

09,13

Роль поверхностных плазмонных поляритонов при аномальном прохождении электромагнитной волны через две решетки с субволновыми щелями

© В.Е. Бабичева¹, Ю.Е. Лозовик^{1,2}¹ Московский физико-технический институт (Государственный университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия² Институт спектроскопии РАН, Троицк, Московская обл., Россия

E-mail: babicheva@td.lpi.ru, lozovik@isan.troitsk.ru

(Поступила в Редакцию 8 июля 2010 г.)

Изучено аномально большое прохождение электромагнитной волны через структуры, состоящие из двух периодических массивов субволновых щелей в пленках. Найдены условия, при которых коэффициент прохождения через эту систему равен нулю. Проанализирована роль поверхностных плазмонных поляритонов в аномалиях прохождения. Рассмотрение систем, состоящих из трех массивов щелей, показывает, какие особенности прохождения не зависят от количества зазоров. Показано, что на длине волны, соответствующей возбуждению поверхностного плазмонного поляритона в зазоре между двумя периодическими массивами субволновых щелей, наблюдается нуль коэффициента прохождения, т.е. подавление прохождения. Исследование проводилось с помощью численного моделирования методом Фурье-мод.

Работа частично поддержана грантом РФФИ и программой РАН.

1. Введение

Начиная с открытия аномально большого прохождения электромагнитной волны через периодические массивы субволновых цилиндрических отверстий [1], обсуждается роль возбуждения поверхностных плазмонных поляритонов в аномальном прохождении. Поле в одиночной субволновой апертуре быстро затухает, так что коэффициент прохождения плоской волны через одиночную апертуру должен экспоненциально подавляться. Однако было установлено, что в двумерных периодических массивах отверстий возбуждение поверхностных плазмонных поляритонов и их резонансное взаимодействие на верхней и нижней границах пленки приводят к аномально большому прохождению [2]. Аналогичная на первый взгляд физическая система — одномерный периодический массив щелей — может иметь иные оптические свойства, так как для ТМ-поляризации даже для субволновых щелей всегда существует единственная проходящая мода. Было установлено, что так называемое одномодовое приближение (см. далее) достаточно точно описывает аномальное прохождение через массив субволновых щелей [3–5]. Кроме того, было установлено, что нули в коэффициенте прохождения через одиночный массив щелей связаны с возбуждением поверхностных плазмонных поляритонов на длине волны, близкой к периоду структуры [6]. Отсюда следует, что в периодических массивах щелей поверхностные плазмонные поляритоны играют, скорее, отрицательную роль и подавляют прохождение. Однако вопрос о роли поверхностных плазмонных поляритонов остается открытым до сих пор и вызывает дискуссии [2]. В недавних работах были описаны физические механизмы аномаль-

ного прохождения через системы, состоящие из двух массивов периодических отверстий [7,8], и рассмотрено взаимодействие между этими массивами с помощью плазмонных поляритонов.

Заметим, что интерес к исследованию структур, в которых возможно возбуждение плазмонов на металлических поверхностях, обусловлен многочисленными применениями, в частности в связи с эффектами локального усиления полей. Периодические структуры отверстий в металлических пленках могут быть применены в молекулярных сенсорах, а также в спектроскопических методах, использующих резонанс на поверхностных плазмонах, комбинационное рассеяние света. Структуры рассматриваемого типа могут играть также роль автономных фотонных элементов, таких как светофильтры и поляризационные элементы.

Целью настоящей работы является исследование аномального прохождения и его подавления в структурах, состоящих из двух периодических массивов с субволновыми щелями. Мы изучили зависимость длин волн аномального прохождения и подавления от геометрических параметров системы и проанализировали механизмы, ответственные за эти эффекты. Сначала опишем одномодовое приближение для одиночного массива щелей и продемонстрируем исчезновение пика в коэффициенте прохождения на длине волны, соответствующей возбуждению поверхностного плазмонного поляритона. Затем подробно рассмотрим структуры, состоящие из двух и трех периодических массивов субволновых щелей в металлических (серебряных) пленках; массивы расположены один над другим на различных расстояниях G и в общем сдвинуты друг относительно друга на расстояние L (рис. 1).

