

ISSN 1561-2430 (Print)
ISSN 2524-2415 (Online)
УДК 535.31,778.14
<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2024-60-4-335-343>

Поступила в редакцию 12.08.2024
Received 12.08.2024

С. Н. Курилкина, Н. А. Хило

*Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси,
Минск, Республика Беларусь*

ОПТИЧЕСКАЯ НАНОЛИТОГРАФИЯ НА ОСНОВЕ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА

Аннотация. Предложена и исследована схема для оптической нанолитографии интерференционного типа, основанная на использовании возбуждения встречных поверхностных плазмон-поляритонов на плоской границе раздела металлodieлектрической наноструктуры. Выполнен детальный расчет схемы оптической нанолитографии, предназначенной для формирования синусоидальных дифракционных решеток. Показано, что использование призмы ввода с большим показателем преломления позволяет более чем на порядок повысить коэффициент усиления формируемого в фоторезисте светового поля. Установлено, что путем изменения толщины слоев металлodieлектрической структуры можно изменять волновое число, при котором реализуется условие плазмонного резонанса, и тем самым управлять периодом формируемых решеток и глубиной проникновения поля в фоторезист. Предложенная схема может быть использована для создания двумерных, круговых решеток, а также решеток произвольной формы при соответствующем выборе формы вводной призмы.

Ключевые слова: литография, эванесцентная волна, поверхностная волна, плазмон-поляритон, металлodieлектрическая слоистая структура

Для цитирования. Курилкина, С. Н. Оптическая нанолитография на основе плазмонного резонанса / С. Н. Курилкина, Н. А. Хило // Вест. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. – 2024. – Т. 60, № 4. – С. 335–343. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2024-60-4-335-343>

Svetlana N. Kurilkina, Nikolai A. Khilo

B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus

OPTICAL NANOLITHOGRAPHY BASED ON PLASMON RESONANCE

Abstract. In this paper, we propose and investigate a scheme for optical nanolithography of the interference type based on the use of excitation of counter-propagating surface plasmon-polaritons at a flat interface of a metal-dielectric nanostructure. A detailed calculation of the optical nanolithography scheme designed to form sinusoidal diffraction gratings is performed. It is shown that the use of an input prism with a large refractive index allows increasing the gain of the light field formed in the photoresist by more than an order of magnitude. It is found, that by changing the thickness of the layers of the metal-dielectric structure it is possible to change the wave number at which the plasmon resonance condition is realized, and thereby to control the period of the formed gratings and the depth of field penetration into the photoresist. The proposed scheme may be used to create two-dimensional, circular gratings, as well as gratings of arbitrary shape with an appropriate choice of the shape of input prism.

Keywords: lithography, evanescent wave, surface wave, plasmon-polariton, metal-dielectric layered structure

For citation. Kurilkina S. N., Khilo N. A. Optical nanolithography based on plasmon resonance. *Vesti Natsyonal'nai akademii navuk Belarusi. Seriya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2024, vol. 60, no. 4, pp. 335–343 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2024-60-4-335-343>

Введение. В последнее десятилетие внимание многих исследователей привлекает изучение оптических поверхностных волн (ОПВ), что связано с перспективами их применения в дефектоскопии, при передаче информации и т. д. [1]. К ОПВ, как правило, относят поля, экспоненциально затухающие при удалении от границы раздела, вдоль которой они распространяются. Среди них – эванесцентные волны, возникающие в оптически менее плотной среде в условиях полного внутреннего отражения [2, 3]. Однако данные поля быстро убывают при удалении от поверхности распространения, что ограничивает возможность их практического применения. Возникает задача их усиления, для чего предложено использовать поверхностные плазмон-поля-

ритоны (ПП) – ТМ-поляризованные волны, формируемые на границе сред с различными по знаку диэлектрическими проницаемостями [4, 5] (например, диэлектрик и металлодиэлектрическая (МД) слоистая структура, описываемая усредненными эффективными параметрами (тензором диэлектрической проницаемости ϵ) [6]). При определенном соотношении параметров структуры (толщин и проницаемостей образующих ее слоев) одно из собственных значений эффективно-го тензора ϵ может быть отрицательным, что обуславливает возможность возбуждения ПП на границе такой МД-слоистой структуры и диэлектрика. В условиях полного внутреннего отражения при совпадении проекции волнового вектора падающей волны на границу раздела сред и волнового вектора генерируемого на этой границе плазмон-поляритона возникает резонанс, что проявляется в резком уменьшении коэффициента отражения структуры и усилении поля на границе раздела за счет возбуждения ПП. Данный принцип использован для получения изображений с субволновым разрешением [7–12].

