PACS: 42.70.Qs, 73.21.Cd, 78.67.Pt, 71.36.+c

В.В. Румянцев, С.А. Федоров

# РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ДЕФОРМИРОВАННОМ МАССИВЕ МИКРОРЕЗОНАТОРОВ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Статья поступила в редакцию 17 сентября 2016 года

*Исследован поляритонный спектр бинарной двумерной сверхрешетки связанных микрорезонаторов, содержащих одноуровневые квантовые точки. Показано, что с помощью упругих деформаций можно управлять поляритонным спектром исследуемой системы и таким образом изменять ее энергетические и оптические свойства.*

**Ключевые слова:** поляритонный спектр, тензор деформации, микрорезонатор, квантовая точка

## 1. Введение

Огромную область экспериментальных и теоретических исследований на стыке различных научных направлений физики конденсированного состояния занимает разработка новых материалов, которые используются в качестве источников когерентного излучения [1,2]. При этом значительный интерес представляют исследования, связанные с возможностью контролировать распространение электромагнитных возбуждений в полученных композитных структурах, с модификацией их физических свойств в результате внешних воздействий (например, упругой деформации [1]). При создании таких материалов приходится решать проблемы, возникающие при формировании новых структур – поляритонных кристаллов [2,3] (особого класса фотонных кристаллов [4]), в которых реализуется сильная связь квантовых возмущений среды (экситонов) и оптического поля. В частности, такой поляритонной структурой может быть пространственно-периодическая система микропор (связанных микрорезонаторов) [5]. Интерес к изучению оптических мод в системе микрорезонаторов значительно вырос в связи с созданием оптоэлектронных устройств [6,7].

В настоящее время интенсивно развивается фотоника несовершенных структур. Здесь стоит отметить резонаторы на основе дефектов в фотонных кристаллах [8]. В частности, работы авторов посвящены изучению оптической активности несовершенных фотонных кристаллов [9], дисперсии экситоноподобных электромагнитных возбуждений в неидеальной решетке связанных микрорезонаторов [10,11]. Проводимые в рамках неидеальной фотоники исследования весьма актуальны, поскольку они позволяют путем введения в изучаемую систему определенных дефектов или в результате управляемого внешнего воздействия добиваться необходимого изменения ее энергетической структуры и оптических свойств, обусловленных перестройкой поляритонного спектра.

В данной работе на основе представлений о фотонных структурах [10,11] рассмотрен поляритонный двумерный кристалл как топологически упорядоченная система туннельно-связанных микрорезонаторов, содержащих атомарные кластеры–квантовые точки. Изучены особенности поляритонного спектра в такой двумерной решетке микропор, вызванные однородной упругой деформацией структуры.

## 2. Теоретическая модель

**Упругая деформация двумерной структуры.** Для конкретизации задачи рассмотрим двумерную (в плоскости *XOY*) решетку микропор (на рис. 1,*а*,*б* представлены модельные структуры: недеформированная и деформированная решетки). В условиях одноосных (вдоль единичного вектора $\mathbf{q}$) напряжений сжатия или растяжения, при однородном деформировании исследуемого массива, которое описывается с помощью тензора деформации $\hat{\varepsilon}$, положение каждой микропоры меняется. В этом случае тензор $\hat{\varepsilon}$ имеет вид

$$\varepsilon_{ij} = \sigma S_{ijkl} q_i q_j = \sigma\left(S_{ijxx} q_x^2 + 2 S_{ijxy} q_x q_y + S_{ijyy} q_y^2\right), \tag{1}$$

где $\sigma$ – напряжение, $S_{ijkl}$ – тензор коэффициентов упругой податливости [12]. В условиях однородной деформации постоянные решетки $\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})$, $\mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})$ приобретают зависимость от тензора деформации:

$$\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon}) = \left(\hat{I} + \hat{\varepsilon}\right)\mathbf{a}_1^{(0)}, \ \mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon}) = \left(\hat{I} + \hat{\varepsilon}\right)\mathbf{a}_2^{(0)}, \tag{2}$$

где $\hat{I}$ – единичный тензор; $\mathbf{a}_1^{(0)}$, $\mathbf{a}_2^{(0)}$ – векторы решетки недеформированной структуры, $\mathbf{a}_1^{(0)} \parallel OX$, $\mathbf{a}_2^{(0)} \parallel OY$.

