

# КОГЕРЕНТНОЕ ПРОПУСКАНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ПЛАНАРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

*А. А. Мискевич, В. А. Лойко\**

*Институт физики им. Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси  
220072, Минск, Беларусь*

Поступила в редакцию 27 июля 2010 г.

Предложен метод моделирования радиальной функции распределения частиц двумерного планарного фотонного кристалла, представляющего собой монослой пространственно-упорядоченных монодисперсных сферических частиц. В рамках квазикристаллического приближения теории многократного рассеяния волн рассчитаны коэффициенты когерентного пропускания и отражения слоев при нормальном освещении. Исследована зависимость когерентного пропускания и отражения слоя от степени упорядоченности сферических частиц. Проведена оценка влияния дальнего порядка на коэффициенты когерентного пропускания и отражения слоев с треугольной, квадратной и гексагональной решетками. Рассмотрены монослои слабопоглощающих диэлектрических и сильнопоглощающих металлических частиц.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Пространственно-упорядоченные структуры с фотонной запрещенной зоной [1–4] находят широкое применение в решении многих практических задач фотоники и оптоэлектроники. Эффект фотонной запрещенной зоны [1–4] состоит в частичном или полном подавлении пропускания света такой структурой. Его использование перспективно при создании оптических и электрооптических приборов и элементов с улучшенными характеристиками, в частности, световых фильтров, волноводов, резонаторов, зеркал, светодиодов, солнечных элементов и т. д. К структурам с фотонной запрещенной зоной относят фотонные кристаллы и квазикристаллы [2–23]. Одномерные, двумерные и трехмерные фотонные кристаллы — это регулярноупакованные структуры, в которых показатель преломления периодически изменяется, соответственно в одном, двух, и трех измерениях с периодом, сравнимым с длиной волны падающего излучения. В квазикристаллах показатель преломления изменяется квазипериодически. Для фотонных кристаллов и квазикристаллов характерно наличие одной или нескольких фотонных запрещенных зон в выделенных (неполная запрещенная зона) или в произвольном (полная запрещенная зона) направлениях распространения света.

Экспериментальные работы, связанные с исследованием оптических свойств фотонных кристаллов и квазикристаллов, посвящены описанию наблюдаемых эффектов в упорядоченных структурах, а также способам изготовления таких структур [24–27]. Теоретические работы в данной области направлены на моделирование упорядоченных структур и их взаимодействия с излучением. Основными методами, используемыми при расчетах, являются метод конечных разностей во временной области (finite difference time domain, FDTD), метод матрицы переноса (transfer-matrix method, ТММ), приближение Брэгга (Bragg approximation), метод разложения по плоским волнам (plane-wave expansion), метод многократного рассеяния (multiple-scattering method), квазикристаллическое приближение (quasicrystalline approximation, QCA) статистической теории многократного рассеяния волн [28–37]. Квазикристаллическое приближение удобно использовать для нахождения поля, образованного в результате взаимодействия падающей волны со слоями плотноупакованных и коррелированных частиц, в дальней зоне.

С практической точки зрения, привлекательным является создание планарных структур (планарных фотонных кристаллов), обладающих свойствами обычных объемных фотонных кристаллов, так как это позволит упростить и удешевить изготовление приборов и устройств на их основе. Кроме того,

\*E-mail: loiko@dragon.bas-net.by

в некоторых приложениях, например в многослойных тонкопленочных солнечных элементах, а также в солнечных элементах для космических аппаратов, структуры на основе планарных фотонных кристаллов являются перспективными ввиду малости их объема и массы.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию взаимодействия света с монослоем пространственно-упорядоченных сферических частиц. При освещении такого слоя направленным излучением может наблюдаться фотонная запрещенная зона. Благодаря наличию двух основных свойств — периодичности изменения показателя преломления в двух измерениях (т. е. периодичности расположения частиц в плоскости слоя) с периодом, сравнимым с длиной волны падающего излучения, и фотонной запрещенной зоне, обусловленной этой периодичностью, такой слой представляет собой двумерный планарный фотонный кристалл [19–21].

В работе, в рамках квазикристаллического приближения теории многократного рассеяния волн [38], при нормальном освещении монослоя пространственно-упорядоченных сферических частиц рассчитываются коэффициенты когерентного (направленного) пропускания и отражения. Пропускание и отражение определяется суммой волн, рассеянных частицами слоя с учетом их взаимной пространственной корреляции. Пространственная корреляция частиц учитывается с помощью двухчастичной (радиальной) функции распределения. Эта функция описывает вероятность относительного расположения любых двух частиц в пространстве [39]. Для расчета радиальной функции распределения слоев частично-упорядоченных частиц широко используются приближение Перкуса–Йевики [40], основанное на интегральном уравнении Орнштейна–Цернике [41], а также метод Монте-Карло [39]. В отличие от частично-упорядоченных слоев, характеризующихся ближним порядком во взаимном расположении частиц, кристаллы характеризуются наличием дальнего порядка. Это означает, что при рассмотрении взаимодействия света с такими структурами необходим учет большого числа частиц. В результате задача нахождения радиальной функции распределения частиц является сложной, громоздкой и требует значительных вычислительных ресурсов. При моделировании реальных кристаллов также возникает задача учета их неидеальности. Уширение координационных сфер [39, 42] может быть описано различными способами, например ступенчатыми или гауссовыми функциями [42–44]. Однако такие подходы не всегда позволяют описать радиальные функции

реальных упорядоченных структур.

При решении задач рассеяния света монослоем пространственно-упорядоченных частиц для корректного расчета коэффициентов когерентного пропускания и отражения в рамках квазикристаллического приближения необходимо обеспечить надежную сходимость радиальной функции распределения к единице. Для этого требуется учет большого числа координационных сфер (т. е. количества частиц, влияющих на характеристики прошедшего и отраженного света). Поэтому возникает задача определения разумного числа координационных сфер (координационных окружностей в двумерном случае) кристалла, которые необходимо учитывать при расчетах.

В данной работе предлагается метод моделирования радиальной функции распределения монослоя пространственно-упорядоченных частиц (двумерного планарного фотонного кристалла). Для его реализации требуется малое количество вычислительных ресурсов. Метод является быстрым и хорошо адаптированным к использованию в квазикристаллическом приближении. Он позволяет описывать фотонные кристаллы практически с любой степенью упорядоченности. Моделируемые с его помощью радиальные функции распределения находятся в хорошем качественном соответствии с известными экспериментальными данными. Предложен критерий оценки минимальной длины корреляции фотонного кристалла — минимального расстояния, на котором необходимо учитывать взаимные корреляции в расположении частиц.

Для моделирования радиальной функции распределения частиц в реальном фотонном кристалле сначала рассчитываются радиусы координационных окружностей и количество частиц, расположенных на каждой из них, для идеального фотонного кристалла. Затем эти окружности «размываются» путем задания распределения их радиусов относительно радиусов соответствующих координационных окружностей идеального кристалла. Полученная радиальная функция используется для расчета коэффициентов когерентного пропускания и отражения фотонного кристалла в квазикристаллическом приближении.

## 2. КВАЗИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ ТЕОРИИ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ВОЛН: ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим рассеяние света монослоем монодисперсных сферических частиц. Предположим, что

частицы имеют комплексный относительный показатель преломления  $m = n + ik$ , диаметр  $D$  и параметр дифракции  $x = \pi D/\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны падающего излучения. Слой освещается по нормали плоской электромагнитной линейно поляризованной волной. При прохождении света через слой частиц происходит рассеяние и поглощение света. Часть излучения, прошедшего слой в направлении падения волны, будем называть коэффициентом когерентного пропускания  $T_c$ , а часть, отраженную назад (в направлении противоположном падающей волне) — коэффициентом когерентного отражения  $R_c$  [45–47].

Существует ряд методов расчета пропускания и отражения слоев частиц. Мы используем квазикристаллическое приближение теории многократного рассеяния волн [38, 45–48]. Его предложил использовать Лакс [38] для расчета рассеяния в плотноупакованных дисперсных средах. Обратим внимание, что это широко используемое в оптике рассеивающих сред приближение не связано с понятием «квазикристалл». Суть приближения состоит в предположении, что среднее поле при одной фиксированной частице совпадает со средним полем при двух фиксированных частицах. Оно выполняется тем лучше, чем ближе структура среды к кристаллической. Отсюда и название — квазикристаллическое приближение. Это приближение учитывает только последовательные акты рассеяния света частицами слоя (т. е. не учитывается рассеяние между частицами типа вперед–назад) и интерференцию волн в дальней зоне. В рамках этого приближения для описания позиционного порядка частиц достаточно использовать двухчастичную (радиальную) функцию распределения.

