

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ НА МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

И. З. Индутный, В. И. Минько, Н. В. Сопинский*, Е. В. Свеженцова

УДК 535-4+681.785.552

Институт физики полупроводников им. В. Е. Лашкарьова НАН Украины, 03028, Киев, просп. Науки, 41, Украина; e-mail: sopinsky@ua.fm, sopinsky@isp.kiev.ua

(Поступила 25 марта 2019)

Представлены результаты экспериментальных исследований плазмон-стимулированного преобразования (конверсии) поляризации излучения для Au-решеток с различным соотношением периода решетки и длины волны возбуждения (в том числе впервые исследуемых высокочастотных, для которых отношение длины волны к периоду близко к 2), а также с различной глубиной модуляции. Решетки для исследований изготовлены с помощью интерференционной литографии с использованием халькогенидных фоторезистов. Эффект конверсии поляризации изучен с помощью измерения угловых зависимостей (от угла падения и азимутального угла) зеркального отражения линейно поляризованного монохроматического излучения He-Ne-лазера. Установлено, что для низкочастотных решеток с периодом, большим длины волны, а также решеток с промежуточной частотой (период решетки несколько меньше длины волны) максимальная эффективность преобразования *p*-поляризованного излучения в *s*-поляризованное достигается при азимуте $\sim 45^\circ$ и определяется глубиной модуляции. Однако для высокочастотных решеток, на которых поверхностные плазмон-поляритоны возбуждаются при больших углах падения и азимутальных углах, значительно меньших 45° , интенсивность полученной *s*-компоненты на порядок меньше, чем для более низкочастотных решеток. Таким образом, эффективность конверсии поляризации, стимулированной возбуждением поверхностных плазмонов, определяется не только глубиной модуляции решетки h/d , но и отношением длины волны возбуждающего света к периоду решетки λ/d .

Ключевые слова: плазмона, плазмон-поляритоны, конверсия поляризации, металлические дифракционные решетки, коническая дифракция, Au, интерференционная литография, халькогенидные фоторезисты.

The results of experimental studies of plasmon-stimulated transformation (conversion) of radiation polarization by Au gratings with different ratio between lattice period and excitation wavelength (including the first time investigated high-frequency gratings, for which the ratio of wavelength to period is close to 2), as well as with different modulation depth, are presented. Gratings for research are made by means of interference lithography using chalcogenide photoresists. The polarization conversion effect was studied by measuring the angular dependences (on the angle of incidence and azimuthal angle) of the specular reflection of linearly polarized monochromatic He-Ne laser radiation. It was found that for low-frequency gratings with a period more than wavelength and for the gratings with an intermediate frequency (grating period is a little less than wavelength), the maximum conversion efficiency for *p*-polarized radiation into *s*-polarized is reached at azimuth $\sim 45^\circ$ and is determined by the modulation depth. However, for high-frequency lattices on which surface plasmon-polaritons are excited at high incidence angles and azimuthal angles significantly less than 45° , the intensity of the resulting *s*-component is an order of magnitude less than for lower-

POLARIZATION TRANSFORMATION OF ELECTROMAGNETIC RADIATION AT EXCITATION OF SURFACE PLASMON-POLARITONS ON A METALLIC GRATING

I. Z. Indutnyi, V. I. Mynko, M. V. Sopinsky*, K. V. Svezhentsova (V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, 41 Prosp. Nauky, Kyiv, 03028, Ukraine; e-mail: sopinsky@ua.fm, sopinsky@isp.kiev.ua)

frequency lattices. Thus, the efficiency of polarization conversion stimulated by the excitation of surface plasmons is determined not only by the lattice depth of modulation h/d , but also by the ratio of the exciting light wavelength to the lattice period λ/d .

