ЖЭТФ, 2002, том 122, вып. 5 (11), стр. 1022–1026

ПРОЦЕССЫ РАСПАДА ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В РЕШЕТКАХ ЦЕПОЧЕЧНОГО ТИПА И СЛАБАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ

Е. П. Чулкин *

Физико-технический институт Уральского отделения Российской академии наук
426001, Ижевск, Россия

Поступила в редакцию 5 марта 2002 г.

Теоретически рассмотрено затухание высокочастотного звука в неупорядоченных квазиодномерных кристаллах полупроводников и диэлектриков, обусловленное трехфононными процессами распада и упругим рассеянием на дефектах структуры. Показано, что возникающие в режиме слабой локализации акустических колебательных возбуждений специфические интерференционные процессы существенно влияют на распространение звука. Данный механизм ослабления звука может наблюдаться экспериментально по особенностям частотной зависимости обратной длины затухания звука.

PACS: 63.50.+x, 66.70.+f

1. ВВЕДЕНИЕ

Вопрос о затухании звука из-за процессов распада в стандартных слабоанизотропных трехмерных кристаллических решетках без дефектов впервые рассматривался в работе [1]. Было показано, что анизотропия не вносит существенных изменений в решеточный коэффициент затухания звука. Механизм распространения высокочастотных акустических возбуждений при совместном действии упругого рассеяния на дефектах и трехфононных процессов распада анализировался аналитически [2, 3] и исследовался экспериментально [4–6]. Установлено, что в области гелиевых температур, в условиях доминирующего упругого рассеяния трехфононные процессы распада существенно изменяют диффузионный режим распространения акустических возбуждений.

По сравнению со стандартными трехмерными соединениями в решетках цепочечного типа из-за сильной анизотропии межатомного взаимодействия колебательный спектр проявляет квазиодномерные свойства во всей области частотного спектра, за исключением особых точек и границ спектра. Вследствие этого в неидеальных низкоразмерных решетках при распространении акустических возбуждений важными оказываются локализационные эффекты [7, 8]. Важно подчеркнуть, что в подобных решетках в условиях диагонального беспорядка не возникают хорошо определенные квазилокальные моды [9, 10]. В результате этого влияние слабой локализации колебательных мод можно проанализировать без учета перенормировки колебательного спектра [11] и эффекта задержки [12–14], которые в этом случае оказываются несущественными.

Целью данной работы является анализ влияния эффекта слабой локализации на затухание высокочастотного звука в неидеальных кристаллах цепочечного типа в ситуации, когда из всех трехфононных процессов существенны только процессы распада.

Рассматривается вопрос о локализации акустических колебательных мод с векторами смещений, ориентированными параллельно и перпендикулярно слабосвязанным цепочкам. Колебательными модами первого типа являются продольно поляризованные возбуждения (l-моды). Моды второго типа — это так называемые изгибные возбуждения (b-моды) [15–17]. Такие моды обнаружены в экспериментах по неупругому рассеянию нейтронов в квазиодномерном соединении $(\mathrm{Ta}_{1-x}\mathrm{Nb}_x\mathrm{Se}_4)_2\mathrm{I}$ [18] и косвенно проявляются в аномальном поведении низко-

*E-mail: chulkin@otf.fti.udmurtia.su

температурной решеточной теплоемкости недавно открытой новой фазы углерода — карболайта [19].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим кристалл с изолированными примесными атомами. Будем описывать его динамические свойства стандартным гамильтонианом с учетом кубического ангармонизма

$$H = H_0 + H_{imp} + H_{int} = H' + H_{int},$$

где

$$H_0 = \frac{1}{2M_0}\sum_{n,\alpha}(p_n^\alpha)^2 + \frac{1}{2}\sum_{\substack{n,n'\\ \alpha,\beta}} \Phi^{(0)\alpha\beta}_{n,n'} u_n^\alpha u_{n'}^\beta,$$

