

Формирование высокочастотных двумерных интерференционных картин поверхностных плазмон-поляритонов

Е. А. Безус¹⁾, А. А. Морозов, Б. О. Володкин, К. Н. Тукмаков, С. В. Алферов, Л. Л. Досколович

Институт систем обработки изображений РАН, 443001 Самара, Россия

Самарский государственный аэрокосмический университет им. Королева, 443086 Самара, Россия

Поступила в редакцию 12 июля 2013 г.

Численно и экспериментально исследовано формирование двумерных интерференционных картин поверхностных плазмон-поляритонов в структуре, состоящей из четырех дифракционных решеток с одномерной периодичностью, выполненных в металлической пленке. Показано, что переход от линейной к круговой поляризации падающего излучения позволяет уменьшить период формируемой картины при фиксированной длине волны. Аналогичное изменение вида картины может быть достигнуто путем внесения эквивалентного сдвига в геометрию структуры.

DOI: 10.7868/S0370274X13180021

Поверхностные плазмон-поляритоны (ППП, электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела металла и диэлектрика) в настоящее время являются предметом интенсивных исследований. Это обусловлено как фундаментальным интересом, так и перспективами их применения в химических и биологических сенсорах, фотоэлектрических преобразователях, микроскопии, устройствах обработки информации в наномасштабе [1, 2]. Важными областями применения ППП являются нанолитография в ближнем поле [3] и оптический захват и манипулирование микро- и наноразмерными объектами [4]. Для указанных областей представляет интерес формирование высокочастотных интерференционных картин ППП. При регистрации интерференционных картин ППП в фоторезисте возможно создание периодических структур с существенно субволновыми деталями. При возбуждении ППП на границе раздела металл/воздух или металл/жидкость в интерференционных максимумах возможен оптический захват диэлектрических наночастиц.

В работах [5, 6] было теоретически исследовано формирование интерференционных картин плазмонных мод в диэлектрических дифракционных решетках с металлическим слоем. Было показано, что период и вид формируемых интерференционных картин могут быть изменены за счет изменения параметров падающего излучения (длины волны, угла падения и состояния поляризации). Также было чис-

ленно [7] и экспериментально [8] исследовано формирование интерференционных картин ППП в квадратной области интерференции, ограниченной четырьмя дифракционными решетками, представляющими собой наборы щелей в металлической пленке. Структура исследовалась для случая линейно поляризованной падающей волны. Аналогично работам [5, 6] в [7, 8] было показано, что в случае, когда поляризация падающей волны параллельна вертикальным (горизонтальным) щелям, в области интерференции формируется одномерная интерференционная картина с направлением периодичности, совпадающим с направлением поляризации. Период картины d_{ip} составляет $\lambda_{spp}/2$, где λ_{spp} – длина волны ППП, определяющаяся из выражения $\lambda_{spp} = 2\pi/k'_{spp}$, а $k'_{spp} = \text{Re}(k_{spp})$. Константа распространения ППП k_{spp} может быть найдена из дисперсионного соотношения

$$k_{spp} = k_0 \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}, \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве, ϵ_m и ϵ_d – диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика соответственно. В случае, когда поляризация падающей волны ориентирована под углом 45° к щелям решеток, в области интерференции формируется двумерная интерференционная картина с периодом $\lambda_{spp}/\sqrt{2}$, также ориентированная под углом 45° к щелям решеток. Отметим, что указанный период для двумерных картин не является минимально достижимым и в $\sqrt{2}$ раз превышает период одномерной интерференционной картины.

В настоящей работе исследуется возможность формирования двумерных интерференционных кар-

¹⁾e-mail: evgeni.bezus@gmail.com

тин ППП с помощью аналогичной структуры, содержащей 4 одномерные дифракционные решетки (рис. 1). Одна из пар решеток на рис. 1 может быть