Keywords: *plasmonics, plasmon-polaritons, polarization conversion, metallic diffraction gratings, conical diffraction, Au, interference lithography, chalcogenide photoresists.*

Введение. Начало современной плазмоники, бурно развивающейся в последние два десятилетия, можно отнести к первым работам Вуда [1] по исследованию оптических характеристик металлических дифракционных решеток. Так называемые “аномалии Вуда”, которые наблюдаются при определенных условиях в спектральных или угловых зависимостях отражения от поверхности решетки, были позже объяснены Фано [2] как возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) на периодически модулированной границе металл—воздух.

Возбуждение ППП на поверхности дифракционной решетки, покрытой металлом, зависит от поляризации падающего излучения. Для падающего под углом θ излучения, плоскость падения которого перпендикулярна штрихам решетки (азимутальный угол φ , который определяется как угол между обратным вектором решетки и проекцией волнового вектора излучения на поверхность решетки, в этом случае равен нулю), возбуждение ППП наблюдается только для ТМ(p -поляризованного)-света. При увеличении азимутального угла эффективность возбуждения ТМ-светом снижается, соответственно, появляется и усиливается возбуждение ППП ТЕ(s -поляризованным)-светом. При $\varphi = 90^\circ$ возбуждение плазмон-поляритонной волны наблюдается только для ТЕ-излучения [3]. Установлено [4], что отклонение азимутального угла от двух крайних положений сопровождается преобразованием поляризации падающего излучения (в отражении ослабляется интенсивность p -компоненты, появляется и усиливается s -поляризованная компонента) в области возбуждения ППП. Такое преобразование поляризации излучения на металлической решетке получило название конверсии поляризации, стимулированной возбуждением поверхностных плазмонов [5—7]. Это эффект изучался во многих теоретических и экспериментальных работах. Наиболее детальные исследования проведены путем измерения угловых зависимостей (от θ и φ) зеркального отражения линейно поляризованного монохроматического излучения для решеток с небольшой глубиной штрихов по сравнению с их периодом [5—7]. Для таких решеток можно пренебречь вкладом интерференционной составляющей конверсии поляризации и рассматривать только вклад плазмон-стимулированной конверсии. Показано [5—7], что максимальное значение конверсии наблюдается при $\varphi = 45^\circ$, исследованы зависимости конверсии от глубины модуляции решетки, толщины металлического слоя и характеристик окружающего диэлектрика. Позже были предложены решетки с глубоким рельефом и узкими штрихами [8—10], которые позволяют получать конверсию поляризации в широком спектральном интервале за счет комбинации вкладов плазмон-стимулированной и интерференционной конверсии.

Исследования неглубоких решеток в основном ограничивались образцами, период которых больше длины волны, причем конверсия наблюдалась только на одной ветке возможных возбуждений плазмонов в плоскости (θ – φ). В [11, 12] условия возбуждения плазмонов в таких решетках проанализированы подробнее, установлены области возбуждения в плоскости (θ – φ) в зависимости от соотношения между периодом решетки и длиной волны возбуждения. Однако детальных экспериментальных исследований конверсии поляризации решетки с различными соотношениями периода и длины волны возбуждения проведено не было. Данная работа в некоторой степени восполняет этот пробел.

Эксперимент. Решетки для исследований изготавливались с помощью интерференционной литографии с использованием халькогенидных фоторезистов [13, 14]. На плоскопараллельные полированные стеклянные подложки путем последовательного термического напыления в вакууме ($2 \cdot 10^{-3}$ Па) осаждались слои хрома толщиной 40 нм и халькогенидного стекла $As_{40}S_{40}Se_{20}$ толщиной 80—300 нм (в зависимости от периода решетки). Слой хрома исключал появление интерференционных эффектов от противоположной поверхности подложки и обеспечивал хорошую адгезию фоторезиста к подложке. Для экспонирования образцов создавалась интерференционная картина с необходимой пространственной частотой излучения гелий-кадмиевого лазера ($\lambda = 441.6$ нм). После экспонирования проводилась химическая обработка в безводных растворах щелочных травителей. Продолжительность процесса травления определяет глубину рельефа и форму профиля штриха решетки [15]. В настоящей работе условия формирования решеток обеспечивали форму профиля решетки, близкую к синусоиде. Сформированные решетки покрывались диэлектрическим слоем MgF_2 толщиной 40 нм,