Коэффициенты когерентного пропускания  $T_c$  и отражения  $R_c$  в квазикристаллическом приближении определяются соотношениями [46, 47]:

$$T_c = \left| 1 - \frac{\eta}{x^2} \sum_{j=1}^N (2j+1)(z_j + y_j) \right|^2, \quad (1)$$

$$R_c = \left| -\frac{\eta}{x^2} \sum_{j=1}^N (-1)^j (2j+1)(z_j - y_j) \right|^2. \quad (2)$$

Здесь  $\eta$  — коэффициент заполнения слоя (отношение площади проекций всех частиц слоя к площади слоя, на которой они расположены),  $x$  — параметр дифракции частиц диаметром  $D$ ,  $N = x + 4.05x^{1/3} + 2$  — число членов ряда рассеяния для данного  $x$  [49], коэффициенты  $z_j$  и  $y_j$  находятся из решения системы уравнений

$$\begin{aligned} z_l &= b_l + \rho_0 b_l \sum_{j=1}^N (A_{lj} z_j + B_{lj} y_j), \\ y_l &= a_l + \rho_0 a_l \sum_{j=1}^N (B_{lj} z_j + A_{lj} y_j), \end{aligned} \quad (3)$$

$a_l$  и  $b_l$  — коэффициенты Ми для данного параметра дифракции  $x$  и показателя преломления  $m$  частиц,  $\rho_0$  — средняя числовая концентрация частиц в слое. Коэффициенты  $A_{lj}$  и  $B_{lj}$  находятся из решения уравнений

$$\begin{aligned} A_{lj} &= \frac{2j+1}{2} \sqrt{l(l+1)j(j+1)} \sum_{p=0,2,\dots}^N i^{-p} (2p+1) \times \\ &\times [l(l+1) + j(j+1) - p(p+1)] P_p(0) \times \\ &\times \begin{pmatrix} l & j & p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & j & p \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} H_p, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} B_{lj} &= \frac{2j+1}{2} \sqrt{l(l+1)j(j+1)} \sum_{p=0,2,\dots}^N i^{-p} (2p+1) \times \\ &\times \sqrt{(p+l-j)(p-l+j)(l+j+1+p)(l+j+1-p)} \times \\ &\times P_p(0) \begin{pmatrix} l & j & p-1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l & j & p \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} H_p, \end{aligned} \quad (5)$$

$$H_p = 2\pi \int_D^\infty g(R) h_p^{(1)}(kR) R dR, \quad (6)$$

$g(R)$  — радиальная функция распределения частиц в слое,  $h_p^{(1)}(x)$  — сферическая функция Ханкеля первого рода  $p$ -го порядка,  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число, а  $3j$ -символы Вигнера [50] удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} l & j & p \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} &= -\frac{1}{2} \times \\ &\times \left[ \frac{(p+l-j)(p-l+j)(l+j+1+p)(l+j+1-p)}{l(l+1)j(j+1)} \right]^{1/2} \times \\ &\times \begin{pmatrix} l & j & p-1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (7)$$

при нечетном  $l + j + p$  и

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} l & j & p \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} &= -\frac{1}{2} \times \\ &\times \frac{l(l+1) + j(j+1) - p(p+1)}{[l(l+1)j(j+1)]^{1/2}} \times \\ &\times \begin{pmatrix} l & j & p \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (8)$$

при четном  $l + j + p$ . Для расчета  $3j$ -символов используются выражения [50]

$$\begin{pmatrix} j_1 & j_2 & j_3 \\ m_1 & m_2 & m_3 \end{pmatrix} = (-1)^{j_3+m_3+2j_1} \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{2j_3+1}} C_{j_1-m_1, j_2-m_2}^{j_3 m_3}, \quad (9)$$

где  $C_{j_1-m_1, j_2-m_2}^{j_3 m_3}$  — коэффициент Вигнера. Для  $m_1 = m_2 = m_3 = 0$  справедливо соотношение

$$C_{a0b0}^{c0} = \begin{cases} 0, & a + b + c = 2q + 1, \\ \frac{(-1)^{q-c} \sqrt{2c+1} q!}{(q-a)!(q-b)!(q-c)!} \sqrt{\frac{(2q-2a)!(2q-2b)!(2q-2c)!}{(2q+1)!}}, & a + b + c = 2q, \end{cases} \quad (10)$$

где  $q$  — целое число.

Суммирование в формулах (4) и (5) ведется по четным  $p$ , так как полиномы  $P_p(0)$  равны нулю при нечетных  $p$  и  $P_p(0) = i^p(p-1)!/p!$  при четных [51].

Для расчета интеграла (6) перепишем его в виде

$$H_p = 2\pi(H1_p + H2_p), \quad (11)$$

где

$$H1_p = \int_D^\infty h_p^{(1)}(kR) R dR, \quad (12)$$

$$H2_p = \int_D^\infty [g(R) - 1] h_p^{(1)}(kR) R dR. \quad (13)$$

Используя рекуррентные соотношения для сферических функций Бесселя [51], интеграл (12) запишем в виде

$$H1_p = k^{-2} \left\{ -kD h_{p+1}^{(1)}(kD) + \sum_{q=0(2)}^p [2(p-q) + 1] \times \right. \\ \left. \times \frac{p!(p-q-1)!!}{(p-1)!(p-q)!!} h_{p-q}^{(1)}(kD) \right\}. \quad (14)$$

Введем безразмерную переменную интегрирования  $u = R/D$ . Тогда

$$H2_p = D^2 \int_1^\infty [g(u) - 1] h_p^{(1)}(2xu) u du. \quad (15)$$

Интеграл (15) можно рассчитать численно, если подынтегральное выражение сходится к нулю при конечных  $u$ . Это обеспечивается за счет сходимости радиальной функции распределения  $g(u)$  к единице. Расстояние, на котором эта функция становится равной единице (а подынтегральное выражение, соответственно, равным нулю) называется длиной корреляции  $l_c$ , т. е.  $g(u \rightarrow l_c) \rightarrow 1$ . Тогда в (15) верхний

предел интегрирования заменяется на длину корреляции  $l_c$ :

$$H2_p = D^2 \int_1^{l_c} [g(u) - 1] h_p^{(1)}(2xu) u du. \quad (16)$$

Длина корреляции характеризует пространственный масштаб упорядоченности частиц. При  $u > l_c$  функция  $g(u) = 1$ . Выбор конкретного значения  $l_c$  при расчетах зависит от вида радиальной функции и будет рассмотрен ниже.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЛЬНОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ

#### 3.1. Начальное приближение

Радиальная функция распределения характеризует вероятность нахождения частицы в любой точке пространства (в рассматриваемом нами случае — на плоскости) относительно выбранной частицы [39]. Рассмотрим двумерные планарные фотонные кристаллы с треугольной (рис. 1а), квадратной (рис. 1б) и гексагональной (рис. 1в,г) решетками. В узлах решеток расположены монодисперсные изотропные сферические частицы. Для моделирования радиальных функций распределения частиц в фотонном кристалле с данными типами решеток в качестве начала координат выбирается центр любой частицы (см. рис. 1г) и относительно него рассчитывается число  $N$  центров частиц как функция расстояния  $R$  от начала координат. Очевидно, что все центры частиц идеального кристалла, находящиеся на одинаковом расстоянии  $R$  от начала координат, лежат на координационной окружности радиуса  $R = R_i$ , т. е. функция  $N(R) = N_i$  при  $R = R_i$  и  $N(R) = 0$  при  $R \neq R_i$ , где  $N_i$  — число центров частиц, лежащих на координационной окружности радиуса  $R_i$ . При расчете координационных окружностей задается погрешность  $\epsilon_R$  вычисления их ра-

диусов. Если для двух координационных окружностей с радиусами  $R_i$  и  $R_j$  и числом частиц на них соответственно  $N_i$  и  $N_j$  выполняется соотношение  $|R_i - R_j| \leq \varepsilon_R$ , то считаем, что эти окружности совпадают, а число частиц для данной окружности равно  $N_i + N_j$ . В качестве иллюстрации, на рис. 1з (внизу) представлены результаты расчетов функции  $N(R)$ , выполненных по описанной схеме, для фотонного кристалла с гексагональной решеткой. На основании функции  $N(R)$  вычисляется радиальная функция распределения частиц фотонного кристалла. Для идеального кристалла она имеет конечные значения в точках  $R_i$  (аналогично функции  $N(R)$ , см. рис. 1з) и равна нулю вне их. В реальных кристаллах, вследствие тепловых колебаний, дефектов решетки и других причин, центры частиц находятся не строго на соответствующей идеальному кристаллу координационной окружности (т.е. не строго в узлах геометрической кристаллической решетки), а каким-то образом распределены относительно нее. Из сказанного следует, что необходим учет неидеальности кристалла. Кроме того, в используемом нами квазикристаллическом приближении, для корректных расчетов коэффициентов пропускания и отражения радиальную функцию необходимо моделировать так, чтобы она надежно сходилась к единице на конечных расстояниях от начала координат.

В первом приближении предположим, что положения центров частиц в радиальном направлении описываются распределениями Гаусса [42, 44] с математическими ожиданиями, равными радиусам  $R_i$  соответствующих координационных окружностей идеального фотонного кристалла. В этом случае радиальную функцию распределения реального фотонного кристалла представим в виде

$$g(u) = \frac{1}{\rho_0} \sum_i \frac{N_i}{2\pi R_i} \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp \left[ -\frac{(u - R_i)^2}{2\sigma^2} \right]. \quad (17)$$

Здесь  $u = R/D$  — безразмерное расстояние, выраженное в диаметрах  $D$  частиц ( $u \geq 1$ ),  $\rho_0$  — средняя поверхностная числовая концентрация частиц (отношение числа частиц слоя к его площади при стремлении площади слоя к бесконечности),  $N_i$  — число центров частиц, находящихся на координационной окружности радиуса  $R_i$  для идеального кристалла,  $\sigma$  — среднеквадратичное отклонение радиусов координационных окружностей реального кристалла относительно соответствующих радиусов  $R_i$  идеального кристалла. Здесь и ниже  $R_i$ ,  $\sigma$ , а также площадь слоя (при определении  $\rho_0$ ) являются безразмерны-

ми величинами, выраженными в диаметрах частиц. Плотность вероятности гауссова распределения,

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp \left[ -\frac{(u - R_i)^2}{2\sigma^2} \right],$$

определяет вероятность нахождения координационной окружности радиуса  $u$  для реального кристалла на расстоянии  $u - R_i$  от координационной окружности радиуса  $R_i$  для идеального кристалла. Чем большее число  $i$  координационных окружностей учитывается в данной точке  $u$ , тем более плавный вид имеет радиальная функция. Строго говоря, значение  $i$  равно числу всех координационных окружностей фотонного кристалла, но, как показали результаты нашего моделирования, вполне достаточно учитывать окружности, находящиеся на расстоянии  $\pm 10\sigma \dots \pm 20\sigma$  от данной точки  $u$ .

