полосу (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_m$ ) толщиной  $h$  нм и шириной  $w$  нм, расположенную на подложке (диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_2$ ). На рис. 1 представлена оптическая схема. Направление распространения излучения совпадает с осью  $Z$ , а длина волны излучения равна  $\lambda_0=532$  нм. Моделирование проводилось с помощью (FD)2TD-метода (Frequency Dispersion Finite Difference Time Domain Method) реализованного в пакете FullWAVE (RSoft). Здесь и далее использовались следующие параметры моделирования: 2 нм - шаги по пространству, 1 нм - шаг по времени ( $cT$ , где  $c$  - скорость света в вакууме,  $T$  - период излучения).

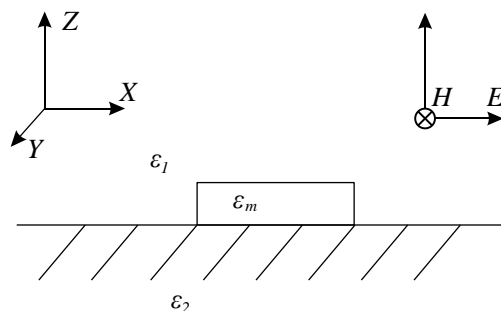


Рис. 1. Оптическая схема для одной полоски

В качестве материалов для подложки рассмотрим кварцевое стекло. В таблице 1 представлены параметры моделей Селлмейера для кварцевого стекла [8]:

$$\epsilon_2(\lambda) = \epsilon_\infty + \sum_m \frac{\Delta\epsilon_m \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_m^2 - i\lambda\eta_m}, \quad (1)$$

где  $\lambda$  – длина волны;  $\epsilon_\infty(x,z)$  - диэлектрическая проницаемость на высоких частотах;  $\Delta\epsilon_m(x,z)$  – величина резонанса;  $\lambda_m(x,z)$  - резонансная длина волны;  $\eta_m(x,z)$  - коэффициент демпфирования.

Табл. 1. Параметры модели Селлмейера для кварцевого стекла

$m$	$\Delta\epsilon_m, \text{МКМ}$	$\lambda_m, \text{МКМ}$	$\delta_m, \text{МКМ}$
1	0,69616630	0,068404300	0
2	0,40794260	0,11624140	0
3	0,89747940	9,8961610	0

$\epsilon_\infty = 1$

В качестве материалов для пластинки рассмотрим серебро. В таблице 2 представлены параметры моделей Друде-Лоренца для серебра[9]:

$$\epsilon_m(\omega) = \epsilon_\infty(z) + \frac{\omega_p^2}{-2i\omega\nu - \omega^2} + \sum_m \frac{A_m \omega_m^2}{-\omega^2 - 2i\omega\delta_m + \omega_m^2}, \quad (2)$$

где  $\omega$  – частота;  $\omega_p$  – плазменная частота;  $\nu$  – частота столкновений,  $A_m$  – амплитуда резонанса,  $\delta_m$  – коэффициент демпфирования,  $\omega_m$  – резонансная частота. Параметры модели Друде для серебра [9]:  $\omega_p=41,94605$ ,  $\nu=0,243097$ .

Табл. 2. Параметры модели Лоренца для серебра

$m$	$A_m, \text{Гц}$	$\delta_m, \text{Гц}$	$\omega_m, \text{Гц}$
1	7,924697	19,68071	4,132646
2	0,501327	2,289161	22,6941
3	0,013329	0,329194	41,45307
4	0,826552	4,639097	46,001
5	1,113336	12,25	102,759

Зафиксируем толщину пластинки равной  $h=20$  нм. Путем сравнения результатов моделирования распространения света через серебряные полосы различной ширины, помещенные в воздух, была выбрана полоска шириной  $w=110$  нм, которая формирует "граничный" ППП с максимальным значением интенсивности в центре. На рис. 2 показано распределение интенсивности излучения на расстоянии 2 нм за серебряной полоской.

