

ВЛИЯНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ РАССЕЯННЫХ ВОЛН НА СЛОЖЕНИЕ ГРУППОВЫХ СКОРОСТЕЙ В НАНОКОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ

*А. М. Желтиков**

*Международный лазерный центр, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 декабря 2003 г.

Получены и проанализированы правила сложения групповых скоростей для различных типов архитектуры нанокompозитных материалов, включая слоисто-неоднородные нанокompозиты, модель Максвелла Гарнетта и одномерный фотонный кристалл. Показана возможность управления групповой скоростью световых импульсов путем изменения размеров нанокристаллов, а также варьирования диэлектрических свойств и содержания образующих наноструктуру материалов. Интерференция рассеянных волн в наноструктурах с пространственным масштабом оптических неоднородностей, сопоставимым с длиной волны излучения, приводит к новым физическим явлениям, которые не могут быть описаны в рамках моделей эффективной среды.

PACS: 42.65.Ky, 61.46.+w

1. ВВЕДЕНИЕ

Нанокompозитные материалы открывают новые уникальные возможности в области лазерной физики и лазерных технологий. Нанопорошковые материалы все шире используются для создания лазеров и оптических преобразователей частоты новой архитектуры [1–3]. Нано- и мезопористые полупроводниковые материалы позволяют значительно увеличить эффективность нелинейно-оптического преобразования частоты лазерного излучения [4–6]. Фотонно-кристаллические структуры активно исследуются в связи с возможностями управления излучательными процессами и перспективами создания нового поколения элементов и устройств для телекоммуникаций, лазерной физики и нелинейной оптики [7]. Микроструктурированные и фотонно-кристаллические [8, 9] волокна обеспечивают уникально высокие эффективности генерации суперконтинуума [7, 10, 11] и нелинейно-оптического преобразования спектра сверхкоротких импульсов малой мощности [7]. Оптические волокна этого типа находят широкое применение в оптической метрологии [12, 13], нелинейной оптике сверхкоротких

импульсов [14], оптической когерентной томографии [15], нелинейной спектроскопии [16] и фотохимии [17].

Многие замечательные свойства нелинейно-оптических взаимодействий в нанокompозитных материалах связаны с эффектами локального усиления поля [18] и с возможностью перестройки эффективного показателя преломления материала путем изменения диэлектрических свойств, содержания и размеров наночастиц, образующих наноструктуру [5, 19]. Пористые материалы, в частности, открывают широкие возможности для решения проблемы фазового согласования [20] и позволяют создавать прозрачные в широком диапазоне твердотельные матрицы для композитных систем с высокими оптическими нелинейностями как второго, так и третьего порядков [21].

Полученные в последнее время экспериментальные данные указывают на перспективность использования нанокompозитных материалов для нелинейно-оптического преобразования частоты сверхкоротких импульсов [22]. Одна из ключевых задач разработки высокоэффективных и компактных устройств для управления сверхкороткими лазерными импульсами на основе нанокompозитных материалов —

*E-mail: zheltikov@top.phys.msu.su

устройств фемтосекундной нанофотоники — связана с анализом возможностей перестройки групповой скорости световых импульсов в нанокомпозитных материалах. Для решения этой задачи в настоящей работе получены и проанализированы правила сложения групповых скоростей для различных типов архитектуры нанокомпозитных материалов, включая слоистую нанотекстуру, модель Максвелла Гарнетта и одномерный фотонный кристалл. Мы исследуем возможность управления групповой скоростью световых импульсов в наноструктурах путем изменения архитектуры нанокомпозита и размеров нанокристаллов, а также с помощью варьирования диэлектрических свойств и содержания образующих наноструктуру материалов. Будет показано, что интерференция рассеянных волн в наноструктурах с пространственным масштабом оптических неоднородностей, сопоставимым с длиной волны излучения, приводит к новым физическим явлениям, которые не могут быть описаны в рамках моделей эффективной среды.