на который осаждался непрозрачный слой золота толщиной 80—100 нм (оба слоя также наносились методом термического напыления в вакууме). Толщина слоев контролировалась в процессе осаждения с помощью градуированного кварцевого измерителя толщины КИТ-1 и измерялась после осаждения с помощью микроинтерферометра МИИ-4. Для определения формы профиля штрихов и глубины рельефа решетки использован атомно-силовой микроскоп “Фемтоскан” (Центр перспективных технологий, МГУ, Москва).

Исследование конверсии поляризации проведено на стенде, смонтированном на основе гониометра Г5М и столика Федорова ФС-5. Решетка крепилась на вращающемся столике, который позволял изменять угол падения θ в пределах 0—90° с точностью 0.01°, а азимутальный угол φ — с точностью 0.1°. *p*-Поляризованное излучение He–Ne-лазера ($\lambda = 632.8$ нм) проходило через первый поляризатор, отражалось от решетки и, пройдя через второй поляризатор, который мог выделять *p*- или *s*-компоненту, попадало на фотодиод. Выделяя вторым поляризатором *s*-компоненту, можно получить отношение (R_{ps}) интенсивности *s*-поляризованной компоненты в отраженном свете к интенсивности падающего *p*-поляризованного излучения как функцию θ и/или φ . Аналогично, выделяя вторым поляризатором *p*-компоненту в отраженном свете и сравнивая ее с падающим поляризованным излучением, получим угловые зависимости коэффициента отражения *p*-компоненты (R_{pp}). Для $R_{pp} > 0.01$, $R_{ps} > 0.01$ относительная погрешность их определения ≤ 0.1 %. Периоды решеток определялись из измерений угла автоколлимации дифракции с относительной погрешностью 0.1 %.

Результаты и их обсуждение. Условием возбуждения ППП является согласование компонент волновых векторов падающего излучения и плазмон-поляритонов, параллельных поверхности решетки, с учетом вклада обратного вектора решетки (условие сохранения квазиимпульса). В скалярном виде это условие можно записать с помощью выражения [16]:

$$[\text{Re}(k_{\text{SPP}})]^2 = n^2 k_0^2 \sin^2 \theta + m^2 G^2 \pm 2mnGk_0 \sin \theta \cos \varphi, \quad (1)$$

где $\text{Re}(k_{\text{SPP}})$ — действительная часть комплексного волнового вектора ППП; $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновой вектор падающего излучения с длиной волны λ ; m — дифракционный порядок ($m \neq 0$); $G = 2\pi/d$ — обратный вектор решетки с периодом d ; $n = \sqrt{\varepsilon}$ — показатель преломления окружающей среды с диэлектрической проницаемостью ε . Для приблизительной оценки величины волнового вектора ППП можно применить выражение, полученное для случая плоской границы раздела полубесконечных сред [17]:

$$k_{\text{SPP}} = (2\pi/\lambda)[\varepsilon_{\text{Me}}\varepsilon/(\varepsilon_{\text{Me}} + \varepsilon)]^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь $\varepsilon_{\text{Me}} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ — комплексная диэлектрическая проницаемость металла на длине волны λ . Для благородных металлов (Au, Ag) в области спектра, соответствующей излучению He–Ne-лазера, абсолютная величина действительной части диэлектрической проницаемости (отрицательной) значительно больше мнимой части: $|\varepsilon_1| \gg |\varepsilon_2|$. В этом приближении:

$$\text{Re}(k_{\text{SPP}}) = (2\pi/\lambda)[\varepsilon_1\varepsilon/(\varepsilon_1 + \varepsilon)]^{1/2}.$$

