

УДК 539.2+535

В. В. Румянцев, С.А. Федоров, К.В. Гуменник, Д.А. Гуров
ГУ «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»
283114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИСПЕРСИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В НЕИДЕАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ

V. V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, D.A. Gurov
SE «A.A. Galkin Donetsk Institute for Physics and Engineering»
283114, c. Donetsk, R. Luxembourg str., 72

NUMERICAL MODELLING OF DISPERSION OF ELECTROMAGNETIC EXCITATIONS IN A NONIDEAL LATTICE OF MICRORESONATORS

В. В. Румянцев, С.А. Федоров, К.В. Гуменник, Д.А. Гуров
ДУ «Донецький фізико-технічний інститут ім.О.О. Галкіна»
283114, м. Донецьк, вул. Р. Люксембург, 72

ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ДИСПЕРСІЇ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ЗБУДЖЕНЬ У НЕІДЕАЛЬНІЙ РЕШІТЦІ МІКРОРЕЗОНАТОРІВ

Выполнено численное моделирование спектра электромагнитных возбуждений в неидеальной решетке связанных микрорезонаторов как содержащих квантовые точки, так и без них. В рамках приближения виртуального кристалла изучены особенности дисперсии электромагнитных возбуждений такой системы, вызванные как вариацией расстояний между резонаторами, так и вариацией квантовых точек по составу.

Ключевые слова: спектр электромагнитных возбуждений, квантовые точки, приближение виртуального кристалла.

The paper is devoted to numerical modeling of the spectrum of electromagnetic in a nonideal lattice of irregularly spaced tunnel-coupled microcavities as containing quantum dots, the same without them. The virtual-crystal-approximation-based model is used to examine the effect of the changing number of closely spaced cavities as well as the changing concentrations of quantum dots on the dispersion of electromagnetic excitations.

Key words: spectrum of electromagnetic excitations, quantum dots, virtual-crystal-approximation,

Виконано чисельне моделювання спектра електромагнітних збуджень у неідеальній решітці пов'язаних микрорезонаторів, що містить квантові точки, так і без них. У рамках наближення виртуального кристалу вивчені особливості дисперсії електромагнітних збуджень такої системи, викликані як варіацією відстаней між резонаторами, так і варіацією квантових точок за складом.

Ключові слова: ієрархія інтелектуальних систем, науково-технологічна парадигма, технологічний уклад, нанотехнології

Введение

Важным свойством фотонных структур с запрещенной зоной, рассмотренным в работе [1], является возможность получения так называемого «медленного» света, имеющего большие перспективы применения в разработке устройств квантовой обработки оптической информации. В частности, эффективное уменьшение групповой скорости продемонстрировано в связанных волноводных оптических резонаторах [2], [3], различных типах твердотельных многослойных полупроводниковых структурах [4]. Ключевую роль в уменьшении групповой скорости в подобных системах играют так называемые темные и светлые поляритоны, представляющие собой линейную суперпозицию фотонных состояний внешнего электромагнитного поля и макроскопических (когерентных) возмущений двухуровневой атомной среды.

В настоящее время интенсивно развивается фотоника несовершенных структур. В частности, работы авторов посвящены изучению оптической активности фотонных кристаллов неидеальных сверхрешеток [5], исследованию дисперсии экситоноподобных электромагнитных возбуждений в решетке связанных микрорезонаторов с дефектами [6], [7]. Проведенные в рамках неидеальной фотоники исследования показали, что введением в исследуемую систему определенных дефектов или в результате управляемого внешнего воздействия можно добиться необходимого изменения энергетического спектра элементарных электромагнитных возбуждений и оптических свойств материала, обусловленных перестройкой исследуемой структуры.

В данной работе, исходя из представлений о фотонных решетках [6], [7], авторы рассмотрели топологически упорядоченную систему пор – туннельно связанных микрорезонаторов. Выполнено численное моделирование спектра электромагнитных возбуждений в неидеальной решетке связанных микрорезонаторов как содержащих квантовые точки, так и без них. В рамках приближения виртуального кристалла исследованы особенности дисперсии электромагнитных возбуждений такой системы, вызванные как вариацией расстояний между резонаторами, так и вариацией квантовых точек по составу, изучено влияние однородной упругой деформации на изменение спектра поляритонных возбуждений в решетке микропор, содержащей квантовые точки, и экситоноподобных возбуждений в системе микропор без квантовых точек,

Математическая модель

Опираясь на разработанный в [6], [7] подход, рассмотрим электромагнитные возбуждения в решетке микропор с произвольным числом s подрешеток. Причем каждый из туннельно связанных микропор-микрорезонаторов содержит по одной оптической моде. В исследуемом случае упругих деформаций гамильтониан $\hat{H}(\hat{\varepsilon})$ электромагнитных возбуждений, локализованных в резонаторах, зависит от тензора деформации $\hat{\varepsilon}$.

