

Прохождение света через плоскопараллельную пластинку двумерного резонансного фотонного кристалла

© С.Я. Ветров¹, И.В. Тимофеев², Н.В. Рудакова¹

¹ Сибирский федеральный университет,
Красноярск, Россия

² Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН,
Красноярск, Россия

E-mail: atrum528@mail.ru

(Поступила в Редакцию 16 марта 2010 г.
В окончательной редакции 6 июня 2010 г.)

Изучены спектры пропускания резонансных двумерных фотонных кристаллов двух типов, один из которых состоит из диэлектрических цилиндров, образующих квадратную решетку, заполненную резонансным газом с атомами ртути, другой — из цилиндрических отверстий, заполненных газом и образующих квадратную решетку в диэлектрической матрице. Установлено, что характеристики спектра дополнительного пропускания, возникающего в запрещенной зоне фотонного кристалла, могут существенно меняться при вариации давления газа и угла падения. Показано, что рассчитанные особенности в спектре пропускания фотонного кристалла устойчивы к значительному увеличению ширины атомарного резонанса.

Работа выполнена при поддержке грантов НШ-7810.2010.3, РНП.2.1.1.3455, № 27.1 и 3.91 РАН. № 5 и 144 СО РАН, г/к 02.740.11.0220 по ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“.

1. Введение

Фотонные кристаллы (ФК) — структуры с пространственной модуляцией диэлектрических свойств на масштабе порядка длины волны — имеют зонный характер спектра. Благодаря наличию в спектре электромагнитных волн фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) и областей аномального возрастания плотности фотонных состояний ФК вызывают повышенный интерес, направленный на поиск эффективных способов управления световыми потоками [1–3]. Интерес обусловлен прежде всего широкими возможностями применения ФК-структур для создания элементной базы оптоэлектронной техники и информационных технологий.

Если в первых теоретических работах изучались ФК, получаемые из непоглощающих и бездисперсионных материалов, то в последующих работах широко исследовались ФК с включением материалов, обладающих поглощением и/или частотной дисперсией. Проявление дисперсии приводит к дополнительному существенно изменению спектральных свойств ФК. Однако эти изменения проявляются лишь в узкой области частот вблизи резонансной частоты, поэтому такой фотонный кристалл называется резонансным фотонным кристаллом (РФК). Наиболее интересными являются РФК, в которых оптические резонансы материалов близки к брэгговским частотам решетки. Зонная структура и оптические свойства двумерных резонансных ФК, образованных цилиндрическими или квадратными стержнями из ионных материалов, которые характеризуются поляритонной диэлектрической проницаемостью, исследованы соответственно в [4,5] и [6,7]. Активно изучаются РФК, основанные на экситонных резонансах

(см., например, [8–11]). Так, в [9] изучены экситон-поляритонная зонная структура, спектры отражения и дифракции света для двумерного РФК, образованного полупроводниковыми цилиндрами, расположенными в узлах квадратной решетки и помещенными в диэлектрическую матрицу.

В работе [12] предложена и реализована идея использования двумерных ФЗЗ-структур для создания нового класса ультрарефрактивных призм в радиочастотном диапазоне. Экспериментальные исследования [13], посвященные оптическому ограничению в двумерных ФЗЗ-структурах, изготовленных на основе наноканальных стеклянных пластин, позволяющих реализовать запрещенную зону в оптической области, стимулировали распространение идеи ультрафрактивных ФЗЗ-призм на оптический диапазон. Новые возможности для реализации этой идеи открывает комбинация собственной дисперсии ФЗЗ-структуры, приготовленной на основе пространственно-периодических наноканалов в стеклянных пластинах, и дисперсии резонансной среды, помещенной внутрь периодической структуры.