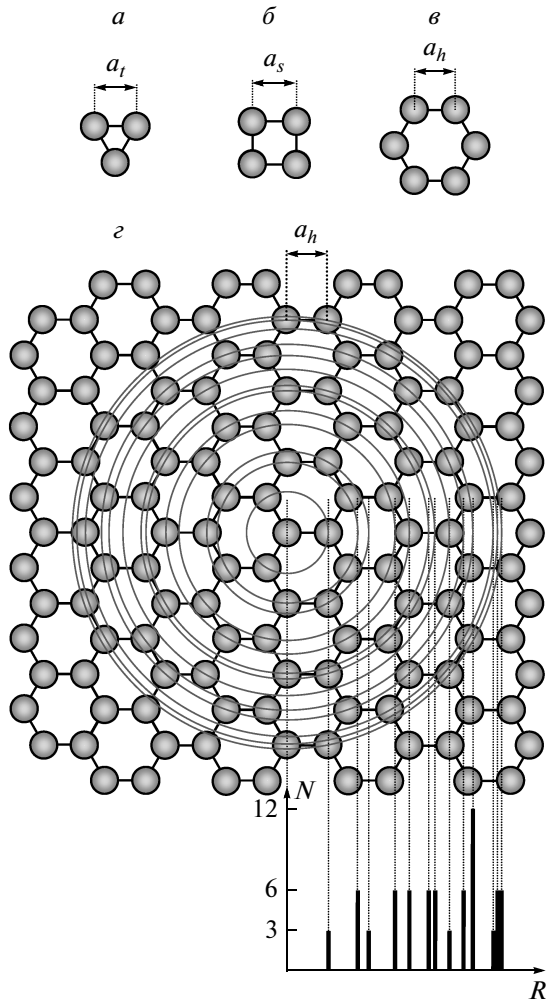
На рис. 2 изображены радиальные функции распределения фотонных кристаллов с гексагональной, квадратной и треугольной решетками, рассчитанные по формуле (17). Результаты получены для слоев с коэффициентом заполнения  $\eta = 0.5$  и среднеквадратическим отклонением  $\sigma = 0.01$ . В каждой точке  $u$  просуммированы плотности вероятности радиусов координационных окружностей идеального кристалла, находящиеся на расстояниях  $\pm 10\sigma$  от этой точки.

### 3.2. Длина корреляции радиальной функции распределения частиц фотонного кристалла

Как было сказано выше, длина корреляции  $l_c$  характеризует масштаб пространственной упорядоченности системы, т.е. максимальное расстояние между частицами, на котором сохраняется корреляция в их расположении. Для плотноупакованных монослоев частично-упорядоченных монодисперсных сферических частиц  $l_c < 10D$ . Рассмотрим длины корреляций, характерные для фотонных кристаллов. Масштаб пространственной упорядоченности системы можно найти из сравнения ее средней и локальной поверхностных числовых концентраций частиц. В кристаллах величина  $\rho_0$  равна отношению числа частиц, занимающих элементарную ячейку решетки, к площади этой ячейки. Для треугольной решетки

$$\rho_0^t = \frac{N_t}{S_t} = \frac{1}{2} \frac{4}{\sqrt{3} a_t^2} = \frac{2}{\sqrt{3} a_t^2}, \quad (18)$$

для квадратной



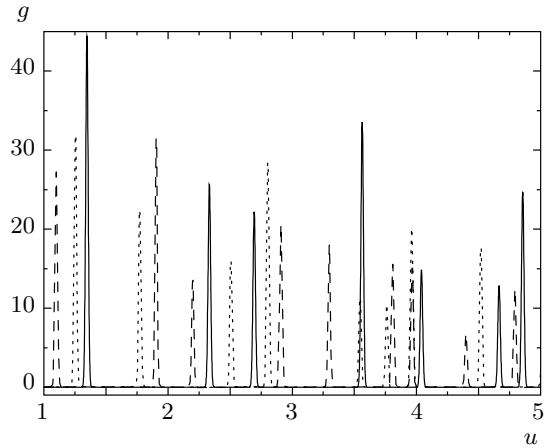
**Рис. 1.** Схематическое представление элементарных ячеек фотонных кристаллов с треугольной (а), квадратной (б) и гексагональной (в) решетками и кристалла с двумерной гексагональной кристаллической решеткой (z, сверху), а также рассчитанная для последнего случая функция числа  $N$  центров частиц в зависимости от расстояния  $R$  (z, внизу):  $a_t$ ,  $a_s$  и  $a_h$  — соответственно постоянные треугольной, квадратной и гексагональной решеток; кружки — сферические частицы, находящиеся в узлах решетки; концентрические окружности — координатные окружности

$$\rho_0^s = \frac{N_s}{S_s} = \frac{1}{a_s^2}, \quad (19)$$

для гексагональной

$$\rho_0^h = \frac{N_h}{S_h} = \frac{2 \cdot 2}{3\sqrt{3}a_h^2} = \frac{4}{3\sqrt{3}a_h^2}, \quad (20)$$

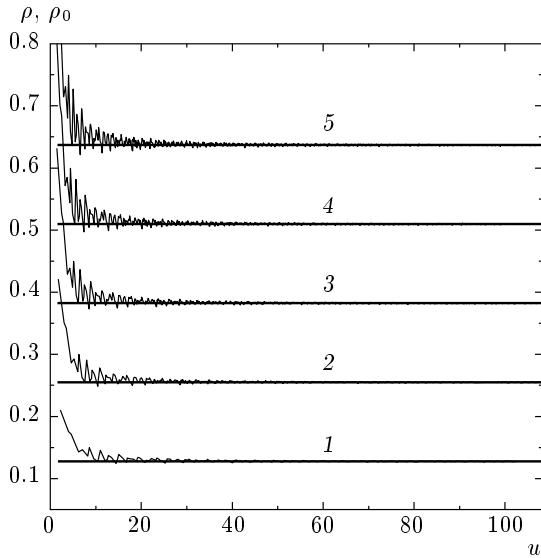
где  $S_t$ ,  $S_s$ ,  $S_h$  — площади элементарных ячеек,  $N_t$ ,  $N_s$ ,  $N_h$  — количества частиц, занимающих элемен-



**Рис. 2.** Радиальные функции распределения частиц фотонных кристаллов с треугольной (сплошная кривая), квадратной (пунктирная) и гексагональной (штриховая) решетками, рассчитанные по формуле (17). Среднеквадратичное отклонение  $\sigma = 0.01$ , коэффициент заполнения слоя  $\eta = 0.5$

тарную ячейку,  $a_t$ ,  $a_s$ ,  $a_h$  — безразмерные (выраженные в диаметрах частиц) постоянные треугольной, квадратной и гексагональной решеток (см. рис. 1). Локальной поверхностной числовой концентрацией  $\rho(u)$  будем называть отношение числа частиц слоя внутри круга радиуса  $u$  к площади этого круга. С ростом  $u$  локальная числовая концентрация  $\rho(u)$  стремится к средней  $\rho_0$ . Радиус круга, при котором локальная числовая концентрация становится равной средней числовой концентрации частиц с заданной погрешностью  $\varepsilon_\rho = |\rho_0 - \rho(u)|$ , назовем минимальной длиной корреляции  $l_c^{min}$ . На рис. 3 показаны рассчитанные зависимости числовых концентраций частиц от радиуса круга, в котором они находятся, для слоя с гексагональной решеткой при разных коэффициентах его заполнения.

Анализ показывает, что локальная числовая концентрация частиц в слое приближается к средней концентрации на расстоянии нескольких десятков  $u$ . Поэтому при расчете радиальных функций распределения фотонных кристаллов необходимо обеспечить учет по меньшей мере тех частиц, которые находятся внутри круга с радиусом порядка нескольких десятков  $u$ . Как показывают результаты нашего моделирования, погрешность сходимости  $\varepsilon_\rho$  локальной концентрации к средней должна быть меньше 0.003:  $|\rho(u) - \rho_0| = \varepsilon_\rho \leq 0.003$ . Она является приближенной оценкой минимального радиуса координатного круга (т. е.  $l_c^{min}$ ), в котором необходимо



**Рис. 3.** Средние  $\rho_0$  (жирные прямые) и локальные  $\rho(u)$  (тонкие линии) числовые концентрации частиц как функции безразмерного расстояния  $u = R/D$  для слоя с гексагональной решеткой при разных коэффициентах его заполнения  $\eta$ : 1 —  $\eta = 0.1$ ,  $\rho_0 = 0.12732$ ; 2 —  $\eta = 0.2$ ,  $\rho_0 = 0.25465$ ; 3 —  $\eta = 0.3$ ,  $\rho_0 = 0.381197$ ; 4 —  $\eta = 0.4$ ,  $\rho_0 = 0.5093$ ; 5 —  $\eta = 0.5$ ,  $\rho_0 = 0.6386$

учитывать влияние упорядоченности частиц на коэффициенты пропускания и отражения слоя.