Главным элементом систем оптической нанолитографии на основе плазмонных резонансов является так называемая плазмонная линза (ПЛ) – металлический нанослой либо металлодиэлектрическая структура с отрицательной эффективной диэлектрической проницаемостью. Возможны два подхода к построению данных систем. Первый из них предусматривает наличие зазора порядка десятка нанометров между ПЛ и фоторезистом, ширина которого должна поддерживаться с высокой точностью. Необходимость этого зазора и контроля его ширины обуславливает снижение скорости записи структуры и возрастание риска повреждения фоторезиста [13, 14], повышение чувствительности системы к вибрации и воздействиям окружающей среды [15, 16] и усложнение системы нанолитографии. Второй подход основан на использовании метода призмного возбуждения плазмон-поляритонов. Как правило, в известных схемах металлический нанослой, нанесенный на основание призмы, непосредственно контактирует с фоторезистом. При падении двух или нескольких когерентных ТМ-поляризованных пучков на основание призмы под углом, близким к резонансному, отвечающему условию возбуждения ПП, в фоторезисте формируется интерференционная картина с субволновым разрешением [17]. Однако вследствие непосредственного контакта металлического слоя и фоторезиста возрастает риск повреждения поверхности, что оказывает существенное влияние на качество получаемой интерференционной картины [17]. Кроме того, в известных схемах на основе данного подхода не удалось получить достаточно большую величину усиления эванесцентных полей и, соответственно, значительную глубину проникновения в фоторезист. Таким образом, задача поиска новых схемных решений для систем оптической нанолитографии на основе плазмонного резонанса остается актуальной.

В настоящей работе для усиления поля в фоторезисте предлагается схема нанолитографии, в которой между призмой полного внутреннего отражения (ПВО) и фоторезистом располагается металлодиэлектрическая наноструктура (диэлектрик – металл Ag – диэлектрик). Важным является оптимизация параметров такой наноструктуры, поскольку резонансное возбуждение встречных плазмон-поляритонов происходит при определенных толщинах ее слоев. При этом особое внимание уделяется расчету характеристик системы «призма – МД-наноструктура – фоторезист», для которых реализуется максимальное усиление поля в фоторезисте (максимальная глубина проникновения) и высокое пространственное разрешение записываемых периодических решеток.

Оптическая схема нанолитографии интерференционного типа. Рассмотрим оптическую схему для оптической нанолитографии интерференционного типа, основанную на использовании плазмонных резонансов (рис. 1), в которой металлодиэлектрическая структура 3, представляющая собой слоистую структуру металл – диэлектрик, располагается между вводной призмой ПВО 1 и слоем фоторезиста 4 на подложке 5. В данной схеме предполагается освещение МД-структуры полем с достаточно узким пространственным спектром, близким к спектру плазмонного усиления этой металлодиэлектрической структуры, за счет чего достигается максимальное усиление интенсивности. В связи с этим падающее световое поле ограничивается в поперечном сечении непрозрачными масками 2, размещенными, в отличие от обычно используемого варианта, на боковой, а не на нижней грани призмы, что исключает труднорегулируемое влияние маски на пропускание / отражение МД-структуры. Отметим, что геометрические размеры призмы ввода определяются необходимостью формирования интерференционного поля в металлодиэлектрической структуре.

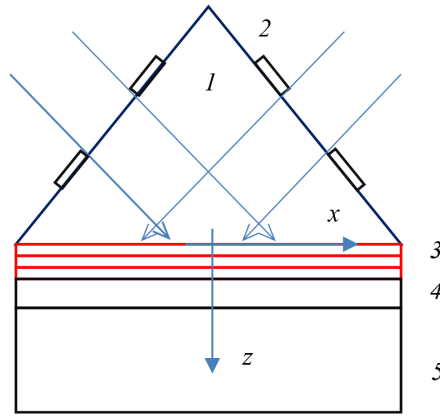


Рис. 1. Оптическая схема нанолитографии интерференционного типа: 1 – вводная призма ПВО; 2 – апертура (щель с равномерным пропусканием); 3 – МД-структура; 4 – фоторезист; 5 – подложка

Fig. 1. Optical scheme of interference-type nanolithography. Here 1 is a TIR prism; 2 is an aperture (a slit with uniform transmission); 3 is an MD structure; 4 is a photoresist; 5 is a substrate

Введем систему координат с осью z , ортогональной нижней грани призмы ПВО, и осью x , расположенной в плоскости нижней грани (см. рис. 1). Расчет поля, формируемого схемой, будем производить в пространстве волновых чисел, задавая вначале пространственный спектр падающего поля, рассчитывая далее спектр на выходе и на произвольном от него расстоянии и в завершение посредством обратного Фурье-преобразования определяя пространственное распределение амплитуды (и, соответственно, интенсивности) выходного поля. Пространственный спектр падающего на МД-структуру поля определяется выражением

$$A_{in}(n_x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-L/2}^{L/2} a(x) \exp(-ik_0 n_x x) dx, \quad (1)$$

где $a(x)$ – скалярная амплитуда падающего поля, $n_x = k_x \lambda / (2\pi)$ – приведенное волновое число, k_x – компонента волнового вектора в направлении оси x , $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ – длина световой волны, L – ширина падающего на МД-структуру светового пучка. В случае освещения МД-структуры двумя наклонно падающими плоскими волнами с амплитудой a_{in} под углами $\pm\theta_0$, образованными волновыми векторами этих волн и осью z (знак «+» соответствует положительной проекции k_x волнового вектора падающей волны на ось x , знак «-» – отрицательной), из (1) следует

$$A_{in}(n_x) = \frac{a_{in} L}{\sqrt{2\pi}} \left(\operatorname{sinc} \left(\frac{\pi(n_x - n_{x0})L}{\lambda} \right) + \operatorname{sinc} \left(\frac{\pi(n_x + n_{x0})L}{\lambda} \right) \right), \quad (2)$$

где $n_{x0} = n_{in} \sin(\theta_0)$, n_{in} – показатель преломления материала призмы.