Простейшей реализацией структуры с комбинированной дисперсией является неограниченная слоистая среда, в которой одним из чередующихся изотропных слоев является резонансный газ [14]. Показано, что сочетание резонансной дисперсии газа с дисперсией ФК-структуры приводит к качественному изменению спектров фотонных кристаллов, появляются узкие полосы прозрачности в ФЗЗ, а также дополнительные запрещенные зоны в сплошном спектре пропускания ФК-структуры. Увеличение дисперсии наполненной газом ФЗЗ-структуры позволяет существенно повысить спектральное разрешение по сравнению с обыкновенными призмами, наполненными

ми резонансным газом, либо спектральными приборами, созданными на основе ФЗЗ-призм [14]. Особенности спектра пропускания резонансно-поглощающего одномерного фотонного кристалла изучались в [15]. Зонная структура неограниченного двумерного РФК исследовалась в [16].

В настоящей работе с помощью метода трансфер-матрицы Пендри [17] исследован спектр пропускания наполненных резонансно-поглощающих газом двумерных структур с фотонными запрещенными зонами. Мы рассмотрим, как и в [16], два типа образцов резонансных фотонных кристаллов, имеющих форму пластины, безграничной в двух направлениях, но с конечной толщиной: а) элементы кристалла представляют собой бесконечные по длине одинаковые диэлектрические цилиндры, образующие квадратную решетку, погруженную в резонансный газ; в) бесконечные по длине полые цилиндрические отверстия, образующие квадратную решетку в диэлектрической матрице, заполнены резонансным газом.

2. Результаты расчетов и обсуждение

В первую очередь рассмотрим результаты расчета спектра пропускания для пластинки 2D-резонансного фотонного кристалла типа а. Структура РФК характеризуется диэлектрическими проницаемостями соответственно стержней и резонансного газа ε_1 и $\varepsilon_2(\omega)$. Диэлектрическая проницаемость газа в модели Лоренца дается выражением

$$\varepsilon_2(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (1)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi NFe^2/m$, e — заряд электрона, m — масса электрона, N — плотность резонансных атомов, F — сила осциллятора, γ — ширина линии, ω_0 — центральная частота резонанса, ω — частота излучения.

Будем считать, что ось цилиндров перпендикулярна x -плоскости и параллельна z -оси. Центры сечений диэлектрических цилиндров образуют в плоскости x квадратную решетку, заполненную резонансным газом. Для расчета спектра пропускания s -поляризованных электромагнитных волн, распространяющихся в плоскости x с диэлектрическим вектором, параллельным оси z , был использован формализм метода трансфер-матрицы, разработанный для одномерных слоистых сред и распространенный Пендри [17–10] на двух- и трехмерные фотонные кристаллы. Трансфер-матрица связывает амплитуду плоских волн на выходе из среды с амплитудами волн на входе в среду, формируется она перемножением матриц, связывающих амплитуду плоских волн в соседних слоях, на которые разбивается образец. Однако в ФК размерности выше первой трансфер-матрица неустойчива и экспоненциально расходится в силу того, что ее собственные числа растут в геометрической прогрессии с увеличением числа слоев. Для устранения

этой особенности трансфер-матрица преобразовывается в матрицу рассеяния, которая позволяет устранить численные неустойчивости и рассчитать коэффициенты пропускания.

Расчеты проводились для РФК с диэлектрической проницаемостью цилиндра, близкой к ее значению для стекла $\varepsilon_1 = 3.24$, периодом структуры $a = 130$ nm и толщиной пластинки в x -направлении $L = 20a$. Фактор заполнения, т.е. доля диэлектрика или резонансного газа в ФК соответственно для моделей типа а и б, определяется выражением $f = \pi r^2/a^2$, r — радиус цилиндра, и составляет для модели типа а $f = 24\%$. Параметры резонансного газа взяты те же, что и при исследовании зонной структуры неограниченного РФК [16]. Ширина линии и плазменная частота резонансного газа, близкие к их значениям для паров ртути [14], равны соответственно $\gamma = 1.4 \cdot 10^{-7}\omega_1$, $\omega_p^2 = 3.8 \cdot 10^{-8}\omega_1^2$, где $\omega_1 = \pi c n_1/a$ — характеристическая частота ФЗЗ, $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 f + (1-f)}$ — усредненный показатель преломления среды. Резонансу атомов ртути на длине волны $\lambda_0 = 253.7$ nm соответствует ширина линии $\gamma = 1.2$ GHz.