### 3.3. Сходимость радиальной функции распределения

Скорость сходимости и расстояние от начала координат, на котором радиальная функция распределения сходится к единице, определяется среднеквадратичным отклонением  $\sigma$  (см. соотношение (17)). Чем больше  $\sigma$ , тем более разупорядочен фотонный кристалл и тем быстрее радиальная функция сходится к единице. Если при моделировании фотонных кристаллов задать  $\sigma = \text{const}$  (см. начальное приближение, описанное в разд. 3.1), то радиальная функция в зависимости от значения  $\sigma$  будет сходиться к единице при очень больших  $u$  (порядка тысяч, десятков тысяч и даже сотен тысяч), что намного превышает определенную выше минимальную длину корреляции. Поэтому в качестве следующего приближения для моделирования размытия координационных окружностей вместо параметра  $\sigma = \text{const}$  мы предлагаем использовать функцию, зависящую от расстояния  $u$ :  $\sigma = \sigma(u)$ . Это позволяет легко моделировать радиальные функции распределения

частиц фотонных кристаллов в широком диапазоне длин корреляций и степеней упорядоченности. Было найдено, что физически корректные результаты расчета коэффициентов когерентного пропускания и отражения в рамках квазикристаллического приближения дает линейная зависимость

$$\sigma(u) = \sigma_0(au + b). \quad (21)$$

Здесь  $\sigma_0$  задает начальную дисперсию радиусов ( $\sigma(u) = \sigma_0$  при  $u = 1$  и  $a + b = 1$ ),  $a$  и  $b$  — коэффициенты, выбираемые в зависимости от коэффициента заполнения слоя, от типа решетки и  $\sigma_0$ . Изменяя  $\sigma_0$ , можно задавать степень упорядоченности моделируемого фотонного кристалла, а изменяя коэффициенты  $a$  и  $b$  — «дальность» его пространственного порядка. Другими словами,  $a$  и  $b$  определяют скорость сходимости радиальной функции к единице в зависимости от  $u$ .

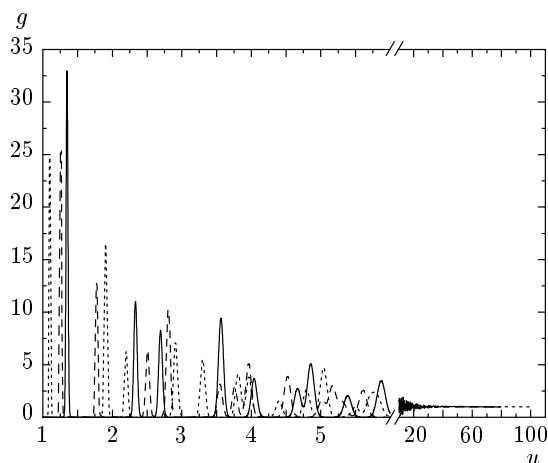
Рассмотрим сильноупорядоченные фотонные кристаллы, у которых  $\sigma_0 \leq 0.01$ . Наши исследования показали, что при  $\sigma_0 \leq 0.01$  и  $\eta \leq 0.5$  достаточным является задание  $\sigma(u)$  в виде  $\sigma(u) = \sigma_0 u$ , (т. е. в формуле (21)  $a = 1$ ,  $b = 0$ ). Это позволяет физически корректно рассчитывать коэффициенты когерентного пропускания  $T_c$  и отражения  $R_c$  фотонных кристаллов с исследуемыми в работе типами решеток в широком диапазоне размеров и показателей преломления частиц. Результаты расчетов  $T_c$  и  $R_c$  показывают, что радиальная функция распределения должна сходиться к единице при  $u \rightarrow l_c$  так, чтобы удовлетворялось условие

$$|g(u \rightarrow l_c) - 1| \leq 2 \cdot 10^{-5}. \quad (22)$$

Радиальные функции распределения частиц фотонных кристаллов, рассчитанные при  $\sigma(u) = \sigma_0 u$ ,  $\sigma_0 = 0.01$  и коэффициенте заполнения слоя  $\eta = 0.5$ , представлены на рис. 4. Длины корреляций этих функций для кристалла с треугольной, квадратной и гексагональной решетками равны соответственно  $l_c = 80$ ,  $l_c = 85$  и  $l_c = 105$ . Эти значения соответствуют сходимости радиальных функций распределения к единице на расстоянии порядка минимальной длины корреляции,  $l_c \approx l_c^{\text{min}}$ .

Результаты моделирования радиальной функции распределения, рассчитанной с использованием линейной зависимости  $\sigma(u)$  (см. выражение (21)), находятся в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными [52].

Зависимости коэффициентов когерентного пропускания  $T_c$  и отражения  $R_c$  фотонных кристаллов с треугольной, квадратной и гексагональной решетками от параметра дифракции  $x$  частиц представлены



**Рис. 4.** Радиальные функции распределения частиц фотонного кристалла с треугольной (сплошная кривая,  $l_c = 80$ ), квадратной (штриховая кривая,  $l_c = 85$ ) и гексагональной (пунктирная кривая,  $l_c = 105$ ) решетками;  $\sigma(u) = \sigma_0 u$ ,  $\sigma_0 = 0.01$ ,  $\eta = 0.5$

на рис. 5. Они рассчитаны с использованием радиальных функций, показанных на рис. 4. Для сравнения на рис. 5 представлены также зависимости  $T_c(x)$  и  $R_c(x)$  для монослоя частично-упорядоченных частиц, радиальная функция распределения которых рассчитывалась итерационным методом [53]. Как видно из приведенных данных, пространственная упорядоченность частиц в слое оказывают большое влияние на значения коэффициентов когерентного пропускания и отражения, когда размеры частиц и расстояния между ними сравнимы с длиной волны падающего излучения. На зависимостях, соответствующих фотонным кристаллам, наблюдаются резкие пики и области параметров кристаллов, при которых происходит резкое подавление пропускания и увеличение отражения света, обусловленные интерференцией падающих и рассеянных упорядоченной структурой волн. Зависимости, соответствующие слоям частично-упорядоченных частиц, являются гладкими.

Увеличение длины корреляции радиальной функции распределения (т.е. увеличение дальности порядка фотонного кристалла путем задания коэффициентов  $a$  и  $b$  в зависимости  $\sigma(u)$  при том же значении  $\sigma_0 = 0.01$ ) практически не оказывает влияния на результаты расчетов коэффициентов пропускания и отражения в исследованном диапазоне изменения параметра дифракции за исключением областей резонансов (пиков пропускания

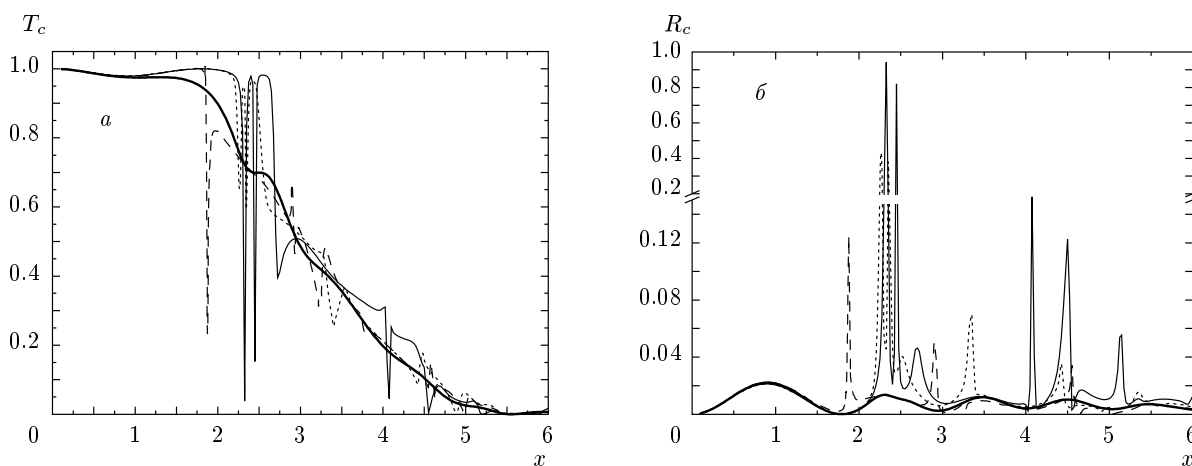
и отражения). В этих областях чувствительность функций  $T_c(x)$  и  $R_c(x)$  к заданию радиальной функции распределения больше. Анализ коэффициентов когерентного пропускания и отражения фотонных кристаллов в областях резонансов проведен в разд. 5.