$$\begin{gathered} H_{imp} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{M} - \frac{1}{M_0}\right)\sum_{n,\alpha} c_n (p_n^\alpha)^2 + \\ + \frac{1}{2}\sum_{\substack{n,n'\\ \alpha,\beta}} \Delta\Phi^{\alpha\beta}_{nn'} u_n^\alpha u_{n'}^\beta, \\ H_{int} = \frac{1}{6}\sum_{\substack{n,n',n''\\ \alpha,\beta,\gamma}} \Phi^{\alpha\beta\gamma}_{n,n',n''} u_n^\alpha u_{n'}^\beta u_{n''}^\gamma, \\ \Delta\Phi^{\alpha\beta}_{nn'} = \Phi^{\alpha\beta}_{nn'} - \Phi^{(0)\alpha\beta}_{nn'}. \end{gathered} \tag{1}$$

Здесь H_0 — гамильтониан невозмущенной гармонической атомной решетки, H_{imp} — возмущение из-за примесей в этой системе, H' — гамильтониан гармонической неидеальной решетки, H_{int} описывает динамическое ангармоническое межионное взаимодействие, величины u_n^α и p_n^α — декартовы компоненты операторов смещения и импульса n-го атома, M и M_0 — массы соответственно примесного атома и атома идеальной решетки (предполагается, что примесь тяжелая, т. е. $M \gg M_0$), $\Phi_{nn'}$ и $\Phi_{nn'n''}$ — элементы матриц силовых параметров второго и третьего порядков. Индексом «0» помечены параметры регулярной системы. Множитель c_n равен нулю, если в узле n находится атом решетки, и равен единице, если в этом узле точечный дефект. Конфигурационное среднее $\langle c_n\rangle_n$ равно концентрации примесей c. Для простоты в дальнейшем предполагается, что матрицы силовых параметров диагональны по декартовым индексам. С целью сокращения записи совокупность узельного (n) и декартова (α) индексов обозначается как n. При проведении конкретных расчетов считается, что беспорядок является диагональным, т. е. примеси рассматриваются как изотопические дефекты. При этом мы не делаем различия между $\Phi_{nn'n''}$ и $\Phi^{(0)}_{nn'n''}$. Таким образом, рассматривается только ангармонизм матрицы, и он считается слабым. Полученные результаты можно обобщить на случай недиагонального беспорядка, когда $\Delta\Phi_{nn'} \neq 0$.

3. МОДЕЛЬ ЦЕПОЧЕЧНОГО КРИСТАЛЛА

Для определенности будем считать решетку квазиодномерного кристалла тетрагональной с параметрами элементарной ячейки a и b. Эффективное взаимодействие между атомами в базисной плоскости xy ($\|$) полагаем существенно более слабым, чем вдоль оси цепочек z ($\perp$). В этом случае имеем три характерных силовых параметра, которые удовлетворяют неравенству

$$|\Phi^{(0)s_\perp}_{xx}| \gg |\Phi^{(0)s_\|}_{xx}| \gg |\Phi^{(0)s_\|}_{zz}|. \tag{2}$$

Приведенным силовым параметрам соответствуют три характерные частоты: $\omega_3^2 \gg \omega_2^2 \gg \omega_1^2$. При этом законы дисперсии для акустических продольных и изгибных колебательных мод определяются как

$$\omega_l^2(\mathbf{k}) = \frac{(\omega_\perp b k_\perp)^2}{2} + \omega_\|^2\left(\sin^2\frac{k_x a}{2} + \sin^2\frac{k_y a}{2}\right), \tag{3}$$

$$\begin{gathered} \omega_b^2(\mathbf{k}) = (\omega_1 a k_\perp)^2 + \frac{(\omega_3 b^2 k_\perp^2)^2}{\pi} + \\ + \omega_2^2\left(\sin^2\frac{k_x a}{2} + \sin^2\frac{k_y a}{2}\right), \end{gathered} \tag{4}$$

где $\omega_3 \approx \omega_\perp$ и $\omega_1 \approx \omega_\|$. Частоты $\omega_\perp$ и $\omega_\|$ выражаются через параметры $\Phi^{(0)s_\perp}_{zz}$ и $\Phi^{(0)s_\|}_{zz}$ ($|\Phi^{(0)s_\perp}_{zz}| \gg |\Phi^{(0)s_\|}_{zz}|$) [7]. Существенно, что выполняется неравенство $\omega_\perp \gg \omega_\|$.