Для расчета передаточной функции структуры на рис. 1 воспользуемся матричным методом. Матрица переноса представляет собой произведение двух типов матриц: одна из них (T) описывает распространение света внутри однородного слоя вещества, другая (G) – преобразование света на границе двух сред [18]. При этом

$$G_{i/j} = \begin{pmatrix} \frac{1}{t_{ij}} & -\frac{r_{ji}}{t_{ij}} \\ \frac{r_{ij}}{t_{ij}} & \frac{t_{ji}t_{ij} + r_{ij}^2}{t_{ij}} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь индексы i, j указывают номер среды, t_{ij} , r_{ij} – соответственно френелевские коэффициенты пропускания и отражения. С учетом вида последних для ТМ-поляризованных волн выражение (3) может быть преобразовано к виду

$$G_{i/j} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \frac{\varepsilon_j + n_{zj}}{\varepsilon_i} & \frac{\varepsilon_j - n_{zj}}{\varepsilon_i} \\ \frac{\varepsilon_j - n_{zj}}{\varepsilon_i} & \frac{\varepsilon_j + n_{zj}}{\varepsilon_i} \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Здесь $n_{zi} = n_i \cos \theta_i$, n_i – показатель преломления i -й среды, θ_i – угол, определяющий направление распространения света в среде и образованный волновым вектором и осью z ; $\varepsilon_i = n_i^2$.

Матрица распространения T_i имеет вид

$$T_i = \begin{pmatrix} \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda} d_i \sqrt{\varepsilon_i - n_x^2}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} d_i \sqrt{\varepsilon_i - n_x^2}\right) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь d_i – толщина слоя.

Матрица переноса структуры «вводная призма – металлодиэлектрическая структура, образованная тремя слоями (диэлектрик 3,1 – металл 3,2 – диэлектрик 3,3, где первый индекс обозначает принадлежность к МД-структуре, размещенной на нижней грани призмы, а второй – номер слоя в этой структуре) – слой фоторезиста», имеет вид

$$M = G_{1/3,1} T_{3,1}^* G_{3,1/3,2} T_{3,2}^* G_{3,2/3,3} T_{3,3}^* G_{3,3/4}. \quad (6)$$

Спектральные компоненты векторов электрического \vec{e}_t и магнитного \vec{b}_t полей световой волны ТМ-поляризации в фоторезисте определяются выражениями

$$\vec{e}_t = \frac{t}{\varepsilon_4} \begin{pmatrix} n_{4z} \\ 0 \\ -n_x \end{pmatrix} A_{in}, \quad \vec{b}_t = t \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} A_{in}. \quad (7)$$

Здесь $n_{4z} = k_{4,z} \lambda / (2\pi)$, $k_{4,z}$ – компонента волнового вектора в фоторезисте (см. рис. 1) в направлении оси z , $t = M_{11}^{-1}$, A_{in} – амплитудный множитель, характеризующий падающее световое поле. Используя (7), можно определить компоненты вектора Умова – Пойнтинга $\vec{S} = (c / 8\pi) \text{Re}[\vec{e}\vec{b}^*]$ для поля в фоторезисте \vec{S}_t и падающей \vec{S}_{in} волны и передаточную функцию, определяемую как отношение их z -компонент: $T = S_{zt} / S_{zin}$. В результате получаем

$$T = \frac{n_{4z} \varepsilon_1}{\varepsilon_4 n_{1z}} |t|^2. \quad (8)$$

Воспользовавшись приведенными выше соотношениями, рассмотрим условия достижения плазмонного резонанса и, соответственно, оптимальные характеристики оптической схемы интерференционной нанолитографии. Для определенности предположим, что падающее световое поле имеет длину волны 365 нм, а металлодиэлектрическая структура образована двумя слоями плавленного кварца SiO_2 ($\varepsilon = 2,174$) и расположенным между ними слоем серебра ($\varepsilon = -2,70 + 0,23i$). На рис. 2, а представлена зависимость передаточной функции структуры (коэффициента усиления интенсивности) от приведенного волнового числа n_x для различных призм ввода: сапфировой (кривая 1), из оптического стекла ВВН (кривая 2), алмазной (кривая 3) с диэлектрическими проницаемостями соответственно 3,217; 5,039; 6,164. Как следует из рис. 2, а, приведенное волновое число, для которого передаточная функция имеет максимум, слабо зависит от показателя преломления призмы ввода (так, например, для сапфировой призмы и призмы из оптического стекла ВВН $n_{x\text{max}} = 1,685$, а для алмазной $n_{x\text{max}} = 1,68$), в то время как при увеличении последнего наблюдается существенный рост величины максимального усиления: от 5,7 для сапфировой призмы ввода до 15,8 для алмазной. Следует отметить, что для получения плазмонного резонанса и, соответственно, достижения усиления интенсивности необходимо, чтобы разность между величинами показателей преломления призмы ввода и диэлектрика МД-структуры была значи-