#### 4. ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ УПОРЯДОЧЕННОСТИ ЧАСТИЦ НА КОЭФФИЦИЕНТЫ КОГЕРЕНТНОГО ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ МОНОСЛОЯ

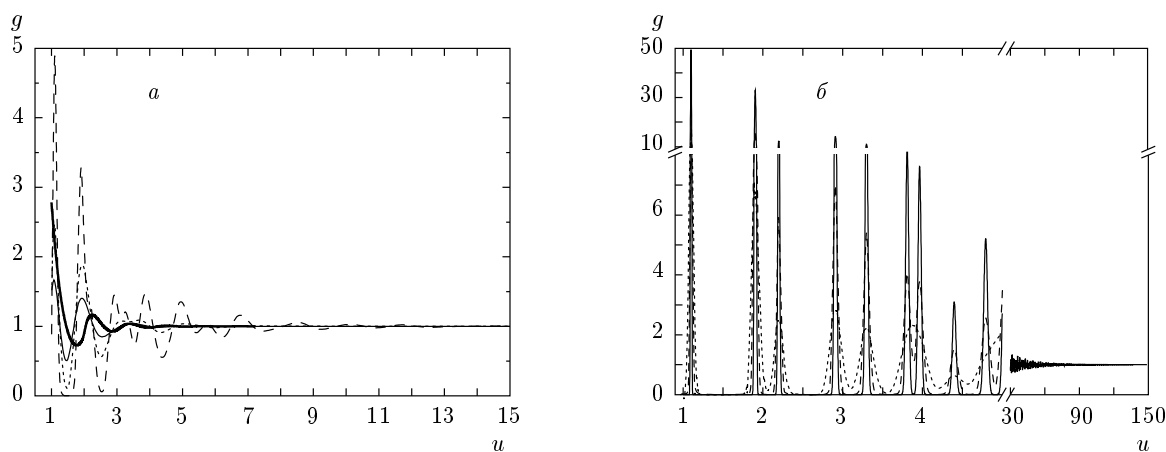
Рассмотрим влияние степени пространственной упорядоченности частиц на коэффициенты когерентного пропускания и отражения двумерного планарного фотонного кристалла на примере слоя с гексагональной решеткой. Для моделирования радиальной функции распределения будем использовать зависимость  $\sigma(u) = \sigma_0 u$ .

Сначала предположим, что фотонный кристалл сильно разупорядочен. В этом случае при моделировании функции распределения нужно задать большее значение  $\sigma_0$ . Затем, уменьшая  $\sigma_0$ , будем увеличивать степень пространственной упорядоченности частиц в кристалле. Рассчитанные радиальная функция распределения для фотонного кристалла с гексагональной решеткой при различных значениях  $\sigma_0$  и (для сравнения) радиальная функция для частично-упорядоченного монослоя представлены на рис. 6. Для всех слоев коэффициент заполнения  $\eta = 0.5$ . Используя эти функции, мы рассчитали зависимости коэффициентов когерентного пропускания  $T_c$ , отражения  $R_c$  и суммы коэффициентов когерентного пропускания и отражения  $T_c + R_c$  слоя в зависимости от параметра дифракции  $x$  частиц. Результаты приведены на рис. 7. Обратим внимание, что при  $\sigma_0 > 0.01$  в области параметра дифракции частиц  $0.5 < x < 1.6$  для данного типа решетки и коэффициента заполнения слоя  $\eta = 0.5$  рассчитанные зависимости  $T_c(x)$  и  $T_c(x) + R_c(x)$  могут принимать физически некорректные значения (быть больше единицы). Это, вероятно, связано с тем, что при большой концентрации частиц нельзя задавать слишком большие значения начальной дисперсии радиусов  $\sigma_0$ . Строго говоря, максимальное значение  $\sigma_0$  зависит от коэффициента заполнения и типа решетки фотонного кристалла. Численные расчеты  $T_c$  и  $R_c$  показывают, что физически корректные результаты для рассмотренных типов решеток, диапазона изменения параметра дифракции и коэф-





**Рис. 5.** Зависимости коэффициентов когерентного пропускания (*a*) и отражения (*б*) для монослоя частично-упорядоченных частиц (сплошная жирная кривая) и кристалла с треугольной (тонкая сплошная), квадратной (пунктирная) и гексагональной (штриховая) решетками ( $\sigma(u) = \sigma_0 u$ ,  $\sigma_0 = 0.01$ ) от параметра дифракции частиц. Коэффициент заполнения для всех слоев  $\eta = 0.5$ , комплексный показатель преломления частиц  $m = 1.4 + 5 \cdot 10^{-5}i$

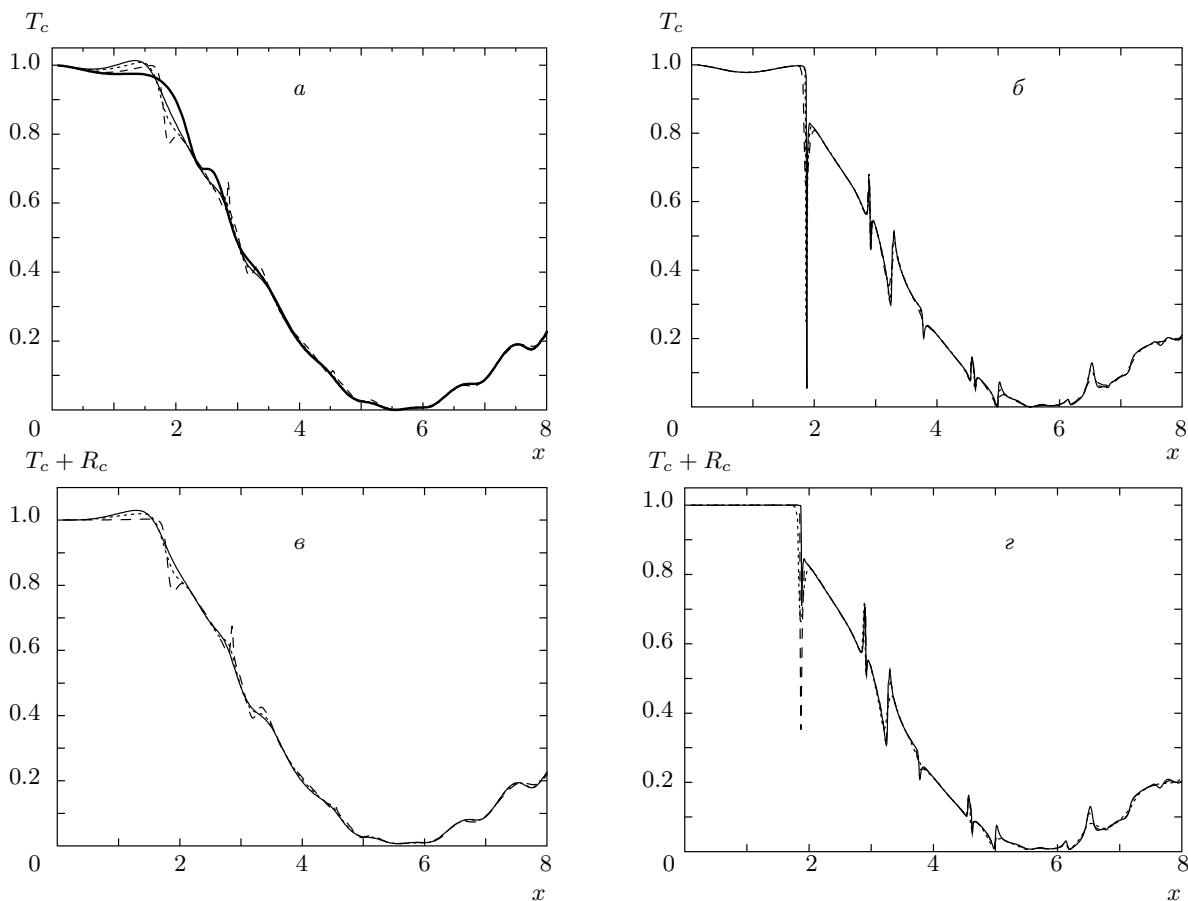


**Рис. 6.** Радиальные функции распределения для фотонного кристалла с гексагональной решеткой;  $\sigma(u) = \sigma_0 u$ : *a* —  $\sigma_0 = 0.15, 0.10, 0.05$  (соответственно тонкая сплошная, пунктирная, штриховая линии); *б* —  $\sigma_0 = 0.025, 0.010, 0.005$  (соответственно пунктирная, штриховая и сплошная линии), а также монослоя частично-упорядоченных частиц (*a*, жирная линия). Для всех слоев  $\eta = 0.5$

коэффициентов заполнения слоя  $\eta \leq 0.5$  имеют место, когда  $\sigma_0 \leq 0.01$ . При  $\sigma_0 = 0.01$ ,  $\sigma(u) = \sigma_0 u$  и  $\eta = 0.5$  радиальная функция распределения сходится к единице на расстоянии, примерно равном минимальной длине корреляции. Поэтому значение  $\sigma_0 = 0.01$  мы используем в дальнейших расчетах.

Зависимость пропускания частично-упорядоченного слоя (см. рис. 7*a*, жирная линия) является гладкой. С ростом степени упорядоченности, т.е. при переходе от частично-упорядоченного слоя к

фотонному кристаллу, на зависимости коэффициента когерентного пропускания все отчетливее проявляется минимум. Он обусловлен интерференцией падающей и рассеянной упорядоченной структурой волн. При выбранном показателе преломления частиц в кристалле с гексагональной решеткой интерференционный минимум пропускания формируется в области параметра дифракции частиц  $x \approx 1.872$  (см. рис. 7*б*). Зависимость пропускания фотонного кристалла имеет также ряд пиков. Зависимо-



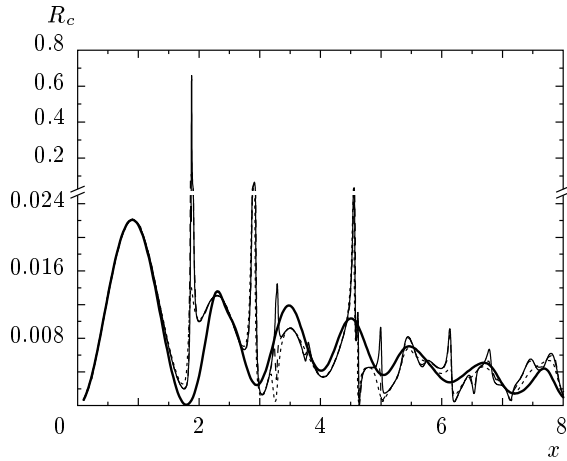
**Рис. 7.** Зависимости коэффициента когерентного пропускания (*a, б*) и суммы коэффициентов когерентного пропускания и отражения (*в, г*) от параметра дифракции частиц для частично-упорядоченного слоя (*a*, жирная линия) и для фотонного кристалла с гексагональной решеткой при разных  $\sigma_0$ ; *a, в* — обозначения такие же, как на рис. 6*а*; *б, г* — как на рис. 6*б*. Для всех слоев коэффициент заполнения  $\eta = 0.5$ , комплексный показатель преломления частиц  $m = 1.4 + 5 \cdot 10^{-5}i$

сти коэффициента когерентного отражения частично-упорядоченного слоя и фотонного кристалла от параметра дифракции частиц имеют подобный характер (рис. 8). Для значений параметра дифракции, соответствующих интерференционному минимуму пропускания, происходит резкое увеличение коэффициента когерентного отражения. Жирной кривой на этом рисунке показана зависимость  $R_c(x)$  для частично-упорядоченного слоя. Она является гладкой.