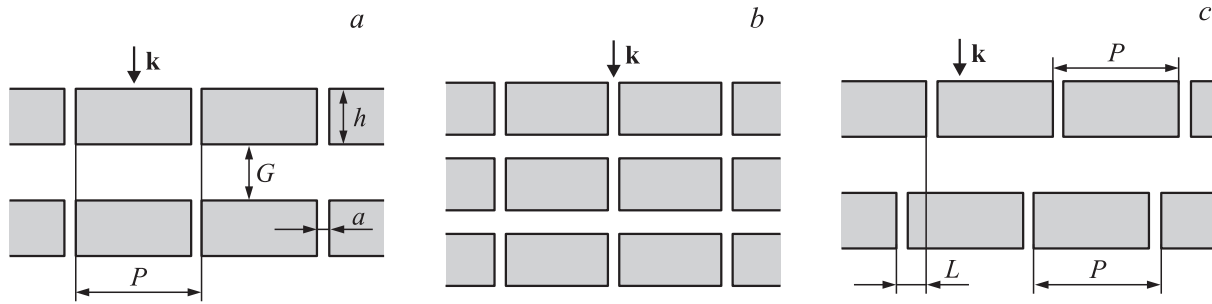


Рис. 1. Схематическое изображение массивов, расположенных один над другим на некотором расстоянии G . a — два массива на расстоянии G , поперечное смещение $L = 0$; b — три массива, поперечное смещение $L = 0$; c — два массива, сдвинутые относительно друг друга на расстояние L .

Для численного моделирования прохождения электромагнитных волн через структуры из серебра мы используем метод Фурье-мод [9] для нормального падения ТМ-поляризованной волны. Экспериментальные данные для диэлектрической функции серебра взяты из [10] и аппроксимированы формулой Дриде-Лоренца $\varepsilon = \varepsilon_0 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\Gamma_p\omega) + f_1\omega_1^2 / (\omega_1^2 - \omega^2 - i\Gamma_1\omega)$ со следующими параметрами: $\varepsilon_0 = 3.7180$, $\omega_p = 9.2093$ eV, $\Gamma_p = 0.0200$ eV, $\omega_1 = 4.2840$ eV, $f_1 = 0.4242$, $\Gamma_1 = 0.3430$ eV.

2. Одиночные периодические массивы субволновых щелей

В периодическом массиве субволновых щелей при ТМ-поляризации существует одна проходящая мода. В рамках одномодового приближения коэффициент прохождения в нулевом порядке дифракции через массив периодических субволновых щелей в металлической пленке можно представить в виде формулы Фабри-Перо [11]

$$T_0 = \frac{t_0 t_1 e^{ik_{\text{eff}}h}}{1 - r_1 r_2 e^{2ik_{\text{eff}}h}}, \quad (1)$$

где h — толщина пленки, t_0 — коэффициент прохождения через верхнюю поверхность пленки со щелями, t_1 — коэффициент прохождения через нижнюю поверхность пленки со щелями, r_1 — коэффициент внутреннего отражения от верхней поверхности пленки, r_2 — коэффициент внутреннего отражения от нижней поверхности пленки, k_{eff} — волновое число проходящей моды в щели.

Согласно уравнению (1), резонансным пикам коэффициента прохождения отвечает условие

$$\varphi(\lambda) + 2k_{\text{eff}}h = 2m\pi, \quad (2)$$

где φ — фаза произведения коэффициента отражения $r_1 r_2$.

Помимо пиков в коэффициенте прохождения интересной особенностью аномального прохождения является обращение в нуль коэффициента прохождения на длинах волн, близких к периоду структуры. Было установлено, что обращение в нуль наблюдается на длине волны, совпадающей с длиной волны, на которой возбуждается поверхностный плазмонный поляритон [6]. Аналитический

расчет показывает, что в случае идеально проводящего металла обращение в нуль коэффициента прохождения происходит на длине волны, строго равной периоду структуры, а для реального металла при использовании импедансных граничных условий сдвигается в сторону больших длин волн [4]. Это подтверждается результатами численного моделирования. Таким образом, можно с уверенностью связать это обращение в нуль коэффициента прохождения с плазмонными резонансами и утверждать, что возбуждение поверхностных плазмонных поляритонов играет отрицательную роль в прохождении.