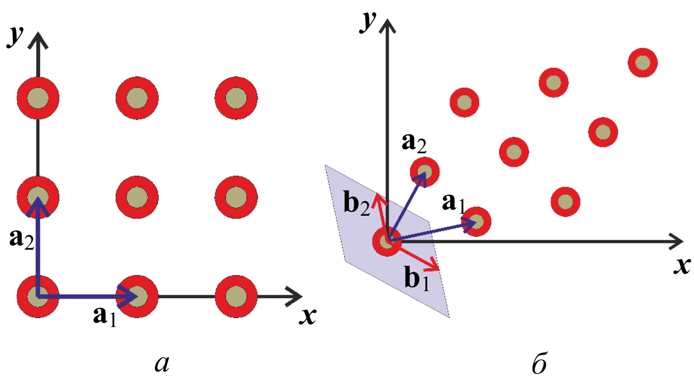



**Рис. 1.** Двумерные недеформированная (*а*) и деформированная (*б*) решетки микрорезонаторов со встроенными квантовыми точками: $\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$ и $\mathbf{b}_1$, $\mathbf{b}_2$ – векторы соответственно прямой и обратной решеток; затемненный параллелограмм соответствует первой зоне Бриллюэна

В дальнейшем полагаем недеформированную решетку Бравэ квадратной. Для такой структуры векторы решетки деформированной структуры равны: $\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon}) = \left[(1+\varepsilon_{xx})a, \varepsilon_{xy}a\right]$, $\mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon}) = \left[\varepsilon_{xy}a, \left(1+\varepsilon_{yy}\right)a\right]$. Здесь $a$ – постоянная квадратной двумерной решетки. Из вышесказанного следует, что векторы решетки в результате упругой деформации меняются не только по направлению, но и по модулю.

В дальнейшем для получения поляритонного спектра нам потребуются векторы $\mathbf{b}_1(\hat{\varepsilon})$, $\mathbf{b}_2(\hat{\varepsilon})$, определяющие зону Бриллюэна обратной двумерной деформированной решетки, которые находятся из соотношения: $\mathbf{a}_i \cdot \mathbf{b}_j = 2\pi\delta_{ij}$, где

$$\mathbf{b}_1(\hat{\varepsilon}) = \frac{2\pi}{\Delta(\hat{\varepsilon})}\left[a_2^y(\hat{\varepsilon}),\ -a_2^x(\hat{\varepsilon})\right],\ \mathbf{b}_2(\hat{\varepsilon}) = \frac{2\pi}{\Delta(\hat{\varepsilon})}\left[-a_1^y(\hat{\varepsilon}),\ a_1^x(\hat{\varepsilon})\right]. \tag{3}$$

Здесь $\Delta(\hat{\varepsilon}) = a_1^x(\hat{\varepsilon})a_2^y(\hat{\varepsilon}) - a_1^y(\hat{\varepsilon})a_2^x(\hat{\varepsilon})$.

**Поляритонный кристалл как топологически упорядоченная система пор, содержащих квантовые точки.** Одним из способов создания поляритонного кристалла является захват двухуровневых атомов идеальной (CROW) [2] или неидеальной [11] фотонной структурой, представляющей собой массив микрорезонаторов. Рассмотрим двумерную решетку микропор с произвольным числом $s$ подрешеток. В каждом резонаторе находится квантовая точка (одноуровневая совокупность атомов), взаимодействующая с локализованным в резонаторе электромагнитным полем. Причем каждый из туннельно-связанных микрорезонаторов содержит по одной оптической моде.