2. СЛОИСТО-НЕОДНОРОДНЫЙ НАНОКОМПОЗИТ

Слоистая нанотекстура (рис. 1а) представляет собой классический пример нанокомпозитной среды. Подобная архитектура нанокомпозита предполагает наличие плоских слоев материала с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = n_1^2$, расположенных параллельно друг другу в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2 = n_2^2$ (n_1, n_2 — показатели преломления образующих нанокомпозит материалов). Оптические свойства такой структуры рассматривались в литературе, начиная с 19-го века. Лорд Рэлей, в частности, показал [23], что подобная слоистая структура обладает двулучепреломлением формы. Данное свойство анизотропии наноструктурированных материалов в последствии изучалось в фундаментальных трудах Винера [24] и Рытова [25]. Двулучепреломление формы позволяет радикально увеличить эффективность нелинейно-оптических процессов в наноструктурированных материалах и многослойных волноводах за счет фазового согласования излучения накачки и нелинейного сигнала [5, 19, 20].

При выполнении условий

$$\omega n_1 a/c, \omega n_2 b/c \ll 1,$$

где ω — частота излучения, a и b — толщины чередующихся слоев изотропных материалов с показате-

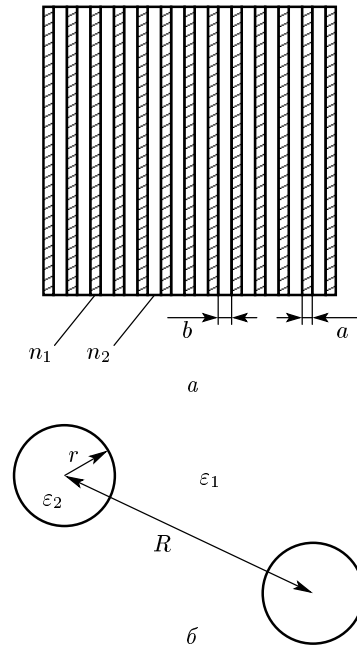


Рис. 1. Наноконпозитные материалы различной архитектуры: а — слоисто-неоднородная среда, б — модель Максвелла Гарнетта

лями преломления соответственно, n_1 и n_2 . Эффективные показатели преломления периодической слоистой нанотекстуры, представленной на рис. 1а, для обыкновенной и необыкновенной волн описываются выражениями [26]

$$n_o^2 = \frac{a}{d} n_1^2 + \frac{b}{d} n_2^2, \tag{1}$$

$$\frac{1}{n_e^2} = \frac{a}{d} \frac{1}{n_1^2} + \frac{b}{d} \frac{1}{n_2^2}, \tag{2}$$

где $d = a + b$.

Выражения (1) и (2) представляют собой правила сложения показателей преломления материалов, образующих наноструктуру, для обыкновенной и необыкновенной волн в слоисто-неоднородных наноконпозитных материалах. Полагая для определенности, что $n_1 > n_2$, получаем из выражений (1) и (2), что верхний и нижний пределы эффективного показателя преломления слоисто-неоднородной среды достигаются соответственно при $b = 0$ и $a = 0$. Эти предельные случаи соответствуют однородным материалам с показателями преломления n_1 и n_2 .

Для того чтобы найти правило сложения групповых скоростей световых импульсов в подобной наноструктуре, продифференцируем выражения (1) и

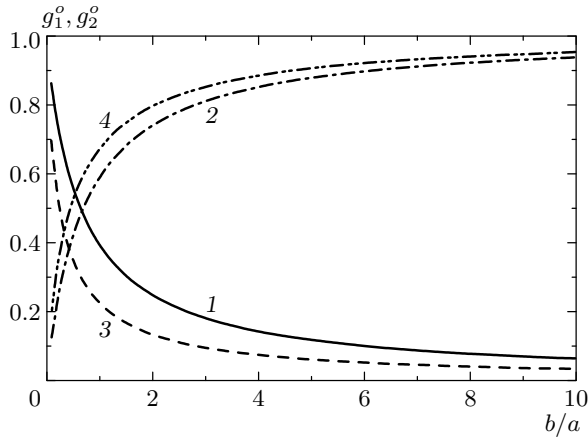


Рис. 2. Зависимость весовых множителей g_1^o (линии 1 и 3) и g_2^o (линии 2 и 4) для обыкновенной волны в слоисто-неоднородном нанокompозитном материале от отношения толщин слоев b/a . Отношение показателей преломления слоев, образующих структуру, $n_2/n_1 = 1.5$ (1, 2) и 3.0 (3, 4)