В нашем случае диэлектрической средой является воздух ($n = 1.003$), и ограничимся только первым дифракционным порядком ($m = 1$). Решив уравнение (1) относительно $\sin \theta$, получим формулы, определяющие резонансный угол падения θ_r , при котором возбуждается плазмон, как функцию азимутального угла [12]:

$$\sin \theta_r = (\lambda/d) \cos \varphi \pm [\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1) - (\lambda/d)^2 \sin^2 \varphi]^{1/2} \text{ при } \lambda/d > [\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1)]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\sin \theta_r = [\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1) - (\lambda/d)^2 \sin^2 \varphi]^{1/2} \pm (\lambda/d) \cos \varphi \text{ при } \lambda/d < [\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1)]^{1/2}. \quad (4)$$

В случае Au или Ag значение $[\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1)]^{1/2}$ близко к единице, поэтому переход от (3) к (4) осуществляется, когда период решетки становится больше длины волны. В работе [12] подробно проанализированы выражения (3) и (4) и, исходя из условий положительности подкоренного выражения и ограничения $\sin \theta_r$ значениями от -1 до $+1$, определены области существования решений этих уравнений.

Учитывая результаты анализа, мы изготовили решетки с различными периодами (329, 497 и 884 нм), которые соответствуют разным условиям возбуждения ППП. На рис. 1 показано полученное с помощью градуированного атомно-силового микроскопа (АСМ) поперечное сечение поверхности решетки с периодом 497 нм. Видно, что профиль штрихов изготовленной решетки синусоидальный, ее глубина модуляции $h/d \sim 13$ % (h — глубина рельефа). Глубина рельефа определялась с погрешностью 5 %.

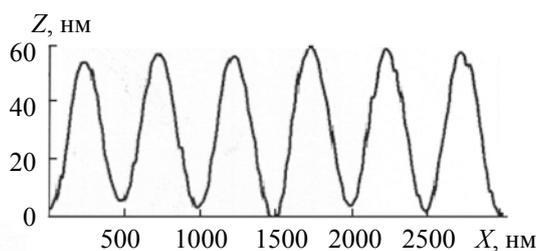


Рис. 1. Сечение поверхности решетки с периодом $d = 497$ нм плоскостью, перпендикулярной поверхности подложки и направлению штрихов решетки; X — координата вдоль оси, параллельной поверхности подложки; Z — координата вдоль оси, перпендикулярной поверхности подложки

На рис. 2 показаны области возбуждения ППП для указанных трех решеток в плоскости $(\theta-\varphi)$ при возбуждении излучением с $\lambda = 632.8$ нм. Эти области имеют вид непрерывных линий (ветвей), которые определяют, при каких значениях пар (θ_r, φ_r) возбуждается ППП на данной решетке. Зависимости рассчитаны с использованием соотношений (3), (4), значение ε_1 для Au взято из работы [18]. Наиболее низкочастотная решетка описывается уравнением (4), и соотношение длины волны возбуждения к периоду решетки удовлетворяет условию [12]: $[\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1)]^{1/2} \geq \lambda/d \geq [\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1) - 1]^{1/2}$. Для этой решетки существуют две ветви в плоскости $(\theta-\varphi)$, определяющие возбуждение ППП (кривая 1): первая соответствует $\varphi = 0-90^\circ$, вторая — от $\varphi^+ = 73^\circ$ до 90° (при $\varphi = 90^\circ$ они сливаются). Вторая решетка описывается уравнением (3), и λ/d удовлетворяет условию $[\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1) + 1]^{1/2} \geq \lambda/d \geq [\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1)]^{1/2}$. Для этого случая (кривая 2) также существуют две ветви: одна в интервале азимутального угла от 0° до $\varphi^* = 55.2^\circ$, вторая — от $\varphi^+ = 53.1^\circ$ до φ^* . В точке, соответствующей азимуту φ^* , обе ветви сливаются. Третья, наиболее высокочастотная решетка описывается уравнением (3), и λ/d удовлетворяет условию $[\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1)]^{1/2} + 1 \geq \lambda/d \geq [\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1) + 1]^{1/2}$. Соответственно, существует одна ветвь (кривая 3), которая ограничивается интервалом по азимутальному углу от 0° до $\varphi^* = 20.2^\circ$. Для решеток с $\lambda/d > [\varepsilon_1/(\varepsilon_1 + 1)]^{1/2} + 1$ (период меньше примерно половины длины волны) не существует значений пар (θ, φ) , при которых возможно возбуждение ППП. Такие решетки называются решетками нулевого порядка, или недифракционными.