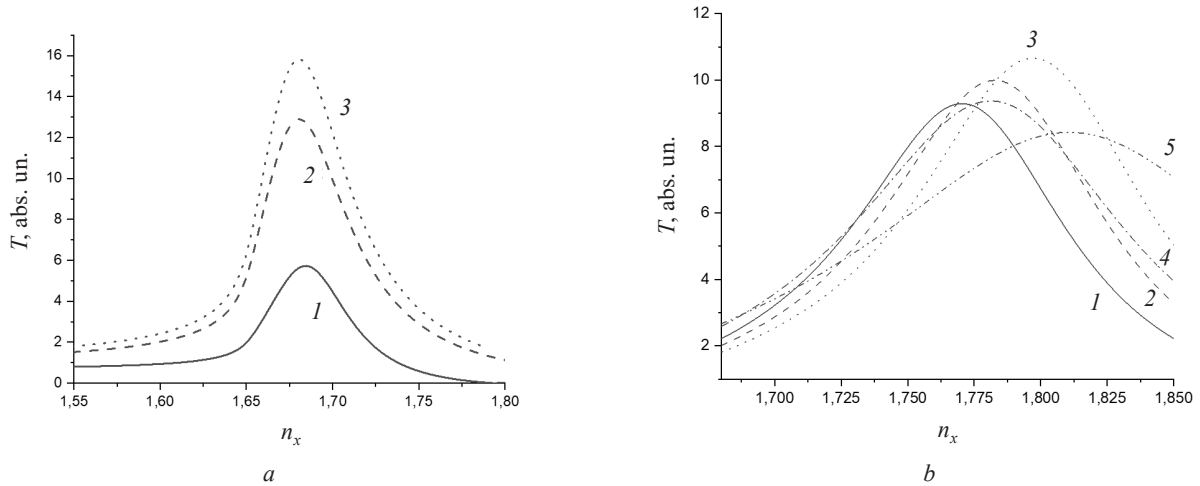


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления интенсивности от приведенного волнового числа n_x : *a* – система «призма ввода (сапфировая (1), стеклянная из оптического стекла ВВН (2), алмазная (3)) – металлодиэлектрическая структура SiO_2 (10 нм) / Ag (15 нм) / SiO_2 (95 нм) – слой фоторезиста AZ 1518 ($\epsilon = 2,729 + 0,024i$)»; *b* – система «призма ввода из оптического стекла ВВН – металлодиэлектрическая структура $\text{SiO}_2(d_1)/\text{Ag}(d_2)/\text{SiO}_2(d_3)$ – слой фоторезиста AZ 1518 ($\epsilon = 2,729 + 0,024i$)», $d_2 = 22$ нм. Кривая 1 – $d_1 = 20$ нм, $d_3 = 95$ нм; кривая 2 – $d_1 = 15$ нм, $d_3 = 95$ нм; кривая 3 – $d_1 = 10$ нм, $d_3 = 95$ нм; кривая 4 – $d_1 = 20$ нм, $d_3 = 80$ нм; кривая 5 – $d_1 = 20$ нм, $d_3 = 60$ нм. Длина падающей на структуру световой волны составляет 365 нм

Fig. 2. Dependence of the intensity enhancement on reduced wave number n_x : *a* is a system “input prism (sapphire (curve 1), BBH glass (curve 2), diamond (curve 3)) – metal-dielectric structure SiO_2 layer (10 nm) / Ag (15 nm) / SiO_2 layer (95 nm) – photoresist layer AZ 1518 ($\epsilon = 2.729 + 0.024i$)”; *b* is a system “BBH glass input prism – metal-dielectric structure SiO_2 layer (d_1)/Ag (d_2)/ SiO_2 layer (d_3) – photoresist layer AZ 1518 ($\epsilon = 2.729 + 0.024i$)”, $d_2 = 22$ nm. For curve 1 – $d_1 = 20$ nm, $d_3 = 95$ nm; for curve 2 – $d_1 = 15$ nm, $d_3 = 95$ nm; for curve 3 – $d_1 = 10$ nm, $d_3 = 95$ nm; for curve 4 – $d_1 = 20$ nm, $d_3 = 80$ nm; for curve 5 – $d_1 = 20$ nm, $d_3 = 60$ nm. Wavelength of incident light wave is 365 nm

тельной. Так, например, при использовании в качестве вводной призмы оптического стекла ВК7 с диэлектрической проницаемостью 2,34 плазмонного резонанса не наблюдается.