В предположении, что плотность возбужденных состояний элементов в резонаторной и атомарной подсистемах мала, гамильтониан $\hat{H}(\hat{\varepsilon})$ в одноуровневой модели в приближении Гайтлера-Лондона, имеет вид [8]:

$$\hat{H}(\hat{\varepsilon}) = \sum_{\substack{\vec{n}, \vec{m}, \alpha, \beta, \\ \lambda, \sigma}} D_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}^{\lambda\sigma}(\hat{\varepsilon}) \hat{\Phi}_{\alpha\lambda}^+ \hat{\Phi}_{\vec{m}\beta\sigma} = \sum_{\substack{\alpha, \beta, \lambda, \sigma \\ \vec{k}}} D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\vec{k}, \hat{\varepsilon}) \hat{\Phi}_{\alpha\lambda}^+(\vec{k}) \hat{\Phi}_{\beta\sigma}(\vec{k}), \quad (1)$$

где

$$D_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}^{11}(\hat{\varepsilon}) = \hbar\omega_{\vec{n}\alpha}^{\text{st}} \delta_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta} + V_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}(\hat{\varepsilon}), D_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}^{22} = \hbar\omega_{\vec{n}\alpha}^{\text{ph}} \delta_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta} - A_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}(\hat{\varepsilon}),$$

$$D_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}^{12}(\hat{\varepsilon}) = D_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}^{21}(\hat{\varepsilon}) = g_{\vec{n}\alpha}(\hat{\varepsilon}) \delta_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}, \quad \tilde{\Phi}_{\vec{n}\alpha}^{\lambda-2} = \tilde{\Psi}_{\vec{n}\alpha}, \quad \tilde{\Phi}_{\vec{n}\alpha}^{\lambda-1} = \tilde{B}_{\vec{n}\alpha}. \quad (2)$$

В выражениях (1,2) $\omega_{\vec{n}\alpha}^{\text{ph}}$ – частота фотонной моды электромагнитного возбуждения, локализованного в $\vec{n}\alpha$ -м узле (резонаторе), $\tilde{\Psi}_{\vec{n}\alpha}^{\pm}$, $\tilde{\Phi}_{\vec{n}\alpha}^{\pm}$ – Бозе-операторы рождения и уничтожения этой фотонной моды в узельном представлении, $\hbar\omega_{\vec{n}\alpha}^{\text{st}}$ – энергия возбуждения квантовой точки в узле $\vec{n}\alpha$, $\tilde{B}_{\vec{n}\alpha}^{\pm}$, $\tilde{B}_{\vec{n}\alpha}^{\pm}$ – Бозе-операторы рождения и уничтожения этого возбуждения, $A_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия, характеризующая перекрытие оптических полей резонаторов $\vec{n}\alpha$ -го и $\vec{m}\beta$ -го узлов решетки и, следовательно, определяющего вероятность перескока соответствующего электромагнитного возбуждения, $V_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия квантовых точек в узлах $\vec{n}\alpha$ и $\vec{m}\beta$, $g_{\vec{n}\alpha}(\hat{\varepsilon})$ – матрица резонансного взаимодействия квантовой точки в узле $\vec{n}\alpha$ с локализованным у этом узле электромагнитным полем. Индексы λ, σ фиксируют наличие или отсутствие (при значении 2) квантовой точки в соответствующей поре.

В последнем соотношении равенства в (1) (сумма по \vec{k}): матрицы $D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\vec{k}, \hat{\varepsilon})$ и $\Phi_{\alpha\lambda}(\vec{k})$ имеют вид соответственно: $D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\vec{k}, \hat{\varepsilon}) = \sum_{\vec{m}} D_{\vec{n}\alpha, \vec{m}\beta}^{\lambda\sigma}(\hat{\varepsilon}) \exp[i\vec{k}(\vec{r}_{\vec{n}\alpha} - \vec{r}_{\vec{m}\beta})]$ и $\Phi_{\alpha\lambda}(\vec{k}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\vec{n}} \tilde{\Phi}_{\vec{n}\alpha\lambda} \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}_{\vec{n}\alpha})$ (N – число элементарных ячеек исследуемой решетки). Такое представление матриц оказалось возможным в силу сохранения трансляционной инвариантности системы при однородных деформациях. Заметим, что волновой вектор \vec{k} , характеризующий собственные состояния электромагнитных возбуждений в исследуемой системе, изменяется в пределах первой зоны Бриллюэна, которая вследствие однородной деформации является функцией тензора деформации $\hat{\varepsilon}$.