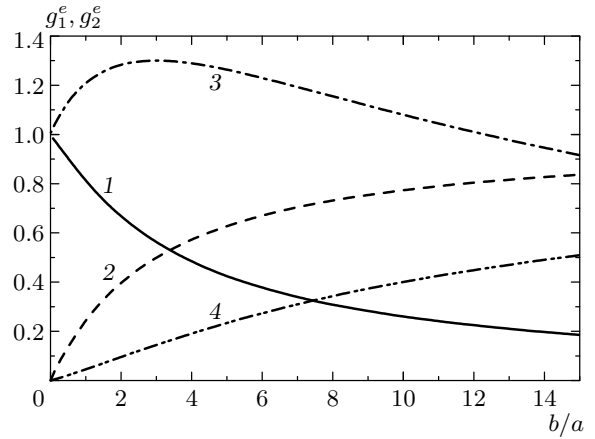


Рис. 3. Зависимость весовых множителей g_1^e (линии 1 и 3) и g_2^e (линии 2 и 4) для необыкновенной волны в слоисто-неоднородном нанокompозитном материале от отношения толщин слоев b/a . Отношение показателей преломления слоев, образующих структуру, $n_2/n_1 = 1.5$ (1, 2) и 3.0 (3, 4)

(2) по частоте. Данная операция приводит к следующим результатам:

$$\frac{1}{v_o} = \frac{1}{d^{1/2}(an_1^2 + bn_2^2)^{1/2}} \left(\frac{an_1}{v_1} + \frac{bn_2}{v_2} \right), \quad (3)$$

$$\frac{1}{v_e} = \frac{d^{1/2}}{\left(\frac{a}{n_1^2} + \frac{b}{n_2^2} \right)^{3/2}} \left(\frac{a}{n_1^3} \frac{1}{v_1} + \frac{b}{n_2^3} \frac{1}{v_2} \right), \quad (4)$$

где $v_i = (\partial k_i / \partial \omega)^{-1}$ — групповые скорости для материалов, образующих структуру ($i = 1, 2$).

В предельном случае $n_1 = n_2, v_1 = v_2 = v$ выражения (3) и (4) приводятся к формулам для групповой скорости света в однородной изотропной среде:

$$v_o = v_e = v.$$

В общем случае, как следует из формул (3) и (4), правила сложения групповых скоростей для обыкновенной и необыкновенной волн в слоисто-неоднородной среде могут быть представлены в виде

$$\frac{1}{v_{o,e}} = \frac{g_1^{o,e}}{v_1} + \frac{g_2^{o,e}}{v_2}. \quad (5)$$

Весовые множители $g_i^{o,e}$ ($i = 1, 2$) в выражении (5) зависят только от отношений толщин слоев b/a и показателей преломления n_2/n_1 образующих нанокompозит материалов. На рис. 2 и 3 представлены зависимости весовых множителей $g_i^{o,e}$ для обыкновенной и необыкновенной волн в слоисто-неоднородном нанокompозитном материале от отношения толщин

слоев b/a . В случае обыкновенной волны (рис. 2) весовые множители g_i^o являются монотонными функциями отношения b/a . Вклад каждого из материалов в групповую скорость света в нанокompозитном материале монотонно убывает с уменьшением содержания данного материала. В случае необыкновенной волны (рис. 3) весовые множители g_i^e могут являться немонотонными функциями отношения b/a . Анализ формул (4) и (5) показывает, что множитель изменяется монотонно как функция b/a при $n_2^2/n_1^2 < 3$ (линия 1 на рис. 3) и имеет максимум при $n_2^2/n_1^2 > 3$ (линия 3 на рис. 3). Максимальное значение этого множителя достигается при следующем значении отношения b/a :

$$\left(\frac{b}{a} \right)_{max} = \frac{1}{2} \frac{n_2^2}{n_1^2} - \frac{3}{2}. \quad (6)$$