В исследуемом случае упругих деформаций гамильтониан $\hat{H}$ рассматриваемой системы зависит от тензора $\hat{\varepsilon}$. В координатном представлении $\hat{H}(\hat{\varepsilon})$ имеет вид

$$\hat{H}(\hat{\varepsilon}) = \hat{H}_{\text{at}}(\hat{\varepsilon}) + \hat{H}_{\text{ph}}(\hat{\varepsilon}) + \hat{H}_{\text{int}}. \tag{4}$$

В (4) гамильтонианы атомарной $\hat{H}_{\text{at}}$ и фотонной $\hat{H}_{\text{ph}}$ подсистем, а также их взаимодействия $\hat{H}_{\text{int}}$ соответственно равны: $\hat{H}_{\text{at}}(\hat{\varepsilon}) = \sum\limits_n \hat{H}_{\text{at},n} + \frac{1}{2}\sum\limits_{n,m}\hat{V}_{nm}(\hat{\varepsilon})$, $\hat{H}_{ph}(\hat{\varepsilon}) = \sum\limits_n \hat{H}_{ph,n} - \frac{1}{2}\sum\limits_{n,m}\hat{A}_{nm}(\hat{\varepsilon})$, $\hat{H}_{\text{int}} = \sum\limits_n \hat{G}_n$. Здесь $\hat{V}_{nm}(\hat{\varepsilon})$ – оператор кулоновского взаимодействия квантовой точки в резонаторе $n$ с квантовой точкой в $m$-м резонаторе деформированного массива; $\hat{A}_{nm}(\hat{\varepsilon})$ – оператор, описывающий перекрытие оптических полей $n$–го и $m$-го резонаторов деформированного массива микропор (и, следовательно, определяющий вероятность перескока соответствующего электромагнитного возбуждения); $\hat{H}_{\text{at},n}$ – гамильтониан неподвижной (ультрахолодной) квантовой точки в $n$-м резонаторе; $\hat{H}_{\text{ph},n}$ – оператор, определяющий состояние локализованного в $n$-м резонаторе электромагнитного возбуждения. Предполагаем, что деформации массива малы. Это позволяет пренебречь изменением параметров микрорезонаторов и размещенных в них атомарных кластеров. Форма записи оператора взаимодействия $\hat{H}_{\text{int}}$ в виде суммы унарных операторов $\hat{G}_n$ справедлива в предположении, что локализованное в $n$-м резонаторе электромагнитное возбуждение взаимодействует лишь с квантовой точкой, находящейся в этом же резонаторе. Индексы $n$ и $m$ являются сложными и определяются следующими выражениями: $n \equiv (\mathbf{n}, \alpha)$, $m \equiv (\mathbf{m}, \beta)$, где двумерные векторы $\mathbf{n}$, $\mathbf{m}$ характеризуют положение элементарной ячейки решетки, а числа $\alpha$, $\beta$, которые определяют номер подрешетки, принимают значения $1, 2, 3, \ldots, s$.

Следуя [13,14], проведем расчет поляритонного энергетического спектра исследуемой системы, записав гамильтониан $\hat{H}(\hat{\varepsilon})$ в представлении вторичного квантования. Микроскопический расчет оптических характеристик, отвечающих поляритонной области спектра, предполагает известным явный вид соответствующего гамильтониана $\hat{H}^{\text{pol}}(\hat{\varepsilon})$. Выделение поляритонной части гамильтониана $\hat{H}^{\text{pol}}(\hat{\varepsilon})$ из (4) для рассматриваемой системы осуществим, используя поэтапный метод приближенного вторичного квантования [15].

Согласно этому методу необходимые для выполнения указанной процедуры волновые функции квантовых точек $\varphi^{\text{at}}_{\mathbf{n}f}(\hat{\varepsilon})$ и локализованных в микрорезонаторе электромагнитных возбуждений $\varphi^{\text{ph}}_{\mathbf{n}\lambda}(\hat{\varepsilon})$, а также соответствующие им энергии $E^{\text{at}}_{f\alpha}(\hat{\varepsilon})$, $E^{\text{ph}}_{\lambda\alpha}(\hat{\varepsilon})$ удовлетворяют системе самосогласованных интегродифференциальных уравнений, вытекающей из решения вариационной задачи [15]:

$$\begin{gathered}
\left[\hat{H}_{\text{at},\mathbf{n}\alpha} + \hat{W}^{\text{at}}_{\mathbf{n}\alpha}(\hat{\varepsilon})\right]\varphi^{\text{at}}_{\mathbf{n}\alpha,f}(\hat{\varepsilon}) = E^{\text{at}}_{f\alpha}(\hat{\varepsilon})\,\varphi^{\text{at}}_{\mathbf{n}\alpha,f}(\hat{\varepsilon}),\\
\left[\hat{H}_{\text{ph},\mathbf{n}\alpha} - \hat{W}^{\text{ph}}_{\mathbf{n}\alpha}(\hat{\varepsilon})\right]\varphi^{\text{ph}}_{\mathbf{n}\alpha,\lambda}(\hat{\varepsilon}) = E^{\text{ph}}_{\lambda\alpha}(\hat{\varepsilon})\,\varphi^{\text{ph}}_{\mathbf{n}\alpha,\lambda}(\hat{\varepsilon}),
\end{gathered} \tag{5}$$