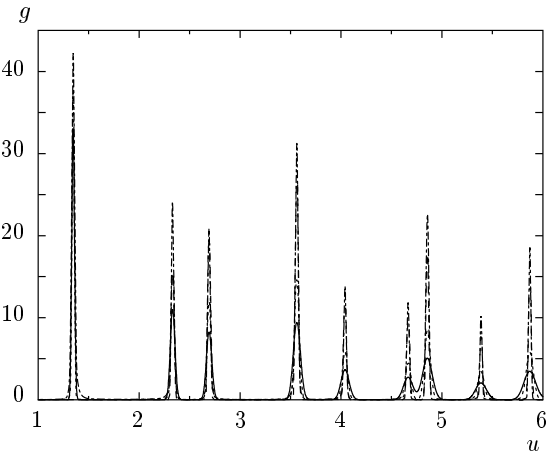
Аналогичные рассмотренным особенности изменения зависимостей  $T_c(x)$  и  $R_c(x)$  от параметра дифракции частиц при увеличении степени их упорядоченности имеют место и в кристаллах с треугольной и квадратной решетками.

### 5. ВЛИЯНИЕ ДАЛЬНОГО ПОРЯДКА НА КОЭФФИЦИЕНТЫ КОГЕРЕНТНОГО ПРОПУСКАНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА

Рассмотрим детально, как увеличение числа учитываемых в расчете частиц, находящихся на расстояниях, больших минимальной длины корреляции (т. е. увеличение степени упорядоченности кристалла и, соответственно, длины корреляции радиальной функции распределения) влияет на пропускание и отражение фотонного кристалла. Для этого проведем расчеты при разных зависимостях  $\sigma(u)$ . Используя формулу (21), будем моделировать радиальные функции так, чтобы  $\sigma(u = 1) = \sigma_0$ . Изменяя коэффициенты *a* и *b*, можно описать разную скорость



**Рис. 8.** Зависимости коэффициента когерентного отражения от параметра дифракции частиц для частично-упорядоченного слоя (жирная линия) и фотонного кристалла с гексагональной решеткой при  $\sigma_0 = 0.005$  (тонкая сплошная),  $0.010$  (штриховая),  $0.025$  (пунктирная). Для всех слоев коэффициент заполнения  $\eta = 0.5$ , комплексный показатель преломления частиц  $m = 1.4 + 5 \cdot 10^{-5}i$



**Рис. 9.** Радиальные функции распределения частиц в фотонном кристалле с треугольной решеткой при  $\sigma(u) = \sigma_0 u$ ,  $l_c = 80$  (сплошная кривая);  $\sigma(u) = \sigma_0(0.5u + 0.5)$ ,  $l_c = 160$  (штриховая);  $\sigma(u) = \sigma_0(0.1u + 0.9)$ ,  $l_c = 750$  (пунктирная);  $\sigma(u) = \sigma_0(0.01u + 0.99)$ ,  $l_c = 7500$  (штрихпунктирная);  $\sigma_0 = 0.01$ ,  $\eta = 0.5$ ,  $m = 1.4 + 5 \cdot 10^{-5}i$

уменьшения упорядоченности по мере удаления от начала координат. Чем меньше коэффициент  $a$ , тем дальше от начала координат радиальная функция сходится к единице и тем больше частиц слоя учитывается при расчете его пропускания и отражения. Значение коэффициента  $b$  задается так, чтобы в точке  $u = 1$  величина  $\sigma(u)$  была равна  $\sigma_0$ . На рис. 9 показаны рассчитанные радиальные функции распределения для кристаллов с треугольной решеткой для зависимостей

$$\sigma(u) = \sigma_0 u, \quad \sigma(u) = \sigma_0(0.5u + 0.5),$$

$$\sigma(u) = \sigma_0(0.1u + 0.9), \quad \sigma(u) = \sigma_0(0.01u + 0.99)$$

при  $\sigma_0 = 0.01$ . Длина корреляции  $l_c$  для каждой из зависимостей указана в подписи к рисунку. Ее величина определяется из условия (22).

С уменьшением коэффициента  $a$  в зависимости (21) увеличивается дальность пространственной упорядоченности слоя, т. е. увеличивается число координационных окружностей (другими словами, число частиц), влияющих на результаты вычислений.

Рассмотрим влияние увеличения дальности пространственной упорядоченности слоя на его пропускание и отражение. На рис. 10 представлены зависимости коэффициентов когерентного пропускания и отражения слоя от параметра дифракции частиц

для кристалла с треугольной решеткой, радиальные функции которого показаны на рис. 9. Как видно из приведенных на рис. 10 данных, при рассмотренном коэффициенте заполнения слоя  $\eta = 0.5$ , коэффициенты пропускания и отражения для кристалла с треугольной решеткой практически не зависят от увеличения длины корреляции свыше минимальной (для данной решетки  $l_c^{min} \approx 80$  при  $\varepsilon_\rho = 0.003$ ) вне областей резонансов. В областях резонансов эта зависимость слабая. Подобное поведение коэффициентов пропускания и отражения с увеличением длины корреляции характерно также и для кристаллов с квадратной решеткой.

Для слоя с гексагональной решеткой в области параметров, соответствующих резонансам, влияние числа учитываемых координационных окружностей проявляется сильнее. Рассчитанные зависимости коэффициентов когерентного пропускания и отражения от параметра дифракции частиц при разных  $\sigma(u)$  для слоя с гексагональной решеткой показаны на рис. 11. Видно, что вне областей резонансов, так же как и для кристаллов с треугольной и квадратной решетками, увеличение числа учитываемых координационных окружностей практически не сказывается на коэффициентах когерентного пропускания и отражения. В области интерференционного минимума пропускания наблюдается заметное уменьшение коэффициента когерентного пропуска-

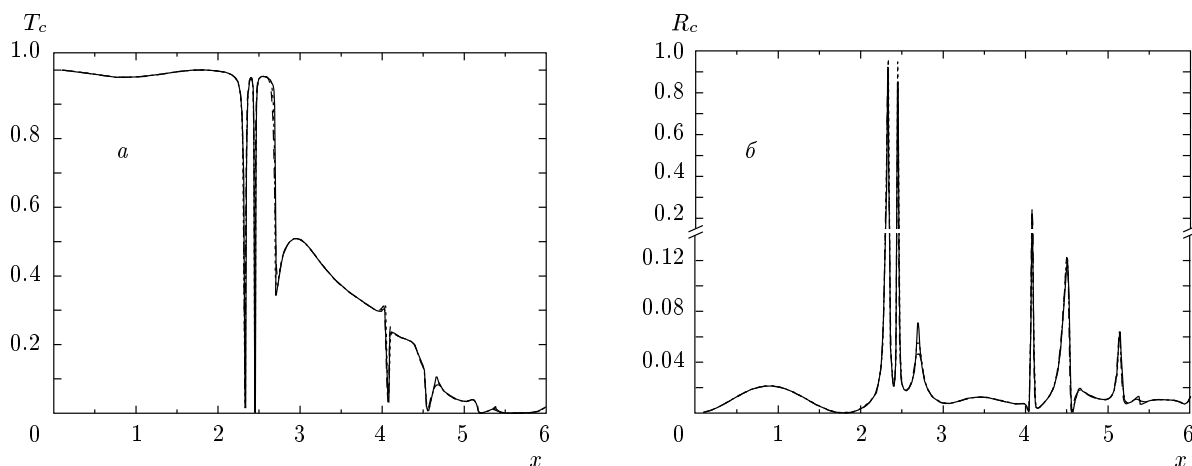


Рис. 10. Зависимости коэффициентов когерентного пропускания (а) и отражения (б) от параметра дифракции частиц для кристалла с треугольной решеткой при разных  $\sigma(u)$ ;  $\sigma_0 = 0.01$ ,  $\eta = 0.5$ ,  $m = 1.4 + 5 \cdot 10^{-5}i$  (обозначения и параметры такие же, как на рис. 9)

