

**РЕГУЛЯРНЫЕ ПРИПОВЕРХНОСТНЫЕ СТЕРЖНЕВЫЕ  
МИКРОСТРУКТУРЫ И ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМОННОГО РЕЗОНАНСА  
ДЛЯ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК-ДИАПАЗОНА**

© 2021 г. В. Е. Асадчиков<sup>1,\*</sup>, С. А. Бедин<sup>1</sup>, А. Б. Васильев<sup>1</sup>, И. Г. Дьячкова<sup>1</sup>, Б. Г. Гольденберг<sup>2</sup>,  
В. П. Назьмов<sup>2,3</sup>, А. В. Андреев<sup>4</sup>, А. А. Коновко<sup>4,5</sup>, С. А. Решетов<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>4</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>5</sup> Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

\*E-mail: asad@crys.ras.ru

Поступила в редакцию 07.07.2020 г.

После доработки 07.07.2020 г.

Принята к публикации 10.07.2020 г.

Рассмотрена методология получения металлических регулярных микроструктур, образующих двумерную периодическую решетку, с целью разработки новых оптических элементов для ИК-диапазона. Полуаналитическое решение задачи дифракции на регулярных микроструктурах показало возможность возбуждения в них детектируемых плазмонных резонансов в области длин волн ИК-диапазона.

DOI: 10.31857/S002347612103005X

**ВВЕДЕНИЕ**

Полупроводниковые детекторы ИК-излучения находят широкое применение в таких областях, как медицина, дефектоскопия, ИК-астрономия, в системах ночного видения, в датчиках состояния окружающей среды и т.д. Последние десятилетия исследователи ведут интенсивную работу по улучшению эффективности регистрации ИК-излучения. В частности, ведется поиск путей повышения обнаружительной способности фотодетекторов, увеличения рабочей температуры и снижения уровня шумов. Основные ограничивающие факторы обнаружительной способности фотодетекторов – отражение и пропускание излучения. Кроме того, малые размеры детектора лимитируют область взаимодействия фотонов ИК-диапазона с чувствительным слоем. В последние годы в качестве возможных средств повышения обнаружительной способности фотодетекторов исследователи рассматривают антиотражательные покрытия, микрорезонаторы, фотонно-кристаллические структуры, плазмонные структуры (от дифракционных решеток до металлических наночастиц), оптические наноантенны и комбинированные структуры (метаматериалы) [1]. Отметим, что подавление отражения само по себе еще не означает локализации и усиления поля в чувствительном полупроводниковом слое фотодетекто-

ра. Решение задачи по локализации и усилению напряженности электромагнитного поля исследователи связывают с применением металлических наноантенн и плазмонных оптических элементов. Преимущество использования металлических структур состоит в том, что энергия входного оптического сигнала может быть существенно локализована за счет резонансного возбуждения коллективных колебаний электронной плотности металла – плазмонов [2–5].

Плазмонные наноструктуры можно условно разделить на две группы: уединенные металлические наночастицы или нанополости в металле, на которых возбуждаются локализованные плазмоны; металлические дифракционные структуры (периодические и квазипериодические), на которых возможно возбуждение поверхностных плазмонных поляритонов [2–5]. Размеры рассматриваемых наночастиц обычно лежат в диапазоне от единиц до нескольких десятков нанометров, причем ширина плазмонного резонанса обусловлена для них главным образом омическими потерями, и добротность этого резонанса наибольшая. Для частиц меньшего размера следует учитывать пространственную дисперсию и нелокальные эффекты, пространственный масштаб которых определяется отношением скорости Ферми в металле к частоте электромагнитных колебаний и составляет для обычных металлов в оптическом диапазоне

величину  $\sim 1$  нм. Пространственная дисперсия и нелокальные эффекты приводят к уширению плазмонных резонансов. Для частиц размером больше 100 нм плазмонный резонанс значительно уширяется за счет потерь на излучение.