Расчет собственных значений гамильтониана (1) проведем путем его диагонализации в результате применения преобразования Боголюбова-Тябликова [8]. Выполнение указанной процедуры, позволит получить следующее выражение, определяющее спектр элементарных возбуждений

$$\Omega(\vec{k}, \hat{\varepsilon}): \det \| D_{\alpha\beta}^{\lambda\sigma}(\vec{k}, \hat{\varepsilon}) - \hbar\Omega(\vec{k}, \hat{\varepsilon}) \delta_{\alpha\beta} \delta_{\lambda\sigma} \| = 0. \quad (3)$$

На основе приведенной выше теории рассмотрим подробнее особенности спектра экситоноподобных возбуждений в системе микропор без квантовых точек и поляритонных возбуждений в решетке микропор, содержащей квантовые точки.

Электромагнитные возбуждения в неидеальной 1D решетке микропор

Для конкретизации задачи рассмотрим одномерную (1D) решетку микропор в однородной и изотропной среде, находящуюся в условиях напряжений (сжатие или растяжение), направленных вдоль оси этой цепочки. При однородном деформировании исследуемого массива, которое описывается с помощью тензора деформации $\hat{\varepsilon}$ положение каждой микропоры меняется.

Для таких деформаций постоянная $d(\varepsilon)$ 1D решетки имеет вид:

$$d(\varepsilon) = (1 + \varepsilon)d_0, \quad (4)$$

где d_0 – постоянная решетки недеформированной структуры, ε – соответствующая компонента тензора \mathcal{E} . Таким образом, необходимая для получения спектра элементарных возбуждений постоянная $b(\varepsilon)$ обратной 1D деформированной решетки находится из очевидного соотношения:

$$b(\varepsilon) \cdot d(\varepsilon) = 2\pi, \quad (5)$$

В дальнейшем остановимся на исследовании двухподрешеточной 1D системе микропор-резонаторов. Положение в решетке микрорезонаторов определяет равенство: $r_{n\alpha}(\varepsilon) = r_n(\varepsilon) + r_\alpha(\varepsilon)$, поэтому положение микропор первой и второй подрешеток в нулевой элементарной ячейке ($r_{n=0} = 0$) задают соотношения соответственно: $r_{01} = 0$ и $r_{02}(\varepsilon) = a(\varepsilon)$. Спектр экситоноподобных возбуждений $\Omega(k, \varepsilon)$ следует из соотношения (3):

$$\left\| \begin{array}{cc} \hbar\Omega(k, \varepsilon) - \hbar\omega_1^{ph} & A_{12}(k, \varepsilon) \\ A_{21}(k, \varepsilon) & \hbar\Omega(k, \varepsilon) - \hbar\omega_2^{ph}(\varepsilon) \end{array} \right\| = 0. \quad (6)$$

Величины $A_{\alpha\beta}(k, \varepsilon)$ в (6) – Фурье-образы матрицы $A_{n\alpha m\beta}(\varepsilon)$ резонансного взаимодействия: $A_{\alpha\beta}(k, \varepsilon) = \sum_m A_{n\alpha m\beta}(\varepsilon) \exp\{ik[r_{n\alpha}(\varepsilon) - r_{m\beta}(\varepsilon)]\}$. В рамках используемой модели в приближении ближайших соседей матричные элементы $A_{\alpha\beta}(k, \varepsilon)$ приобретают следующий вид:

$$\begin{aligned} A_{12}(k, \varepsilon) &\cong A_{12}[a(\varepsilon)] \exp[-ik \cdot a(\varepsilon)] + A_{12}[d(\varepsilon) - a(\varepsilon)] \exp\{-ik \cdot [d(\varepsilon) - a(\varepsilon)]\}, \\ A_{21}(k, \varepsilon) &= A_{21}[a(\varepsilon)] \exp[ik \cdot a(\varepsilon)] + A_{21}[d(\varepsilon) - a(\varepsilon)] \exp\{ik \cdot [d(\varepsilon) - a(\varepsilon)]\} \end{aligned}, \quad (7)$$

Величины $A_{12(21)}[a(\varepsilon)]$, которые являются компонентами матриц $A_{n\alpha m\beta}(\varepsilon)$ резонансного взаимодействия, соответствующие ближайшим соседям, согласно работе [10], равны: $A_{12(21)}[a(\varepsilon)] = A_{12(21)}(a) \exp(-\varepsilon)$, $A_{12(21)}[d(\varepsilon) - a(\varepsilon)] = A_{12(21)}(d - a) \exp(-\varepsilon)$. В данном случае полагаем: $A_{12}(a) \square A_{21}(a)$, $A_{12}(d - a) \square A_{21}(d - a)$. Соотношение (4) показывает, что закон дисперсии $\Omega(k, \varepsilon)$ элементарных электромагнитных возбуждений в искомой деформированной системе микропор определяется как частотными характеристиками решетки резонаторов, так и явным видом величины $A(k, \varepsilon)$, а также характером деформации (например, одноосным растяжением, $\varepsilon > 0$, или сжатием $\varepsilon < 0$).

