

Низкоэнергетическая непараболичность и конденсонные состояния в кристаллах In_4Se_3

© Д.М. Берча, Л.Ю. Хархалис, А.И. Берча, М. Шнайдер*

Ужгородский государственный университет,
294000 Ужгород, Украина

* Институт физики педагогического университета,
Жешув, Польша

(Получена 30 августа 1996 г. Принята к печати 16 декабря 1996 г.)

Показано, что в трехмерном случае кристалла In_4Se_3 благодаря низкоэнергетической непараболичности и особенностям плотности состояний возможна реализация конденсонного состояния и неустойчивости электрон-фононной системы, разрешающейся в неоднородное состояние.

In_4Se_3 — один из перспективных материалов для солнечной энергетики. Последнее время он интенсивно изучается как в кристаллическом, так и в пленочном состояниях (см., например, [1–10]). Поскольку кристалл In_4Se_3 обладает слоистой структурой, то, по-видимому, некоторые из его уникальных свойств могут быть объяснены этими особенностями строения и химической связи. Важным для данных кристаллов является вопрос о локализации носителей тока, обусловленной как спецификой дефектов [11,12], так и способностью к образованию крупномасштабных флуктуаций за счет существования различных политипных состояний, либо за счет существования метастабильных состояний в реальных образцах, природа которых неизвестна.

Простейшим видом локализации является локализация электронов вблизи деформации, вызванной полем самого электрона, на что впервые указал Ландау [13]. Рассмотрение в ионном [14] и гомеополярном диэлектриках [15] привело к понятию полярона и конденсона. Как показано Пекарем и Дейгеном [15], конденсонное состояние обусловлено взаимодействием электрона с акустическими фононами. Это взаимодействие описывалось в адиабатическом приближении и приближении эффективной массы при помощи потенциала деформации. Полученный в работе [15] критерий показал, что в принципе возможно существование конденсонов достаточно большого радиуса только в одномерном случае [16]. Для двумерных и трехмерных систем критерий практически не выполняется ни для одного известного полупроводникового материала, если анализ образования конденсонного состояния проводить только для квадратичного закона дисперсии носителей тока. Кибис [17] показал, что в двумерных слоях дырочных полупроводников при некоторых условиях реализуется энергетический спектр для дырок $E(\mathbf{k}) \sim k^4$ и в этом случае возможно образование конденсонного состояния большого радиуса при сколь угодно малом взаимодействии носителей заряда с акустическими фононами. Покажем, что конденсонные состояния возможны и для трехмерных систем, в частности для кристалла In_4Se_3 . Как видно из работы [17], большое значение для решения данной проблемы имеет закон дисперсии. Поэтому кратко остановимся на особенностях зонного спектра кристалла In_4Se_3 .

Кристалл In_4Se_3 содержит 14 атомов в элементарной ячейке с параметрами решетки $a_1 = 15.297 \text{ \AA}$, $a_2 = 12.308 \text{ \AA}$, $a_3 = 4.085 \text{ \AA}$ и описывается пространственной группой $Pnmm$ [18]. Согласно нашим расчетам [19–21], валентная зона (ВЗ) состоит из 60 подзон, сгруппированных в минимальные комплексы зон по две подзоны [20]. У края валентной полосы зонная структура очень сложная, так как для нее характерно большое число пересечений подзон. Минимальная запрещенная зона локализована в точке Γ ($\mathbf{k} = \mathbf{0}$, $E_g = 0.67 \text{ эВ}$). В ВЗ и зоне проводимости (ЗП) имеются дополнительные экстремумы, локализованные в точках $(0, 0, 2\pi/a_2, 0)$ и $(0, 0, 0, 425\pi/a_3)$. Энергетическое расстояние между двумя минимумами ЗП порядка $0.06\text{--}0.08 \text{ эВ}$, а между двумя максимумами ВЗ $\sim 0.05 \text{ эВ}$.

Детальные исследования дисперсионных кривых вблизи экстремальной точки Γ [20] показали, что они могут быть описаны аналитическим выражением

$$E(k) = -\alpha_1 k_x^2 - \alpha_2 k_y^2 - \alpha_3 k_z^2 + \beta_1 k_x^4 + \beta_2 k_y^4 + \beta_3 k_z^4, \quad (1)$$

хотя не исключено, как это следует из нашего анализа [20], что законы дисперсии электронов и дырок значительно сложнее.

Для дальнейшего рассмотрения изберем закон дисперсии (1) с параметрами, полученными из обработки по методу наименьших квадратов расчетных данных: $\alpha_1 = 1.348 \cdot 10^{-18} \text{ эВ} \cdot \text{м}^2$, $\alpha_2 = 1.996 \cdot 10^{-18} \text{ эВ} \cdot \text{м}^2$, $\alpha_3 = 5.245 \cdot 10^{-20} \text{ эВ} \cdot \text{м}^2$, $\beta_1 = 2.697 \cdot 10^{-35} \text{ эВ} \cdot \text{м}^4$, $\beta_2 = 2.092 \cdot 10^{-35} \text{ эВ} \cdot \text{м}^4$, $\beta_3 = 8.452 \cdot 10^{-37} \text{ эВ} \cdot \text{м}^4$ для ЗП и $\alpha_1 = -5.445 \cdot 10^{-19} \text{ эВ} \cdot \text{м}^2$, $\alpha_2 = 6.911 \cdot 10^{-19} \text{ эВ} \cdot \text{м}^2$, $\alpha_3 = 5.680 \cdot 10^{-19} \text{ эВ} \cdot \text{м}^2$, $\beta_1 = -5.870 \cdot 10^{-36} \text{ эВ} \cdot \text{м}^4$, $\beta_2 = 7.106 \cdot 10^{-36} \text{ эВ} \cdot \text{м}^4$, $\beta_3 = 3.799 \cdot 10^{-37} \text{ эВ} \cdot \text{м}^4$ для ВЗ. При переходе к безразмерным величинам в законе дисперсии (1) получаем, что коэффициенты при четвертых степенях переменных $k_x a_1/\pi$, $k_y a_2/\pi$, $k_z a_3/\pi$ на 2 порядка больше, чем при квадратах. Следует также обратить внимание на отрицательный знак при квадратах этих переменных, а также на то, что закон дисперсии (1) существенно отличается своей непараболичностью от обычно принятой при достаточно больших k , как это имеет место в полупроводниках $A^{III}B^V$.

