

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ И МАТЕРИАЛОВ

УДК 621.315.592:548.4

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НЕИДЕАЛЬНОМ 1D ФОТОННОМ КРИСТАЛЛЕ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ И ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

© 2013 г. В. В. Румянцев, С. А. Федоров

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина

Показано, что оптические характеристики несовершенного фотонного кристалла могут значительно меняться за счет трансформации спектра фотонных мод, вызванной присутствием примесных слоев. Изучен спектр фотонных мод в модели неидеальной сверхрешетки — «одномерного кристалла» с двумя элементами (слоями) в элементарной ячейке: первый слой — кремний, а второй — жидкий кристалл. Исследованы особенности зависимости ширины нижней запрещенной зоны от концентрации хаотически внедренных примесных слоев (в том числе плазмы) в такой системе. Показано, что развитая на основе приближения виртуального кристалла теория позволяет выполнять численный расчет концентрационной зависимости соответствующих оптических характеристик. Последнее обстоятельство значительно расширяет возможности моделирования подобных композитных материалов с заданными свойствами.

Ключевые слова: фотонный кристалл, кремний, жидкий кристалл, плазма, дефектный слой, ширина запрещенной зоны, приближение виртуального кристалла.

Введение

В настоящее время достаточно интенсивно исследуют распространение электромагнитных волн в тонких пленках и слоистых кристаллических средах, в частности в магнитных фотонных кристаллах [1], композитных слоистых материалах на основе кремния и жидкого кристалла (**ЖК**) [2], а также в сверхрешетках, содержащих плазменные слои [3]. Интерес к изучению подобных объектов обусловлен, с одной стороны, потребностью электроники в различных слоистых структурах с заданными свойствами, а с другой — достижениями технологии, позволяющими создавать тонкие пленки и периодические структуры с контролируруемыми характеристиками.

Большое число работ посвящено теоретическому и экспериментальному исследованию экситонных возбуждений в диэлектрических идеальных сверхрешетках [4]. Логика дальнейшего развития теории слоистых структур требует рассмотрения более сложных систем — сверхрешеток с инородными (примесными) слоями, слоями с переменным составом

и/или толщиной. Значительный интерес представляет исследование неидеальных сверхрешеток с произвольным числом примесных слоев. Изучение зависимости поляритонного спектра от концентрации соответствующих дефектов, позволяющее лучше понять, как оптические свойства таких систем зависят от концентрации примесных слоев, расширяет возможности моделирования свойств неидеальных сверхрешеток, новых слоистых материалов с заданными характеристиками.

Метод, используемый для расчета спектра поляритонных возбуждений, весьма схож с теми, которые используют в аналогичных расчетах других квазичастичных состояний (электронных, фононных и т. д.). Ниже использовано приближение виртуального кристалла (**ПВК**) [5, 6]. Предложенное первоначально в работе [5] ПВК состояло в замене точного одноэлектронного потенциала (соответствующего заданной конфигурации атомов сплава) его средним значением, взятым по всевозможным случайным конфигурациям. По схеме ПВК на основе теории псевдопотенциала изучали [7], напри-

мер, влияние композиционного беспорядка на оптоэлектронные свойства GaAs_xSb_{1-x}. До сих пор применение ПВК было ограничено микроскопическими расчетами спектров квазичастичных возбуждений в неупорядоченных системах [8]. Ниже оно использовано для описания фотонных мод в макроскопически неоднородной среде. Математическая постановка задачи в обоих случаях сходна. В рамках этого приближения конфигурационно зависимые параметры гамильтониана задачи заменяют их конфигурационно усредненными значениями. Использование метода ПВК для описания трансформации спектра фотонных мод в достаточно простой неидеальной сверхрешетке — первый шаг на пути исследования несовершенных систем. Изучение свойств спектра фотонных мод и связанных с ним физических величин (плотности элементарных состояний возбуждения, характеристик нормальных электромагнитных волн и т. д.) более сложных систем требует применения и более сложных методов, таких, например, как метод когерентного потенциала [8] или метод усредненной Т-матрицы [9], и их многочисленных модификаций при решении конкретных проблем.