В последнее десятилетие идут интенсивные работы в области разработки направленных ИК-фотодетекторов с использованием металлов: оптические антенны [6] продемонстрировали возможность управления импульсами ИК-излучения, селективно передавая энергию в туннельный диод металл–оксид–металл из определенного углового диапазона [7]. При этом наноантенны располагаются на чувствительной поверхности фотодетектора. Коническая или острейшая форма наноантенны позволяет согласовать импеданс фотодетектора и воздуха. Применение оптических антенн в качестве микрорезонаторов дает возможность локализовать энергию излучения в “субволновом” объеме, что позволяет снизить темновой ток в 3 раза за счет уменьшения приемной площади [8]. Таким образом, металлические наноантенны и наноантенные решетки являются перспективными оптическими элементами для увеличения эффективности работы детекторов ИК-излучения. Однако используемые в настоящее время наноструктуры не свободны от ряда недостатков, в том числе фундаментального характера [9, 10]. В частности, спектральная ширина плазмонного резонанса металлической наносферы составляет 100 нм, поэтому уединенные сферические наночастицы не очень удобны для широкополосной регистрации ИК-излучения [11]. Альтернативой плазмонным сферам и эллипсоидам являются металлические конусы, плазмонный резонанс которых наблюдается в широком спектральном диапазоне и которые в принципе позволяют увеличивать интенсивность ближнего поля на 2–3 порядка [12].

Помимо возможности плазмонного усиления ближнего поля острейшие структуры обладают двумя важными особенностями: с ростом кривизны заряженной поверхности возрастает напряженность электрического поля, острейшая (в частности, коническая) форма нарушает симметрию свойств однородного металла и тем самым открывается возможность генерации второй гармоники. Например, острейшие структуры из ниобата лития позволили увеличить сигнал второй гармоники в 20 раз по сравнению с генерацией в объеме однородного материала [13]. В [14] была продемонстрирована генерация второй и третьей гармоник одним металлическим нанопроводом.

Высаживая на поверхность среды с центром инверсии металлические частицы, можно повысить восприимчивость второго порядка, даже если объемные материалы частиц и подложки образованы веществами с центром инверсии. При этом вблизи поверхности нарушается центросим-

метричная структура сред [15–18]. Отметим, что в условиях возбуждения поверхностных волн, в частности плазмонов, симметрия нарушается за счет большого градиента поля, меняющегося на масштабах длины волны, что позволяет увеличить выход второй гармоники даже в присутствии только частиц с центром инверсии за счет создания градиентной нелинейности [19, 20].

В последние годы ведется разработка поверхностных плазмонных структур для диагностики органических веществ по ИК-спектрам [21, 22]. Однако изготовленные структуры отличаются сравнительно небольшой площадью – от  $10^{-2}$  до  $1$  мм<sup>2</sup>, что снижает величину чувствительности детекторов, созданных на их основе.

Уникальность предлагаемого в настоящей работе материаловедческого подхода проявляется в том, что он позволяет изготавливать образцы регулярных поверхностных микро- и наноструктур площадью не менее 15 см<sup>2</sup>, период которых выдержан с точностью до 3 нм и которые позволяют возбуждать плазмонные резонансы излучением среднего ИК-диапазона.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ОСНОВЫ

В работе проведено исследование формирования регулярных металлических приповерхностных микроструктур на основе пленок полиэтилентерефталата (ПЭТФ). Для этого использовали синхротронное излучение (СИ) рентгеновского диапазона, генерируемое ускорителем электронов ВЭПП-3 и выводимое в канал, соединенный со станцией рентгеновской литографии. Локальную модификацию пленки ПЭТФ (формирование скрытого изображения) в целях получения пор проводили посредством облучения пленок через рентгеновскую маску, представляющую собой двумерный массив сквозных микроотверстий в танталовой мембране толщиной 2 мкм [23].

Плотность расположения пор в пленке определялась параметрами маски и составляла величину  $\sim 10^7$  см<sup>-2</sup>. Микроотверстия диаметром  $\sim 1$  мкм распределены регулярно по двум координатам в плоскости маски и скомпонованы в поля квадратной формы размером  $3 \times 3$  мм.