При увеличении толщины металлического слоя в МД-структуре приведенное волновое число, для которого наблюдается плазмонный резонанс, возрастает. Так, например, если $n_{x\text{max}} = 1,685$ для МД-структуры, образованной серебряным слоем 15 нм, окруженным слоями плавяного кварца с толщинами 10 и 95 нм, то при увеличении толщины слоя серебра в данной структуре до 22 нм, как видно из рис. 2, *b* (кривая 3), $n_{x\text{max}} = 1,80$. Кроме того, при уменьшении толщин диэлектрических слоев имеет место уширение максимумов резонансных кривых, т. е. ПП возбуждаются в более широком диапазоне n_x .

При замене фоторезиста на таковой с большей диэлектрической проницаемостью (например, ФП-3535 с диэлектрической проницаемостью 2,846), как видно из рис. 3, величина приведенного волнового числа, для которого наблюдается плазмонный резонанс, а также максимальный коэффициент усиления интенсивности возрастают. К тому же появляется асимметрия зависимости $T(n_x)$.

Рассмотрим далее пространственное распределение поля в фоторезисте при падении на призму ввода двух плоских волн под углом, соответствующим максимальному коэффициенту усиления интенсивности (см. рис. 1), где выполняется условие плазмонного резонанса. Для определенности полагаем, что интерференционное поле формируется в фоторезисте AZ 1518 посредством структуры алмазная призма ввода – металлодиэлектрическая структура SiO_2 (10 нм) – Ag (15 нм) – SiO_2 (95 нм). Полагаем, что длина волны падающего света равна 365 нм, поперечный размер падающего пучка – 5 мкм. Под разрешением будем понимать период интерференционной картины, а под глубиной проникновения – расстояние, на котором интенсивность поля в сравнении с входной поверхностью фоторезиста уменьшается в e^2 раз. На рис. 4, *a* представлено двумерное распределение интенсивности поля в фоторезисте.

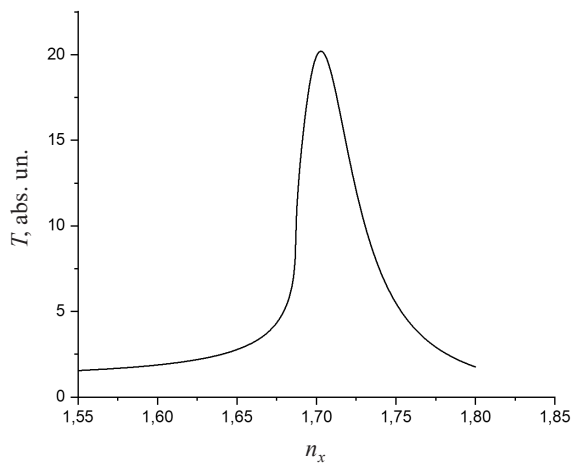


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления интенсивности от волнового числа n_x для структуры алмазная призма ввода – металлодиэлектрическая структура SiO_2 (10 нм) – Ag (15 нм) – SiO_2 (95 нм) – слой фоторезиста ФП-3535 ($\epsilon = 2,846$). Длина падающей на структуру световой волны составляет 365 нм

Fig. 3. Dependence of the intensity enhancement on wave number n_x for the structure diamond input prism – metal-dielectric structure SiO_2 (10 nm) – Ag (15 nm) – SiO_2 (95 nm) – photoresist layer FP-3535 ($\epsilon = 2.846$). The wavelength of the incident wave is 365 nm