Формулы (3)–(5) позволяют найти отношение весовых коэффициентов,

$$\frac{g_2^{o,e}}{g_1^{o,e}} = F_{o,e} \left(\frac{b}{a}, \frac{n_2}{n_1} \right),$$

определяющих вклад каждого из материалов в групповую скорость света в слоисто-неоднородном нанокompозите:

$$F_o = \frac{b}{a} \frac{n_2}{n_1}, \quad (7)$$

$$F_e = \frac{b}{a} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^3. \quad (8)$$

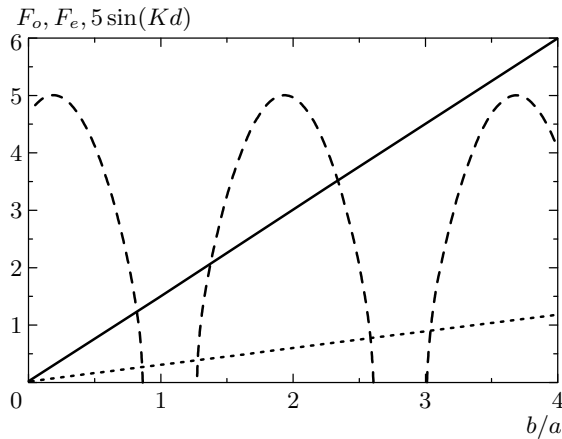


Рис. 4. Факторы F_o (сплошная линия) и F_e (пунктирная линия) для обыкновенной и необыкновенной волн в слоисто-неоднородной структуре с отношением показателей преломления слоев $n_2/n_1 = 1.5$, рассчитанные как функции отношения толщины слоев b/a . Штриховой линией показана зависимость величины $5 \sin(Kd)$ от отношения b/a для периодической многослойной структуры со следующими параметрами: $n_1 = 1.5$, $n_2 = 2.25$, $\omega n_1 a/c = 1.2$

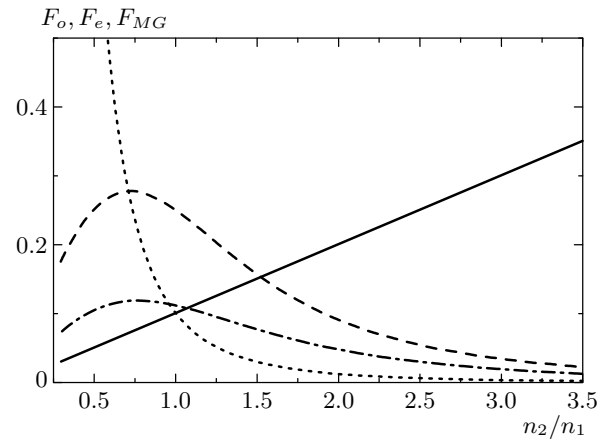


Рис. 5. Факторы F_o (сплошная линия) и F_e (пунктирная линия) для обыкновенной и необыкновенной волн в слоисто-неоднородной структуре с отношением толщин слоев $b/a = 0.1$, а также фактор F_{MG} для нанокompозитной среды, описываемой в рамках модели Максвелла Гарнетта при $p = 0.1$ (штрихпунктирная линия) и $p = 0.2$ (штриховая линия), рассчитанные как функции отношения показателей преломления n_2/n_1 образующих нанокompозитную среду материалов