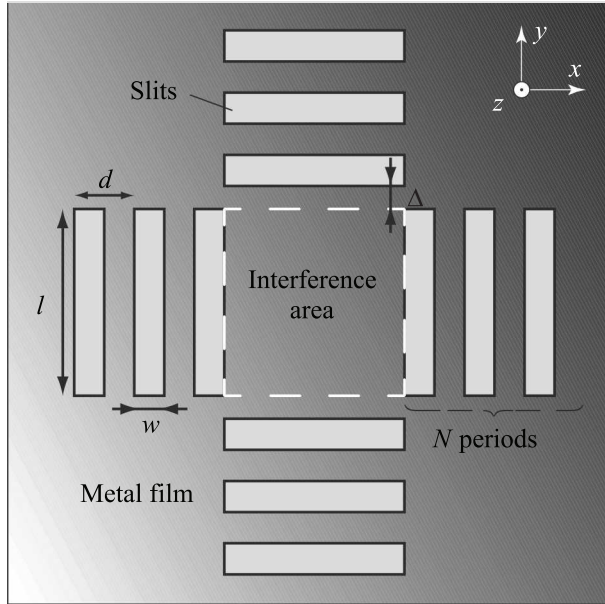


Рис. 1. Геометрия исследуемой дифракционной структуры

смещена относительно области интерференции на величину Δ . Представленные ниже результаты исследований показывают возможность формирования двумерных интерференционных картин с минимально достижимым периодом $\lambda_{\text{spp}}/2$.

Проанализируем вид формируемой интерференционной картины ППП при различных состояниях поляризации падающей волны и различных значениях смещения Δ . Будем считать, что на структуру нормально падает плоская электромагнитная волна, в общем случае имеющая эллиптическую поляризацию. При выполнении условия возбуждения ППП, $d = m\lambda_{\text{spp}}$ ($m \in \mathbb{N}$), в области, ограничиваемой решетками, будет сформирована интерференционная картина четырех ППП. Запишем приближенное выражение для интенсивности электрического поля интерференционной картины I_{int} на границе раздела металла и диэлектрика. Будем считать, что начало координат находится в центре области интерференции. Пренебрегая затуханием ППП и учитывая, что основной компонентой электрического поля ППП является z -компонента (для рассматриваемого ниже примера она превосходит по интенсивности компоненты в плоскости xOy на 2 порядка), получим

$$I_{\text{int}} \sim |\cos \psi \cos(k'_{\text{spp}}x) + \sin \psi \exp[i(k'_{\text{spp}}\Delta + \delta)] \cos(k'_{\text{spp}}y)|^2, \quad (2)$$

где δ – разность фаз между x - и y -компонентами электрического поля падающей волны, $\text{tg} \psi = |E_{y,\text{inc}}/E_{x,\text{inc}}|$, $E_{x,\text{inc}}$, $E_{y,\text{inc}}$ – комплексные амплитуды компонент электрического поля падающей волны. Будем рассматривать случай, когда $\psi = \pi/4$, т.е. $|E_{x,\text{inc}}| = |E_{y,\text{inc}}|$. В этом случае выражение (2) примет более простой вид:

$$I_{\text{int}} \sim |\cos(k'_{\text{spp}}x) + \exp(i\phi) \cos(k'_{\text{spp}}y)|^2, \quad (3)$$

где $\phi = k'_{\text{spp}}\Delta + \delta$. Можно показать, что при $\phi = \pi n$, $n \in \mathbb{Z}$ картина ориентирована под углом 45° к щелям решеток и $d_{\text{ip}} = \lambda_{\text{spp}}/\sqrt{2}$. В случае, когда $\phi = \pi/2 + \pi n$, картина ориентирована параллельно щелям решеток, а период достигает минимальной величины $d_{\text{ip}} = \lambda_{\text{spp}}/2$. Из выражения для ϕ следует, что уменьшение периода интерференционной картины может быть достигнуто как за счет изменения поляризации падающей волны (выбор значения δ), так и за счет изменения геометрии структуры (выбор значения Δ).

Для экспериментальной реализации структур в качестве металла было выбрано серебро. Период решеток $d = \lambda_{\text{spp}} = 612 \text{ нм}$ был рассчитан из условия возбуждения ППП при $m = 1$ на границе раздела металл/воздух при длине падающей волны 632.8 нм . Размер области интерференции составлял $l = 4\text{--}6 \text{ мкм}$ для различных образцов. Ширина щелей решеток w варьировалась от 150 до 300 нм . С каждой стороны от области интерференции располагалось $N = 10$ периодов решетки. Описанные структуры были изготовлены методом прямой записи фокусированным ионным пучком с помощью нанотехнологического комплекса НТ-МДТ НАНОФАБ 100 (рис. 2). В качестве основы использовалась стеклян-