Как показано выше, возбуждение ППП на исследуемых решетках при $\varphi \neq 0^\circ$ или 90° сопровождается конверсией поляризации, которая характеризуется величиной R_{ps} . Особенности плазмон-стимулированной конверсии поляризации мелкими решетками экспериментально исследовались в основном на решетках типа 1 (рис. 2), причем при возбуждении ППП в области основной ветви в интервале $\varphi = 0-90^\circ$. Для более высокочастотных решеток типов 2 и 3 такие эксперименты не проводились, что и стимулировало исследования, результаты которых изложены ниже.

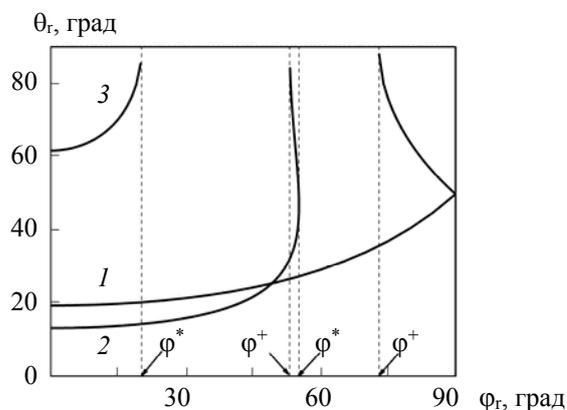


Рис. 2. Области возбуждения ППП в координатах угол падения (θ) —азимутальный угол (φ) для решеток трех типов относительно отношения λ/d ; период решетки $d = 884$ (1), 497 (2) и 329 нм (3), $\lambda = 632.8$ нм

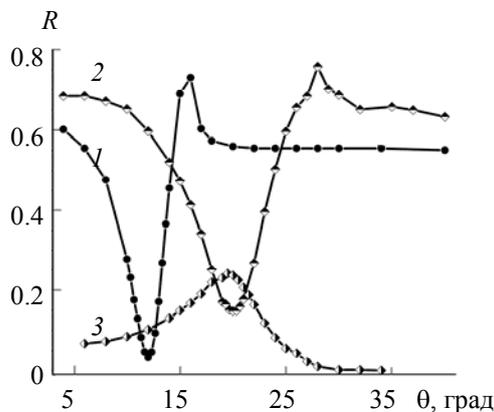


Рис. 3. Угловые зависимости R_{pp} при $\varphi = 0^\circ$ (1) и $\varphi = 45^\circ$ (2) и R_{ps} при $\varphi = 45^\circ$ (3) для решетки с периодом $d = 497$ нм

На рис. 3 показаны результаты измерений R_{pp} и R_{ps} для решетки с периодом 497 нм. Кривая 1 соответствует $\varphi = 0$; положение минимума R_{pp} указывает на резонансный угол падения, при котором возбуждается ППП. Для этого случая плазмон-стимулированная конверсия поляризации не наблюдается, $R_{ps} = 0$. При увеличении φ резонансный угол падения смещается к большим значениям, глубина минимума R_{pp} уменьшается, минимум расширяется (кривая 2). При этом наблюдается плазмон-стимулированная конверсия поляризации, т. е. $R_{ps} \neq 0$ (кривая 3), причем положение максимума R_{ps} коррелирует с ППП-резонансом.

Как видно из рис. 2, для этой же решетки с $d = 497$ нм в достаточно узком интервале азимутального угла ($53.1—55.2^\circ$) существуют две области (ветви) возбуждения ППП в плоскости $(\theta-\varphi)$.