Цель работы — изучение спектра фотонных мод в модели неидеальной сверхрешетки — «одномерного кристалла» с двумя элементами (слоями) в элементарной ячейке: первый слой — кремний, а второй — жидкий кристалл; а также исследование особенностей зависимости ширины нижней запрещенной зоны от концентрации хаотически внедренных примесных слоев в такой системе.

Модель

Материальные тензоры, такие как диэлектрическая $\hat{\epsilon}(\mathbf{r})$ и магнитная $\hat{\mu}(\mathbf{r})$ проницаемости, которые определяют оптические характеристики вещества, в условиях периодической среды должны удовлетворять периодическим граничным условиям:

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon}(x, y, z) &= \hat{\epsilon}(x, y, z + d); \\ \hat{\mu}(x, y, z) &= \hat{\mu}(x, y, z + d), \end{aligned} \quad (1)$$

где $d = \sum_{j=1}^{\sigma} a_j$ — период сверхрешетки; σ — число слоев в элементарной ячейке; a_j — толщина слоев, перпендикулярных к оси z . В координатном представлении тензоры $\hat{\epsilon}$ и $\hat{\mu}$ кристаллической сверхрешетки с произвольным числом слоев σ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}(z) \\ \hat{\mu}(z) \end{pmatrix} &= \sum_{n,\alpha} \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_{n\alpha} \\ \hat{\mu}_{n\alpha} \end{pmatrix} \left\{ \theta \left[z - (n-1)d - \left(\sum_{j=1}^{\alpha} a_{nj} - a_{n\alpha} \right) \right] - \right. \\ &\left. - \theta \left[z - (n-1)d - \sum_{j=1}^{\alpha} a_{nj} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\theta(z)$ — функция Хевисайда; $n = \pm 1, \pm 2, \dots, \pm n$ — номер ячейки одномерного кристалла; индекс

$\alpha = 1, 2, \dots, \sigma$ — номер элемента ячейки. Если в рассматриваемой неидеальной системе разупорядочение связано с вариацией состава (а не толщины) примесных слоев, то конфигурационно зависимыми величинами являются тензоры $\hat{\epsilon}_{n\alpha}$ и $\hat{\mu}_{n\alpha}$, а в случае вариации по толщине — конфигурационно зависимые $a_{n\alpha}$. Представим конфигурационно зависимые величины через случайные величины $\eta_{n\alpha}^v$ ($\eta_{n\alpha}^v = 1$, если в узле ($n\alpha$) кристаллической цепочки находится слой $v(\alpha)$ -го сорта, $\eta_{n\alpha}^v = 0$ в ином случае):

$$\begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_{n\alpha} \\ \hat{\mu}_{n\alpha} \end{pmatrix} = \sum_{v(\alpha)} \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_{\alpha}^{v(\alpha)} \\ \hat{\mu}_{\alpha}^{v(\alpha)} \end{pmatrix} \eta_{n\alpha}^{v(\alpha)}; \quad (3)$$

$$a_{n\alpha} = \sum_{v(\alpha)=1}^{r(\alpha)} a_{\alpha}^{v(\alpha)} \eta_{n\alpha}^{v(\alpha)}.$$

В рамках ПВК расчет спектра фотонных мод неидеальной сверхрешетки по аналогии с квазичастичным подходом осуществляют путем следующей замены: $\hat{\epsilon} \rightarrow \langle \hat{\epsilon} \rangle$, $\hat{\mu} \rightarrow \langle \hat{\mu} \rangle$ или $a_{n\alpha} \rightarrow \langle a_{\alpha} \rangle$ (угловые скобки обозначают процедуру конфигурационного усреднения).