На рис. 1 для случая, когда $\varepsilon_1 = 3.24$, $\varepsilon_2 = 1$ при неизменных прочих параметрах системы, представлен затравочный спектр пропускания пластинки ФК толщиной $L = 20a$ при нормальном падении света из вакуума на пластинку. Ширины запрещенных зон спектра пропускания пластинки согласуются с ширинами щелей в направлении x зоны Бриллюэна [16]. При факторе заполнения $f = 24\%$ первая ФЗЗ обладает максимальной шириной, которая в спектре пропускания располагается в частотном диапазоне ω/ω_1 от 0.843 до 1.084. Резонансная частота $\omega_0 = 1.214\omega_1$ лежит в сплошном спектре

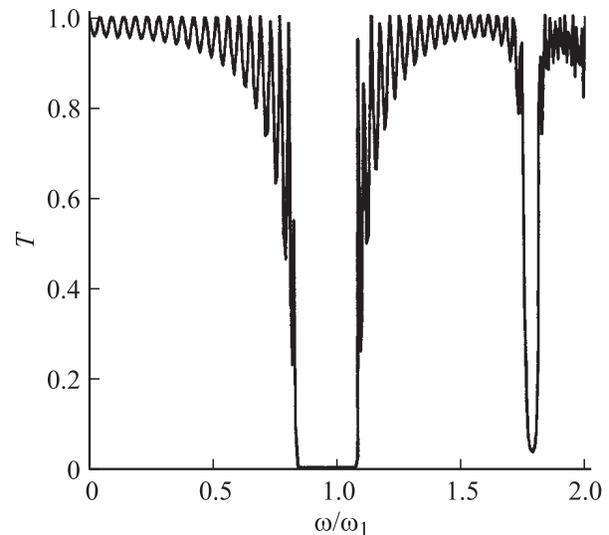


Рис. 1. Коэффициент пропускания как функция частоты для волн s -поляризации, распространяющихся в пластинке толщиной $L = 20a$ в x -направлении. Диэлектрические проницаемости ФК $\varepsilon_1 = 3.24$, $\varepsilon_2 = 1$, коэффициент заполнения диэлектриком $f = 24\%$.

вблизи высокочастотной границы первой запрещенной зоны.

Учет частотной дисперсии диэлектрической проницаемости приводит к качественным изменениям в структуре затравочного спектра пропускания. Эти изменения, которые происходят вблизи высококачественного края ФЗЗ, иллюстрируются на рис. 2 в сравнении с затравочным спектром пропускания. Из рисунка видно, что сочетание дисперсии ФК-структуры с дисперсией газа (1) приводит к появлению дополнительных узких запрещенных зон в сплошном спектре затравочного фотонного кристалла (рис. 2, *a*) либо узких полос пропускания в запрещенной зоне ФК (рис. 2, *b*), которые незаметны в масштабе рис. 1. Дополнительная запрещенная зона на рис. 2, *a* приведена для угла падения $\theta = 29.65^\circ$, когда резонансная частота ω_0 совпадает с частотой побочного первого максимума сплошного спектра пропускания. При углах, меньших 29.65° , частота ω_0 может оказаться между двумя соседними максимумами пропускания. В этом случае дополнительная запрещенная зона в спектре пропускания сильно деформирована и не представляет практического интереса. Если ω_0 оказывается в ФЗЗ вблизи ее границы, возникают дополнительные полосы пропускания. На рис. 2, *b* дополнительная полоса пропускания в ФЗЗ приведена для угла 30° . Подобный эффект расщепления запрещенной зоны рассматривался в [11] на основе одномерной оптической решетки из поглощающих атомов, а также в [14] на основе модели одномерной слоистой структуры, в которой одним из чередующихся слоев является резонансной газ. Причиной таких качественных изменений в спектре пропускания является смешивание фотонных мод с резонансной модой. При нормальном падении излучения на пластинку, когда резонансная частота оказывается в сплошном спектре далеко от границы запрещенной зоны, отмеченные изменения в спектре дополнительного пропускания исчезают.