Экспозиционная доза 45 А · мин, энергия электронов 1.2 ГэВ. Проявление скрытых пор проводили путем травления пленки в 6%-ном водном растворе NaOH при температуре 60°C в течение 30 мин, после чего ее промывали в дистиллированной воде [24]. Для изучения морфологии и геометрических характеристик протравленных пленок и полученных на их основе микроструктур применяли метод растровой электронной микроскопии (РЭМ) с использованием двулучевого электронно-ионного микроскопа FEI Scios (рис. 1).

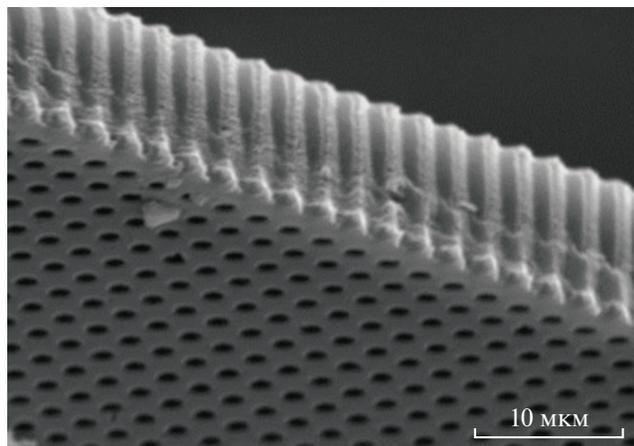


Рис. 1. РЭМ-изображение поверхности протравленной пленки.

Прецизионные пористые пленки с регулярной системой отверстий могут быть использованы для создания структур с высокой степенью качества геометрических характеристик различных типов, а именно, периодических двумерных решеток цилиндрических и конических микроструктур на металлической подложке в ПЭТФ-пленке или без нее. В последнем случае полимерная пленка играет роль поддерживающей матрицы.

Выбранные условия облучения пленки обеспечивают формирование регулярной системы цилиндрических каналов со следующими характерными масштабами: расстояние между их центрами составляет величину  $\sim 3$  мкм, диаметр  $\sim 1$  мкм; наибольшая длина – 10 мкм (соответствует толщине пленки). Возможно, однако, создание каналов длиной менее 10 мкм и имеющих коническую форму. Плотность каналов может быть увеличена как минимум в 4 раза путем уменьшения расстояния между отверстиями в рентгеновской маске. Благодаря относительно малому дифракционному уширению переносимого рисунка маски вследствие малой расходимости и короткой длине волны используемого СИ возможно получение и более длинных микропор.

На полимере методом электрохимического осаждения были выращены микроструктуры из железа в порах регулярной мембраны из ПЭТФ. Осаждение металла в поры проводили при комнатной температуре в течение 30 мин с использованием электролита состава:  $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$  – 120 г/л,  $\text{H}_3\text{VO}_3$  – 45 г/л, аскорбиновая кислота – 0.5 г/л;  $\text{pH} = 2.3$ . После заполнения пор металлом полимер был удален в концентрированном растворе щелочи для дальнейшего исследования методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на приборе NANOEDUCATOR II с использованием вольфрамового зонда, причем зонд не касался поверхности образца, что обеспечило сохранность исследуемой микроструктуры. Высота полученных