Зависимости факторов $F_{o,e}$ от отношений b/a и n_2/n_1 представлены на рис. 4 и 5. Выражения (3)–(8) указывают на возможность управления групповыми скоростями обыкновенной и необыкновенной волн в слоисто-неоднородных нанокompозитных материалах за счет изменения содержания и оптических свойств материалов, образующих наноструктуру. Как видно из формул (3)–(8) и рис. 5, увеличение отношения показателей преломления материалов n_2/n_1 приводит к увеличению относительного вклада материала с показателем преломления n_2 для обыкновенной волны и к уменьшению этого вклада для необыкновенной волны. При больших значениях n_2/n_1 групповая скорость необыкновенной волны в нанокompозитном материале, как следует из выражения (4), стремится к предельному значению

$$\bar{v}_e = (a/d)^{1/2} v_1.$$

Выполненный анализ показывает, что величина, обратная эффективной групповой скорости в нанокompозитном материале, может быть представлена в виде суммы обратных групповых скоростей в каждом из материалов, взятых с весовыми коэффициентами, определяющимися оптическими свойствами образующих наноструктуру материалов и архитектурой нанокompозита. Подобный вид правила сло-

жения групповых скоростей характерен для моделей эффективной среды. Эффекты сильной связи и интерференции рассеянных волн, как будет показано в разд. 4, приводят к нарушению этого правила сложения групповых скоростей.

3. МОДЕЛЬ МАКСВЕЛЛА ГАРНЕТТА

Модель Максвелла Гарнетта [27] позволяет найти эффективную диэлектрическую проницаемость нанокompозитной структуры (рис. 1б), образованной материалом с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = n_1^2$ и наноразмерными включениями в виде сферических наночастиц материала с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_2 = n_2^2$ и объемным содержанием p , расположенных на больших расстояниях R друг от друга ($R \gg r$, где r — радиус наночастиц, рис. 1б). Правило сложения диэлектрических проницаемостей материалов, образующих нанокompозит в модели Максвелла Гарнетта, дается следующей формулой:

$$\epsilon_{MG} = \epsilon_1 + 3p\epsilon_1 \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1}. \tag{9}$$

Дифференцирование выражения (9) приводит к следующему правилу сложения групповых скоростей в модели Максвелла Гарнетта:

$$v_{MG}^{-1} = n^{-1} (n_2^2 + 2n_1^2)^{-2} \times \left\{ [2(2 - 3p)n_1^4 + (1 + 3p)n_2^4 + 2(2 - 3p)n_1^2 n_2^2] \times \frac{n_1}{v_1} + 9pn_1^4 \frac{n_2}{v_2} \right\}. \quad (10)$$

Таким образом, аналогично случаю слоисто-неоднородного нанокompозитного материала, величина, обратная эффективной групповой скорости, в рамках модели Максвелла Гарнетта может быть представлена в виде суммы обратных групповых скоростей в каждом из образующих наноструктуру материалов, взятых с некоторыми весовыми множителями:

$$\frac{1}{v_{MG}} = \frac{g_1^{MG}}{v_1} + \frac{g_2^{MG}}{v_2}. \quad (11)$$

Отношение весовых множителей в выражении (11)

$$F_{MG} \left(p, \frac{n_2}{n_1} \right) = \frac{g_2^{MG}}{g_1^{MG}}$$

записывается в виде

$$F_{MG} \left(p, \frac{n_2}{n_1} \right) = \frac{9p}{2(2-3p) + (1+3p) \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^4 + 2(2-3p) \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^2} \times \frac{n_2}{n_1}. \quad (12)$$

Вследствие малости p зависимость фактора F_{MG} от объемного содержания наночастиц близка к линейной. Зависимость F_{MG} от отношения показателей преломления n_2/n_1 является немонотонной (рис. 5). При малых n_2/n_1 фактор F_{MG} линейно растет при увеличении отношения показателей преломления. Максимальное значение F_{MG} достигается независимо от значения p при $n_2/n_1 = (2/3)^{1/2}$. При больших значениях отношения n_2/n_1 показатель преломления и групповая скорость в нанокompозитной среде стремятся к следующим предельным значениям:

$$n = n_1(1 + 3p)^{1/2}, \quad v = v_1(1 + 3p)^{-1/2}.$$

4. ОДНОМЕРНЫЙ ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ

Фотонные кристаллы [28–30] представляют собой материалы с одномерной, двумерной или трехмерной периодической модуляцией показателя преломления с характерным пространственным масштабом модуляции, обеспечивающим сильную связь