Численный расчет соответствующих величин, определяющих особенности спектра электромагнитных возбуждений, вызванные упругой деформацией данной 1D структуры микропор при одноосной деформации, проведен для одномерной трансляционно инвариантной среды. Полагаем, что в рамках используемой модели значения частот резонансных фотонных мод, локализованных в резонаторах решетки, $\omega_1^{ph} = 2\pi \times 311 THz$ и $\omega_2^{ph} = 2\pi \times 331 THz$ не зависят от параметра деформации ε .

Причем $A_{12}(a)/2\hbar = 3,5 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$, $A_{12}(d-a)/2\hbar = 1,2 \cdot 10^{14} \text{ Hz}$, $a = 1 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, $d = 9 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. На рис. 1 показана зависимость $\Omega_\nu(k, \varepsilon)$, где $\nu = 1; 2$, деформированной 1D решетки для различных значений ε . Затемненный участок в плоскости (k, ε) соответствует первой зоне Бриллюэна

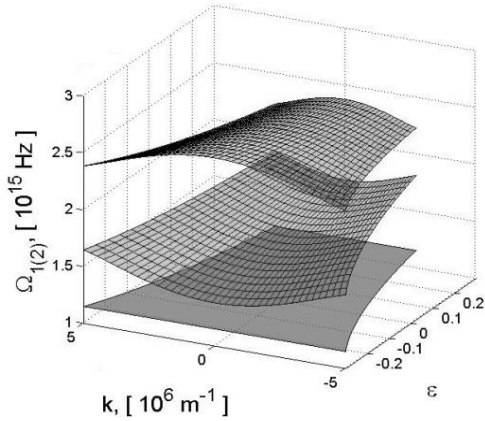


Рисунок 1 – Зависимость $\Omega_{1(2)}(k, \varepsilon)$ деформированной 1D решетки

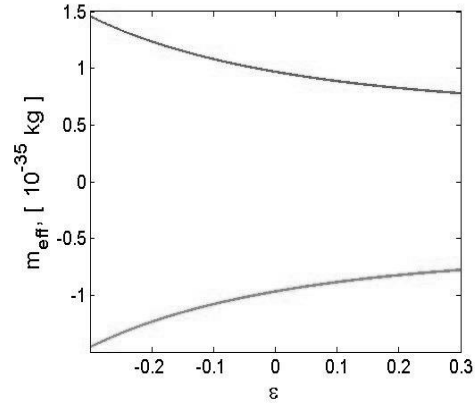


Рисунок 2 – Зависимость эффективной массы экситоноподобных возбуждений от степени деформации

Важным свойством фотонных структур с запрещенной зоной является возможность получения так называемого «медленного» света. Этот эффект имеет большие перспективы применения в разработке устройств квантовой обработки оптической информации. В частности, эффективное уменьшение групповой скорости квази-частиц продемонстрировано в связанных волноводных оптических резонаторах [2]. Ключевую роль в уменьшении групповой скорости в подобных системах играет характер эффективной массы $m_{eff(\nu)}$ ($\nu = 1; 2$) Зависимость эффективной массы

исследуемой системы приведена на рис. 2. Анализ графика функции $m_{eff}(\varepsilon)$ показывает, что выбор конкретного диапазона величин ε , характеризующих соответствующую величину деформации структуры, позволяет достичь необходимых параметров «медленного» света.

Поляритоны в неидеальной 1D решетке микропор в условиях однородной упругой деформации

Значительный интерес представляет исследование электромагнитных возбуждений в неидеальной 1D решетке микропор в условиях однородной упругой деформации. Рассмотрим одноподрешеточную цепочку одинаковых пор, содержащих случайным образом квантовые точки двух типов с концентрациями соответственно $C_C^{(1)}$ и $C_C^{(2)}$. Причем эти микропоры-резонаторы также случайным образом удалены на расстояниях между ближайшими соседями либо $a_1(\varepsilon)$ с концентрацией $C_T^{(1)}$, либо $a_2(\varepsilon)$ с концентрацией $C_T^{(2)}$. Расчет поляритонного спектра $\Omega(k, \varepsilon)$ для такой системы проведем, используя приближение виртуального кристалла [9], [10],

путем диагонализации усредненного гамильтониана (1). В результате вышеуказанной процедуры получаем систему линейных однородных уравнений, условием разрешимости которой является равенство нулю детерминанта:

$$\begin{vmatrix} \hbar \langle \omega_n^{at}(\varepsilon) \rangle_C + \langle V(k, \varepsilon) \rangle_{C,T} - \hbar \Omega(k, \varepsilon) & \langle g_n(\varepsilon) \rangle_C \\ \langle g_n(\varepsilon) \rangle_C & \hbar \omega^{ph}(\varepsilon) - \langle A(k, \varepsilon) \rangle_T - \hbar \Omega(k, \varepsilon) \end{vmatrix} = 0 \quad (9)$$

Здесь $\langle \omega_n^{at} \rangle_C = \sum_{\nu=1}^2 \omega_n^{at} C_C^\nu$, $\langle g_n \rangle_C = g^{(1)} C_C^{(1)} + g^{(2)} C_C^{(2)}$,