Коэффициент дополнительного пропускания весьма чувствителен к изменению угла падения θ , когда край запрещенной зоны близок к резонансной частоте газа ω_0 . При увеличении θ граница зоны в соответствии с условием Брэгга удаляется от частоты ω_0 , и интенсивность в максимуме полосы пропускания резко падает. Кроме того, спектр пропускания РФК существенно зависит и от ширины линии связанной с резонансом атомов.

Зависимости коэффициента пропускания РФК как функция отстройки частоты ω от резонансной частоты газа показаны на рис. 3. Из рис. 3, *a* видно, что ширина линии дополнительной запрещенной зоны на порядок больше ширины резонансной линии γ . Из сравнения кривых пропускания при углах 30.7 и 30° (рис. 3, *b*) следует, что увеличение угла падения с 30 до 30.7° , т.е. на 0.7° , приводит к уменьшению интенсивности в максимуме полосы дополнительного пропускания в 3 раза с 80 до 25% . Ширина линии дополнительного пропускания при уменьшении θ растет, для $\theta = 30.7^\circ$ она на порядок больше ширины резонансной линии γ

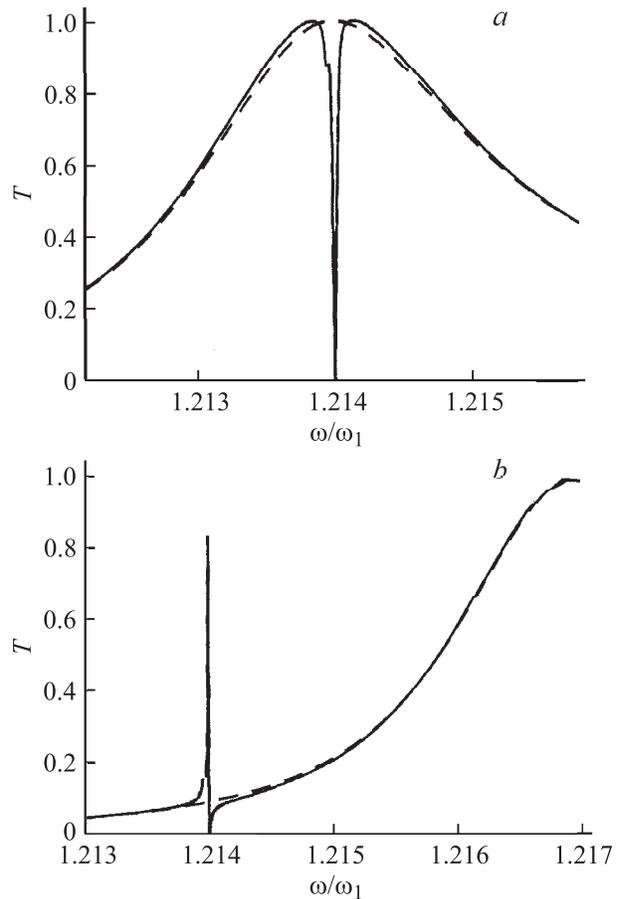


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента пропускания вблизи высокочастотного края запрещенной зоны. Штриховые и сплошные линии рассчитаны соответственно для затравочного ФК с $\varepsilon_2 = 1$ и РФК с $\varepsilon_2(\omega)$, заданной выражением (1). *a* — угол падения 29.65° , резонансная частота ω_0 на краю сплошного спектра; *b* — угол падения 30° , резонансная частота ω_0 в запрещенной зоне. Остальные параметры те же, что для рис. 1.