рассеянных электромагнитных волн. Поле электромагнитного излучения в таких структурах имеет вид блоховских волн. В простейшем случае идеального одномерного фотонного кристалла, имеющего вид бесконечной периодической последовательности слоев с показателями преломления n_1 и n_2 и толщинами a и b (рис. 1а), блоховское волновое число K удовлетворяет следующему дисперсионному соотношению:

$$\cos(Kd) = \cos\left(\frac{\omega}{c}n_1a\right) \cos\left(\frac{\omega}{c}n_2b\right) - \Delta \sin\left(\frac{\omega}{c}n_1a\right) \sin\left(\frac{\omega}{c}n_2b\right), \quad (13)$$

где

$$\Delta = (n_1^2 + n_2^2)/2n_1n_2.$$

Дифференцируя выражение (13) по частоте, получим следующее правило сложения групповых скоростей в одномерном фотонном кристалле:

$$\frac{1}{v_{PBG}} = \frac{g_1^{PBG}}{v_1} + \frac{g_2^{PBG}}{v_2}, \quad (14)$$

где

$$g_1^{PBG} = \frac{a}{d|\sin(Kd)|} \left[\sin\left(\frac{\omega}{c}n_1a\right) \cos\left(\frac{\omega}{c}n_2b\right) + \Delta \cos\left(\frac{\omega}{c}n_1a\right) \sin\left(\frac{\omega}{c}n_2b\right) \right], \quad (15)$$

$$g_2^{PBG} = \frac{b}{d|\sin(Kd)|} \left[\Delta \sin\left(\frac{\omega}{c}n_1a\right) \cos\left(\frac{\omega}{c}n_2b\right) + \cos\left(\frac{\omega}{c}n_1a\right) \sin\left(\frac{\omega}{c}n_2b\right) \right]. \quad (16)$$

В предельном случае

$$\omega n_1 a / c, \omega n_2 b / c \ll 1$$

выражения (14)–(16) приводят к формулам (1) и (2) для эффективной групповой скорости в слоисто-неоднородной среде. В общем случае, однако, правило сложения групповых скоростей в фотонном кристалле, как следует из сравнения выражений (1), (2) и (14)–(16), качественно отличается от правил сложения для слоисто-неоднородной нанокompозитной среды и нанокompозита, описываемого в рамках модели Максвелла Гарнетта (рис. 4). В отличие от моделей эффективной среды, построенных в электростатическом приближении, правило сложения групповых скоростей, полученное для одномерного фотонного кристалла, в явном виде включает

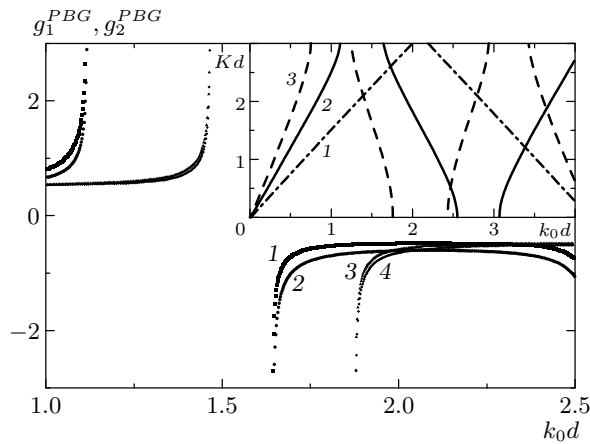


Рис. 6. Зависимость весовых множителей g_1^{PBG} (линии 1 и 3) и g_2^{PBG} (линии 2 и 4) от безразмерной частоты k_0d ($k_0 = \omega/c$) в одномерном фотонном кристалле с толщинами слоев $a = b = 100$ нм и показателями преломления $n_1 = 1.5$, $n_2 = 2$ (1, 2) и 1.5 (3, 4). На вставке показана дисперсия одномерного фотонного кристалла, состоящего из периодически чередующихся слоев равной толщины, $a = b$, и отношением показателей преломления $n_2/n_1 = 1$ (1), 2 (2), 3 (3)

зависимость от частоты излучения. Помимо дисперсионных свойств каждого из материалов, образующих фотонный кристалл, и морфологии наноструктуры, существенное влияние на групповую скорость электромагнитного излучения оказывают свойства дисперсии блоховских волн (вставка на рис. 6), которые могут радикально отличаться от свойств дисперсии каждого из образующих фотонный кристалл материалов.