Мы провели численное моделирование методом Фурье-мод для одиночного периодического массива субволновых щелей. Тогда период структуры $P = 600$ nm, ширина щелей $a = 50$ nm, толщина пленки h изменялась от 240 до 280 nm. При увеличении толщины пленки h пик прохождения перемещается в сторону больших длин волн. Для коэффициентов прохождения на длине волны 619 nm для различных толщин пленки h имеется глубокий минимум, значение в нем не превышает 10^{-7} . Длина волны 619 nm соответствует длине волны, на которой возбуждается поверхностный плазмонный поляритон на почти плоской поверхности полупространства, заполненного серебром, с периодическими насечками [12]

$$\lambda_{sp} = \frac{P}{m} Re \left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{1 + \varepsilon}} \right), \quad (3)$$

где P — период структуры ($P = 600$ nm), ε — диэлектрическая проницаемость серебра (на длине волны $\lambda = \lambda_{sp} = 619$ nm), m — целое число.

Это исчезновение прохождения на длине волны, соответствующей возбуждению поверхностных плазмонных поляритонов, и дальнейшее появление пика на другой длине волны свидетельствуют об отрицательной роли поверхностных плазмонных поляритонов. Вблизи нуля коэффициента прохождения всегда наблюдается несколько небольших пиков прохождения. Скорее всего, такая форма связана с резонансным взаимодействием поверхностных плазмонных поляритонов на верхней и нижней границах пленки, что приводит к расщеплению плазмонных частот.

3. Два и три периодических массива субволновых щелей без поперечного смещения

Далее мы исследовали структуры, которые состоят из двух или трех периодических массивов субволновых щелей (рис. 1). Вначале рассмотрим случай, когда один массив находится над другим, т. е. поперечное смещение $L = 0$ (рис. 1, *a, b*). В коэффициенте прохождения через структуру из двух массивов (рис. 1, *a*) с периодом $P = 600$ nm, шириной щелей $a = 50$ nm и толщиной пленки обоих массивов $h = 300$ nm при ширине зазора между массивами $G = 50$ nm наблюдается несколько пиков, а также два нуля. На длине волны 619 nm значение коэффициента прохождения порядка 10^{-10} , а на длине волны 1489 nm не превышает 10^{-6} . Коэффициенты прохождения (в логарифмическом масштабе) через структуры из двух массивов (рис. 1, *a*) с периодом $P = 600$ nm, шириной щелей $a = 50$ nm и толщиной пленки обоих массивов $h = 300$ nm при различных ширинах зазора G приведены на рис. 2. Когда массивы находятся на большом расстоянии, коэффициент прохождения совпадает с коэффициентом прохождения одного массива толщиной $h = 300$ nm с максимумами при длинах волн 1024 и 629 nm. Взаимодействие между верхним и нижним массивами посредством быстро затухающих полей существенно только на малых расстояниях между массивами. При уменьшении ширины зазора между массивами структура пиков прохождения сильно меняется; в частности, один пик в области длин волн 1000 nm расщепляется на два пика. Коэффициент прохождения через всю структуру переходит в коэффициент прохождения через один периодический массив щелей с толщиной $2h = 600$ nm при $G = 0$ (пики на длинах волн 1826, 934, 766, 666 и 605 nm).

В зависимости коэффициента прохождения от длины волны для каждой рассмотренной структуры, как видно из рис. 2, наблюдается два нуля. Первый — строго на длине волны 619 nm для всех ширин зазора G . Эта длина волны близка к периоду структуры, мы обсуждали этот случай в предыдущем разделе. Положение второго нуля зависит от ширины зазора G . При меньших расстояниях G нуль наблюдается на больших длинах волн и при увеличении G сдвигается в область меньших длин волн. При изменении G от 50 до 200 nm положение нуля коэффициента прохождения смещается от длины волны примерно 1500 nm к длине волны 900 nm, в то время как пик остается на длинах волн, примерно равных 1000 nm. Таким образом, из рис. 2 видно, что положение нуля никак не связано с положением пика коэффициента прохождения, однако влияет на абсолютное значение коэффициента прохождения. Для $G = 50, 80, 100$ и 200 nm минимум коэффициента прохождения имеет значение $10^{-7} - 10^{-6}$, а для $G = 150$ nm, когда длина волны минимума близка к длине волны пика прохождения, значение коэффициента прохождения в минимуме увеличивается до 10^{-5} . При ширине зазора $G \sim 150$ nm нуль