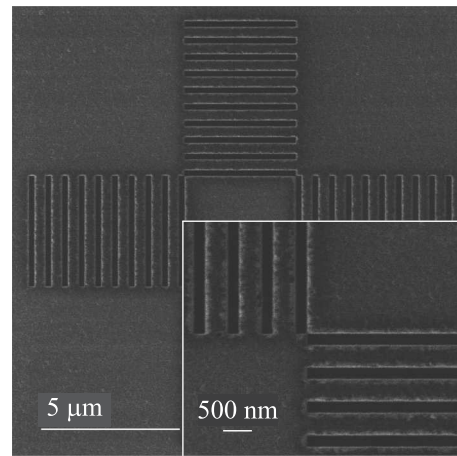


Рис. 2. Изображение изготовленного образца, полученное на растровом электронном микроскопе

ная подложка, на которую с помощью магнетронного распыления были нанесены адгезионный подслоя хрома толщиной 10 нм и слой серебра толщиной 100 нм.

Для регистрации формируемых интерференционных картин ППП использовался сканирующий ближнепольный оптический микроскоп на базе платформы НТ-МДТ ИНТЕГРА Спектра. Общий вид используемой оптической схемы показан на рис. 3. Для

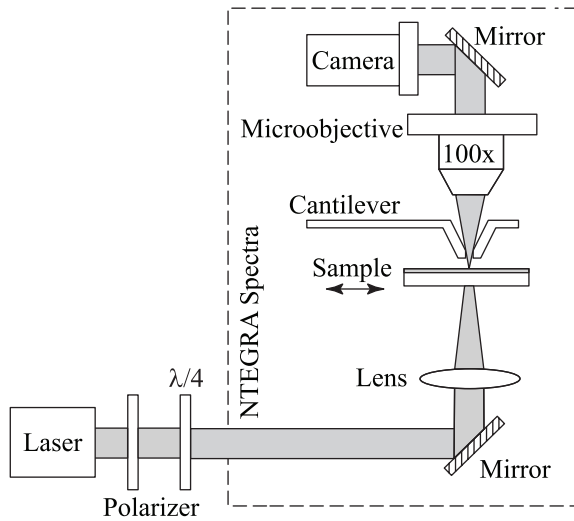


Рис. 3. Оптическая схема сканирующего ближнепольного микроскопа

освещения структур применялся гелий-неоновый лазер с длиной волны 632.8 нм. После него устанавливался поляризатор. В случае необходимости получения круговой поляризации падающего излучения после поляризатора использовалась четвертьволновая пластинка. Перенаправленное зеркалом лазерное излучение фокусировалось на образце снизу с помощью линзы. Непосредственно над образцом располагался кантилевер с отверстием диаметром 100 нм. Излучение, прошедшее через отверстие кантилевера, собиралось высокоапертурным микрообъективом (100×) и через зеркало направлялось на камеру. Следует отметить, что на платформе ИНТЕГРА Спектра сканирование ведется образцом, который перемещается с помощью пьезодвигателей по трем координатным осям. С помощью линзы лазерное излучение фокусировалось таким образом, чтобы диаметр падающего пучка в несколько раз превышал размеры исследуемой структуры. В этом случае можно приближенно полагать, что при сканировании образцом структура во всех положениях освещалась равномерно.

На рис. 4а показаны характерные фрагменты измеренного и расчетного распределений интенсивности электрического поля в области интерференции