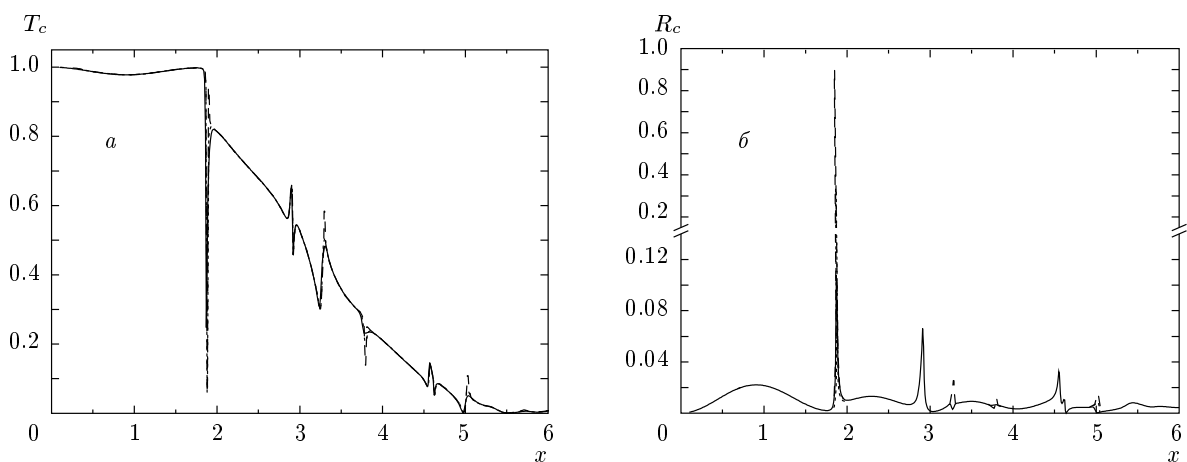


Рис. 11. Зависимости коэффициентов когерентного пропускания (а) и отражения (б) от параметра дифракции частиц для кристалла с гексагональной решеткой при разных  $\sigma(u)$ ; сплошная кривая —  $\sigma(u) = \sigma_0 u$ ,  $l_c = 105$ ; штриховая —  $\sigma(u) = \sigma_0(0.5u + 0.5)$ ,  $l_c = 205$ ; пунктирная —  $\sigma(u) = \sigma_0(0.1u + 0.9)$ ,  $l_c = 980$ ; штрихпунктирная —  $\sigma(u) = \sigma_0(0.1u + 0.99)$ ,  $l_c = 9000$ ;  $\sigma_0 = 0.01$ ,  $\eta = 0.5$ ,  $m = 1.4 + 5 \cdot 10^{-5}i$

ния и увеличение коэффициента когерентного отражения с ростом числа учитываемых при расчете координационных окружностей. На рис. 12 показаны зависимости  $T_c(x)$  и  $R_c(x)$  для рассматриваемого фотонного кристалла в области интерференционного минимума пропускания более детально. Зависимости пропускания и отражения, соответствующие  $\sigma(u) = \sigma_0(0.1u + 0.9)$  и  $\sigma(u) = \sigma_0(0.01u + 0.99)$ , практически совпадают. Это дает основания полагать, что для кристаллов с гексагональной решеткой при расчетах пропускания и отражения в области мини-

муму пропускания достаточно учитывать частицы, находящиеся внутри круга с радиусом примерно в 10 раз большим, чем минимальная длина корреляции.

Таким образом, при расчете коэффициентов когерентного пропускания и отражения фотонных кристаллов с рассмотренными в работе типами решеток вне области минимума пропускания нет необходимости детально учитывать координационные окружности с радиусами, превышающими минимальную длину корреляции. Однако при расчете

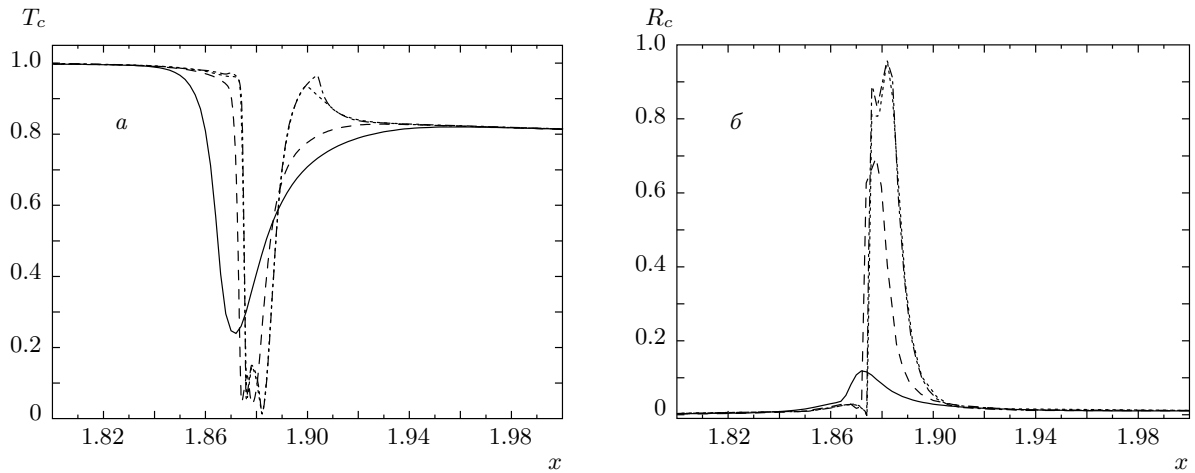


Рис. 12. Коэффициенты когерентного пропускания (а) и отражения (б) в области интерференционного минимума пропускания фотонного кристалла с гексагональной решеткой при разных  $\sigma(u)$ ; обозначения и параметры такие же, как на рис. 11

пропускания и отражения в данной области следует иметь в виду, что учета только координационных окружностей с радиусами, не большими минимальной длины корреляции, может быть недостаточно.

### 6. ПРОПУСКАНИЕ И ОТРАЖЕНИЕ МОНОСЛОЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

В предыдущих разделах были рассмотрены монослои слабопоглощающих диэлектрических частиц с малым относительным показателем преломления. Было показано, что пространственная упорядоченность в слое таких частиц имеет большое влияние на его коэффициенты когерентного пропускания и отражения, когда размеры частиц сопоставимы с длиной волны падающего излучения.

В данном разделе рассмотрим влияние пространственной упорядоченности сильнопоглощающих частиц на коэффициенты когерентного пропускания и отражения слоя на примере монослоев частиц алюминия. На рис. 13 представлены зависимости действительной и мнимой частей показателя преломления алюминия от длины волны [54].

Рассчитанные спектральные коэффициенты когерентного пропускания и отражения монослоя сильноупорядоченных и частично-упорядоченных сферических частиц алюминия представлены на рис. 14. Радиальная функция распределения сильноупорядоченного монослоя частиц рассчитывалась для гексагональной решетки и  $\sigma(u) = \sigma_0 u$ ,  $\sigma_0 = 0.01$ . Радиальная функция распределения частично-упо-

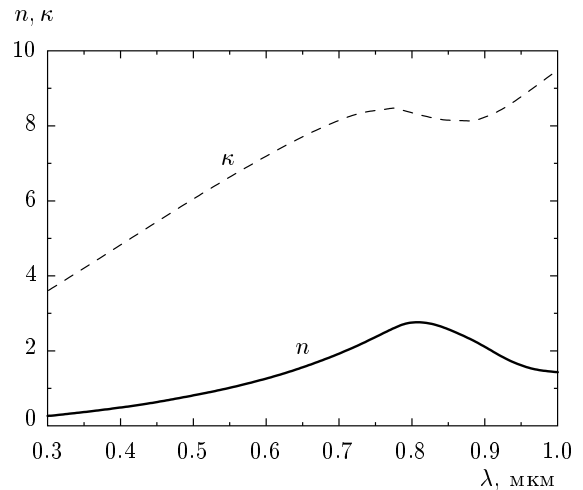
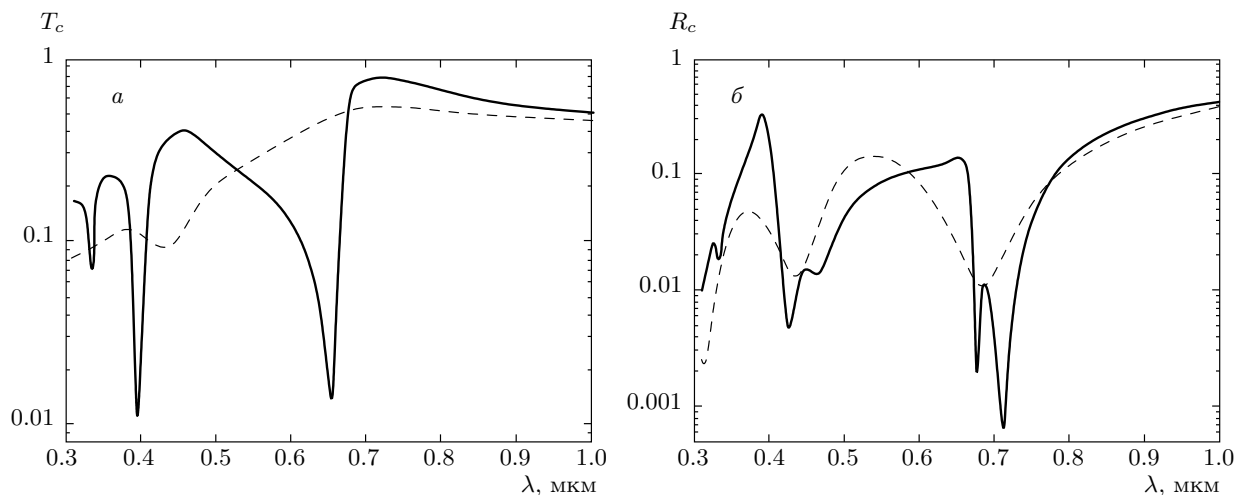


Рис. 13. Зависимости действительной  $n$  и мнимой  $\kappa$  частей показателя преломления алюминия от длины волны

рядоченного монослоя рассчитывалась итерационным методом [53]. Для всех слоев диаметр частиц  $D = 0.4$  мкм, коэффициент заполнения слоя  $\eta = 0.5$ .