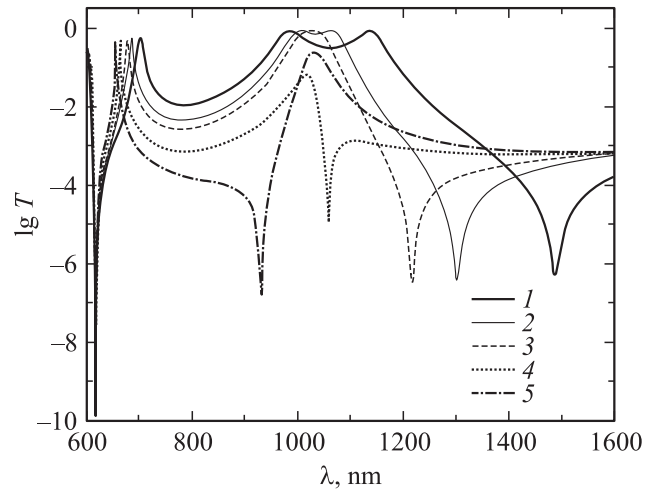


Рис. 2. Коэффициенты прохождения через структуру, состоящую из двух массивов щелей, расположенных один над другим без поперечного смещения ($L = 0$) на различных расстояниях G (см. рис. 1, *a*). Толщина каждой пленки $h = 300$ nm, период $P = 600$ nm, ширина щелей $a = 50$ nm. G , nm: 1 — 50, 2 — 80, 3 — 100, 4 — 150, 5 — 200.

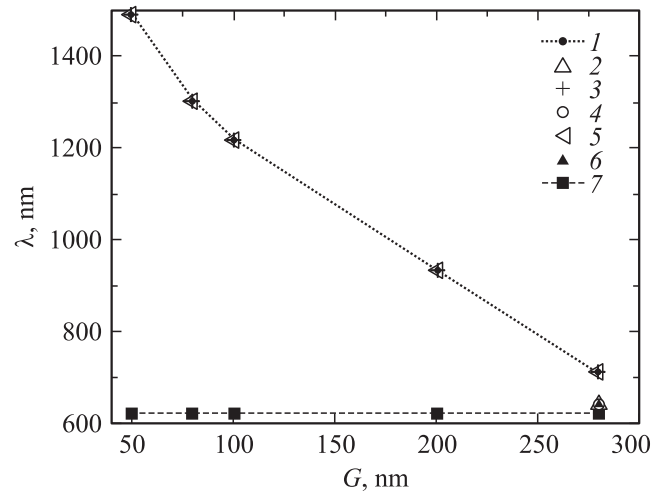


Рис. 3. Длины волн, на которых наблюдается нуль в коэффициенте прохождения, при различных ширинах зазора между массивами отверстий G в отсутствие поперечного смещения массивов ($L = 0$). 1, 2 — верхняя и средняя ветви для структуры из двух массивов толщиной $h = 300$ nm; 3, 4 — две ветви для двух массивов толщиной $h = 600$ nm; 5, 6 — две ветви для трех массивов толщиной $h = 300$ nm. Средняя ветвь представлена только одной точкой (при $G \approx 280$ nm). Отмечен также нуль 7, который во всех системах наблюдается на длине волны 619 nm. Показано, что результаты не зависят от толщины пленки с массивом щелей и количества пленок.

в коэффициенте прохождения наблюдается на длине волны, которая соответствует резонансу проходящей моды. Это приводит к подавлению пика прохождения (рис. 2).