и дополнительно возрастает в 3 раза при $\theta = 30^\circ$. При увеличении в 3 раза плотности резонансного газа затухание также увеличивается в 3 раза в случае ударного механизма уширения. При этом в 3 раза увеличивается и ширина дополнительной запрещенной зоны, соответствующей $\theta = 29.65^\circ$ (рис. 3, *a*). Спектр полосы пропускания, соответствующий $\theta = 30^\circ$, сдвигается от резонанса в сторону меньших частот, ширина полосы возрастает в 3 раза, а коэффициент пропускания в максимуме полосы практически не меняется (рис. 3, *b*).

Отмеченные изменения в спектре пропускания двумерного РФК при вариации угла падения и ширины резонансной линии аналогичны рассчитанным для модели одномерного кристалла [15]. Для выяснения того насколько устойчивы рассчитанные особенности в спектре пропускания фотонного кристалла к увеличению ширины резонанса, нами проведен расчет спектра пропускания для ширин линий, много больших ширины линии γ .

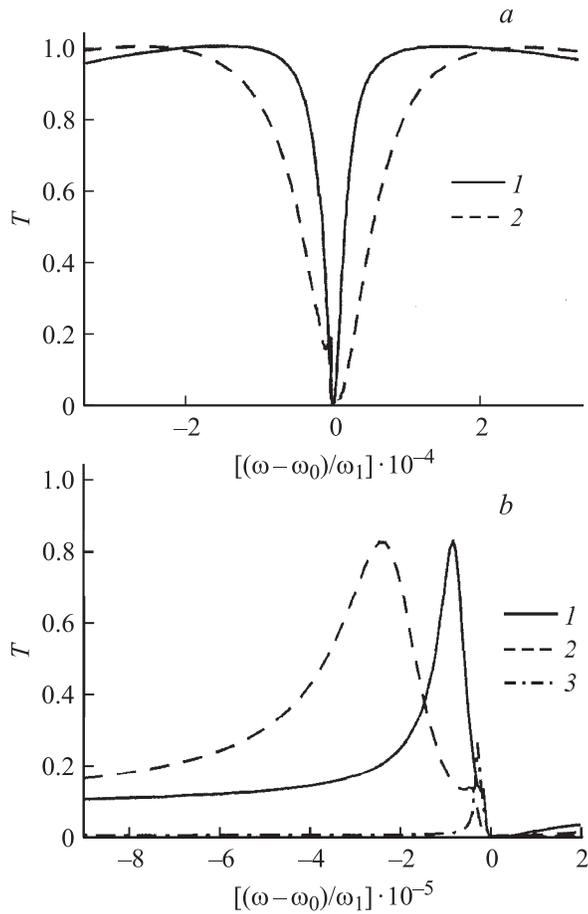


Рис. 3. Коэффициент пропускания РФК как функция отстройки частоты ω от резонансной частоты газа. *a)* 1, 2 — линии дополнительной запрещенной зоны, рассчитанные соответственно для $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 1.4 \cdot 10^{-7} \omega_1$ и $N_1 = 3N$, $\gamma_1 = 3\gamma$, $\theta = 29.65^\circ$, резонансная частота вблизи края ФЗЗ. *b)* 1, 2 — линии дополнительной полосы пропускания, рассчитанные соответственно для $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 1.4 \cdot 10^{-7} \omega_1$ и $N_1 = 3N$, $\gamma_1 = 3\gamma$, $\theta = 30^\circ$, 3 — расчет для тех же N и γ при $\theta = 30.7^\circ$, ω_0 в ФЗЗ. Остальные параметры те же, что для рис. 2.

На рис. 4 приведены для сравнения кривые пропускания РФК для угла $\theta = 30^\circ$ при различных значениях ширины линии и плотности газа. Сплошная кривая на рисунке относится к случаю, когда ширина линии γ , связанная с резонансом атомов ртути, составляет около 1 GHz при давлении 6.3 Torr, которому соответствует плотность резонансных атомов $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ [14,21]. При увеличении плотности и соответственно ширины резонанса в $5 \cdot 10^3$ раз интенсивность в максимуме полосы дополнительного пропускания уменьшилась на порядок, в то время как при малых значениях затухания она практически не менялась (рис. 3, *b*). Однако понятие ширины линии не теряет смысл, она по-прежнему много меньше частоты в максимуме пропускания. Край запрещенной зоне с ростом γ сдвигается в высокочастотную область, а коэффициент пропускания, соответствующий краю зо-