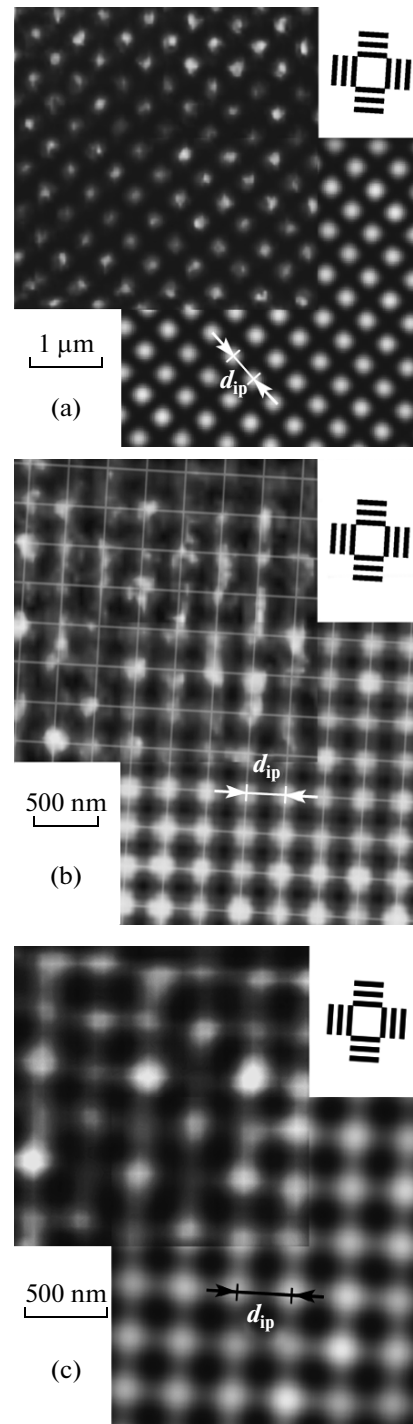


Рис. 4. Экспериментальные (сверху) и расчетные (снизу) распределения интенсивности электрического поля непосредственно над поверхностью металла в области интерференции. (а) – При $\Delta = 0$, $\delta = 0$. (б) – При $\Delta = 0$, $\delta = \pi/2$. (с) – При $\Delta = \lambda_{spp}/4$, $\delta = 0$. На рисунках показана ориентация дифракционной структуры в процессе измерения

для структуры с $\Delta = 0$, полученные при падении волны с линейной поляризацией ($\delta = 0$). Для расчета использовался метод фурье-мод решения уравнений Максвелла [9]. В указанном случае $\phi = 0$ и вид экспериментально зарегистрированной картины совпадает с результатами теоретического анализа и численного моделирования. Усредненный период картины (426 нм) близок к теоретическому значению (433 нм). На рис. 4б показаны распределения интенсивности электрического поля, полученные при круговой поляризации падающей волны ($\delta = \pi/2$, $\phi = \pi/2$). Вид экспериментально измеренного распределения также соответствует расчетному, а значение периода формируемой картины (301 нм) близко к теоретическому (306 нм). На рис. 4с показаны распределения интенсивности электрического поля в области интерференции для структуры с $\Delta = \lambda_{\text{спр}}/4 = 153$ нм, полученные при освещении образца линейно поляризованным излучением ($\delta = 0$, $\phi = \pi/2$). В соответствии с результатами теоретического анализа интерференционная картина в этом случае имеет такие же конфигурацию и период, что и на рис. 4б. Некоторая неоднородность интерференционных картин связана с деградацией образца (в частности, с загрязнением металлической пленки и, предположительно, с появлением тонкого сульфидного слоя) и особенностями оптической схемы (в частности, при отражении от металлического зеркала в системе ИНТЕГРА Спектра свет с круговой поляризацией становится эллиптически поляризованным). Отметим, что добавление на поверхность металла тонкого диэлектрического или полупроводникового слоя приведет к увеличению константы распространения плазмонной моды и уменьшению периода интерференционных картин, что соответствует результатам эксперимента.

Итак, в настоящей работе численно и экспериментально показано, что переход к круговой поляризации падающего излучения позволяет в $\sqrt{2}$ раз уменьшить период двумерных интерференционных картин ППП при фиксированной длине волны падающего излучения. Аналогичное уменьшение периода формируемой картины при освещении структуры линейно поляризованным светом может быть достигнуто за счет внесения эквивалентного сдвига в геометрию дифракционной структуры. Результаты работы могут найти применение в системах ближнепольной фотолитографии для создания периодических структур с наноразмерными деталями.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ # 12-07-00495, 13-07-00464, 12-07-33018, 13-07-12410, 11-07-00153, стипендии Президента РФ молодым ученым и аспирантам (СП-4554.2013.5), гранта фонда “Династия” и гранта Президента РФ # НШ-4128.2012.9.

1. E. Ozbay, *Science* **311**, 189 (2006).
2. D. K. Gramotnev and S. I. Bozhevolnyi, *Nat. Photon.* **4**, 83 (2010).
3. R. J. Blaikie, in *Applications of Metamaterials* (ed. by F. Capoloni), CRC Press, 2009, p. 25.
4. A. N. Grigorenko, N. W. Roberts, M. R. Dickinson, and Y. Zhang, *Nat. Photon.* **2**, 365 (2008).
5. E. A. Bezus, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, and I. I. Kadomin, *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **10**, 095204 (2008).
6. E. A. Bezus and L. L. Doskolovich, *Opt. Commun.* **283**, 2020 (2010).
7. Z.-W. Liu, Q.-H. Wei, and X. Zhang, *Nano Lett.* **5**, 957 (2005).
8. Q. Wang, J. Bu, and X. Yuan, *Opt. Express.* **18**, 2662 (2010).
9. L. Li, *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, 2758 (1997).