На рис. 3 приведена зависимость длины волны, на которой наблюдается нуль в прохождении, от ширины

зазора G для различных структур. На графике можно выделить три ветви. Первая ветвь — нуль на длине волны 619 нм — наблюдается для всех структур. Вторая, верхняя ветвь также имеет вид, близкий к линейному. При больших ширинах зазора ($G \sim 280$ нм) наблюдается очень слабая средняя ветвь; в частности, при $G = 280$ нм наблюдается нуль на длине волны 642 нм. На рис. 3 средняя ветвь представлена только одной точкой.

Установлено, что $G = 280$ нм — критическая ширина зазора между массивами, когда в коэффициенте прохождения еще наблюдаются нули, отличные по положению от 619 нм. Для ширины зазора $G > 280$ нм отсутствуют нули в области длин 620–720 нм. Поэтому непрерывный переход одной ветви нулей в другую не наблюдается. Итак, мы установили, что положение этого нуля не зависит от толщины пленки h . На рис. 3 отмечено положение нуля в коэффициенте прохождения через массивы толщиной $h = 600$ нм каждый. Видно, что эти результаты совпадают с высокой точностью с результатами для $h = 300$ нм. При этом структура пиков в коэффициенте прохождения совершенно иная. Аналогичные результаты мы получили при расчете коэффициентов прохождения через три периодических массива щелей. Нуль в коэффициенте прохождения через три массива наблюдается на тех же длинах волн, что и нуль в коэффициенте прохождения через два массива щелей (рис. 3). Это значит, что нуль в коэффициенте прохождения определяется не суммарной толщиной структуры и не количеством слоев, а лишь шириной зазора G .

4. Два периодических массива субволновых щелей с поперечным смещением

Теперь рассмотрим случай, когда два массива смещены друг относительно друга на некоторое расстояние L (рис. 1, *с*). На рис. 4 представлены результаты численного моделирования для системы с поперечными смещениями $L = 50, 100$ и 150 нм в сравнении со случаем без смещения. По-прежнему наблюдается нуль в коэффициенте прохождения для длины волны 619 нм, но помимо этого имеется также еще по два нуля на различных длинах волн. На рисунке четко видны все три ветви. Верхняя ветвь изменяет свое положение при изменении L , последовательно опускаясь вниз к средней ветви. Средняя ветвь остается неизменной для всех L , причем для $G = 280$ нм один из нулей для $L = 50$ нм наблюдается на длине волны 637 нм, что близко к значению 642 нм для случая $L = 0$. Для поперечных смещений $L = 100$ и 150 нм для $G = 280$ нм в соответствующей области длин волн нуль в коэффициенте прохождения не наблюдается. Также для $L = 150$ нм и $G = 200$ нм не наблюдается нуль в коэффициенте прохождения для средней ветви. Для $L = 150$ нм верхняя и средняя ветви расположены очень близко друг к другу. На рис. 5 приведены результаты расчетов для смещений массивов

относительно друг друга $L = 150, 165$ и 180 нм. Таким образом, верхняя ветвь продолжает опускаться, но нули коэффициента прохождения наблюдаются не для всех длин волн. Для $L = 165$ нм нули наблюдаются на длинах волн 758, 687, 664 и 639 нм, а для $L = 180$ нм — только один нуль на длине волны 680 нм. Средняя ветвь по-прежнему не меняет своего положения и наблюдается на всех длинах волн.