где

$$W^{\text{at}}_{\mathbf{n}\alpha}(\hat{\varepsilon}) = \sum_{\mathbf{m}\beta \neq \mathbf{n}\alpha} \left\langle \varphi^{0,\text{at}}_{\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon}) \middle| \hat{V}_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon}) \middle| \varphi^{0,\text{at}}_{\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon}) \right\rangle,$$

$$W^{\text{ph}}_{\mathbf{n}\alpha}(\hat{\varepsilon}) = \sum_{\mathbf{m}\beta \neq \mathbf{n}\alpha} \left\langle \varphi^{0,\text{ph}}_{\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon}) \middle| \hat{A}_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon}) \middle| \varphi^{0,\text{ph}}_{\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon}) \right\rangle.$$

В одноуровневой модели в соотношении (5) индекс $f$ принимает значения 0 и $a$, а индекс $\lambda$ – значения 0 и 1. В предположении, что плотность возбужденных состояний элементов в атомарной и резонаторной подсистемах мала, поляритонный гамильтониан $\hat{H}^{\mathrm{pol}}(\hat{\varepsilon})$, полученный в приближении Гайтлера–Лондона, имеет вид [13,14]:

$$\hat{H}^{\mathrm{pol}}(\hat{\varepsilon}) = \sum_{\mathbf{n}\alpha} \hbar\omega_{\alpha}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon})\hat{B}_{\mathbf{n}\alpha a}^{+}\hat{B}_{\mathbf{n}\alpha a} + \sum_{\mathbf{n}\alpha,\mathbf{m}\beta} V_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta}^{(a)}(\hat{\varepsilon})\hat{B}_{\mathbf{n}\alpha a}^{+}\hat{B}_{\mathbf{m}\beta a} + \sum_{\mathbf{n}\alpha} \hbar\omega_{\alpha 1}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon})\hat{\Psi}_{\mathbf{n}\alpha 1}^{+}\hat{\Psi}_{\mathbf{n}\alpha 1} -$$

$$- \sum_{\mathbf{n}\alpha,\mathbf{m}\beta} A_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon})\hat{\Psi}_{\mathbf{n}\alpha 1}^{+}\hat{\Psi}_{\mathbf{m}\beta 1} + \sum_{\mathbf{n}\alpha} g_{\mathbf{n}\alpha}(\hat{\varepsilon})\left(\hat{\Psi}_{\mathbf{n}\alpha 1}^{+}\hat{B}_{\mathbf{n}\alpha a} + \hat{\Psi}_{\mathbf{n}\alpha 1}\hat{B}_{\mathbf{n}\alpha a}^{+}\right) = \sum_{\mathbf{k}} H^{\mathrm{pol}}(\hat{\varepsilon},\mathbf{k}). \quad (6)$$

Здесь $\Psi_{\mathbf{n}\alpha 1}^{+}$, $\Psi_{\mathbf{n}\alpha 1}$, $\hat{B}_{\mathbf{n}\alpha a}^{+}$, $\hat{B}_{\mathbf{n}\alpha a}$ – бозе-операторы рождения и уничтожения соответственно фотонной моды и возбужденного состояния квантовой точки в узельном представлении; $\hbar\omega_{\alpha 1}^{\mathrm{ph}} = E_{\alpha 1}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon}) - E_{\alpha 0}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon})$, $\hbar\omega_{\alpha a}^{\mathrm{at}} = E_{\alpha a}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon}) - E_{\alpha 0}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon})$ – энергии возбуждений соответственно электромагнитного поля и квантовой точки, локализованных в произвольном узле $\alpha$-й подрешетки. Причем