Таким образом, с физической точки зрения различие правил сложения групповых скоростей для нанокомпозитных материалов, описываемых в рамках электростатической модели эффективной среды, и для фотонных кристаллов связано с эффектами интерференции световых волн, рассеиваемых на неоднородностях показателя преломления. Подобные интерференционные явления особенно сильно проявляются вблизи фотонных запрещенных зон периодических структур, т.е. вблизи частот, удовлетворяющих условиям сильной связи прямой и рассеянных волн (вставка на рис. 6). Один из наиболее ярких эффектов, наблюдаемых вблизи этих частотных областей, связан со значительным уменьшением групповой скорости. Вблизи границ фотонных запрещенных зон при $Kd \rightarrow \pi$ имеем $v_{PBG} \rightarrow 0$ (рис. 6, 7). Групповая скорость при этих условиях

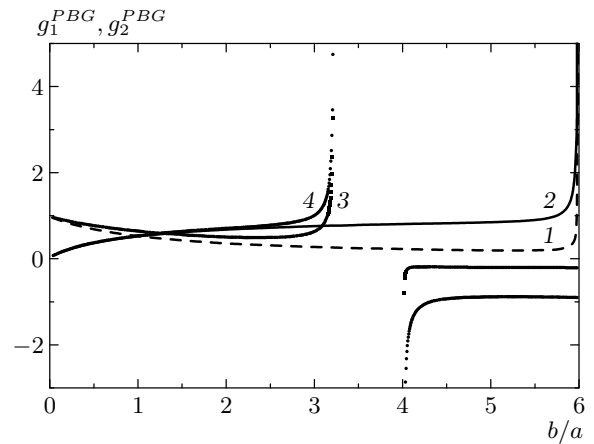


Рис. 7. Зависимость весовых множителей g_1^{PBG} (линии 1 и 3) и g_2^{PBG} (линии 2 и 4) в одномерном фотонном кристалле от отношения толщин слоев b/a для периодической многослойной структуры со следующими параметрами: $a = 100$ нм, $n_1 = 1.5$, $n_2 = 2.25$ (1, 2) и 3.375 (3, 4)

оказывается значительно ниже, чем в каждом из материалов. Подобные явления не наблюдаются в слоисто-неоднородных средах, в которых пространственный масштаб модуляции показателя преломления существенно меньше длины волны излучения (рис. 4). Интерференционные явления в подобных материалах незначительны, а их дисперсия удовлетворительно описывается в рамках моделей эффективной среды (формулы (1), (2)). Необходимо отметить, что определение групповой скорости в области фотонных запрещенных зон требует определенной осторожности. Подробный, методически последовательный анализ этого вопроса содержится в книге [26].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе нами получены и проанализированы правила сложения групповых скоростей для различных типов архитектуры нанокомпозитных материалов, включая слоисто-неоднородные нанокомпозиты, модель Максвелла Гарнетта и одномерный фотонный кристалл. Показана возможность управления групповой скоростью световых импульсов путем изменения размеров нанокристаллов, а также варьирования диэлектрических свойств и содержания образующих наноструктуру материалов. В рамках моделей эффективной среды величина, обратная эффективной групповой скорости в нанокомпозитном материале, может быть представлена

в виде суммы обратных групповых скоростей в каждом из материалов, взятых с некоторыми весовыми коэффициентами, определяемыми оптическими свойствами образующих наноструктуру материалов и архитектурой нанокомпозита. Эффекты сильной связи и интерференции рассеянных волн в наноструктурах с пространственным масштабом оптических неоднородностей, сопоставимым с длиной волны излучения, приводят к возникновению новых физических явлений, которые не могут быть описаны в рамках моделей эффективной среды. Обмен энергией между сильно связанными прямыми и отраженными волнами в фотонных кристаллах, в частности, позволяет реализовать режимы распространения электромагнитного излучения, характеризующиеся низкими значениями групповой скорости и высокими факторами локального увеличения нелинейно-оптических взаимодействий.