Введем в рассмотрение одночастичную запаздывающую гриновскую функцию G^+ [20], собранную на операторах динамических атомных смещений u_n:

$$G^+_{nn'}(t-t') = -i\theta(t-t')\langle[u_n(t), u_{n'}(t')]\rangle. \tag{5}$$

Угловые скобки означают статистическое усреднение с гамильтонианом H'. В импульсном представлении усредненная по примесным конфигурациям функция Грина моды j-й поляризации определяется выражением

$$\left(\tilde{G}_j^+\right)^{-1}(\mathbf{k},\omega) = \left(\bar{G}_j^+\right)^{-1}(\mathbf{k},\omega) - \Pi^j(\mathbf{k},\omega). \tag{6}$$

Здесь $\bar{G}_j^+(\mathbf{k},\omega)$ — конфигурационно усредненная запаздывающая одночастичная функция Грина, отвечающая полному гармоническому гамильтониану

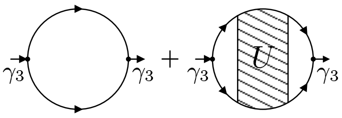
H', $\Pi^j(\mathbf{k},\omega)$ — поляризационный оператор. При этом

$$\bar{G}_j^+(\mathbf{k},\omega) = \left[\omega^2 - \omega_j^2(\mathbf{k}) - i\frac{\omega}{\tau_i^j(\omega)}\right]^{-1}, \qquad (7)$$

где время жизни для упругих процессов

$$\tau_i^j(\omega) = \left[\frac{\pi}{2}c\epsilon^2\omega^2 g_j(\omega)\right]^{-1}, \qquad (8)$$

$g_j(\omega)$ — спектральная парциальная функция плотности состояний колебательных мод, $\epsilon = (M-M_0)/M_0$. Предполагается, что температура сравнительно мала и рэлеевский механизм затухания квазичастиц превалирует над ангармоническим механизмом (см. ниже). Что касается поляризационного оператора Π^j, то в приближении кубического ангармонизма

$$\Pi^j = \Pi_1^j + \Pi_2^j =$$ 

. (9)

Графическое соотношение Π_1^j описывает стандартный трехфононный процесс спонтанного распада звукового кванта в присутствии дефектов, Π_2^j — взаимодействие между распадными звуковыми фононами и флуктуациями фононной плотности вблизи дефектов [21, 22]. В (9) линиям со стрелками соответствуют функции Грина $\bar{G}^{+(-)}$, а вершина U возникает от суммирования «веерных» графиков и характеризует процессы «когерентного обратного» рассеяния фононов на дефектах. Как известно, они определяют режим слабой локализации. Явное выражение для вершины U^j приведено в работе [7]. При вычислениях вклады l- и b-мод в вершину U^j считаются независимыми. Зададим параметр ангармонического взаимодействия Φ_j^3 в стандартном приближении

$$\Phi_j^3(\mathbf{k},\mathbf{k}_1,\mathbf{k}_2) = -i\tilde{\gamma}_3\omega_j(\mathbf{k})\omega_j(\mathbf{k}_1)\omega_j(\mathbf{k}_2),$$
$$\tilde{\gamma}_3 = \frac{\gamma_3}{(\gamma_\parallel^2\gamma_\perp)^{1/2}}. \qquad (10)$$