Как видно из приведенных данных, пространственная упорядоченность оказывает сильное влияние на спектры пропускания и отражения сильнопоглощающих металлических частиц, размеры которых сопоставимы с длиной волны. В отличие от гладкой зависимости пропускания и отражения частично-упорядоченного слоя, на спектрах сильноупоря-



**Рис. 14.** Зависимости коэффициентов когерентного пропускания (а) и отражения (б) частично-упорядоченного (штриховая кривая) и сильноупорядоченного (сплошная) монослоев сферических частиц алюминия от длины волны. Диаметр частиц  $D = 0.4$  мкм, коэффициент заполнения слоев  $\eta = 0.5$

доченного монослоя наблюдаются резкие пики, обусловленные периодичностью структуры слоя.

Таким образом, проанализировав результаты расчетов данного и предыдущих разделов, можно заключить, что отличительной особенностью двумерных планарных упорядоченных структур, состоящих как из диэлектрических, так и из металлических частиц, размеры которых сопоставимы с длиной волны, является наличие резких пиков в спектрах когерентного пропускания и отражения, которые отсутствуют у слоев частично-упорядоченных частиц. Эти пики обусловлены интерференцией падающей и рассеянной упорядоченной структурой волн.

### 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложен метод моделирования радиальной функции распределения двумерного планарного фотонного кристалла.

Исследовано влияние степени упорядоченности и дальности порядка на коэффициенты когерентного пропускания и отражения фотонного кристалла с треугольной, квадратной и гексагональной упаковками слабопоглощающих диэлектрических сферических частиц. Проведено сопоставление с результатами расчета пропускания и отражения монослоя частично-упорядоченных частиц.

Введено понятие минимальной длины корреляции фотонного кристалла. Показано, что при расче-

те коэффициентов когерентного пропускания и отражения двумерных планарных фотонных кристаллов необходимо учитывать по меньшей мере те частицы, которые находятся внутри круга с радиусом порядка минимальной длины корреляции.

Показано, что частицы, находящиеся на расстояниях, больших минимальной длины корреляции, слабо влияют на зависимости коэффициентов когерентного пропускания и отражения слоя вне области параметров фотонного кристалла, соответствующих интерференционному минимуму пропускания, обусловленному упорядоченностью структуры кристалла. В области параметров, соответствующей минимуму пропускания, это влияние может быть значительным.

Исследовано влияние упорядоченности сильнопоглощающих частиц на спектры пропускания и отражения монослоев на примере частиц алюминия. Показано, что как и в слоях диэлектрических слабопоглощающих частиц, упорядоченность оказывает сильное влияние на пропускание и отражение монослоев металлических частиц, размеры которых сравнимы с длиной волны.

Результаты данного исследования могут быть применены при разработке и изготовлении солнечных элементов с повышенным КПД, светодиодов повышенной яркости, прямых и изогнутых волноводов, резонаторов, зеркал и других оптических и электрооптических элементов и приборов с улучшенными характеристиками на основе фотонных кристаллов.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Беларуси (проект Ф09М-021) и государственной комплексной научно-технической программы Беларуси «Фотоника».

## ЛИТЕРАТУРА

1. E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1950 (1989).
2. M. E. Zoorob, M. D. B. Charlton, G. J. Parker et al., *Nature* **404**, 740 (2000).
3. A. Della Villa, S. Enoch, G. Tayeb et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 183903 (2005).
4. J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, and R. D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton Univ. Press, Princeton (2008).
5. G. Mertens, R. B. Wehrspohn, H.-S. Kitzerow et al., *Appl. Phys. Lett.* **87**, 241108 (2005).
6. K. Busch and J. Sajeev, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 967 (1999).
7. D. P. Gaillot, E. Graugnard, J. S. King et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **24**, 990 (2007).
8. Shawn-Yu Lin, E. Chow, V. Hietala et al., *Science* **282**, 274 (1998).
9. Chongjun Jin, Bingying Cheng, Baoyuan Man et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1848 (1999).
10. L. Dal Negro, J. H. Yi, V. Nguyen et al., *Appl. Phys. Lett.* **86**, 261905 (2005).
11. A. C. Arsenault, D. P. Puzzo, A. Ghossoub et al., *J. SID* **15**, 1095 (2007).
12. S. P. Gorkhali, Jun Qi, and G. P. Crawford, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 011110 (2005).
13. A. F. Koenderink, A. Lagendijk, and W. L. Vos, *Phys. Rev. B* **72**, 153102 (2005).
14. E. Macia, *Rep. Progr. Phys.* **69**, 397 (2006).
15. W. Steurer and D. Sutter-Widmer, *J. Phys. D* **40**, R229 (2007).
16. P. Rose, B. Terhalle, J. Imbrock et al., *J. Phys. D* **41**, 224004 (2008).
17. S. A. Grudinkin, S. F. Kaplan, N. F. Kartenko et al., *J. Phys. Chem. C* **112**, 17855 (2008).
18. M. Devetak, J. Milavec, R. A. Rupp et al., *J. Opt. A* **11**, 024020 (2009).
19. R. Ferrini, R. Houdre, H. Benisty et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **20**, 469 (2003).
20. J. Witzens and A. Scherer, *J. Opt. Soc. Amer. A* **20**, 935 (2003).
21. J. P. Mondia, Hong Wee Tan, S. Linden et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **22**, 2480 (2005).
22. Doo-Hyun Ko, J. R. Tumbleston, Lei Zhang et al., *Nano Lett.* **9**, 2742 (2009).
23. D. C. Zografopoulos, E. E. Kriezis, and T. D. Tsiboukis, *Opt. Expr.* **14**, 914 (2006).
24. Yi Yang, Suhuai Zhang, and Guo Ping Wang, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 251104 (2006).
25. Guangyong Zhou and Min Gu, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 201111 (2007).
26. W. A. Murray, S. Astilean, and W. L. Barnes, *Phys. Rev. B* **69**, 165407 (2004).
27. J. S. King, D. P. Gaillot, E. Graugnard et al., *Adv. Funct. Mater.* **18**, 1063 (2006).
28. Lie-Ming Li and Zhao-Qing Zhang, *Phys. Rev. B* **58**, 9587 (1988).
29. L. Dal Negro, M. Stolfi, Y. Yi et al., *Appl. Phys. Lett.* **84**, 5186 (2004).
30. D. Gerace and L. C. Andreani, *Opt. Lett.* **29**, 1897 (2004).
31. Yu. A. Vlasov, M. A. Kaliteevski, and V. V. Nikolaev, *Phys. Rev. B* **60**, 1555 (1999).
32. C. C. Katsidis and D. I. Siapkas, *Appl. Opt.* **41**, 3978 (2002).
33. G. Zito, B. Piccirillo, E. Santamato et al., *J. Opt. A* **11**, 024007 (2009).
34. S. S. M. Cheng, Lie-Ming Li, C. T. Chan et al., *Phys. Rev. B* **59**, 4091 (1999).
35. Yiquan Wang, Xiaoyong Hu, Xingsheng Xu et al., *Phys. Rev. B* **68**, 165106 (2003).
36. A. Ponyavina, S. Kachan, and N. Sil'vanovich, *J. Opt. Soc. Amer. B* **21**, 1866 (2004).
37. L. Moretti and V. Mocella, *Opt. Expr.* **15**, 15314 (2007).
38. M. Lax, *Rev. Mod. Phys.* **23**, 287 (1951).
39. J. M. Ziman, *Models of Disorder*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1979).
40. J. K. Percus and G. J. Yevick, *Phys. Rev.* **110**, 1 (1958).

41. L. S. Ornstein and F. Zernike, Proc. Acad. Sci. **17**, 793 (1914).
42. А. Ф. Скрышевский, *Структурный анализ жидкостей и аморфных тел*, Высшая школа, Москва (1980).
43. S. M. Kachan and A. N. Ponyavina, Surf. Sci. **507–510**, 603 (2002).
44. A. D. Zamkovets, S. M. Kachan, and A. N. Ponyavina, in *Physics, Chemistry and Application of Nanostructures: Reviews and Short Notes to Nanomeeting'2003*, ed. by V. E. Borisenko et al., World Sci. (2003), p. 151.
45. A. Ishimaru, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Acad. Press, New York (1978).
46. K. M. Hong, J. Opt. Soc. Amer. **70**, 821 (1980).
47. V. A. Loiko and A. A. Miskevich, Appl. Opt. **44**, 3759 (2005).
48. V. Twersky, J. Math. Phys. **19**, 215 (1978).
49. V. A. Babenko, L. G. Astafyeva, and V. N. Kuzmin, *Electromagnetic Scattering in Disperse Media*, Praxis Publ., Chichester, UK (2003).
50. Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский, *Квантовая теория углового момента*, Наука, Ленинград (1975).
51. G. V. Arfken and H. J. Weber, *Mathematical Methods for Physicists*, Acad. Press, San Diego (1995).
52. R. Rengarajan and D. Mittleman, Phys. Rev. E **71**, 016615 (2005).
53. А. П. Иванов, В. А. Лойко, В. П. Дик, *Распространение света в плотноупакованных дисперсных средах*, Наука и техника, Минск (1988).
54. A. D. Rakic, Appl. Opt. **34**, 4755 (1995).