На рис. 4 показаны зависимости R_{pp} и R_{ps} от угла падения для решетки с периодом 497 нм, полученные для $\varphi = 53.5$ и 55° . Наблюдаются два минимума R_{pp} (максимумы R_{ps}), которые соответствуют двум ветвям возбуждения ППП. Их экспериментальные положения практически совпадают с рассчитанными. Видно, что при смещении азимутального угла от φ^+ до φ^* положения указанных экстремумов сближаются, сливаясь при $\varphi = \varphi^* = 55.2^\circ$.

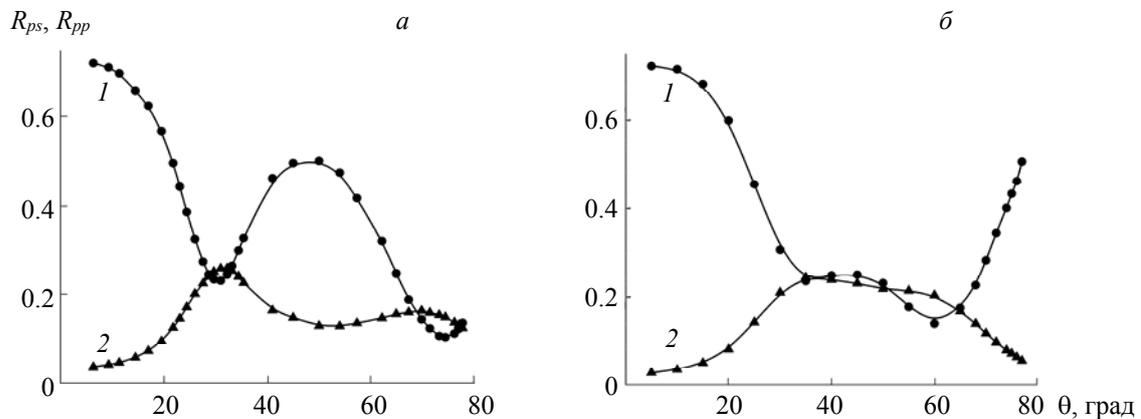


Рис. 4. Угловые зависимости R_{pp} (1) и R_{ps} (2) при $\varphi = 53.5^\circ$ (а) и 55° (б)

Максимальное значение R_{ps} на угловых зависимостях типа изображенных на рис. 3 и 4 обозначим R_{ps}^{\max} . Зависимости R_{ps}^{\max} от φ для исследуемых решеток представлены на рис. 5. Кривая 1 соответствует основной области возбуждения ППП решетки с наибольшим периодом (кривая 1 на рис. 2) и аналогична результатам [4, 6, 7]. Эта симметричная кривая с максимумом при $\varphi = 45^\circ$ хорошо аппроксимируется известной зависимостью $R_{ps}^{\max} \sim [\sin(2\varphi)]^2$ [4]. Значение R_{ps}^{\max} для второй ветви не приведено.

Кривая 2 на рис. 5 соответствует основной области возбуждения ППП для решетки типа 2 на рис. 2. Эта область ограничена значениями φ от 0 до 55.2° , и в отличие от решетки типа 1 зависимость R_{ps}^{\max} от φ несимметрична относительно максимума. Однако максимум этой зависимости также находится около $\varphi = 45^\circ$ (вторая ветвь не показана, поскольку ограничена очень узким интервалом по φ). Таким образом, для решеток типа 2, несмотря на ограниченность области возбуждения ППП, максимальное значение R_{ps}^{\max} достигается при том же азимуте, что и для исследуемых ранее низкочастотных решеток. Кривая 3 соответствует наиболее высокочастотной решетке, область возбуждения имеет наименьшую протяженность по φ и ограничена значениями φ от 0 до 20.2° , R_{ps}^{\max} соответствует $\varphi = 15^\circ$.