Здесь $\gamma_\parallel, \gamma_\perp$ ($\gamma_\perp \gg \gamma_\parallel$) и γ_3 — эффективные гармонические и ангармонические силовые постоянные. Заметим, что по порядку величины

$$\frac{\gamma_3^2\omega_{jmax}}{\gamma_\parallel^2\gamma_\perp} = \tilde{\gamma}_3^2\omega_{jmax} \approx 10\frac{\langle u^2\rangle}{a^2} = $$
$$= 10\delta_A^j = 10\frac{\left(\gamma_G^j\right)^2 h}{M\omega_{jmax}a^2}, \qquad (11)$$

где $\langle u^2\rangle$ — средний квадрат атомных смещений, $\omega_{jmax} \approx \omega_{3(\perp)}$ — максимальная частота в акустическом спектре, a — характерное межатомное расстояние, δ_A — параметр ангармоничности, γ_G^j — парциальный фактор Грюнайзена для j-й колебательной моды, M — масса атома, h — постоянная Планка. Величина δ_A может быть порядка 10^{-2}–10^{-1}, а не 10^{-3} (см., например, [23]). Отдельные члены поляризационного оператора, фигурирующие в (9), с учетом (10) определяются следующим образом:

$$\Pi_1^j(\mathbf{k},\omega) = i\tilde{\gamma}_3^2\omega_j^2(\mathbf{k})\int_0^\omega \frac{d\omega_1}{2\pi}\sum_{\mathbf{k}_1}\omega_j^2(\mathbf{k}_1)\omega_j^2(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)\times$$
$$\times\bar{G}_j^+(\mathbf{k}_1,\omega_1)\bar{G}_j^-(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1,\omega-\omega_1)\times$$
$$\times\left[1-\exp\left(\frac{\omega_1-\omega}{T}\right)\right]^{-1}, \qquad (12)$$

$$\Pi_2^j(\mathbf{k},\omega) = i\tilde{\gamma}_3^2\omega_j^2(\mathbf{k})\int_0^\omega \frac{d\omega_1}{2\pi}\sum_{\mathbf{k}_1,\mathbf{q}}\omega_j^2(\mathbf{k}_1)\omega_j^2(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1)\times$$
$$\times\bar{G}_j^+(\mathbf{k}_1,\omega_1)\bar{G}_j^-(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1,\omega-\omega_1)U^j(\mathbf{q};\omega,\omega_1)\times$$
$$\times\left[1-\exp\left(\frac{\omega_1-\omega}{T}\right)\right]^{-1}\times$$
$$\times\bar{G}_j^+(\mathbf{k}_1-\mathbf{q},\omega_1)\bar{G}_j^-(\mathbf{k}+\mathbf{q}-\mathbf{k}_1,\omega-\omega_1). \qquad (13)$$

Верхний предел интегрирования в (12), (13) определяется законом сохранения энергии.

4. ЗАТУХАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЗВУКА

Перейдем непосредственно к вопросу о затухании высокочастотного звука в соединении цепочечного типа с диагональным беспорядком. Распространение звука зависит от упругости кристаллической решетки. Его затухание $\Gamma^j(\omega)$ определяется мнимой частью поляризационного оператора одночастичной решеточной гриновской функции:

$$\Gamma^j(\omega) = \Gamma_1^j(\omega) + \Gamma_2^j(\omega) =$$
$$= \frac{\operatorname{Im}\Pi_1^j(\omega_j(\mathbf{k})) + \operatorname{Im}\Pi_2^j(\omega_j(\mathbf{k}))}{2\omega_j(\mathbf{k})}. \qquad (14)$$