(причем $C_C^{(1)} + C_C^{(2)} = 1$, следовательно $C_C^{(1)} = 1 - C_C^{(2)} \equiv C_C$);

$$\begin{aligned} \langle V(k) \rangle_{C,T} &= \sum_{\nu, \mu=1}^2 V^{\nu\mu}(k, \{C_T\}, \varepsilon) C_C^\nu C_C^\mu, \\ V^{\nu, \mu}(k, \{C_T\}, \varepsilon) &= \sum_m \langle V_{nm}^{\nu\mu}(\varepsilon) \rangle_T \exp[ikr_{nm}(\{C_T\}, \varepsilon)]. \end{aligned}$$

Аналогично $A(k, \{C_T\}, \varepsilon) = \sum_m \langle A_{nm}(\varepsilon) \rangle_T \exp[ikr_{nm}(\{C_T\}, \varepsilon)]$,

где $r_{nm}(\{C_T\}, \varepsilon) = d(\{C_T\}, \varepsilon)(n - m)$, ($C_T^{(1)} + C_T^{(2)} = 1$, $C_T^{(1)} = 1 - C_T^{(2)} \equiv C_T$)

Угловыми скобками в (9) обозначена процедура конфигурационного усреднения массива микропор по всевозможным вариациям положений микропор (“Т”) и составу квантовых точек (“С”), $d(\{C_T\}, \varepsilon)$ – период «виртуальной» одномерной решетки резонаторов, полученный в результате усреднения: $d(\{C_T\}, \varepsilon) = C_T^{(1)} a_1(\varepsilon) + C_T^{(2)} a_2(\varepsilon)$.

В приближении ближайших соседей величины $V(k, \{C_T\}, \varepsilon)$, $A(k, \{C_T\}, \varepsilon)$ можно записать в следующем виде:

$$\begin{bmatrix} V^{\nu\mu}(k, \{C_T\}, \varepsilon) \\ A^{\nu\mu}(k, \{C_T\}, \varepsilon) \end{bmatrix} = 2 \begin{bmatrix} V^{\nu\mu}[d(\{C_T\}, \varepsilon), \varepsilon] \\ A^{\nu\mu}[d(\{C_T\}, \varepsilon), \varepsilon] \end{bmatrix} \cos\{kd[\{C_T\}, \varepsilon]\}. \quad (10)$$

Из (9) следует, что закон дисперсии $\Omega(k, \{C_C, C_T\}, \varepsilon)$ поляритонных возбуждений в искомой неидеальной системе определяется частотными характеристиками как резонаторной, так и атомарной подсистем, а также и явным видом выражений $A(k, \{C_T\}, \varepsilon)$ и $V^{\nu, \mu}(k, \{C_T\}, \varepsilon)$. В дальнейшем в рамках данной модели зависимость параметров $A[d(\{C_T\}, \varepsilon), \varepsilon]$ и $V^{\nu\mu}[d(\{C_T\}, \varepsilon), \varepsilon]$ от степени деформации и концентрации дефектов полагаем (для $a_2(\varepsilon) > a_1(\varepsilon)$) равными:

$$\begin{bmatrix} V^{\nu\mu}[d(\{C_T\}, \varepsilon), \varepsilon] \\ A[d(\{C_T\}, \varepsilon), \varepsilon] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V^{\nu\mu}(a_1|_{\varepsilon=0}) \\ A(a_1|_{\varepsilon=0}) \end{bmatrix} \exp\left[-\frac{|d(\{C_T\}, \varepsilon) - a_1(\varepsilon)|}{a_1(\varepsilon)} - \varepsilon\right], \quad (11)$$

$a_1|_{\varepsilon=0} \equiv a_1$, $a_2|_{\varepsilon=0} \equiv a_2$. Величины $A(a_1), V^{\nu\mu}(a_1)$ характеризуют соответственно перекрытие оптических полей соседних резонаторов и взаимодействие соседних квантовых точек в одномерной идеальной решетке, период которой равен a_1 . Именно такая цепочка микрорезонаторов выбрана в качестве базовой при вариации расстояний между ними.