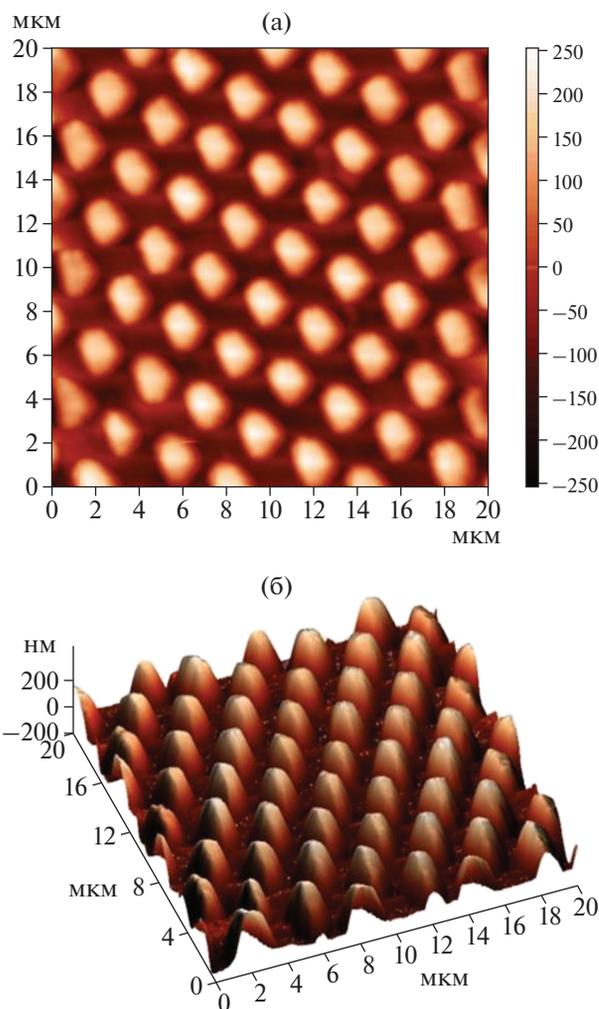


Рис. 2. АСМ-изображения поверхности регулярных микроструктур из железа: а – поверхность, б – объем.

металлических микроструктур составила 0.2 мкм (рис. 2).

*Плазмонные особенности приповерхностных металлических структур.* Нелинейно-оптические металлические приповерхностные структуры позволяют существенно изменять пространственную зависимость эффективных материальных параметров основной среды (например, диэлектрическую проницаемость) на масштабах порядка длины волны. Это дает возможность изменения типа симметрии среды, что в свою очередь позволяет осуществить генерацию второй гармоники, запрещенную в средах с центром симметрии. Градиент диэлектрической проницаемости в приповерхностном слое приводит к неоднородному распределению поля и увеличению параметров нелинейно-оптического преобразования частоты [19].

Преимущество столбчатых и острых структур по сравнению со сплошным покрытием состоит в следующем: показатели преломления металлов в ИК-диапазоне таковы, что длина вол-

ны исходного ИК-излучения преобразуется в металле в диапазон 0.4–1.5 мкм (для железа) или 1.5–12 мкм (для меди). Таким образом, столбцы и острия высотой 0.4–12 мкм могут рассматриваться как антенны для излучения соответствующего диапазона. Это дает возможность резонансного возбуждения колебаний электронной плотности и, следовательно, повышения напряженности поля в ближней волновой зоне. В случае столбчатых структур следует ожидать повышения напряженности поля в так называемых горячих точках на краях столбца. В острых структурах можно ожидать дополнительного усиления этого эффекта.

В настоящей работе выполнено полуаналитическое решение задачи дифракции на металлических микроструктурах, представляющих собой периодическую в двух измерениях решетку, образованную металлическими стержнями, образующие которых ориентированы перпендикулярно плоскости решетки. Характерный период решетки ( $\Lambda_x$ ,  $\Lambda_y$ ) составлял 1–4 мкм, характерная высота профиля решетки  $h$  – 0.3–10.0 мкм, поперечный размер стержня  $d$  – 0.3–3.0 мкм. Периодический характер структуры позволяет рассматривать ее как плазмонный оптический элемент, фотонный кристалл или фазированную антенную решетку. Исследование линейных оптических свойств таких поверхностных микроструктур проведено путем решения стационарной задачи дифракции полуаналитическим методом связанных волн (*rigorous coupled wave-analysis*, **RCWA**) [25–29]. Данный метод основан на разложении электромагнитного поля по векторам обратной решетки поверхностной структуры. Коэффициенты Фурье этого разложения представляют собой комплексные амплитуды электрического и магнитного полей соответствующего порядка дифракции. В результате подстановки указанных разложений в уравнения Максвелла получается система дифференциальных уравнений, в которых комплексные амплитуды дифференцируются по координате оси, перпендикулярной плоскости решетки. Вид уравнений допускает аналитическое решение задачи, в ходе которого требуется найти собственные векторы системы. Таким образом, задача сводится к последовательности матричных вычислений и допускает частичное распараллеливание. Для решения задачи дифракции на микроструктуре были разработаны программы на языках Wolfram Language и Python (для двумерных решеток). В двумерном случае использовали разновидность метода RCWA с улучшенной сходимостью для металлических решеток [28].