Подразумевается, что $\omega \approx \omega_j(\mathbf{k})$. Чтобы получить нужные оценки $\operatorname{Im}\Pi_1^j$ и $\operatorname{Im}\Pi_2^j$ по порядку величины, ограничимся трехфононными процессами распада фонона на два с близкими энергиями. Кроме того, будем рассматривать ситуацию, когда в неидеальном кристалле можно пренебречь стандартным ангармоническим взаимодействием тепловых фононов, т. е. когда выполняется условие $\tau_i^{-1}(\omega) \gg \tau_N^{-1}(\omega)$, где τ_N — время релаксации за счет нормальных ангармонических процессов распада. Последнее неравенство эквивалентно условию

$$\begin{gathered} c\epsilon^2 \gg \delta_A^j \frac{\omega}{\omega_{jmax}} F\left(\frac{\omega}{2T}\right), \\ F\left(\frac{\omega}{2T}\right) = \left[1 - \exp\left(-\frac{\omega}{2T}\right)\right]^{-1}, \quad T < \omega. \end{gathered} \tag{15}$$

Здесь $\omega_{jmax} \approx \omega_\perp$ при $j = l$ и $\omega_{jmax} \approx \omega_3$ при $j = b$. Принимая во внимание сказанное, определим коэффициент затухания Γ^j в пределе высоких частот $\omega\tau_i^j(\omega) \gg 1$ $(\omega > T)$. Подставляя (7) в (12), (13) и учитывая (14), имеем

$$\Gamma_1^j(\omega) = \frac{\delta_A^j}{c\epsilon^2} \frac{\omega}{\omega_{jmax}} \omega_j(\mathbf{k}) F\left(\frac{\omega}{2T}\right), \tag{16}$$

$$\Gamma_2^j(\omega) = \frac{\delta_A^{l(b)}}{c\epsilon^2} \frac{\omega_j(\mathbf{k})}{\tau_i^{l(b)}(\omega)\omega_{\perp(3)}} \left(\frac{\omega}{\omega_{\parallel(2)}}\right)^2 F\left(\frac{\omega}{2T}\right). \tag{17}$$

Для сравнения запишем затухание звукового кванта частоты ω из-за спонтанного распада в отсутствие дефектов:

$$\Gamma_0^l(\omega) = \frac{1}{3}\delta_A^l \omega \left(\frac{\omega}{\omega_\perp}\right)^2 F\left(\frac{\omega}{2T}\right), \tag{18}$$

$$\Gamma_0^b(\omega) = \frac{1}{5}\delta_A^b \omega \left(\frac{\omega}{\omega_3}\right)^{3/2} F\left(\frac{\omega}{2T}\right). \tag{19}$$

Механизм затухания звука, описываемый соотношениями (16), (17), существен в области низких температур $(T < \omega)$, где рассеяние распадных фононов чувствительно к дефектам. Выражение для Γ_2^j в форме (17) справедливо в интервале частот $\omega_{\perp(3)}^2 > \omega^2 \gg 2\omega_{\parallel(2)}^2$, в котором законы дисперсии (3), (4) обнаруживают квазиодномерное поведение. При выводе (17) предполагалось также, что параметр «зацепления» цепочек $\omega_{\parallel(2)}^2 \tau_i^{l(b)}(\omega)/\omega \ll 1$. Для оценки относительного вклада эффекта слабой локализации в затухание звука сопоставим Γ_1^j и Γ_2^j. Из (16) и (17) имеем (см. также работу [7])

$$\begin{gathered} \frac{\Gamma_2^l}{\Gamma_1^l} = c\epsilon^2 \frac{\omega}{\omega_\perp} \left(\frac{\omega}{\omega_\parallel}\right)^2, \\ \frac{\Gamma_2^b}{\Gamma_1^b} = c\epsilon^2 \left(\frac{\omega}{\omega_3}\right)^{1/2} \left(\frac{\omega}{\omega_2}\right)^2. \end{gathered} \tag{20}$$

Отметим, что сравнение Γ_2^j (17) и Γ_0^j (18), (19) при условии $\omega_{\parallel(2)} < \omega$ показывает, что $\Gamma_2^j > \Gamma_0^j$.