Численный расчет соответствующих величин выполнен для конкретных модельных значений частот резонансных фотонных мод, локализованных в резонаторах с собственной частотой $\omega^{ph} = 2\pi \times 387,5 \text{ ТГц} \approx 2434 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, квантовые точки с частотами возбуждения $\omega_1^{at} = 2\pi \cdot 191 \text{ ТГц} \approx 1200 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$ и $\omega_2^{at} = 2\pi \cdot 202 \text{ ТГц} \approx 1269 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, значения параметров $A(a_1), V^{nu}(a_1)$ считаем равными: $A/2\hbar = 8 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$, $V^{11}/2\hbar = 1 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$, $V^{22}/\hbar = 3 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$, причем полагаем, что $V^{12} \approx V^{21} = 6 \cdot 10^{13} \text{ Гц}$, $g^{(1)}/\hbar = 5 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$, $g^{(2)}/\hbar = 1.5 \cdot 10^{12} \text{ Гц}$ (в рамках используемого приближения величина резонансного взаимодействия квантовой точки в соответствующем узле решетки с локализованным в данном узле электромагнитным полем от параметра ε деформации не зависит), периоды решетки равны $a_1 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ и $a_2 = 7 \cdot 10^{-6} \text{ м}$. Поверхности, описывающие дисперсионную зависимость частот $\Omega_{\pm}(k, \varepsilon, C_C, C_T)$ исследуемых коллективных возбуждений в неидеальной решетке микрорезонаторов, представлены на рис. 3а и 3б. При этом надо иметь в виду, что k изменяется в пределах:

$$-\frac{\pi}{a_2(\varepsilon) + C_T [a_1(\varepsilon) - a_2(\varepsilon)]} \leq k \leq +\frac{\pi}{a_2(\varepsilon) + C_T [a_1(\varepsilon) - a_2(\varepsilon)]},$$

величина C_T изменяется от 0 до 1.

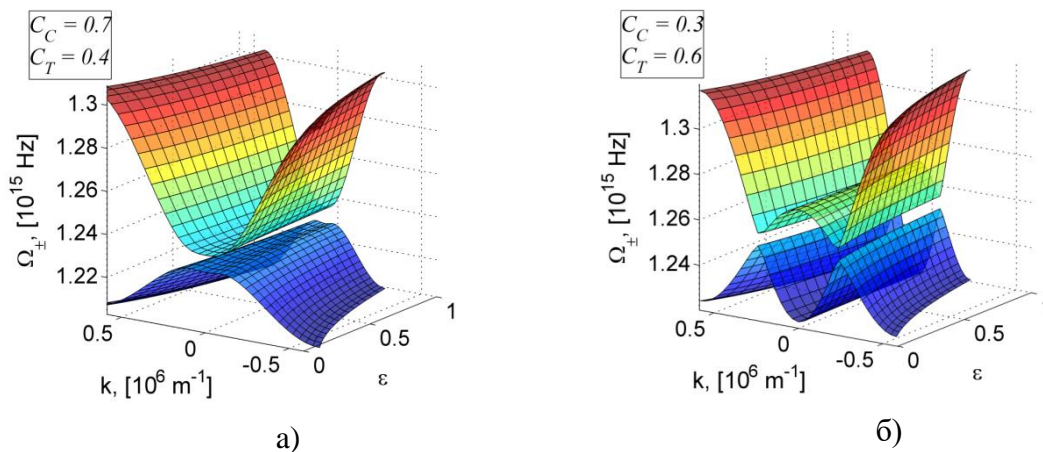


Рисунок 3 – Дисперсионная зависимость частот $\Omega_{\pm}(k, \varepsilon, C_C, C_T)$ исследуемых коллективных возбуждений в неидеальной решетке 1D микрорезонаторов

Немонотонный характер концентрационной зависимости $\Omega_{\pm}(k, \varepsilon, C_C, C_T)$ отражает особенности поляритонного спектра таких неидеальных систем, эффективной массы исследуемых квазичастиц $m_{eff}^{(\pm)}(e, C_C, C_T) \propto \hbar \frac{\partial \Omega_{\pm}(e, k, C_C, C_T)}{\partial k} \Big|_{k=0}$ (на рис.4 а,б – зависимость $m_{eff}^{(-)}(e, C_C, C_T)$, а на рис 4 в,г – $m_{eff}^{(+)}(e, C_C, C_T)$) и, следовательно, дает дополнительный механизм управления групповой скоростью оптических волновых пакетов в изучаемой неидеальной структуре.

Выводы

Выполненное в работе математическое моделирование зависимости параметров спектра элементарных возбуждений бинарной 1D неидеальной решетки связанных микропор, показывает, что в результате упругих деформаций исследуемой системы можно добиться необходимого изменения энергетической структуры электромагнитных возбуждений и, следовательно, оптических свойств исследуемой системы, обусловленных перестройкой электромагнитного спектра. Этот вывод проиллюстрирован на конкретном примере 1D решетки микрорезонаторов, как содержащих квантовые точки, так и без них, в условиях однородной деформации.