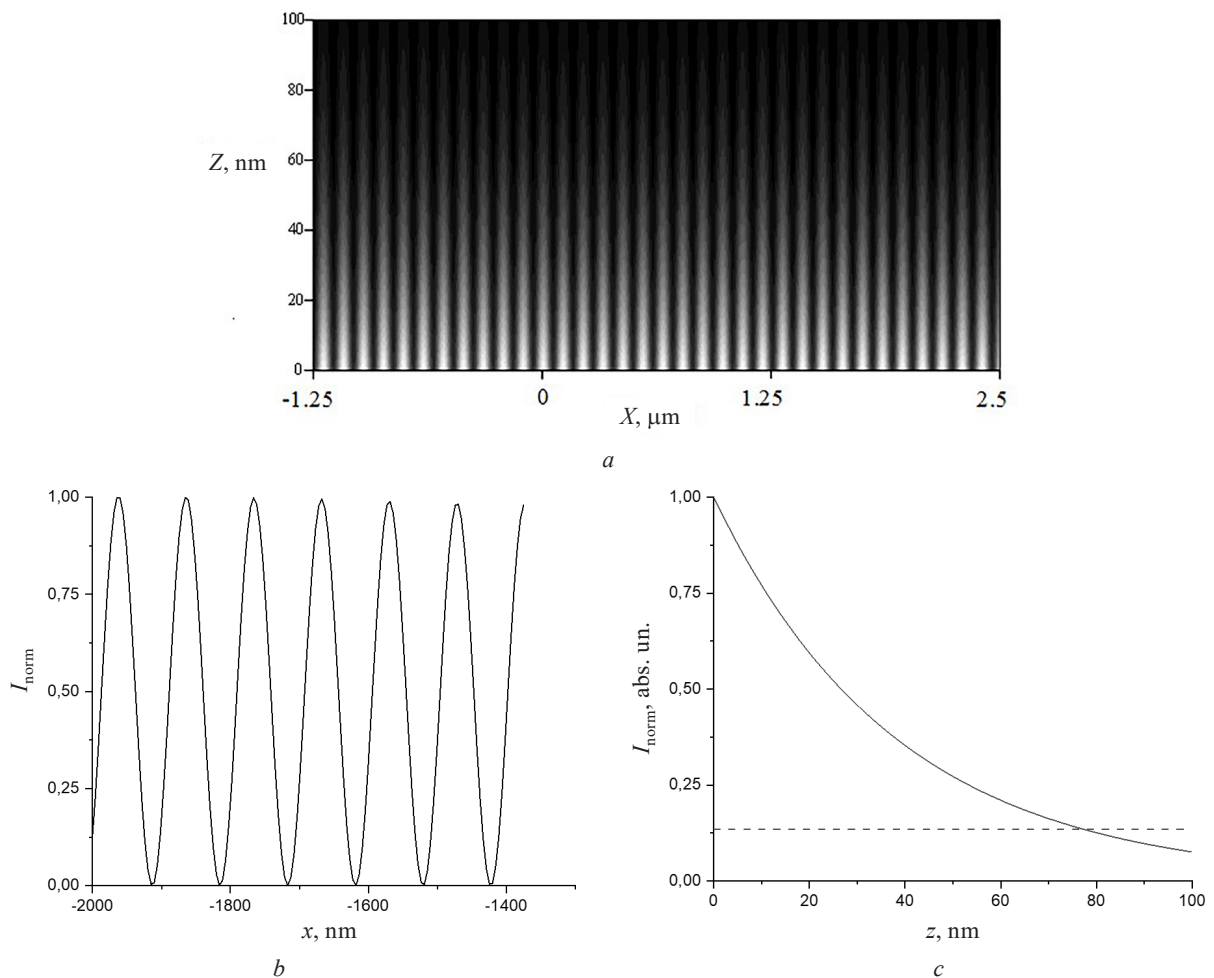


Рис. 4. Двумерное распределение интенсивности в фоторезисте (a); зависимость интенсивности поля на входе в фоторезист, нормированной на ее максимальное значение, от поперечной координаты (b); продольное распределение интенсивности, нормированной на ее значение на входной грани фоторезиста, в одном из максимумов (c). Поле формируется структурой алмазная призма ввода – металлодиэлектрическая структура SiO_2 (10 нм) – Ag (15 нм) – SiO_2 (95 нм). Длина падающей на структуру световой волны составляет 365 нм

Fig. 4. Two-dimensional intensity distribution in the photoresist (a); dependence of the field intensity at the input to the photoresist, normalized to its maximum value, on the transverse coordinate (b); longitudinal intensity distribution, normalized to its value on the input face of the photoresist, in one of the maxima (c). The field is formed by the structure diamond input prism – metal-dielectric structure SiO_2 (10 nm) – Ag (15 nm) – SiO_2 (95 nm). The wavelength of the incident wave is 365 nm

Поперечное разрешение Δx может быть найдено непосредственно по рис. 4, *b*, а также с помощью известной формулы $\Delta x = \lambda / (2n_{x\max})$, где $n_{x\max}$ – приведенное волновое число, при котором наблюдается плазмонный резонанс. В данном случае оно равно 100 нм. Как видно из приведенного соотношения, величина Δx может быть уменьшена при использовании МД-структуры с большим $n_{x\max}$.

Глубина проникновения Δz может быть оценена по рис. 4, *c* или рассчитана по формуле $\Delta z = \lambda / \left(2\pi \sqrt{n_{x\max}^2 - \epsilon_{\text{out}}} \right)$, где ϵ_{out} – диэлектрическая проницаемость фоторезиста. В рассматриваемом случае она равна 77 нм. Как видно из приведенного соотношения и проведенных расчетов, для достижения наибольшей глубины проникновения необходимо выполнение условия $n_{x\max}^2 \approx \epsilon_{\text{out}}$.

В целом выбором материалов для МД-структур и призмы ввода, а также толщин нанослоев можно изменять основные параметры систем плазмонного типа в достаточно широком диапазоне.

Заключение. Таким образом, в работе предложена и исследована схема для оптической нанолитографии интерференционного типа, основанная на использовании возбуждения встречных поверхностных плазмонов на плоской границе раздела наноструктуры металл – диэлектрик. Выполнен детальный расчет схемы оптической нанолитографии, предназначенной для формирования синусоидальных дифракционных решеток. Кроме линейных решеток, с использованием предложенной схемы можно создавать 2D-решетки (применяя четырехгранную призму), круговые решетки (на основе конической призмы), а также решетки произвольной формы (для призм более сложной специальной формы).

Показано, что использование призмы ввода с большим показателем преломления позволяет более чем на порядок повысить коэффициент усиления формируемого в фоторезисте поля. Установлено, что путем изменения толщины слоев МД-структуры можно изменять приведенное волновое число, при котором реализуется условие плазмонного резонанса, и тем самым управлять периодом формируемых решеток и глубиной проникновения поля в фоторезист.