При этом из уравнения (3) и работы [8] следует, что

$$\begin{pmatrix} \langle \hat{\epsilon}_{n\alpha} \rangle \\ \langle \hat{\mu}_{n\alpha} \rangle \end{pmatrix} = \sum_{\alpha, v(\alpha)} \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_{\alpha}^{v(\alpha)} \\ \hat{\mu}_{\alpha}^{v(\alpha)} \end{pmatrix} C_{\alpha}^{v(\alpha)}$$

или

$$\langle a_{n\alpha} \rangle = \sum_{v(\alpha)=1}^{r(\alpha)} a_{\alpha}^{v(\alpha)} C_{\alpha}^{v(\alpha)}, \quad (4)$$

где $C_{\alpha}^{v(\alpha)}$ — концентрация примесного слоя $v(\alpha)$ -го сорта в α -й подрешетке $\sum_{v(\alpha)} C_{\alpha}^{v(\alpha)} = 1$.

Из равенства (2) следует, что Фурье-амплитуды $\hat{\epsilon}_l$, $\hat{\mu}_l$ и усредненные диэлектрическая $\langle \hat{\epsilon}_{n\alpha} \rangle$ и магнитная $\langle \hat{\mu}_{n\alpha} \rangle$ проницаемости слоев в уравнениях (4) связаны соотношением

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \hat{\epsilon}_l \\ \hat{\mu}_l \end{pmatrix} &= -\frac{i}{2\pi l} \sum_{\alpha} \begin{pmatrix} \langle \hat{\epsilon}_{n\alpha} \rangle \\ \langle \hat{\mu}_{n\alpha} \rangle \end{pmatrix} \left\{ \exp \left(i \frac{2\pi}{d} l \sum_{j=1}^{\alpha} a_j \right) - \right. \\ &\left. - \exp \left[i \frac{2\pi}{d} l \left(\sum_{j=1}^{\alpha} a_j - a_{\alpha} \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Если разупорядочение в неидеальной сверхрешетке связано с вариацией толщины слоев (а не состава), то используют следующую процедуру конфигурационного усреднения: $a_{n\alpha} \rightarrow a_{\alpha} \{ C_{\alpha}^{v(\alpha)} \}$; $d \rightarrow d \{ C_{\alpha}^{v(\alpha)} \}$ (здесь $C_{\alpha}^{v(\alpha)}$ — концентрация слоев с толщиной $v(\alpha)$ -го сорта в α -й подрешетке), причем $\hat{\epsilon}_{n\alpha} \equiv \hat{\epsilon}_{\alpha}$, $\hat{\mu}_{n\alpha} \equiv \hat{\mu}_{\alpha}$.

Конфигурационное усреднение «восстанавливает» трансляционную симметрию кристаллической системы. «Приобретенная» трансляционная инвариантность одномерной цепочки позволяет в рассматриваемом случае неидеальной сверхрешетки представить уравнения Максвелла в предположе-

нии гармонической зависимости напряженностей (**E**, **H**) электромагнитного поля от времени. Следовательно, согласно теореме Флоке, Фурье–амплитуды $\mathbf{f}_{K,p}^{(E,H)}$ напряженностей электрического и магнитного полей для периодической среды удовлетворяют соотношению

$$\left[\boldsymbol{\beta} + \left(K + p \frac{2\pi}{d} \right) \mathbf{e}_z \right] \times \begin{pmatrix} \mathbf{f}_{K,p}^{(H)} \\ \mathbf{f}_{K,p}^{(E)} \end{pmatrix} = \frac{\omega}{c} \begin{pmatrix} -\sum_l \hat{\epsilon}_l \mathbf{f}_{K,p-l}^{(E)} \\ \sum_l \hat{\mu}_l \mathbf{f}_{K,p-l}^{(H)} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $\boldsymbol{\beta}$ — произвольный планарный (в плоскости X0Y) волновой вектор; \mathbf{e}_z — орт оси z; $\mathbf{K} = (0,0,K)$ — блоховский вектор.