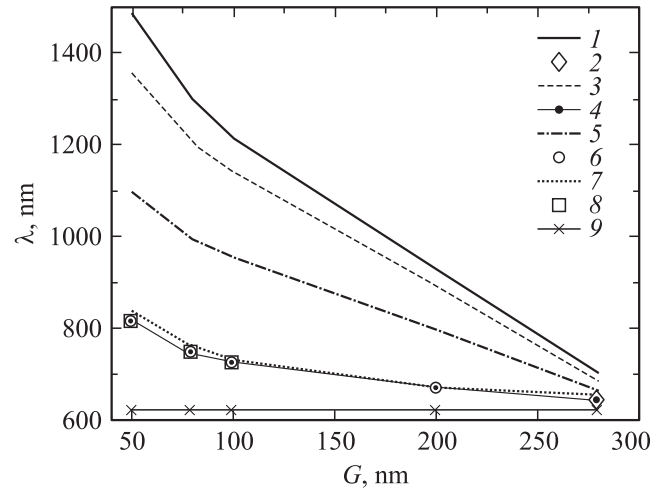


Рис. 4. Длины волн, на которых наблюдается нуль в коэффициенте прохождения, при разных ширинах зазора между массивами отверстий G и различных поперечных смещениях массивов относительно друг друга. 1, 2 — верхняя и средняя ветви при $L = 0$; 3, 4 — две ветви при $L = 50$ нм; 5, 6 — две ветви при $L = 100$ нм; 7, 8 — две ветви при $L = 150$ нм. Отмечен также нуль 9, который во всех системах наблюдается на длине волны 619 нм.

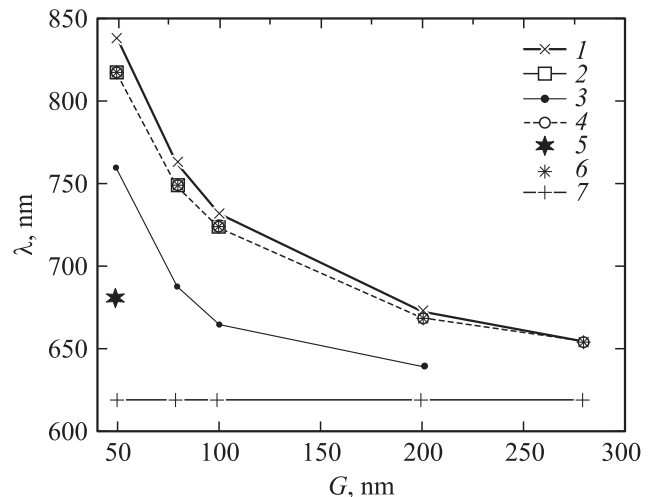


Рис. 5. Длины волн, на которых наблюдается нуль в коэффициенте прохождения, при разных ширинах зазора между массивами отверстий G и различных поперечных смещениях массивов относительно друг друга. 1, 2 — верхняя и средняя ветви при $L = 150$ нм; 3, 4 — две ветви при $L = 165$ нм; 5, 6 — две ветви при $L = 180$ нм. Отмечен также нуль 7, который во всех системах наблюдается на длине волны 619 нм.

5. Обсуждение результатов: плазмонные моды в зазоре между двумя массивами щелей

Выше мы обсудили, что для одиночного периодического массива возбуждается поверхностный плазмонный поляритон с длиной волны, близкой к периоду структуры. По мере уменьшения ширины зазора между массивами взаимодействие поверхностных плазмонных поляритонов, соответствующих каждой решетке, становится значительным. Рассмотрим верхнюю и нижнюю границы зазора между массивами как сплошные металлические поверхности. Тогда можно записать дисперсионное уравнение плазмонного поляритона в зазоре в виде

$$\frac{k_M - \varepsilon k_G}{k_M + \varepsilon k_G} e^{ik_G G} = \pm 1, \quad (4)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость металла, $k_G = \sqrt{(\omega/c)^2 - k_{sp}^2}$ и $k_M = \sqrt{\varepsilon(\omega/c)^2 - k_{sp}^2}$ — компоненты волновых векторов в поперечном направлении в зазоре (G) и металле (M) соответственно, $k_{sp} = 2\pi/\lambda_{sp}$ — волновое число поверхностного плазмонного поляритона. Здесь мы ограничились случаем вакуумного зазора, т. е. $\varepsilon_G = 1$.

Возбуждение поверхностного плазмонного поляритона возможно только с волновым вектором, соответствующим периодичности структуры, т. е.

$$k_{sp} = 2\pi m/P, \quad (5)$$

где P — период массива, m — целое число. Волновое число поверхностного плазмонного поляритона с $m = 1$ соответствует длине волны, на которой наблюдается нуль в коэффициенте прохождения через структуру, состоящую из двух периодических массивов щелей. Это значит, что на длине волны, соответствующей возбуждению поверхностного плазмонного поляритона в зазоре между массивами щелей, всегда наблюдается нуль в прохождении, а следовательно, как и для одного массива щелей, возбуждение поверхностного плазмонного поляритона подавляет прохождение. Естественно, положение этого нуля практически не зависит от поперечного смещения L , что и подтверждается результатами численного моделирования. Возможно, при $L = 0$ этот поверхностный плазмонный поляритон возбуждается слабо, поэтому указанная ветвь не наблюдается в численном моделировании для $L = 0$ и $G \neq 280$ nm (рис. 3). Возбуждение поверхностных плазмонных поляритонов также наблюдается не для всех поперечных смещений L при больших ширинах зазора между массивами G (рис. 4).