ны, уменьшается. При ширине резонанса $\gamma_z = 5 \cdot 10^{-3} \gamma$ край зоны существенно деформирован, интенсивность пропускания на краю уменьшилась в 2 раза по сравнению с начальной. Уменьшение интенсивности в максимумах кривых пропускания с ростом γ в окрестности резонансной частоты ω_0 согласуется с зависимостью от частоты мнимой части диэлектрической проницаемости $\text{Im}\epsilon(\omega)$, заданной выражением (1). Действительно, при условии точного резонанса $\omega = \omega_0$ имеет место максимальное поглощение. При больших γ оно менее резко снижается вблизи резонансной частоты ω_0 и тем самым обуславливает снижение интенсивности в максимумах пропускания. Здесь следует отметить, что приближение, когда учитывается только вещественная часть диэлектрической проницаемости $\text{Re}\epsilon(\omega)$, не является корректным. Наши расчеты показывают, что в этом случае структура спектра пропускания качественно меняется, в запрещенной зоне появляются дополнительные четыре полосы пропускания. Такое число полос, очевидно, обусловлено смешиванием резонансной моды с фотонными модами, которые соответствуют ближайшим максимумам в сплошном спектре пропускания. При учете не только действительной $\text{Re}\epsilon(\omega)$, но и мнимой части диэлектрической проницаемости $\text{Im}\epsilon(\omega)$ тонкая структура спектра пропускания не обнаруживается, след от нее проявляется в виде выступа на контурах линий дополнительного пропускания (рис. 4). Ширина линии дополнительной запрещенной зоны, приведенной на рис. 3, *a*, увеличивается с ростом ширины резонанса до значения $5 \cdot 10^3 \gamma$, крутизна границ зоны уменьшается.

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов для образца РФК, имеющего форму пластины типа *b*, элементами которого являются полые бесконечные цилиндрические отверстия, заполненные резонансным газом и образующие квадратную решетку в диэлектрической матрице.

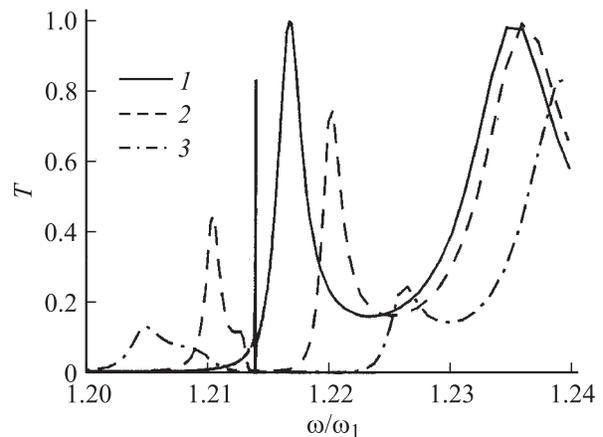


Рис. 4. Частотная зависимость коэффициента пропускания для различных значений ширины линии γ . 1 — $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\gamma = 1.4 \cdot 10^{-7} \omega_1$; 2 — $N_1 = 10^3 N$, $\gamma_1 = 10^3 \gamma$; 3 — $N_2 = 5 \cdot 10^3 N$, $\gamma_2 = 5 \cdot 10^3 \gamma$. $\theta = 30^\circ$. Остальные параметры те же, что для рис. 3.