Рассмотрим выражение (20). Оказывается, что если мера «дефектности» кристалла $c\epsilon^2 \le 1$, а величины $\omega_{\parallel(2)}$, характеризующие интенсивность взаимодействия цепочек, меньше ω, то в области низких температур, $T < \omega$, где важны процессы ангармонического распада фононов и не существенны процессы их слияния, возможна ситуация, при которой $\Gamma_2^j \le \Gamma_1^j$. Иными словами, влияние процессов обратного когерентного рассеяния на затухание звука может оказаться существенным из-за большого фазового объема квазиодномерного динамического поведения цепочечного кристалла. Как уже отмечалось, $\omega_3 \approx \omega_\perp$, $\omega_1 \approx \omega_\parallel$ и $\omega_1 \ll \omega_2$. Поэтому, согласно (20), при фиксированном параметре $c\epsilon^2$ влияние эффекта слабой локализации на затухание продольной моды колебаний более заметно по сравнению с изгибной модой колебаний. Используем экспериментальные данные работы [18] для соединения $(\mathrm{Ta}_{1-x}\mathrm{Nb}_x\mathrm{Se}_4)_2\mathrm{I}$: $\omega_\perp \approx 1$ ТГц, $\omega_\parallel \approx 0.15$ ТГц, $\omega_2 \approx 0.5$ ТГц. При рекордных частотах звуковых волн $\omega \approx 0.1$ ТГц, используемых в акустических измерениях, и величине параметра беспорядка $c\epsilon^2 \approx 1$ получаем численную оценку соотношения (20): $\Gamma_2^l/\Gamma_1^l \approx 0.1$, $\Gamma_2^b/\Gamma_1^b \approx 0.01$.

Обратная длина затухания звука (мнимая часть волнового числа), отвечающая вкладу эффекта слабой локализации [21, 24], определяется соотношением

$$\frac{1}{l_{\perp(\parallel)}^j(\omega)} = \frac{\Gamma_2^j(\omega)}{v_{\perp(\parallel)}^j(\omega)}, \tag{21}$$

где $v_{\perp(\parallel)}^j$ — средние групповые скорости j-й моды колебаний соответственно вдоль и поперек цепочек [7]. С использованием соотношений (17) и (2.17), (2.18) из работы [7] получаем

$$\begin{gathered} \frac{1}{l_\perp^l} = \sqrt{2}\frac{\delta_A^l}{b} \left(\frac{\omega}{\omega_\perp}\right)^3 \left(\frac{\omega}{\omega_\parallel}\right)^2, \\ \frac{1}{l_\parallel^l} = 2\frac{\delta_A^l}{a} \left(\frac{\omega}{\omega_\perp}\right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_\parallel}\right)^4; \end{gathered} \tag{22}$$

$$\begin{gathered} \frac{1}{l_\perp^b} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\delta_A^b}{b} \left(\frac{\omega}{\omega_3}\right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_2}\right)^2, \\ \frac{1}{l_\parallel^b} = 4\frac{\delta_A^b}{a} \left(\frac{\omega}{\omega_3}\right)^{3/2} \left(\frac{\omega}{\omega_2}\right)^4. \end{gathered} \tag{23}$$

Обратим внимание на то, что все обратные величины длин, определяемые (22) и (23), имеют различные частотные зависимости. Это дает возможность идентифицировать указанный механизм затухания звука по частотной зависимости. Выполним численные оценки величин $1/l^j_{\|(\perp)}$, используя значения параметров элементарной ячейки $a = 9.5$ Å, $c = 12.8$ Å для системы $(Ta_{1-x}Nb_xSe_4)_2I$ [18]. Если принять, что величина параметра ангармоничности δ_A порядка 10^{-2}, то $1/l^l_\perp \approx 50$ см$^{-1}$, $1/l^l_\| \approx 400$ см$^{-1}$, $1/l^b_\perp \approx 60$ см$^{-1}$, $1/l^b_\| \approx 2600$ см$^{-1}$.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проанализировано влияние эффекта слабой локализации акустических колебательных мод на коэффициент затухания высокочастотного звука в неидеальной ангармонической сильноанизотропной кристаллической решетке цепочечного типа. Рассмотрены продольно поляризованные возбуждения и возбуждения, напоминающие волны изгиба в невзаимодействующих цепочках. Показано, что при условии преобладания упругого рассеяния на дефектах над трехфононными процессами распада специфические интерференционные процессы рассеяния приводят к заметным перенормировкам коэффициента затухания звука. Ангармонический интерференционный механизм в принципе может превалировать над рэлеевским и стандартным ангармоническим механизмами. К сожалению, нам не известны экспериментальные данные по распространению акустических возбуждений в существенно неупорядоченных квазиодномерных кристаллах. Предсказываемую в данной работе перенормировку коэффициента затухания высокочастотного звука экспериментально можно обнаружить в соединениях типа карболайта [19], при работе по схеме тепловых импульсов [4] или в акустических исследованиях в диапазоне СВЧ.