Т а б л и ц а 1. Максимальные значения R_{ps}^{\max} для решеток с различными периодами и близкими значениями h/d

d , нм	λ/d	h/d	R_{ps}^{\max}	$R_{ps}^{\max} (\varphi = 15^\circ)$
884	0.716	0.16	0.397 ($\varphi = 45^\circ$)	0.077
497	1.273	0.13	0.241 ($\varphi = 45^\circ$)	0.048
329	1.920	0.15	0.007 ($\varphi = 15^\circ$)	0.007

В табл. 1 представлены характеристики решеток: глубина модуляции (отношение глубины штрихов h к периоду решетки d) и максимальные значения R_{ps}^{\max} на рис. 5. В работе [19] показано, что величина конверсии поляризации определяется отношением h/d , а не глубиной штрихов. Эта закономерность выполняется для решеток с периодами 884 и 497 нм — в первой несколько выше глубина модуляции, соответственно, больше R_{ps}^{\max} . Однако для наиболее высокочастотной решетки, которая имеет промежуточное значение h/d , R_{ps}^{\max} непропорционально мало, более чем на порядок меньше максимальной конверсии для обеих низкочастотных решеток. Даже если рассмотреть R_{ps}^{\max} для всех решеток при $\varphi = 15^\circ$, где решетка типа 3 имеет максимум R_{ps} , получим на порядок меньшую величину для решетки типа 3 (последняя колонка в табл. 1). Это может быть связано с тем, что для высокочастотной решетки λ/d близко к 2 и ППП и, соответственно, R_{ps} возбуждаются при больших углах падения.

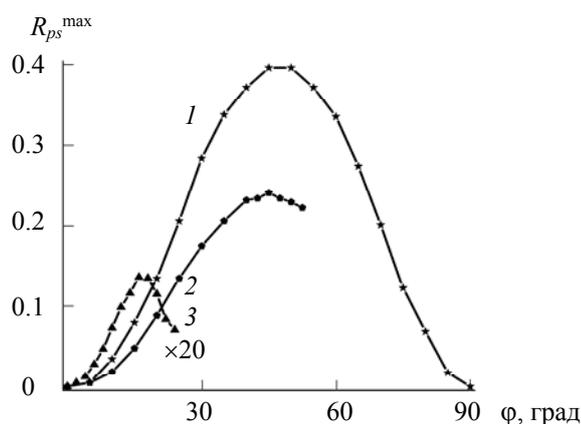


Рис. 5. Зависимости R_{ps}^{\max} от азимутального угла φ для решеток с периодами 884 (1), 497 (2) и 329 нм (3)

Измерены также угловые зависимости R_{pp} и R_{ps} при $\varphi = 45^\circ$ для решеток типа 2 ($d = 497$ нм) с различными глубинами модуляции. С увеличением h/d от 0.05 до 0.13 углублялся минимум R_{pp} и возрастали R_{ps}^{\max} от 0.014 до 0.241. Эта зависимость согласуется с данными для более низкочастотных решеток. В частности, в [4, 19] показано, что при увеличении h/d до 0.11 величина R_{ps}^{\max} монотонно возрастает и выходит на насыщение.

Полученные результаты исследования особенностей возбуждения ППП и конверсии поляризации при ненулевых значениях азимута могут быть использованы при разработке поляризаторов излучения [9] и наноструктурированных чипов для ППП биосенсоров с повышенной чувствительностью [20].

Заключение. Исследованы особенности плазмон-стимулированной конверсии поляризации для решеток с различным соотношением длины волны возбуждения и периода решетки, в том числе для высокочастотных с $\lambda/d \sim 2$. Установлено, что для решеток 1-го и 2-го типов (рис. 2) максимальное значение R_{ps} достигается при азимуте около $\varphi = 45^\circ$ и определяется отношением h/d . При увеличении глубины модуляции решетки 2-го типа до 0.13 значение R_{ps} монотонно возрастают. Однако для высокочастотных решеток (типа 3) R_{ps}^{\max} на порядок меньше, чем для решеток 1-го и 2-го типов с близким соотношением h/d . Это может быть связано с тем, что для высокочастотной решетки возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов и соответствующее преобразование поляризации падающего излучения реализуются при больших углах падения ($\theta > 60^\circ$) и малых азимутальных углах ($\varphi < 20^\circ$).