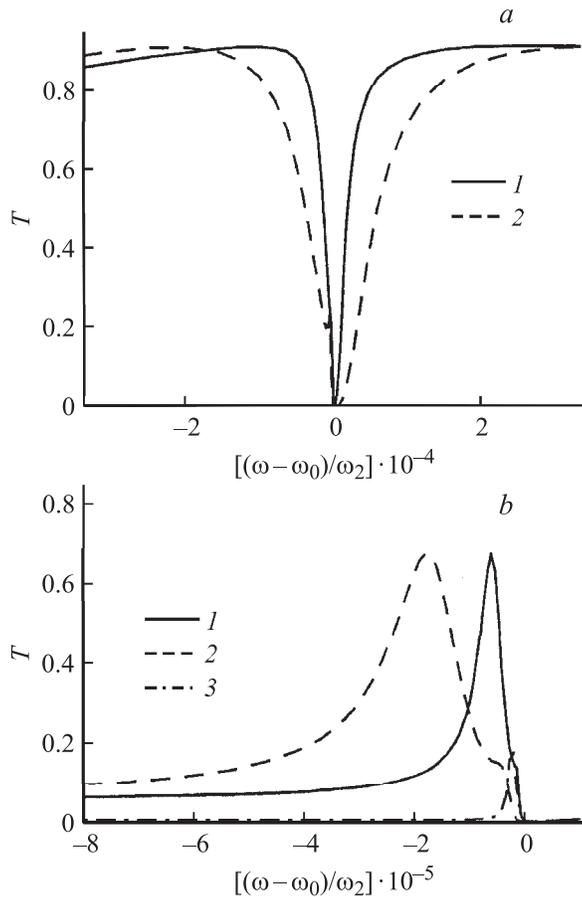


Рис. 5. Частотная зависимость коэффициента пропускания. Коэффициент заполнения диэлектриком $f = 79.5\%$. *a)* 1, 2 — линии дополнительной запрещенной зоны, рассчитанные соответственно для $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\gamma = 1.4 \cdot 10^{-7} \omega_2$ и $N_1 = 3N$, $\gamma_1 = 3\gamma$. $\theta = 29.5^\circ$, ω_0 — совпадает с частотой побочного первого максимума сплошного спектра. *b)* 1, 2 — линии дополнительной полосы пропускания, рассчитанные соответственно для $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\gamma = 1.4 \cdot 10^{-7} \omega_2$ и $N_2 = 3N$, $\gamma_2 = 3\gamma$. $\theta = 30^\circ$. 3 — расчет для тех же N и γ при $\theta = 30.7^\circ$, ω_0 в запрещенной зоне. Остальные параметры те же, что для рис. 2.

При факторе заполнения $f = 79.5\%$ и параметрах $\omega_2 = \pi c n_2 / a$, где $n_2 = f + \sqrt{\epsilon_1(1-f)}$, $\epsilon_2 = 1$, $\epsilon_1 = 3.24$, $a = 130 \text{ nm}$, такой ФК обладает максимальной шириной первой запрещенной зоны, которая в спектре пропускания располагается в частотном диапазоне ω/ω_2 от 0.854 до 1.076. Ширина первой запрещенной зоны спектра пропускания пластинки ФК согласуется, как и в случае с образцом типа а, с шириной соответствующей щели в направлении x зоны Бриллюэна [16]. Резонансная частота $\omega_0 = 1.213\omega_2$ лежит в сплошном спектре вблизи высокочастотной границы первой запрещенной зоны. На рис. 5 приведены результаты расчета дополнительных запрещенных зон и полос прозрачности в спектре пропускания в зависимости от угла падения и плотности резонансного газа. Из сравнения рис. 3 и 5 видно, что структуры спектров пропускания обоих типов РФК

подобны, что, очевидно, обусловлено близостью их факторов заполнения диэлектриком. При увеличении ширины атомного резонанса возникают особенности, аналогичные описанным выше для кристалла типа а.