Работа выполнена при финансовой поддержке Президента Российской Федерации (грант МД-42.2003.02), РФФИ (гранты №№ 02-02-17098, 03-02-16929), а также Volkswagen Foundation (грант I/76 869).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. M. Lawand, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes, and E. Sauvain, *Nature* **368**, 436 (1994).
2. W. Sha, C.-H. Liu, and R. Alfano, *Opt. Lett.* **19**, 1922 (1994).
3. H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, E. W. Seelig, Q. H. Wang, and R. P. H. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2278 (1999).
4. L. A. Golovan, V. Yu. Timoshenko, A. B. Fedotov et al., *Appl. Phys. B* **73**, 31 (2001).
5. P. K. Kashkarov, L. A. Golovan, A. B. Fedotov et al., *J. Opt. Soc. Am. B* **19**, 2273 (2002).
6. L. A. Golovan, L. P. Kuznetsova, A. B. Fedotov et al., *Appl. Phys. B* **76**, 429 (2003).
7. *Nonlinear Optics of Photonic Crystals, Feature Issue of the J. Opt. Soc. Am. B* **19**, № 9 (2002), ed. by C. M. Bowden, A. M. Zheltikov.
8. J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin, *Opt. Lett.* **21**, 1547 (1996).
9. J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks, and P. St. J. Russell, *Science* **282**, 1476 (1998).
10. J. K. Ranka, R. S. Windeler, and A. J. Stentz, *Opt. Lett.* **25**, 25 (2000).
11. *Supercontinuum Generation, Special Issue of Applied Physics B* **77**, № 1/2 (2003), ed. by A. M. Zheltikov.
12. D. J. Jones, S. A. Diddams, J. K. Ranka, A. Stentz, R. S. Windeler, J. L. Hall, and S. T. Cundiff, *Science* **288**, 635 (2000).
13. R. Holzwarth, T. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2264 (2000).
14. A. Baltuska, T. Fuji, and T. Kobayashi, *Opt. Lett.* **27**, 1241 (2002).
15. I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba, R. K. Rhanta, T. H. Ko, J. G. Fujimoto, J. K. Ranka, and R. S. Windeler, *Opt. Lett.* **26**, 608 (2001).
16. A. B. Fedotov, Ping Zhou, A. P. Tarasevitch et al., *J. Raman Spectr.* **33**, 888 (2002).
17. S. O. Konorov and A. M. Zheltikov, *Opt. Express* **11**, 2440 (2003).
18. J. E. Sipe and R. W. Boyd, *Phys. Rev. A* **46**, 1614 (1992).
19. A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher, P. Bravetti, and J. Nagle, *Nature* **391**, 463 (1998).
20. Л. А. Головань, А. М. Желтиков, П. К. Кашкаров и др., *Письма в ЖЭТФ* **69**, 274 (1999).
21. S. V. Zaboltnov, A. B. Fedotov, S. O. Konorov et al., *Opt. Comm.* **224**, 309 (2003).
22. S. O. Konorov, D. A. Sidorov-Biryukov, I. Bugar et al., *Appl. Phys. B* **78**, 73 (2004).
23. Lord Rayleigh, *Phil. Mag.* **34**, 481 (1892).
24. O. Wiener, *Abh. Sachs. Ges. Akad. Wiss., Math.-Phys. Kl.* **32**, 575 (1912).
25. С. М. Рыжов, *ЖЭТФ* **29**, 11 (1955).
26. A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Wiley, New York (1984).
27. J. C. Maxwell Garnett, *Philos. Trans. R. Soc. London* **203**, 385 (1904).
28. J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, and J. N. Winn, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton (1995).
29. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*, Springer, Berlin (2001).
30. S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, *Photonic Crystals: The Road from Theory to Practice*, Kluwer, Boston (2002).