Как видно из зависимости коэффициента прохождения от ширины зазора, взаимодействие между массивами осуществляется с помощью быстро затухающих полей [8]. На плоской поверхности с периодическими насечками поверхностный плазмонный поляритон может возбуждаться только с дискретными волновыми числами (5).

Как показано в разделе 4 (рис. 4), для системы из двух массивов субволновых щелей в коэффициенте прохождения имеются нули, положение которых за-

висит от большего числа геометрических параметров: ширины зазора G , периода P , поперечного смещения массивов относительно друг друга L , ширины щелей a . Эти нули не соответствуют дисперсионному уравнению поверхностных плазмонных поляритонов в зазоре между массивами. Скорее всего, в такой системе возбуждается еще один вид плазмонов. Природа этих нулей будет изучена в следующей работе.

6. Заключение

В настоящей работе исследовались пики и нули в коэффициентах прохождения через различные периодические металлические структуры с субволновыми щелями и показано, что имеется подавление прохождения на длинах волн, соответствующих возбуждению поверхностных плазмонных поляритонов в одиночном массиве щелей и в структуре, которая состоит из нескольких периодических массивов отверстий в пленках. Мы показали, что нуль в коэффициенте прохождения в этих системах наблюдается на длинах волн, соответствующих дисперсионному уравнению поверхностных плазмонных поляритонов в зазоре металл–диэлектрик–металл, и с волновым числом, кратным вектору обратной решетки массива. Это в свою очередь накладывает ограничения на механизмы взаимодействия между двумя массивами отверстий. Также выявлены нули в коэффициенте прохождения для системы из двух периодических массивов щелей, которые зависят от поперечного смещения массивов относительно друг друга, периода массивов и размера щелей.

Авторы благодарны М.В. Богдановой и О.В. Котову за плодотворное обсуждение при подготовке работы.

Список литературы

- [1] T.W. Ebbesen, H.J. Lezec, H.F. Ghaemi, T. Thio, P.A. Wolff. *Nature* **391**, 667 (1998).
- [2] F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T.W. Ebbesen, L. Kuipers. *Rev. Mod. Phys.* **82**, 729 (2010).
- [3] A. Moreau, C. Lafarge, N. Laurent, K. Edec, G. Granet. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **9**, 165 (2007).
- [4] V.E. Babicheva, Yu.E. Lozovik. *Opt. Quant. Electron.* **41**, 299 (2009).
- [5] Z.B. Li, Y.H. Yang, X.T. Kong, W.Y. Zhou, J.G. Tian. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11**, 105 002, 1 (2009).
- [6] Q. Cao, Ph. Lalanne. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 057 403 (2002).
- [7] C. Cheng, J. Chen, Q.Y. Wu, F.F. Ren, J. Xu, Y.X. Fan, H.T. Wang. *Appl. Phys. Lett.* **91**, 111 111 (2007).
- [8] C. Cheng, J. Chen, D.J. Shi, Q.Y. Wu, F.F. Ren, J. Xu, Y.X. Fan, J. Ding, H.T. Wang. *Phys. Rev. B* **78**, 075 406 (2008).
- [9] X. Ni, Z. Liu, F. Gu, M.G. Pacheco, J. Borneman, A.V. Kildishev. „PhotonicSHA-2D: Modeling of single-period multilayer optical gratings and metamaterials“. DOI: 10254/nanohub-r6977.9 (2009).
- [10] P.B. Johnson, R.W. Christy. *Phys. Rev. B* **6**, 4370 (1972).
- [11] J.A. Porto, F.J. Garcia-Vidal, J.B. Pendry. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 2845 (1999).
- [12] H. Raether. *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer-Verlag, Berlin (1988). 136 p.