$$V_{nm}^{(a)}(\hat{\varepsilon}) \equiv \left\langle \varphi_{n0}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon})\varphi_{ma}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon}) \middle| \hat{V}_{nm}(\hat{\varepsilon}) \middle| \varphi_{m0}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon})\varphi_{na}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon}) \right\rangle,$$

$$g_n(\hat{\varepsilon}) \equiv \left\langle \varphi_{n0}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon})\varphi_{n1}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon}) \middle| \hat{G}_n \middle| \varphi_{na}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon})\varphi_{n0}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon}) \right\rangle = \left\langle \varphi_{na}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon})\varphi_{n0}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon}) \middle| \hat{G}_n \middle| \varphi_{n0}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon})\varphi_{n1}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon}) \right\rangle,$$

$$A_{nm}(\hat{\varepsilon}) \equiv \left\langle \varphi_{n0}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon})\varphi_{m1}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon}) \middle| \hat{A}_{nm}(\hat{\varepsilon}) \middle| \varphi_{m0}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon})\varphi_{n1}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon}) \right\rangle$$

– матрицы резонансного взаимодействия, соответствующие в данном приближении [14] операторам $\hat{V}_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon})$, $\hat{G}_{\mathbf{n}\alpha}$, $\hat{A}_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon})$. Последнее равенство в (6) (сумма по **k**) оказалось возможным в силу сохранения трансляционной инвариантности системы при однородных деформациях. Заметим, что волновой вектор **k**, характеризующий собственные состояния поляритонов (экситоноподобных электромагнитных возбуждений [10]), в исследуемой системе изменяется в пределах первой зоны Бриллюэна (затемненный участок на рис. 1,*б*), которая вследствие однородной деформации является функцией тензора деформации $\hat{\varepsilon}$.

Нахождение поляритонного спектра осуществляется путем диагонализации гамильтониана $H^{\mathrm{pol}}(\hat{\varepsilon},\mathbf{k})$ (6). Так как $\hat{H}^{\mathrm{pol}}(\hat{\varepsilon} \neq 0)$ и $\hat{H}^{\mathrm{pol}}(\hat{\varepsilon} = 0)$ по форме совпадают в силу сохранения трансляционной инвариантности рассматриваемой структуры при однородной деформации, то поляритонный энергетический спектр можно найти с помощью дисперсионного уравнения (12) в [11] путем замены $\varphi_{\mathbf{n}\alpha f}^{\mathrm{at}} \to \varphi_{\mathbf{n}\alpha f}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon})$, $\varphi_{\mathbf{n}\alpha\lambda}^{\mathrm{ph}} \to \varphi_{\mathbf{n}\alpha\lambda}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon})$, $\hat{V}_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta}^{(a)} \to \hat{V}_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta}^{(a)}(\hat{\varepsilon})$, $\hat{A}_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta} \to \hat{A}_{\mathbf{n}\alpha\mathbf{m}\beta}(\hat{\varepsilon})$, $g_{n\alpha} \to g_{\mathbf{n}\alpha}(\hat{\varepsilon})$, $\omega_{\alpha a}^{\mathrm{at}} \to \omega_{\alpha a}^{\mathrm{at}}(\hat{\varepsilon})$, $\omega_{\alpha 1}^{\mathrm{ph}} \to \omega_{\alpha 1}^{\mathrm{ph}}(\hat{\varepsilon})$.

В дальнейшем ограничимся исследованием одноподрешеточной системы. Из вышесказанного следует, что поляритонный спектр определяется равенством

$$\left\| \begin{matrix} \hbar\omega_{\alpha}^{\text{at}}(\hat{\varepsilon}) + V(\hat{\varepsilon},\mathbf{k}) - \hbar\Omega(\hat{\varepsilon},\mathbf{k}) & g(\hat{\varepsilon}) \\ g(\hat{\varepsilon}) & \hbar\omega_{1}^{\text{ph}}(\hat{\varepsilon}) - A(\hat{\varepsilon},\mathbf{k}) - \hbar\Omega(\hat{\varepsilon},\mathbf{k}) \end{matrix} \right\| = 0, \tag{7}$$