Система уравнений (6) определяет нормальные моды электромагнитных волн, распространяющихся в рассматриваемой «периодической» среде. В дальнейшем, подобно ранее рассмотренному в работах [10, 11] случаю, полагаем, что значения K близки к значе-

ниям, определяемым условием Брэгга: $\left| K - \frac{2\pi}{d} \right| \approx K$,

$c^2 K^2 \approx \omega^2 \epsilon_0$. Этот случай соответствует резонансу между составляющими плоских волн $\mathbf{f}_{K,p}^{(E,H)}$ при $p = 0, -1$ в системе уравнений (6). После исключения переменных $\mathbf{f}^{(H)}$ система (6) относительно $\mathbf{f}^{(E)}$ имеет вид

$$\begin{pmatrix} K^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon^{(0)} & -\frac{\omega^2 \epsilon^{(1)}}{c^2} \\ -\frac{\omega^2 \epsilon^{(-1)}}{c^2} & \left(K - \frac{2\pi}{d} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon^{(0)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_{K,0}^{(E)} \\ f_{K,-1}^{(E)} \end{pmatrix} = 0, \quad (7)$$

где $\epsilon_{l=0} \equiv \epsilon^{(0)}$, $\epsilon_{l=-1} \equiv \epsilon^{(-1)}$. Полагая определитель системы (7) равным нулю, получим дисперсионное соотношение $\omega_{\pm} = \omega(K)$. Два корня ω_{\pm} этого уравнения определяют границы спектральной зоны: при частотах $\omega_-(K) < \omega < \omega_+(K)$ (запрещенная зона) корни — комплексные, электромагнитные волны — затухающие (брэгговское отражение), а частоты $\omega < \omega_-$, $\omega > \omega_+$ соответствуют распространяющимся волнам.

Результаты и их обсуждение

Для конкретизации результатов рассмотрим распространение электромагнитного излучения в несовершенной сверхрешетке: первый слой — кремний ($\epsilon_1 = 11,7$), а второй — жидкокристаллический ($\epsilon_2 = 5,5$), который считаем одноосным, $\epsilon_{ij} = \epsilon_{xx} \delta_{xi} \delta_{jx} + \epsilon_{yy} \delta_{yi} \delta_{jy} + \epsilon_{zz} \delta_{zi} \delta_{jz}$ (очевидно, что для $\mathbf{K} \parallel z$ z-компоненты тензора $\hat{\epsilon}$ в конечных формулах не фигурируют, а $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} \equiv \epsilon$). Концентрацию, толщину слоя и диэлектрическую проницаемость основного вещества (матрицы) в первой и второй подрешетках обозначим $C_1^{(1)}, a_1^{(1)}, \epsilon_1^{(1)}$ и $C_2^{(1)}, a_2^{(1)}, \epsilon_2^{(1)}$ соответственно, а примеси — $C_1^{(2)}, a_1^{(2)}, \epsilon_1^{(2)}$ и $C_2^{(2)}, a_2^{(2)}, \epsilon_2^{(2)}$.

Далее рассмотрим два случая.

1. Случайная замена слоев первой и второй подрешеток примесными слоями другого состава

(и, следовательно, иной диэлектрической проницаемости). Несложные преобразования (с учетом $|\epsilon^{(-1)}| = |\epsilon^{(1)}|$) позволяют получить соотношения для показателя преломления $n_{\pm} \equiv cK/\omega_{\pm}$ исследуемой системы:

$$n_{\pm}^2(C_1^{(2)}, C_2^{(2)}) = \epsilon^{(0)}(C_1^{(2)}, C_2^{(2)}) \pm \left| \epsilon^{(1)}(C_1^{(2)}, C_2^{(2)}) \right| \equiv \epsilon^{(0)} \left[1 \pm \frac{\Delta\omega_1(C_1^{(2)}, C_2^{(2)})}{\omega} \right], \quad (8)$$

и соответствующие концентрационные зависимости $n_{\pm}(C_1^{(2)}, C_2^{(1)})$ (рис. 1) и $\Delta\omega_1/\omega$ (рис. 2), где $\Delta\omega_1 = |\omega_+ - \omega_-|$ — нижайшая фотонная запрещенная зона, которая определяется соответствующими членами $\epsilon^{(0)}, |\epsilon^{(1)}|$ Фурье–разложения (5):

$$\epsilon^{(0)} = (\epsilon_1^{(1)} f_1 a_1 + \epsilon_2^{(1)} f_2 a_2) / d; \quad (9)$$

$$|\epsilon^{(1)}| = \frac{1}{\pi} |\epsilon_2^{(1)} f_2 - \epsilon_1^{(1)} f_1| \sin \pi a_1 / d.$$