Список использованных источников

1. Polo, J. *Electromagnetic Surface Waves: A Modern Perspective* / J. Polo, T. Mackay, A. Lakhtakia. – Newnes, 2013. – 293 p. <https://doi.org/10.1016/c2011-0-07510-5>
2. Optical coherence and electromagnetic surface waves / Y. Chen [et al.] // *Progress in Optics*. – Elsevier, 2020. – Vol. 65. – P. 105–172. <https://doi.org/10.1016/bs.po.2019.11.001>
3. Bertolotti, M. *Evanescent Waves in Optics: An Introduction to Plasmonics* / M. Bertolotti, C. Sibia, A. M. Guzman. – Cham: Springer, 2017. – 259 p. https://doi.org/10.1007/978-3-319-61261-4_2
4. *Near-Field Optics and Surface Plasmon Polaritons* / ed. S. Kawata. – Berlin: Springer, 2001. – 214 p. <https://doi.org/10.1007/3-540-44552-8>
5. Exciting surface plasmon polaritons in the Kretschmann configuration by a light beam / A. P. Vinogradov [et al.] // *Phys. Rev. B*. – 2018. – Vol. 97, № 23. – Art. ID 235407. <https://doi.org/10.1103/physrevb.97.235407>
6. Simovski, C. *An Introduction to Metamaterials and Nanophotonics* / C. Simovski, S. Tretyakov. – Cambridge University Press, 2020. – 338 p. <https://doi.org/10.1017/9781108610735>
7. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens / N. Fang [et al.] // *Science*. – 2005. – Vol. 308, № 5721. – P. 534–537. <https://doi.org/10.1126/science.1108759>
8. Plasmonic nanolithography / W. Srituravanich [et al.] // *Nano Lett.* – 2004. – Vol. 4, № 6. – P. 1085–1088. <https://doi.org/10.1021/nl049573q>
9. High-speed parallel plasmonic direct-writing nanolithography using metasurface-based plasmonic lens / Hu Yueqiang [et al.] // *Engineering*. – 2001. – Vol. 7, № 11. – P. 1623–1630. <https://doi.org/10.1016/j.eng.2020.08.019>
10. Wang, J. Thin metal superlens imaging in nanolithography / J. Wang, Y. Sheng // *Int. J. Opt.* – Vol. 2019. – Art. ID 6513836. <https://doi.org/10.1155/2019/6513836>
11. Plasmonic structures, materials and lenses for optical lithography beyond the diffraction limit: a review / C. Wang [et al.] // *Micromachines*. – 2016. – Vol. 7, № 7. – Art. ID 118. <https://doi.org/10.3390/mi7070118>
12. Mehrotra, P. A detailed study of resonance-assisted evanescent interference lithography to create high aspect ratio, super-resolved structures / P. Mehrotra, C. A. Mack, R. J. Blaikie // *Opt. Express*. – 2013. – Vol. 21, № 11. – P. 13170–13725. <https://doi.org/10.1364/oe.21.013710>
13. Plasmonic nano lithography with a high scan speed contact probe / Y. Kim [et al.] // *Opt. Express*. – 2009. – Vol. 17, № 22. – P. 19476–19485. <https://doi.org/10.1364/oe.17.019476>

14. Plasmonic lithography for fabricating nanoimprint masters with multi-scale patterns / H. Jung [et al.] // *J. Micromech. Microeng.* – 2015. – Vol. 25, № 5. – Art. ID 055004. <http://dx.doi.org/10.1088/0960-1317/25/5/055004>
15. Experimental demonstration of line-width modulation in plasmonic lithography using a solid immersion lens-based active nano-gap control / W. S. Lee [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2015. – Vol. 106, № 5. – Art. ID 051111. <https://doi.org/10.1063/1.4907653>
16. High-speed plasmonic nanolithography with a solid immersion lens-based plasmonic optical head / T. Kim [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – Vol. 101, № 16. – Art. ID 161109. <https://doi.org/10.1063/1.4760263>
17. Large-area surface-plasmon polariton interference lithography / X. Guo [et al.] // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31, № 17. – P. 2613–2615. <https://doi.org/10.1364/OL.31.002613>
18. Bendickson, J. M. Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one-dimensional, photonic band-gap structures / J. M. Bendickson, J. P. Dowling, M. Scalora // *Phys. Rev. E.* – 1996. – Vol. 53. – P. 4107–4121. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.53.4107>