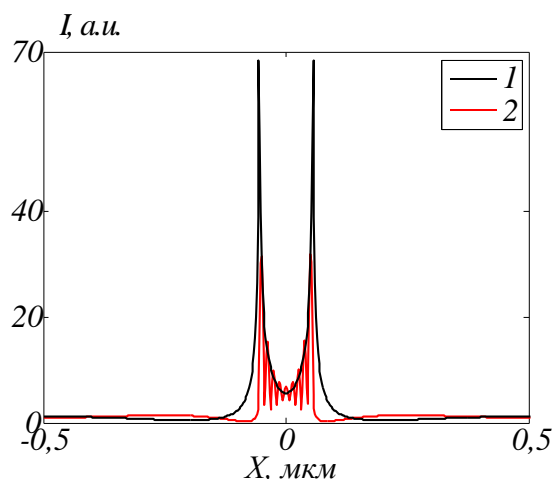


Рис. 2. Распределение интенсивности сразу за серебряной полоской для полоски без подложки в воздухе (линия 1) и для полоски на подложке в воде (линия 2)

Из рис. 2 видно наличие мощных "граничных" ППП, обладающих высокой интенсивностью (68 а.е.) и малым диаметром по полуспаду интенсивности (8 нм). На рис. 3 представлено распределение интенсивности в ППП вдоль оси его распространения. Замер "длины" ППП показал, что спад до единичного значения интенсивности по направлению  $Z$  составляет 68 нм, в то время как по направлению распространения плазмона - 94 нм (рис. 3). Углы наклона прямых, совпадающих с направлениями распространения ППП, составляют  $112^\circ$  и  $68^\circ$ .

Рассмотрим случай, когда серебряная полоска размещается на подложке из кварцевого. В этом случае направление распространения ППП меняется и практически совпадает с направлением распространения излучения (параллельно оси  $Z$ ). Однако наличие подложки значительно нарушает процесс формирования ППП, что приводит к появлению флуктуации на границах раздела сред подложка/полоска, снижению максимальной интенсивности "граничного" ППП и его "длины" (20 нм, рис. 3).

Для компенсации данного эффекта было предложено выбрать основной средой воду (коэффициент преломления 1,34), а не воздух. В этом случае замер "длины" ППП показал, что спад до единичного значения интенсивности по направлению  $Z$  составляет 56 нм (рис. 3). Ширина краевых плазмонных пиков по полуспаду интенсивности составляет 75 нм, а интенсивность в несколько десятков раз превосходит интенсивность падающего излучения (рис. 2). Однако использование такого остро сфокусированного излучения осложняется близким расположением этих пиков к друг другу и наличием граничных плазмонных лепестков, которые формируются вдоль всей пластины.

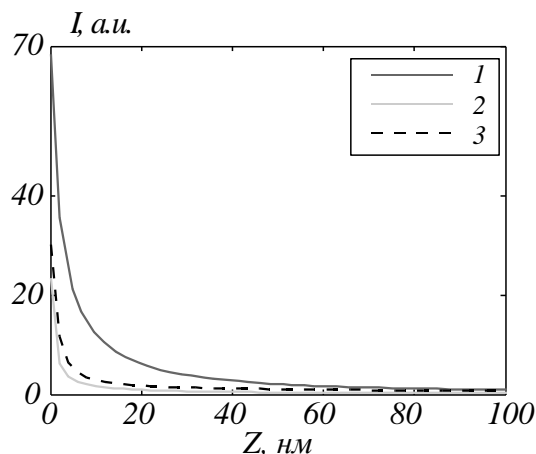


Рис. 3. Распределение интенсивности ППП вдоль оси его распространения для пластинки с подложкой на воздухе (линия 2) и в воде (линия 3) и без подложки (линия 1)

Кроме "граничных" ППП, обладающих максимальной интенсивностью существуют и другие, находящиеся вдоль всей остальной поверхности полоски. Однако в ходе исследования зависимости распределения ППП от ширины полоски размещенной в воздухе не позволило получить "длинный" одиночный ППП по центру симметрии. Аналогичное исследование для полоски размещенной на подложке в водной среде показало наличие таких "центральных" ППП. Путем сравнения результатов моделирования была выбрана полоска шириной  $w=215$  нм. На рис. 4 показано распределение интенсивности за серебряной полоской на расстоянии 4 нм.