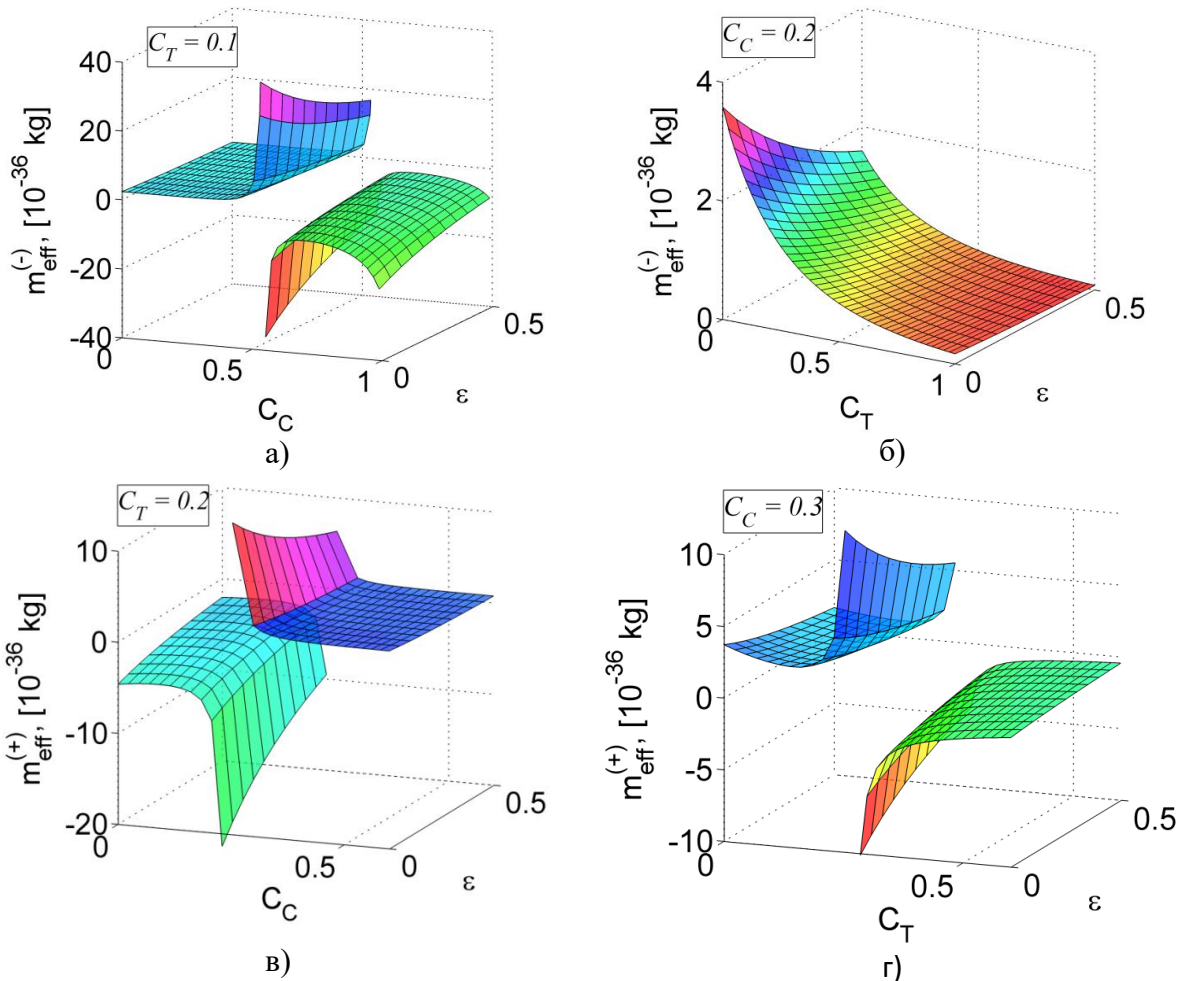


Рисунок 4 – Концентрационная зависимость эффективной массы $m_{\text{eff}}^{(\pm)}$ (e, C_C, C_T) исследуемых квазичастиц

В частности, наличие деформации и дефектов структуры системы может приводить к увеличению эффективной массы соответствующих электромагнитных возбуждений и, следовательно, к уменьшению их групповой скорости (по сравнению с идеальным фотонным кристаллом). Представленные результаты численного моделирования позволяют расширить возможности создания нового класса функциональных материалов – фотонных кристаллических систем (цепочек микропор), позволяющих контролировать распространение электромагнитных возбуждений в таких композитных структурах, находящихся под внешним воздействием.