Периодичность структуры позволяет удовлетворить условию возбуждения поверхностных плазмонных поляритонов (ППП) на границе раздела металл–диэлектрик за счет согласования проекции

волнового вектора первичной волны  $\mathbf{k}_\tau$  на плоскость решетки с волновым вектором ППП  $\mathbf{k}_{spp}$ :

$$\mathbf{k}_\tau + mH_x \mathbf{e}_x + nH_y \mathbf{e}_y = \mathbf{k}_{spp}, \quad (1)$$

$$\mathbf{k}_{spp} = \frac{\omega}{c} \operatorname{Re} \left( \sqrt{\frac{\varepsilon_M \varepsilon_D}{\varepsilon_M + \varepsilon_D}} \right), \quad (2)$$

где  $\mathbf{k}_\tau = k \sin \theta$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число  $p$ -поляризованной первичной волны длины  $\lambda$ ,  $\theta$  – полярный (зенитный) угол,  $\varphi$  – азимутальный угол,  $H_x = 2\pi/\Lambda_x$ ,  $H_y = 2\pi/\Lambda_y$  – модули векторов обратной решетки, связанные с периодичностью вдоль направления осей  $OX$  и  $OY$  (направляющие векторы которых равны  $\mathbf{e}_x$  и  $\mathbf{e}_y$ ) в плоскости решетки соответственно,  $m$  и  $n$  – целые числа,  $\omega$  – циклическая частота излучения,  $c$  – скорость света,  $\varepsilon_M$  – диэлектрическая проницаемость металла,  $\varepsilon_D$  – диэлектрическая проницаемость диэлектрика (модельные расчеты были проведены для меди и железа).

В зависимости от того, на какой границе возбуждается ППП, в роли диэлектрика может выступать изолирующая подложка, покровный слой решетки или воздух, а в роли металлической среды – металлическая подложка или даже проводящий материал самой решетки.

В частотно-угловом спектре экстинкции моделируемой структуры при выполнении условия (1) возникают максимумы, обусловленные возбуждением ППП, и резко возрастает амплитуда электрического поля в окрестности границ разделов структура–подложка и структура–воздух. При этом в сумме энергетических спектров отражения и пропускания возникают провалы (а в спектре экстинкции – пики), частотно-угловое спектральное положение которых зависит от диэлектрической проницаемости вещества по обе стороны от границы раздела сред. Это обстоятельство делает плазмонные структуры перспективными элементами для создания различных датчиков. Увеличение амплитуды электрического поля повышает эффективность нелинейно-оптических преобразований, поэтому такие структуры представляют значительный интерес не только как датчики, но и как преобразователи излучения.

При заданных параметрах периодической поверхностной структуры и фиксированных значениях порядков дифракции  $m$  и  $n$  уравнение (1) зависит от трех аргументов: длины волны  $\lambda$ , полярного (зенитного) угла  $\theta$  и азимутального угла  $\varphi$ . В этом случае можно сказать, что уравнение (1) задает набор поверхностей в пространстве трех параметров  $\lambda$ ,  $\theta$  и  $\varphi$ . Каждая из поверхностей соответствует определенному порядку дифракции. Кроме того, если зафиксировать аргумент  $\varphi$ , то дисперсионные кривые на плоскости  $(\lambda, \theta)$  будут представлять собой след указанных поверхностей. Таким образом, подбирая область длин волн

и диапазон углов с учетом периода структуры, можно подобрать область, обеспечивающую наиболее эффективное возбуждение ППП.