3. Заключение

Проведен расчет спектра пропускания для резонансных двумерных фотонных кристаллов, состоящих из диэлектрических цилиндров, образующих квадратную решетку, заполненную резонансным газом, либо, наоборот, резонансным газом заполнены полые цилиндрические отверстия, образующие квадратную решетку в диэлектрической матрице. В случае близких факторов заполнения ФК диэлектриком полученные спектры пропускания для обоих типов ФК не имеют существенных различий. Проанализировано, как меняется структура спектра пропускания РФК при увеличении ширины линии γ , связанной с резонансом атомов ртути. Для значений ширины резонанса $\gamma = 5 \cdot 10^3 \text{ GHz}$ край запрещенной зоны сильно деформирован, существенно уменьшается интенсивность в максимуме кривой дополнительного пропускания в запрещенной зоне РФК. При малой ширине атомного резонанса ($\gamma \approx 1 \text{ GHz}$) рассчитанные спектры пропускания подобны спектрам пропускания одномерных фотонных кристаллов — слоистых структур, состоящих из чередующихся изотропного диэлектрического слоя и слоя резонансного газа [15]. Заметим, что для расчета полученных особенностей в спектре пропускания РФК могут быть использованы другие резонансы атомов или молекул с другими геометрическими размерами ФЗЗ-структур. Рассмотренные РФК могут быть перспективны для создания узкополосных фильтров с высоким значением контраста фильтрации оптического излучения и спектральных призм с увеличенной дисперсией. Показана возможность управления параметрами пропускания фотонных кристаллов за счет изменения давления газа и угла падения.

Список литературы

- [1] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn. Photonic crystals. Princeton University Press, Princeton (1995), P. 137.
- [2] K. Sakoda. Optical properties of photonic crystals. Springer, Berlin (2004). 272 p.
- [3] K. Busch, S. Lölkes, R.B. Wehrspohn, H. Föll. Photonic crystals: advances in design, fabrication and characterization. Wiley-VCH, Weinheim (2004). 354 p.
- [4] M.M. Sagalas, C.M. Soukoulis, C.T. Chan, K.M. Ho. Phys. Rev. B **49**, 16, 11 080 (1994).
- [5] A.R. Rung, C.G. Ribbins, Phys. Rev. Lett. **92**, 12, 123901-1 (2004).
- [6] K.C. Huang, P. Bienstman, J.D. Joannopoulos, K.A. Nelson, S. Fan. Phys. Rev. Lett. **90**, 19, 196402-1 (2003).
- [7] K.C. Huang, F. Zidorikis, X. Jians, J.D. Joannopoulos, K.A. Nelson, P. Bienstman, S. Fan. Phys. Rev. B **69**, 195 111 (2004).

- [8] Е.Л. Ивченко, А.Н. Поддубный. ФТТ **48**, 3, 540 (2006).
- [9] А.Н. Поддубный. ФТТ **49**, 2, 346 (2007).
- [10] М.А. Калигеевский, А.В. Кавоткин. ФТТ **37**, 9, 2721 (1995).
- [11] M. Artoni, G.La. Rossa, F. Bassani. Phys. Rev. E **72**, 046604 (2005).
- [12] S.Y. Lin, V.M. Hietala, L. Wang, E.D. Jones. Opt. Lett. **21**, 1771 (1996).
- [13] H.-B. Lin, R.J. Tonucci, A.J. Campillo. Opt. Lett. **23**, 94 (1998).
- [14] А.М. Желтиков, А.Н. Наумов, П. Баркер, Р.Б. Майлс. Опт. и спектр. **89**, 2, 309 (2000).
- [15] С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, А.Ю. Кутукова. Опт. и спектр. **106**, 5, 840 (2009).
- [16] С.Я. Ветров, И.В. Тимофеев, Н.В. Рудакова. ФТТ **52**, 3, 489 (2010).
- [17] J.B. Pendry. J. Mod. Opt. **41**, 2, 209 (1994).
- [18] J.-M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.-M. Gerard, D. Maestre, A. Tchelnokov. Photonic crystals. Towards nanoscale photonic devices. Springer, Berlin (2008). 514 p.
- [19] D. Maestre. Pure Appl. Opt. **3**, 975 (1994).
- [20] D. Maestre. J. Opt. Soc. Am. **68**, 4, 490 (1970).
- [21] N.D. Finkelstein, A.P. Yalin, W.R. Lempert, R.B. Miles. Opt. Lett. **23**, 1615 (1998).