[1] R. W. Wood. *Phil. Mag.*, 4, N 21 (1902) 396—402

[2] U. Fano. *J. Opt. Soc. Am.*, 31, N 3 (1941) 213—222

[3] T. Inagaki, M. Motosuga, K. Yamamori, E. T. Arakawa. *Phys. Rev. B*, 28, N 4 (1983) 1740—1744

[4] G. P. Bryan-Brown, J. R. Sambles, M. C. Hutley. *J. Mod. Opt.*, 37, N 7 (1990) 1227—1232

[5] R. A. Watts, J. R. Sambles. *J. Mod. Opt.*, 44, N 6 (1997) 1231—1241

[6] S. J. Elston, G. P. Bryan-Brown, J. R. Sambles. *Phys. Rev. B*, 44, N 12 (1991) 6393—6400

- [7] **S. J. Elston, G. P. Bryan-Brown, T. W. Preist, J. R. Sambles.** *Phys. Rev. B*, **44**, N 7 (1991) 3483—3485
- [8] **I. R. Hooper, J. R. Sambles.** *Opt. Lett.*, **27**, N 24 (2002) 2152—2154
- [9] **S. S. Stafeev, V. V. Kotlyar, A. G. Nalimov, M. V. Kotlyar, L. O’Faolain.** *Photon. Nanostruct.: Fundam. Appl.*, **27** (2017) 32—41
- [10] **A. San-Blas, N. Casquero, N. Pérez, M. Martínez-Calderon, L. Sanchez-Brea, J. Buencuerpo, S. M. Olaizola, A. Rodríguez.** *Proc. SPIE*, **10906**, (2019) 109061H; doi 10.1117/12.2506982
- [11] **F. Romanato, L. K. Hong, H. K. Kang, C. C. Wong, Z. Yun, W. Knoll.** *Phys. Rev. B*, **77**, N 24 (2008) 245435
- [12] **E. Gazzola, L. Brigo, G. Zacco, P. Zilio, G. Ruffato, G. Brusatin, F. Romanato.** *Plasmonics*, **9**, N 4 (2014) 867—876
- [13] **В. А. Данько, И. З. Индутный, В. И. Минько, П. Е. Шепелявый.** *Автометрия*, **46**, № 5 (2010) 103—112 [V. A. Dan’ko, I. Z. Indutnyi, V. I. Min’ko, P. E. Shepelyavyi. *Optoelectron. Instrument. Proc.*, **46**, N 5 (2010) 483—490]
- [14] **V. Dan’ko, M. Dmiruk, I. Indutnyi, S. Mamykin, V. Myn’ko, M. Lukaniuk, P. Shepeliavyi, P. Lytvyn.** *Nanoscale Res. Lett.*, **10** (2015) 497
- [15] **I. Z. Indutnyi, A. V. Stronski, S. A. Kostioukevich, P. F. Romanenko, P. E. Shepeljavi, I. I. Robur.** *Opt. Eng.*, **4**, N 34 (1995) 1030—1039
- [16] **A. P. Hibbins, J. R. Sambles, C. R. Lawrence.** *J. Mod. Opt.*, **45**, N 5 (1998) 1019—1028
- [17] **Н. Л. Дмитрук, В. Г. Литовченко, В. Л. Стрижевский.** *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках*, Киев, Наукова думка (1989) 74—75
- [18] **P. B. Johnson, R. W. Christy.** *Phys. Rev. B*, **6**, N 12 (1972) 4370—4379
- [19] **G. P. Bryan-Brown, S. J. Elston, J. R. Sambles.** *Proc. SPIE*, **1545** (1991) 167—178
- [20] **I. Indutnyi, Yu. Ushenin, D. Hegemann, M. Vandenbossche, V. Myn’ko, M. Lukaniuk, P. Shepeliavyi, A. Korchovi, R. Khrystosenko.** *Nanoscale Res. Lett.*, **11** (2016) 535