Отметим, что эффективное возбуждение ППП возможно не только в первом порядке дифракции, но и в других порядках в зависимости от соотношения длины волны и периода структуры. Поэтому спектры отражения и пропускания металлических поверхностных структур изобилуют особенностями, связанными с возбуждением коллективных колебаний электронной плотности. В качестве примера на рис. 3 приведены результаты для медной (а) и железной (б) структур (поперечный размер металлических полос  $w = 1$  мкм, высота профиля  $h = 10$  мкм,  $\Lambda_x = 3$  мкм,  $\Lambda_y = 30$  мкм). Железные структуры в том же частотном диапазоне демонстрируют значительное поглощение при менее выраженных резонансах.

Результаты расчетов спектров отражения и пропускания металлических приповерхностных микроструктур в зависимости от угла падения для ближней ИК-области спектра показывают наличие областей возрастающего поглощения за счет возбуждения плазмонных резонансов. Электронная подсистема металлических микроструктур тем эффективнее возбуждается излучением, чем ближе его частота к некоторому плазмонному резонансу. Можно оценить резонансные плазмонные частоты такого цилиндра [30] для колебания электронной плотности вдоль оси цилиндра:

$$\Omega_m = \frac{\pi m}{2} \omega_{pl} \frac{r}{L} \sqrt{\ln\left(\frac{2L}{\sqrt{e}r}\right)}, \quad (3)$$

где  $m$  – натуральное число,  $e$  – основание натурального логарифма, а  $\omega_{pl}$  – плазменная частота материала, из которого сделан цилиндр.

Это справедливо для случая, когда электрическое поле поляризовано вдоль оси цилиндра. Если электрическое поле поляризовано перпендикулярно оси цилиндра, эффективность возбуждения плазмонных колебаний снижается, и поляризация цилиндра уменьшается. Тем самым эффективность возбуждения плазмонных резонансов зависит от поляризации излучения.

Пусть аспектное отношение (отношение радиуса стержня к его длине) равно  $r/L = 3 \times 10^{-2}$ . Результаты расчета резонансных длин волн металлической антенны с таким аспектным соотношением показывают, что наибольшая резонансная длина волны достигается для медной антенны и равна 1.55 мкм (рис. 4). Изменяя аспектное соотношение, можно настроить антенну на необходимую длину волны: чем меньше аспектное соотношение, тем больше длина волны.

Оценки [31] для синусоидального профиля поверхностной структуры показывают, что предель-

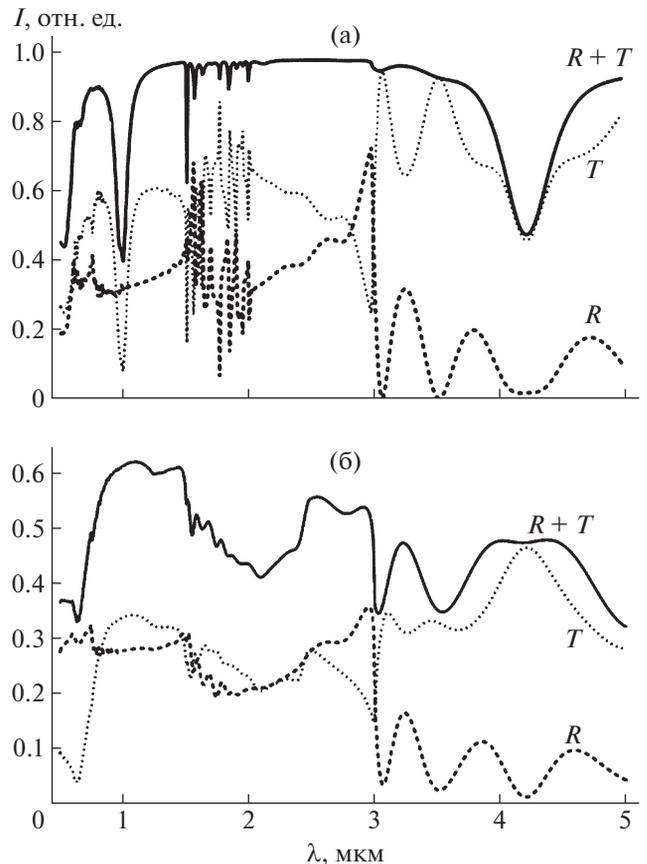


Рис. 3. Расчетные спектры отражения ( $R$ ), пропускания ( $T$ ), а также суммы ( $R + T$ ) излучения, дифрагирующего на приповерхностной металлической структуре: а – медь, б – железо.