Автор благодарен рецензенту за очень ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Покровский, А. М. Дыхне, ЖЭТФ **39**, 720 (1960).
2. Д. В. Казаковцев, И. Б. Левинсон, Письма в ЖЭТФ **27**, 194 (1978).
3. D. V. Kazakovtsev and Y. B. Levinson, Phys. Stat. Sol. B **96**, 117 (1979).
4. С. Н. Иванов, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, ЖЭТФ **99**, 1311 (1991).
5. S. N. Ivanov, E. N. Khazanov, P. Paszkiewicz, A. V. Taranov, and M. Wilczynski, Z. Phys. B **99**, 535 (1996).
6. Б. А. Данильченко, С. Н. Иванов, Д. В. Поплавский, А. В. Таранов, Е. Н. Хазанов, ЖЭТФ **112**, 325 (1997).
7. А. П. Жернов, Е. П. Чулкин, ЖЭТФ **117**, 350 (2000).
8. Е. П. Чулкин, А. П. Жернов, Т. Н. Кулагина, ФНТ **26**, 173 (2000).
9. М. А. Иванов, Ю. В. Скрипник, ФТТ **32**, 2965 (1990).
10. М. А. Иванов, А. М. Косевич, Е. С. Сыркин, Ю. В. Скрипник, И. А. Господарев, С. Б. Феодосьев, ФНТ **19**, 434 (1993).
11. A. P. Zhernov, E. I. Salamatov, and E. P. Chulkin, Phys. Stat. Sol. B **165**, 355 (1991).
12. A. L. Burin, L. A. Maksimov, and I. Y. Polishchuk, Physica B **210**, 49 (1995).
13. I. Y. Polishchuk, L. A. Maksimov, and A. L. Burin, Phys. Rep. **288**, 205 (1997).
14. А. П. Жернов, Е. П. Чулкин, ЖЭТФ **113**, 930 (1998).
15. И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **22**, 475 (1952).
16. А. М. Косевич, *Теория кристаллической решетки*, Вища школа, Харьков (1988).
17. Е. Г. Бровман, Ю. Каган, А. Холас, ЖЭТФ **61**, 2429 (1971).
18. J. E. Lorenzo, R. Currat, P. Monceau et al., J. Phys.: Condens. Matter **10**, 5039 (1998).
19. A. F. Gurov, V. N. Kopylov, K. Kusano, A. V. Palnichenko, E. I. Salamatov, and S. Tanuma, Phys. Rev. B **56**, 11629 (1997).
20. Ю. М. Каган, *Материалы школы по теории дефектов в кристаллах*, Тбилиси (1969), т. 2, с. 93.
21. А. П. Жернов, Е. П. Чулкин, ЖЭТФ **109**, 602 (1996).
22. A. P. Zhernov and E. P. Chulkin, Phys. Stat. Sol. B **193**, 67 (1996).
23. M. Saint-Paul, S. Holtmeier, R. Britel et al., J. Phys.: Condens. Matter **8**, 2021 (1996).
24. Е. П. Чулкин, А. П. Жернов, Т. Н. Кулагина, ФНТ **25**, 1218 (1999).