Список литературы

1. Milonni P.W. *Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light* [Текст] / P.W. Milonni. – Bristol : Institute of Physics Publishing, 2005.
2. Yang Z.S. Stopping, storing, and releasing light in quantum-well Bragg structures [Текст] / Z.S. Yang, N.H. Kwong, R. Binder and A.L. Smirl // *J. Opt. Soc. Am.* – 2005. – V. B 22. – P. 2144.
3. Gersen H. Real-Space Observation of Ultraslow Light in Photonic Crystal Waveguides [Текст] / H. Gersen, T.J. Karle, R.J.P. Engelen, W. Bogaerts, J.P. Korterik N.F. van Hulst, T.F. Krauss and L. Kuipers // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – V. 94. – P. 073903.
4. Turukhin A.V. Observation of Ultraslow and Stored Light Pulses in a Solid [Текст] / A.V. Turukhin, V.S. Sudarshanam, M.S. Shahriar, J.A. Musser, B.S. Ham and P.R. Hemmer // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – V. 88. – P. 023602.
5. Rumyantsev V.V. Peculiarities of Propagation of Electromagnetic Excitation through a Nonideal Gyrotropic Photonic Crystal [Текст] / V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Proskurenko // *Physica B.* – 2014. – V. 442. – P. 57–59.
6. Rumyantsev V.V. Exciton-like electromagnetic excitations in non-ideal microcavity supercrystals [Текст] / V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Sychanova, A.V. Kavokin // *Nature. Scientific Reports.* – 2014. – 4: 6945.
7. Румянцев В.В. Поляритонные возбуждения в неидеальной цепочке микрорезонаторов с квантовыми точками [Текст] / В.В. Румянцев, С.А. Федоров, К.В. Гуменник // *ФТТ.* – 2017. – Т. 59, № 4. – С. 741-747.
8. Агранович В.М., Теория экситонов [Текст] / В.М. Агранович. – М: Наука, 1968. – 384с.
9. Займан Дж. Модели беспорядка [Текст] / Дж. Займан. – М.: Мир, 1982. – 592 с.
10. Лось В.Ф. Метод проекционного оператора в теории неупорядоченных систем [Текст] / В.Ф. Лось // *ТМФ.* – 1987. – Т. 73, № 1. – С.85–102.

References

1. Milonni P.W. *Fast Light, Slow Light and Left-Handed Light*. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2005.
2. Yang Z.S., Kwong N.H., Binder R. and Smirl A.L. Stopping, storing, and releasing light in quantum-well Bragg structures. *J. Opt. Soc. Am.* 2005. V. B 22. P. 2144.
3. Gersen H., Karle T.J., Engelen R.J.P., Bogaerts W., Korterik J.P., N.F. van Hulst, Krauss T.F. and Kuipers L. Real-Space Observation of Ultraslow Light in Photonic Crystal Waveguides. *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 073903.
4. Turukhin A.V., Sudarshanam V.S., Shahriar M.S., Musser J.A., Ham B.S. and Hemmer P.R. Observation of Ultraslow and Stored Light Pulses in a Solid. *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. P. 023602.
5. Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Gumennyk K.V., Proskurenko M.V. Peculiarities of Propagation of Electromagnetic Excitation through a Nonideal Gyrotropic Photonic Crystal. *Physica B.* 2014. V. 442. P. 57-59.
6. Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Gumennyk K.V., Sychanova M.V., Kavokin A.V. Exciton-like electromagnetic excitations in non-ideal microcavity supercrystals. *Nature. Scientific Reports.* 2014. 4: 6945.
7. Rumyantsev V.V., Fedorov S.A., Gumennyk K.V. Polariton Excitations in a Non-Ideal Array of Microcavities with Quantum Dots. *Physics of the Solid Stat.* 2017. V. 59, No. 4. P. 758–765.
8. Agranovich V.M. *Theory of Excitons*. Moscow: Nauka Publishers, 1968. 384p.
9. Ziman J. M. *Models of disorder: The theoretical physics of homogeneously disordered systems*. Cambridge: Cambridge University Press, 1979.
10. Los' V.F., Projection operator method in the theory of disordered systems. 1. Spectra of quasiparticles. *Theor. and Math. Phys.* 1987. V. 73, N 1. P. 85-102.

RESUME

V. V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, D.A. Gurov
Numerical modelling of dispersion of electromagnetic excitations in a nonideal lattice of microresonators

Background:the study of the dependence parameters of the spectrum of excitations of nonideal binary 1D lattice coupled micropores, the effect of elastic deformation of the investigated system on changes in the energy structure of the electromagnetic excitation and thus the optical properties of the system, due to the restructuring of the electromagnetic spectrum. The study is illustrated by the specific example 1D lattice of microresonators, as containing quantum dots, and without them, in a homogeneous deformation.

Materials and methods:nonideal binary 1D lattice coupled micropores, microcavities as containing quantum dots, the same without them. The virtual-crystal-approximation-based model is used in the article.

Results:the effect of the changing number of closely spaced cavities as well as the changing concentrations of quantum dots on the dispersion of electromagnetic excitations.

Conclusion:the study of the dependence parameters of the spectrum of excitations of nonideal binary 1D lattice coupled micropores, shows that as a result of elastic deformation of the investigated system can achieve the required changes in the energy structure of the electromagnetic excitation and thus the optical properties of the system, due to the restructuring of the electromagnetic spectrum. In particular, the presence of strain and defects in the structure of the system may lead to an increase in the effective mass of the respective electromagnetic excitations and, consequently, to decrease the group velocity (as compared with perfect photonic crystal). The results of numerical simulation allow to expand the possibilities of creating a new class of functional materials - photonic crystals (chains of clusters), allowing to control the propagation of electromagnetic excitations in such composite structures under external influence.

Статья поступила в редакцию 16.10.2017.