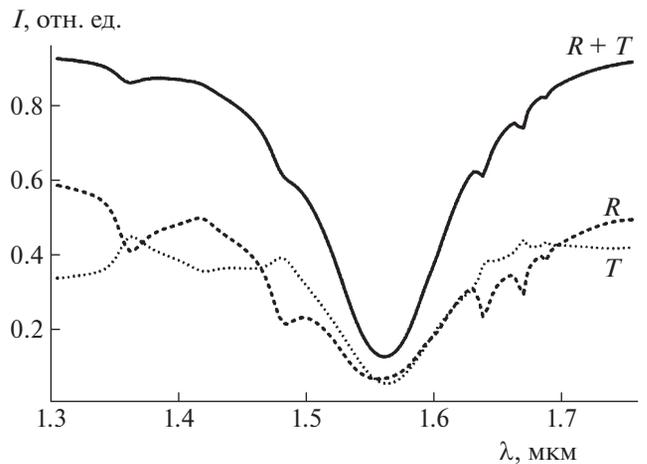


Рис. 4. Расчетные спектры отражения ( $R$ ), пропускания ( $T$ ), а также их суммы ( $R + T$ ) в окрестности плазмонного резонанса массива медных стержней.

ное значение указанного соотношения для исследуемых материалов может достигать величины  $\sim 200$ .

В окрестности плазмонных резонансов величина интенсивности поля возрастает вблизи приповерхностной структуры. В подложке в малой (много меньше длины волны) окрестности микрострукту-

ры интенсивность излучения возрастает более чем на порядок, что приводит к локализации и усилению поля в подложке, в качестве которой может выступать чувствительный полупроводниковый слой фотодетектора. Это же обстоятельство обуславливает повышение эффективности нелинейно-оптических преобразований на поверхности, модифицированной металлической микроструктурой. В случае малого по сравнению с поперечным размером стержней зазора в поверхностной структуре область возрастания поля локализована в окрестности зазора.

### ВЫВОДЫ

С помощью метода рентгеновской литографии и гальванического осаждения на основе полимерной пленки с регулярными порами получены металлические приповерхностные микроструктуры, представляющие собой микростержни, ориентированные нормально к подложке – полубесконечному металлическому слою. Проведено численное моделирование их спектров отражения и пропускания. Задача дифракции решалась на основе векторных уравнений Максвелла методом связанных волн; в ходе расчета наибольшее число пространственных гармоник составило 841. Математическое моделирование показало, что такие микроструктуры должны обладать ярко выраженными плазмонными резонансами в ИК-диапазоне. За счет возбуждения плазмонного резонанса численно продемонстрирована принципиальная возможность увеличения интенсивности поля в подложке на порядок (в окрестности зазоров решетки). Полученные результаты могут быть применены при создании оптических элементов с селективными свойствами, например двумерных фотонных кристаллов, плазмонных антенных решеток, элементов для фотоприемников ИК-диапазона.