где $V(\hat{\varepsilon},\mathbf{k})$ и $A(\hat{\varepsilon},\mathbf{k})$ – фурье-образы $V(\hat{\varepsilon},\mathbf{k}) = \sum\limits_{\mathbf{m}} V_{\mathbf{nm}}^{(a)}(\hat{\varepsilon}) \exp\left\{ i\mathbf{k}\left[ \mathbf{r_n}(\hat{\varepsilon}) - \mathbf{r_m}(\hat{\varepsilon}) \right] \right\}$, $A(\hat{\varepsilon},\mathbf{k}) = \sum\limits_{\mathbf{m}} A_{\mathbf{nm}}(\hat{\varepsilon}) \exp\left\{ i\mathbf{k}\left[ \mathbf{r_n}(\hat{\varepsilon}) - \mathbf{r_m}(\hat{\varepsilon}) \right] \right\}$ матриц $V_{\mathbf{nm}}^{(a)}(\hat{\varepsilon})$, $A_{\mathbf{nm}}(\hat{\varepsilon})$ резонансного взаимодействия. В рамках используемой модели эти величины в приближении ближайших соседей приобретают следующую форму:

$$V(\hat{\varepsilon},\mathbf{k}) \cong 2\left\{ \begin{matrix} V\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})\right]\cos\left[\mathbf{k}\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})\right] + V\left[\mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right]\cos\left[\mathbf{k}\mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right] + \\ +V\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon}) - \mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right]\cos\left[\mathbf{k}\left(\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon}) - \mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right)\right] \end{matrix} \right\},$$

$$A(\hat{\varepsilon},\mathbf{k}) \cong 2\left\{ \begin{matrix} A\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})\right]\cos\left[\mathbf{k}\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})\right] + A\left[\mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right]\cos\left[\mathbf{k}\mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right] + \\ +A\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon}) - \mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right]\cos\left[\mathbf{k}\left(\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon}) - \mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right)\right] \end{matrix} \right\}. \tag{8}$$

В дальнейшем величины $V\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})\right]$, $V\left[\mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right]$, $V\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon}) - \mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right]$, $A\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})\right]$, $A\left[\mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right]$, $A\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon}) - \mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right]$, которые являются компонентами матриц $V_{\mathbf{nm}}^{(a)}$, $A_{\mathbf{nm}}(\hat{\varepsilon})$ резонансного взаимодействия, соответствующие ближайшим соседям, полагаем равными следующим:

$$\left\{ \begin{matrix} V\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})\right] \\ A\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})\right] \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} V\left(\mathbf{a}_1^{(0)}\right) \\ A\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})\right] \end{matrix} \right\} \exp\left( -\frac{\left|\hat{\varepsilon}\mathbf{a}_1^{(0)}\right|}{\left|\mathbf{a}_1^{(0)}\right|} \right), \quad \left\{ \begin{matrix} V\left[\mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right] \\ A\left[\mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right] \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} V\left(\mathbf{a}_2^{(0)}\right) \\ A\left(\mathbf{a}_2^{(0)}\right) \end{matrix} \right\} \exp\left( -\frac{\left|\hat{\varepsilon}\mathbf{a}_2^{(0)}\right|}{\left|\mathbf{a}_2^{(0)}\right|} \right).$$

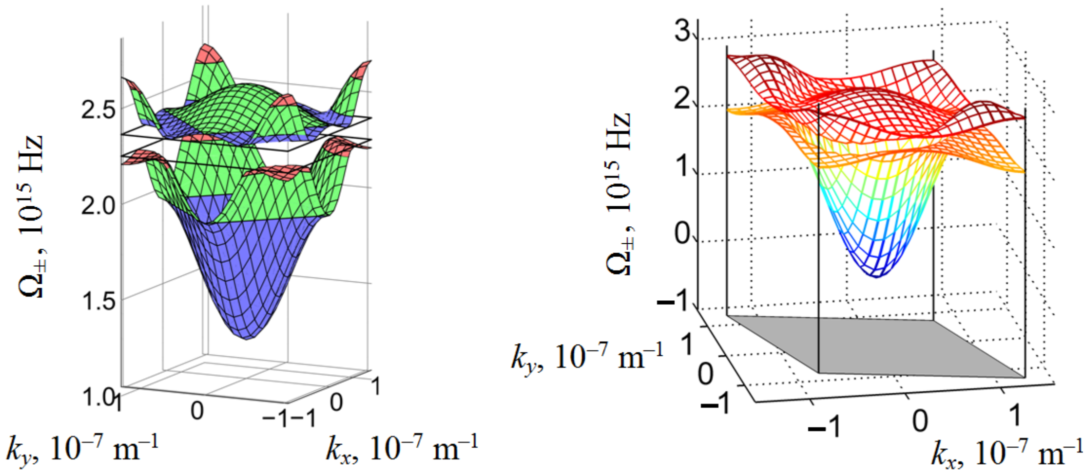
В данном случае $\left\{ \begin{matrix} V\left(\mathbf{a}_1^{(0)}\right) \\ A\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon})\right] \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} V\left(\mathbf{a}_2^{(0)}\right) \\ A\left[\mathbf{a}_2^{(0)}\right] \end{matrix} \right\} \equiv \left\{ \begin{matrix} V_0 \\ A_0 \end{matrix} \right\}$. Для деформированной решетки ближайшими соседями считаем также и диагональные структурные элементы квадратной решетки. Поэтому имеет место аналогичное соотношение:

$$\left\{ \begin{matrix} V\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon}) - \mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right] \\ A\left[\mathbf{a}_1(\hat{\varepsilon}) - \mathbf{a}_2(\hat{\varepsilon})\right] \end{matrix} \right\} = \left\{ \begin{matrix} V\left(\mathbf{a}_1^{(0)} - \mathbf{a}_2^{(0)}\right) \\ A\left(\mathbf{a}_1^{(0)} - \mathbf{a}_2^{(0)}\right) \end{matrix} \right\} \exp\left( -\frac{\left|\hat{\varepsilon}\left(\mathbf{a}_1^{(0)} - \mathbf{a}_2^{(0)}\right)\right|}{\left|\mathbf{a}_1^{(0)} - \mathbf{a}_2^{(0)}\right|} \right).$$

Подстановка выражений (8) в соотношение (7) приводит к закону дисперсии $\Omega_{\pm}(\hat{\varepsilon}, \mathbf{k})$ поляритонных возбуждений в искомой деформированной системе микропор, который определяется как частотными характеристиками резонаторной и атомарной подсистем, так и явным видом величин $V(\hat{\varepsilon}, \mathbf{k})$ и $A(\hat{\varepsilon}, \mathbf{k})$, а также характером деформации (например, одноосным растяжением или сжатием).

## 3. Результаты работы и их обсуждение

Численный расчет соответствующих величин, определяющих особенности спектра поляритонных возбуждений, вызванные упругой деформацией двумерной структуры микропор при одноосной деформации, проведен для однородной изотропной среды: $\varepsilon_{xx} \equiv \varepsilon_1, \varepsilon_{yy} \equiv \varepsilon_2$, $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} \equiv \varepsilon_3$. Полагаем, что в рамках используемой модели Гайтлера–Лондона (для которой $\hbar\omega_{at} >> V_0$ [13]) значения частоты резонансной фотонной моды (электромагнитного поля, локализованного в резонаторах решетки) $\omega_{ph} = 2\pi \times 311$ THz и частоты перехода одноуровневой квантовой точки $\omega_{at} = 2\pi \times 382$ THz атомарной подсистемы решетки не зависят от тензора деформации $\hat{\varepsilon}$. Значения параметров, определяющих взаимодействие атомарной и фотонной подсистем, перекрытия оптических полей и взаимодействие квантовых точек в соседних микропорах взяты следующими: $g/\hbar = 9 \cdot 10^{13}$ Hz (зависимостью этой величины от тензора деформации в данном случае можно пренебречь, поскольку, как отмечалось выше, в рамках исследуемой модельной системы деформация микропор отсутствует), $A_1/2\hbar = A_2/2\hbar = 3.5 \cdot 10^{14}$ Hz, $A_{12}/2\hbar = 2.6 \cdot 10^{14}$ Hz, $V_0/2\hbar = 9 \cdot 10^{13}$ Hz, причем $a = 3 \cdot 10^{-7}$ m.