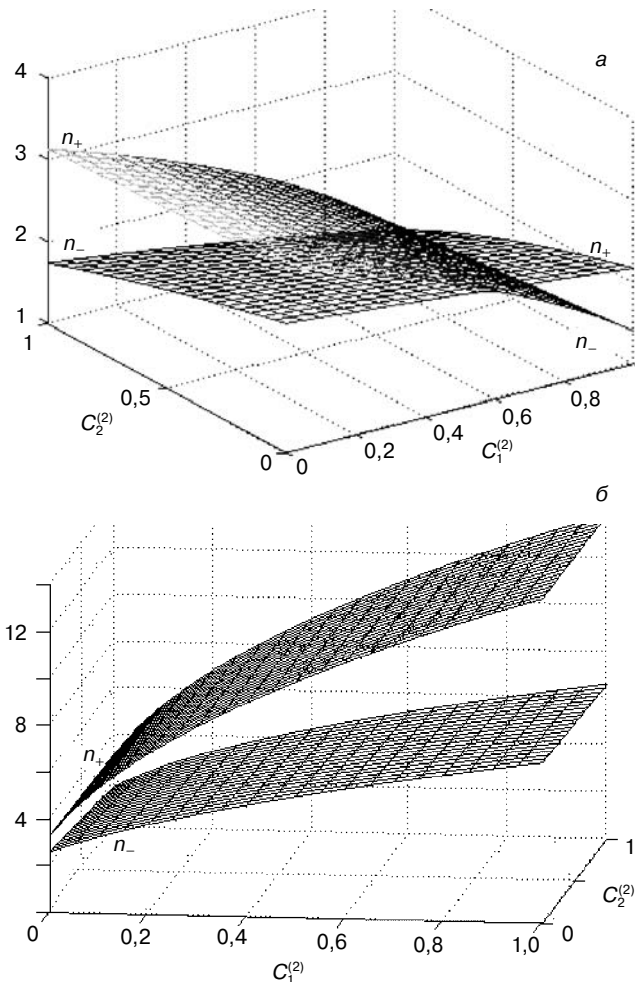


Рис. 1. Зависимости показателя преломления $n_{\pm} \equiv cK/\omega_{\pm}$ композитной сверхрешетки с чередующимися слоями кремния и жидкого кристалла от концентрации примесных слоев: а — $\epsilon_1^{(2)}/\epsilon_1^{(1)} = 0,1, \epsilon_2^{(2)}/\epsilon_2^{(1)} = 0,2$; б — $\epsilon_1^{(2)}/\epsilon_1^{(1)} = 20, \epsilon_2^{(2)}/\epsilon_2^{(1)} = 0,2; a_1/a_2 = 1$