References

1. Polo J., Mackay T., Lakhtakia A. *Electromagnetic Surface Waves: A Modern Perspective*. Newnes, 2013. 293 p. <https://doi.org/10.1016/c2011-0-07510-5>
2. Chen Y., Norrman A., Ponomarenko S. A., Friberg A. T. Optical coherence and electromagnetic surface waves. *Progress in Optics. Vol. 65*. Elsevier, 2020, pp. 105–172. <https://doi.org/10.1016/bs.po.2019.11.001>
3. Bertolotti M., Sibilica C., Guzman A. M. *Evanescent Waves in Optics: An Introduction to Plasmonics*. Cham, Springer, 2017. 259 p. https://doi.org/10.1007/978-3-319-61261-4_2
4. Kawata S. (ed.). *Near-Field Optics and Surface Plasmon Polaritons*. Berlin, Springer, 2001. 214 p. <https://doi.org/10.1007/3-540-44552-8>
5. Vinogradov A. P., Dorofeenko A. V., Pukhov A. A., Lisiansky A. A. Exciting surface plasmon polaritons in the Kretschmann configuration by a light beam. *Physical Review B*, 2018, vol. 97, no. 23, art. ID 235407. <https://doi.org/10.1103/physrevb.97.235407>
6. Simovski C., Tretyakov S. *An Introduction to Metamaterials and Nanophotonics*. Cambridge University Press, 2020. 338 p. <https://doi.org/10.1017/9781108610735>
7. Fang N., Lee H., Sun C., Zhang X. Sub-diffraction-limited optical imaging with a silver superlens. *Science*, 2005, vol. 308, no. 5721, pp. 534–537. <https://doi.org/10.1126/science.1108759>
8. Srituravanich W., Fang N., Sun C., Luo Q., Zhang X. Plasmonic nanolithography. *Nano Letters*, 2004, vol. 4, no. 6, pp. 1085–1088. <https://doi.org/10.1021/nl049573q>
9. Yueqiang Hu, Li L., Wang R., Song J., Wang H., Duan H., Ji J., Meng Y. High-speed parallel plasmonic direct-writing nanolithography using metasurface-based plasmonic lens. *Engineering*, 2001, vol. 7, no. 11, pp. 1623–1630. <https://doi.org/10.1016/j.eng.2020.08.019>
10. Wang J., Sheng Yu. Thin metal superlens imaging in nanolithography. *International Journal of Optics*, 2019, vol. 2019, art. ID 6513836. <https://doi.org/10.1155/2019/6513836>
11. Wang C., Zhang W., Zhao Z., Wang Y., Gao P., Luo Y., Luo X. Plasmonic structures, materials and lenses for optical lithography beyond the diffraction limit: a review. *Micromachines*, 2016, vol. 7, no. 7, art. ID 118. <https://doi.org/10.3390/mi7070118>
12. Mehrotra P. A., Mack C., Blaikie R. J. A detailed study of resonance-assisted evanescent interference lithography to create high aspect ratio, super-resolved structures. *Optics Express*, 2013, vol. 21, no. 11, pp. 13170–13725. <https://doi.org/10.1364/oe.21.013710>
13. Kim Y., Kim S., Jung H., Lee E., Hahn J. W. Plasmonic nano lithography with a high scan speed contact probe. *Optics Express*, 2009, vol. 17, no. 22, pp. 19476–19485. <https://doi.org/10.1364/oe.17.019476>
14. Jung H., Kim S., Han D., Jang J., Oh S., Choi J.-H., Lee E.-S., Hahn J. W. Plasmonic lithography for fabricating nanoimprint masters with multi-scale patterns. *Journal of Micromechanics and Microengineering*, 2015, vol. 25, no. 5, art. ID 055004. <http://dx.doi.org/10.1088/0960-1317/25/5/055004>
15. Lee W. S., Kim T., Choi G.-J., Lim G., Joe H.-E., Gang M.-G., Moon H. [et al.]. Experimental demonstration of line-width modulation in plasmonic lithography using a solid immersion lens-based active nano-gap control. *Applied Physics Letters*, 2015, vol. 106, no. 5, art. ID 051111. <https://doi.org/10.1063/1.4907653>
16. Kim T., Lee W.-S., Joe H.-E., Lim G., Choi G.-J., Gang M.-G., Kang S.-M., Park K.-S. [et al.]. High-speed plasmonic nanolithography with a solid immersion lens-based plasmonic optical head. *Applied Physics Letters*, 2012, vol. 101, no. 16, art. ID 161109. <https://doi.org/10.1063/1.4760263>
17. Guo X., Du J., Guo Y., Yao J. Large-area surface-plasmon polariton interference lithography. *Optics Letters*, 2006, vol. 31, no. 17, pp. 2613–2615. <https://doi.org/10.1364/OL.31.002613>
18. Bendickson J. M., Dowling J. P., Scalora M. Analytic expressions for the electromagnetic mode density in finite, one-dimensional, photonic band-gap structures. *Physical Review E*, 1996, vol. 53, pp. 4107–4121. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.53.4107>

Информация об авторах

Курилкина Светлана Николаевна – доктор физико-математических наук, профессор, главный научный сотрудник, Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by. <http://orcid.org/0000-0002-1866-4791>

Хило Николай Анатольевич – кандидат физико-математических наук, доцент, ведущий научный сотрудник, Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси (пр. Независимости, 68-2, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: n.khilo@dragon.bas-net.by. <http://orcid.org/0000-0001-5550-1708>

Information about the authors

Svetlana N. Kurilkina – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor, Chief Researcher, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by. <http://orcid.org/0000-0002-1866-4791>

Nikolai A. Khilo – Ph. D. (Physics and Mathematics), Associate Professor, Leading Researcher, B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68-2, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: n.khilo@dragon.bas-net.by. <http://orcid.org/0000-0001-5550-1708>