Авторы выражают благодарность В.М. Гордиенко за обсуждение затронутых в статье проблем и ценные замечания.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках проведения исследований по Государственному заданию ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН в части выращивания и исследования металлических микроструктур, Российского фонда фундаментальных исследований в части получения регулярных мембран для решения задач фотоники (грант № 18-29-20090) и в части разработки алгоритма расчета дифракции на поверхностной микроструктуре и проведения математического моделирования оптических характеристик полученных структур (грант № 18-02-00528). Получение полимерной пленки было выполнено в ИЯФ СО РАН с использованием инфраструктуры ЦКП “СЦСТИ” на базе источника СИ ВЭПП-3 и на базе УНУ “Комплекс ВЭПП-4 – ВЭПП-2000” (проект RFMEFI62119X0022).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tan C.L., Mohseni H.* // *Nanophotonics*. 2017. V. 7. P. 169.
2. *Franzen S.* // *J. Phys. Chem. C*. 2008. V. 112. P. 6027.
3. *Atwater H.A., Polman A.* // *Nat. Mater.* 2010. V. 9. P. 205.
4. *Shvets G., Urzhumov Y.A.* // *J. Opt. A. Pure Appl Opt.* 2005. V. 7. P. S23.
5. *Derkacs D., Lim S., Matheu P. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 89. P. 093103.
6. *Краснок А.Е., Максимов И.С., Денисюк А.И. и др.* // *Успехи физ. наук*. 2013. Т. 183. С. 561.
7. *Slovick B.A., Bean J.A., Krenz P.M. et al.* // *Opt. Express*. 2010. V. 18. P. 20960.
8. *Chen Y.N., Todorov Y., Askenazi B. et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 2014. V. 104. P. 031113.
9. *Schuller J.A., Barnard E.S., Cai W. et al.* // *Nat. Mater.* 2010. V. 9. P. 193.
10. *Mao F., Xie J., Xiao S. et al.* // *Opt. Express*. 2013. V. 21. P. 295.
11. *Lu X., Rycenga M., Skrabalak S. et al.* // *Annu Rev. Phys. Chem.* 2009. V. 60. P. 167.
12. *Wang Y., Plouraboue F., Chang H.-C.* // *Opt. Express*. 2013. V. 21. P. 6609.
13. *Dutto F., Heiss M., Lovera A. et al.* // *Nano Lett.* 2013. V. 13. P. 6048.
14. *Hoogh A., Opheij A., Wulf M. et al.* // *ACS Photonics*. 2016. V. 3. P. 1446.
15. *Czaplicki R., Husu H., Siikanen R. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 093902.
16. *Valev V.K., Baumberg J.J., De Clercq B. et al.* // *Adv. Mater.* 2014. V. 26. P. 4074.
17. *Konishi K., Higuchi T., Li J. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 112. P. 135502.
18. *Lee J., Tymchenko M., Argyropoulos C. et al.* // *Nature*. 2014. V. 511. P. 65.
19. *Shen Y.R.* *The Principles of Nonlinear Optics*. NJ.: John Wiley & Sons Inc., 2002. 563 p.
20. *Andreev A.V., Balakin A.V., Kozlov A.B. et al.* // *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.* 2002. V. 19. P. 2083.
21. *Courvoisier S., Saklayen N., Huber M. et al.* // *Nano Lett.* 2015. V. 15. P. 4461.
22. *Zhang J., Yan Y., Miao P. et al.* // *Beilstein J. Nanotechnol.* 2017. V. 8. P. 2271.
23. *Goldenberg B.G., Lemzyakov A.G., Nazmov V.P. et al.* // *Physics Procedia*. 2016. V. 84. P. 205.
24. *Асадчиков В.Е., Бедин С.А., Васильев А.Б. и др.* // *Письма в ЖТФ*. 2019. Т. 45. С. 49.
25. *Moharam M.G., Pommet D.A., Grannet E.B. et al.* // *JOSA A*. 1995. V. 12. P. 1077.
26. *Logofatu P.C.* // *Advanced Topics in Optoelectronics, Microelectronics, and Nanotechnologies II*. International Society for Optics and Photonics. 2005. V. 5972. P. 59720Q.
27. *Гаврилов А.В., Соифер В.А., Головашкин Д.Л. и др.* *Дифракционная нанофотоника*. М.: Физматлит, 2011. 680 с.
28. *Lalanne P.* // *JOSA A*. 1997. V. 14. P. 1592.
29. *Weismann M., Gallagher D.F.G., Panoiu N.C.* // *J. Opt.* 2015. V. 17. P. 125612.
30. *Kalousek R., Dub P., Brinek L. et al.* // *Opt. Express*. 2012. V. 20. P. 17916.
31. *Емельянов В.И., Семиногов В.Н., Соколов В.И.* // *Квантовая электроника*. 1987. Т. 14. С. 33.