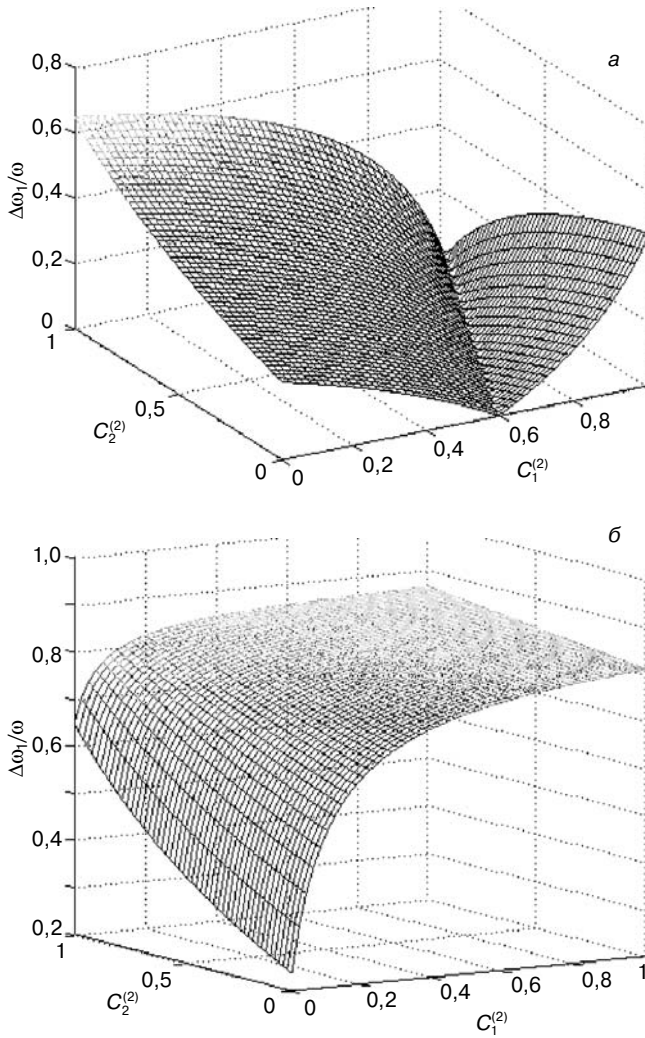


Рис. 2. Зависимости относительной ширины нижней за- прещенной фотонной зоны $\Delta\omega_1/\omega$ исследуемой сверхрешетки от концентрации примесных слоев: а — $\epsilon_1^{(2)}/\epsilon_1^{(1)} = 0,1$, $\epsilon_2^{(2)}/\epsilon_2^{(1)} = 0,2$; б — $\epsilon_1^{(2)}/\epsilon_1^{(1)} = 20$, $\epsilon_2^{(2)}/\epsilon_2^{(1)} = 0,2$; $a_1/a_2 = 1$

Функции f_1 , f_2 зависят от концентрации примесных слоев и относительной диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned} f_1\left(C_1^{(2)}, \frac{\epsilon_1^{(2)}}{\epsilon_1^{(1)}}\right) &= 1 - C_1^{(2)} \left(1 - \frac{\epsilon_1^{(2)}}{\epsilon_1^{(1)}}\right); \\ f_2\left(C_2^{(2)}, \frac{\epsilon_2^{(2)}}{\epsilon_2^{(1)}}\right) &= 1 - C_2^{(2)} \left(1 - \frac{\epsilon_2^{(2)}}{\epsilon_2^{(1)}}\right). \end{aligned} \quad (10)$$

Из рис. 2 видно, что при некоторых значениях параметров (в данном случае $\epsilon_1^{(2)}/\epsilon_1^{(1)} = 0,1$, $\epsilon_2^{(2)}/\epsilon_2^{(1)} = 0,2$) энергетическая щель $\Delta\omega_1$ для определенных значений концентрации примесных слоев (при выполнении соотношения $\epsilon_1^{(1)}f_1 = \epsilon_2^{(1)}f_2$) в исследуемой кремний/жидкокристаллической (**Si/ЖК**) сверхрешетке обращается в нуль.

2. Исследование распространения электромагнитного возбуждения в фотонном кристалле с примесными слоями плазмы [3]. Для того, чтобы подробнее изучить этот случай, рассмотрим исследуемую 1D Si/ЖК-сверхрешетку с случайной ва-

риацией первой (Si) подрешетки по толщине, а второй (ЖК) по составу — в качестве примесных она содержит плазменные слои. Таким образом, в этом случае переменные имеют следующий вид: $C_1^{(1)}, a_1^{(1)} \equiv a_1, \epsilon_1^{(1)} \equiv \epsilon_1$ и $C_2^{(1)}, a_2^{(1)} \equiv a_2, \epsilon_2^{(1)} \equiv \epsilon_2$, а примеси $C_1^{(2)} \equiv C_T, a_1^{(2)}, \epsilon_1^{(2)} = 0$ и $C_2^{(2)} \equiv C_C, a_2^{(2)} = 0, \epsilon_2^{(2)}$. Причем $\epsilon_2^{(2)}(z) = 1 - \omega_e^2(z)/\omega^2$. В рассматриваемой модели плазменная частота ω_e удовлетворяет неравенству $\omega_e \ll \omega$ (столкновениями в плазме в этом случае можно пренебречь), плотность плазмы в $a_{n\alpha}$ -м слое изменяется экспоненциально:

$$\begin{aligned} n(z) &= \frac{n_{cr}}{2} \exp\left\{-p \left[\frac{z - (n-1)d - \sum_{j=1}^{\alpha} a_{nj} + a_{n\alpha}}{a_{n\alpha}} \right]\right\} + \\ &+ \frac{n_{cr}}{2} n_{cr} \exp\left\{-p \left[\frac{z + (n-1)d + \sum_{j=1}^{\alpha} a_{nj}}{a_{n\alpha}} \right]\right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Расчет, аналогичный приведенному выше, дает следующее соотношение:

$$\frac{\Delta\omega_1}{\omega} = \frac{\sqrt{f_{1C}^2 f_{1T} + f_{2C} f_{2T} + f_{3C} f_{3T}}}{\epsilon_1 - f_d f_{1C}}, \quad (12)$$

где

$$f_d = a_2 \left[a_1 + a_2 + C_T (a_1^{(2)} - a_1) \right]^{-1};$$

$$f_{1T} = \pi^{-2} \sin^2 \pi f_d;$$

$$f_{2T} = f_d \frac{\pi^{-1} p \sin 2\pi f_d + 4 f_d^2 \sin \pi f_d}{p^2 + (2\pi f_d)^2};$$

$$f_{3T} = f_d^2 \frac{\sin^2 \pi f_d}{p^2 + (2\pi f_d)^2};$$

$$f_{1C}^2 = [C_C (\epsilon_2 - 1) + \epsilon_1 - \epsilon_2]^2;$$

$$f_{2C} = C_C f_{1C};$$

$$f_{3C} \equiv C_C.$$

При численном моделировании параметр p соответствует средней объемной диэлектрической проницаемости плазмы $\langle \epsilon_2^{(2)} \rangle = 0,9$. Соответствующие концентрационные зависимости $\Delta\omega_1/\omega$ даны на рис. 3. Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что, в отличие от неидеальной Si/ЖК-сверхрешетки (без плазменных слоев), в которой $\Delta\omega_1$ обращается в нуль при $\epsilon_1^{(1)}f_1 = \epsilon_2^{(1)}f_2$, в случае сверхрешетки с внедренными случайным образом плазменными слоями концентрационная зависимость иная: $\Delta\omega_1$ ни при каких параметрах в нуль не обращается. Такая свехрешетка не может служить, например, фильтром.

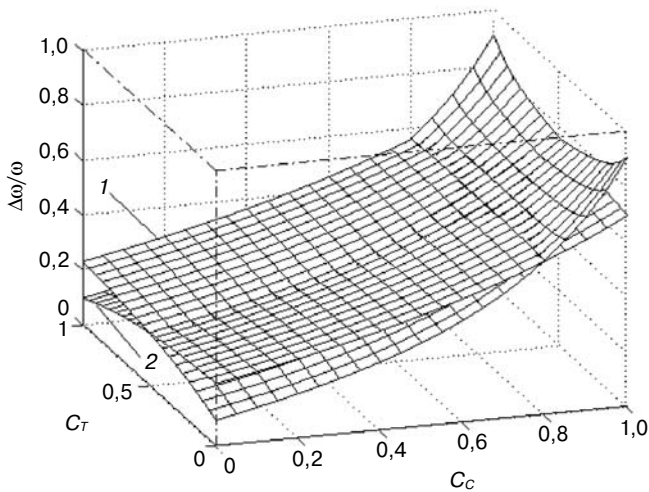


Рис. 3. Концентрационные зависимости идеальной Si/ЖК-сверхрешетки, содержащей плазменные примесные слои в ЖК-подрешетке:
1 — поверхность для случая $a_1/a_2 = 0,1$ и $a_1^{(2)}/a_2 = 0,5$;
2 — $a_1/a_2 = 0,5$ и $a_1^{(2)}/a_2 = 0,1$