*а* *б*

**Рис. 2.** Дисперсионные зависимости поляритонов $\Omega_{\pm}(\mathbf{k})$ в недеформированной (*а*) и деформированной (*б*) решетках микрорезонаторов. Затемненный участок в плоскости $k_x - k_y$ на рис. 2,*б* соответствует первой зоне Бриллюэна

На рис. 2,*а* представлены дисперсионные поверхности $\Omega_{\pm}(\mathbf{k})$ недеформированной двумерной решетки, а рис. 2,*б* отражает зависимость $\Omega_{\pm}(\hat{\varepsilon},\mathbf{k})$ деформированной модельной системы для значений компонент тензора деформации $\varepsilon_1 = 0.1$, $\varepsilon_2 = 0.1$, $\varepsilon_3 = 0.3$. Из сравнения рис. 2,*а* и 2,*б* видно, что в результате произвольной деформации исследуемой двумерной структуры ход дисперсионных поверхностей, а также расположение критических точек (которые проявляются в плотности состояний и экспериментально наблюдаемых оптических характеристиках) изменяются.

## 4. Выводы

Выполненное в работе исследование зависимости поляритонных параметров несовершенной бинарной двумерной сверхрешетки связанных микрорезонаторов, содержащих одноуровневые квантовые точки, показывает, что путем упругих деформаций изучаемой системы можно перестраивать ее поляритонный спектр и таким образом изменять ее энергетическую структуру и оптические свойства. Предложенный численный расчет расширяет возможности моделирования поляритонных систем, представляющих собой разновидность функциональных материалов с контролируемым распространением электромагнитных возбуждений.

1. *С.В. Дмитриев, Ю.А. Баимова*, ЖТФ **81**, 71 (2011).
2. *A.P. Alodjants, I.O. Barinov, S.M. Arakelian*, J. Phys. **B43**, 095502 (2010).
3. *E.S. Sedov, A.P. Alodjants, S.M. Arakelian, Y.Y. Lin, R.-K. Lee*, Phys. Rev. **A84**, 013813 (2011).
4. *J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade*, Photonic Crystals: Molding the Flow of Light, Princeton University Press, Princeton (2008).
5. *K.J. Vahala*, Nature **424**, 839 (2003).
6. *М.А. Калитиевский*, Письма в ЖТФ **23**, вып. 3, 74 (1997).
7. *В.Г. Голубев, А.А. Дукин, А.В. Медведев, А.Б. Певцов, А.В. Селькин, Н.А. Феоктистов*, ФТП **37**, 860 (2003).
8. *J. Vučković, M. Lončar, A. Scherer*, Phys. Rev. **B43**, 016608 (2001).
9. *V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Proskurenko*, Physica **B442**, 57 (2014).
10. *V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk, M.V. Sychanova, A.V. Kavokin*, Nature. Scientific Reports **4**, 6945 (2014).
11. *V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov, K.V. Gumennyk*, *M.V. Sychanova*, Physica **B461**, 32 (2015).
12. *Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская*, Основы кристаллооптики, Наука, Москва (1975).
13. *В.М. Агранович*, Теория экситонов, Наука, Москва (1968).
14. *А.С. Давыдов*, Теория молекулярных экситонов, Наука, Москва (1968).
15. *Н.Н. Боголюбов*, Избранные труды, Наукова думка, Киев (1970).

*V.V. Rumyantsev, S.A. Fedorov*

# PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC EXCITATIONS THROUGH A STRAINED ARRAY OF MICRORESONATORS

The polariton spectrum in a binary two-dimensional superlattice of coupled microresonators (microcavities) with embedded one-level quantum dots is studied. It is shown that elastic deformations result in a notable transformation of polariton spectrum of the studied system and thus permit to control its energy and optical properties.

**Keywords:** polariton spectrum, deformation tensor, microresonator, quantum dot

**Fig. 1.** Two-dimensional undeformed (*а*) and deformed (*б*) microcavity lattice with embedded quantum dots: $\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$ and $\mathbf{b}_1$, $\mathbf{b}_2$ denote, correspondingly, the direct and reciprocal lattice vectors. The shaded parallelogram depicts the first Brillouin zone

**Fig. 2.** Polariton dispersion dependencies $\Omega_{\pm}(\mathbf{k})$ in an undeformed (*а*) and deformed (*б*) microresonator lattices. The shaded area in the $k_x - k_y$ plane in Fig. 2,*б* corresponds the first Brillouin zone