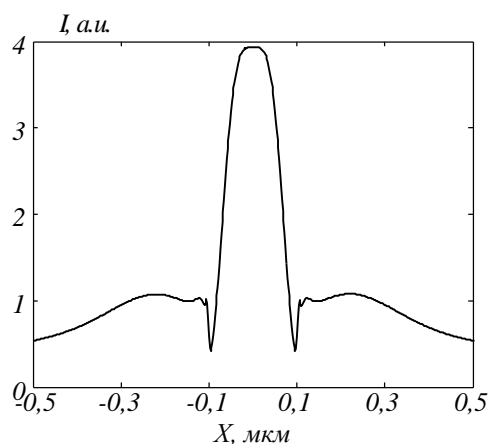


Рис. 4. Распределение интенсивности на расстоянии 4 нм за серебряной полоской шириной 215 нм на подложке в воде

Из рис. 4 видно, что "граничные" ППП практически полностью отсутствуют. Ширина "центрального" ППП по полуспаду интенсивности составляет 138 нм. Замер "длины" ППП показал, что спад до единичного значения интенсивности составляет 54 нм. Стоит

отметить, что для серебряной полоски, размещённой на подложке из кварцевого стекла и помещённой в воздух, данной ширины (215 нм) так же наблюдается "центральный" ППП, однако "граничные" ППП в этом случае так же присутствуют и обладают сравнимой по величине интенсивностью.

## Заключение

В данной работе помощью  $(FD)^2TD$ -метода для ТМ-поляризованного излучения с длиной волны 532 нм было проведено исследование формирования ППП на тонких серебряных полосках. В ходе работы оценивались пространственные характеристики ППП: ширина по полуспаду интенсивности и "длина". В отличие от выше описанных работ, серебряные полоски рассматриваются помещёнными на кварцевую подложку, наличие которой приносит возмущение в процесс формирования ППП. Это приводит к появлению флуктуации на границах раздела сред подложка/полоска, снижению максимальной интенсивности "граничного" ППП и его "длины" (рис. 3). Для компенсации данного эффекта было предложено выбрать основной средой воду, а не воздух. В этом случае моделирование показало наличие "граничного" ППП с шириной по полуспаду интенсивности 75 нм (рис. 2) и "длиной" 56 нм (рис. 3). Интенсивность ППП в несколько десятков раз превосходит интенсивность падающего излучения (рис. 2). В ходе исследований для серебряной полоски толщиной 20 нм и шириной 215 нм, размещённой на подложке из кварцевого стекла и помещённой в водную среду получен "центральный" ППП с интенсивностью в 4 раза превышающую интенсивность падающего излучения и шириной по полуспаду интенсивности 138 нм (рис. 4). В данном случае "граничные" ППП практически полностью отсутствуют. Полученные результаты можно использовать для проектирования устройств, позволяющего захватывать и перемещать частицы в воде или других биологических жидкостях.

## Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, грантов Президента РФ и Правительства Самарской области, а также грантов РФФИ (14-29-07133, 14-07-97039, 15-07-01174, 16-07-00990, 15-47-02492, 15-37-01174).

## Литература

1. Безус, Е.А. Фазовая модуляция и преломление поверхностных плазмон-поляритонов с подавлением паразитного рассеяния / Е.А. Безус, Л.Л. Досколович // Компьютерная оптика - 2014. - Т.386 №4. - С. 623-628.
2. 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.
3. 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.
4. Han, Z. Radiation guiding with surface plasmon polaritons / Z. Han and S.I. Bozhevolnyi // Reports on Progress in Physics. – 2013. – Vol. 76. – 016402.
5. Atwater, H.A. Plasmonics for improved photovoltaic devices / H.A. Atwater and A. Polman // Nature Materials. – 2010. – Vol. 9. – P. 205-213.
6. Barnard E. S. Spectral properties of plasmonic resonator antennas / E. S. Barnard, J. S. White, A. Chandran, and M. L. Brongersma // Opt. Express. - 2008. - Vol. 16(21). - P.16529-16537.
7. Søndergaard T. Metal nano-strip optical resonators / T. Søndergaard and S. I. Bozhevolnyi // Opt. Express. - 2008. - Vol. 15(7). - P.4198-4204.

8. Couairon, A. Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses / A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz // *Physical Review B: Condensed Matter*. – 2005. – Vol. 71(12). – P. 125435–125441.
9. Vial, A. A new model of dispersion for metals leading to a more accurate modeling of plasmonic structures using the FDTD method / A. Vial, T. Laroche, M. Dridi, and L. Le Cunff // *Applied Physics A*. - 2011. - Vol.103(3). - P. 849-853.