Заключение

Показано, что оптические характеристики неидеальной сверхрешетки могут быть значительно изменены за счет трансформации ее поляритонного спектра, вызванной присутствием примесных слоев. Развита теория, которая является базовой для феноменологического описания широкого класса оптических процессов в неидеальных «многослойниках». Приведены формулы, позволяющие выполнять численный расчет концентрационной зависимости соответствующих оптических характеристик. При изучении процессов распространения электромагнитных волн в рассматриваемых средах важными исследуемыми величинами являются показатели преломления, ширина фотонной щели и определяемые ими измеряемые параметры (например, коэффициент прохождения света). Установлено, что

для рассмотренных бинарных систем характер концентрационной зависимости различен в различных интервалах концентраций. В случае неидеальных «многослойников» с большим числом подрешеток и компонент инородных слоев можно получить еще большее многообразие в поведении показателя преломления и величины щели. Последнее обстоятельство значительно расширяет возможности моделирования подобных композитных материалов с заданными свойствами.

Библиографический список

1. **Lyubchanskii, I. L.** One-dimensional bigyrotropic magnetic photonic crystals / I. L. Lyubchanskii, N. N. Dadoenkova, M. L. Lyubchanskii, E. A. Shapovalov, A. Lakhtakia, Th. Rasing // Appl. Phys. Lett. — 2004. — V. 85. — P. 5932—5934.
2. **Tolmachev, V. A.** Electrically tunable fabry-perot resonator based on microstructured si containing liquid crystal / V. A. Tolmachev, V. A. Melnikov, A. V. Baldycheva, K. Berwick, T. S. Perova // Progress in Electromagn. Res. — 2012. — V. 122. — P. 293—309.
3. **Xiang-kun Kong.** The effect of random variations of structure parameters on photonic band gaps of one-dimensional plasms photonic crystal / Xiang-kun Kong, Shao-bin Liu, Haifeng Zhang, He-lan Guan // Opt. Commun. — 2011. — V. 284, N 12. — P. 2915—2918.
4. **Pokatilov, E. P.** Kolebatel'nye vozбуzhdeniya, polyarony i eksitony v mnogoslainnyh sistemah i sverhreshetkah / E. P. Pokatilov, V. M. Fomin, S. I. Beril — Kishinev : Shtiintsa, 1990. — 278 s.
5. **Parmenter, R. H.** Energy levels of a disordered alloy / R. H. Parmenter // Phys. Rev. — 1955. — V. 97. — P. 587—698.
6. **Dargan, T. G.** Critical analysis of the virtual crystal approximation / T. G. Dargan, R. B. Capaz, Koiler Belita // Brazilian J. Phys. — 1997. — V. 27/A. — P. 299—304.
7. **Mezrag, F.** Optoelectronic and dielectric properties of GaAs_xSb_{1-x} ternary alloys / F. Mezrag, N. Y. Aouina, N. Bouarissa // J. Mater. Sci. — 2006. — V. 41. — P. 5323—5328.
8. **Zaiman, Dzh.** Modeli besporyadka / Dzh. Zaiman. — M. : Mir, 1982. — 592 s.
9. **Los', V. F.** Projection operator method in the theory of disordered systems. 1. Spectra of quasiparticles / V. F. Los' // Theor. and Math. Phys. — 1987. — V. 73. — P. 85—102.
10. **Yariv, A.** Opticheskie volny v kristallah / A. Yariv, P. Yuh. — M. : Mir, 1987. — 616 s.
11. **Rumyantsev, V. V.** Peculiarities of band gap width dependence upon concentration of admixtures randomly included in 1D photonic crystal / V. V. Rumyantsev, S. A. Fedorov, K. V. Gumennyk // Photonic Crystals: Optical Properties, Fabrication and Applications — NY: Nova Science Publishers Inc., 2011. — P. 183—200.

Работа выполнена в рамках совместного российско-украинского проекта № 06-02-12 (У).

* * *