Из выражения (1) видно, что абсолютные экстремумы локализованы не точно в центре зоны Бриллюэна

($\mathbf{k} = 0$), а смещены в точки $k_i = \pm(\alpha_i/2\beta_i)^{1/2}$ ($i = 1, 2, 3$). В окрестности точки Γ имеется область отрицательной кривизны (см. рис. 2 из [21]). Глубина минимума зоны определяется из соотношения $E_{0i} = \alpha_i^2/4\beta_i$, причем, как показали численные оценки для ЗП, наибольшая глубина наблюдается в направлении $\Gamma-Y$ и составляет $E_{02} = 47.6$ мэВ, а наименьшая — в направлении $\Gamma-Z$ ($E_{03} = 1.0$ мэВ).

Таким образом, закон дисперсии (1) характеризуется полидолиной непараболическостью с отрицательной кривизной при наименьших волновых векторах. Дополнительные долины практически не проявляют аномалий в своих законах дисперсии и достаточно хорошо описываются квадратичной зависимостью.

Для решения задачи о формировании конденсированного состояния рассмотрим взаимодействие носителей заряда с акустическими фононами с учетом закона дисперсии (1). Для этого воспользуемся вариационной процедурой, как это было сделано в классической работе Дейгена и Пекаря [15]. Задача состоит в отыскании экстремали функционала

$$E(\psi, u_{ij}) = -\int \left[\alpha_1 \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \alpha_2 \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \alpha_3 \left(\frac{\partial \psi}{\partial z} \right)^2 \right] d^3 \mathbf{r} + \int \left[\beta_1 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right)^2 + \beta_2 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right)^2 + \beta_3 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right)^2 \right] d^3 \mathbf{r} + \int \sum_{ij} b_{ij} u_{ij} |\psi|^2 d^3 \mathbf{r} + \frac{1}{2} \sum_{ijkl} \lambda_{ijkl} u_{ij} u_{kl}, \quad (2)$$

где b_{ij} ($b_{ii} \equiv b_{ii}$) компоненты тензора потенциала деформации, $\lambda_{ijkl} \equiv \lambda_{ijkl}$ — компоненты тензора модулей упругости.

Экстремаль $\psi(\mathbf{r})$, являющаяся собственной функцией уравнения Шредингера при наличии члена электрон-фононного взаимодействия в рамках приближения потенциала деформации, определяется при дополнительном условии

$$\int |\psi|^2 d^3 \mathbf{r} = 1. \quad (3)$$

Если рассматривать взаимодействие электрона с продольными акустическими колебаниями, то в этом случае достаточно ограничиться диагональными членами тензора деформации: $u_{ij} = u_{ii}$ ($i = 1, 2, 3$).

Абсолютный минимум функционала можно искать, варьируя сначала компоненты тензора деформации при фиксированной произвольной функции ψ , а затем варьируя ψ . Приравняем к нулю вариацию функционала E по u_{ij} . Для случая ромбического кристалла получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} \lambda_{11} u_{11} + \lambda_{12} u_{22} + \lambda_{13} u_{33} + b_1 \psi^2 &= 0, \\ \lambda_{22} u_{22} + \lambda_{12} u_{11} + \lambda_{23} u_{33} + b_2 \psi^2 &= 0, \\ \lambda_{33} u_{33} + \lambda_{13} u_{11} + \lambda_{23} u_{22} + b_3 \psi^2 &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Из системы (4) вытекает, что

$$\begin{aligned} u_{11} &= -\frac{B}{\Lambda} \psi^2; \\ u_{22} &= \left[-\frac{\lambda_{21} \lambda_{33} - \lambda_{13} \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}} \frac{B}{\Lambda} + \frac{b_2 \lambda_{33} - b_3 \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}} \right] \psi^2; \\ u_{33} &= \left[-\frac{\lambda_{22} \lambda_{13} - \lambda_{21} \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}} \frac{B}{\Lambda} + \frac{b_3 \lambda_{22} - b_2 \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}} \right] \psi^2, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} B &= \lambda_{12} \frac{b_2 \lambda_{33} - b_3 \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}} + \lambda_{13} \frac{b_3 \lambda_{22} - b_2 \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}}, \\ \Lambda &= \lambda_{11} + \lambda_{12} \frac{\lambda_{21} \lambda_{33} - \lambda_{13} \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}} + \lambda_{13} \frac{\lambda_{22} \lambda_{13} - \lambda_{21} \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}}. \end{aligned}$$

Исключая u_{ij} из уравнения (2), сводим задачу к нахождению экстремали нового функционала. В результате получаем

$$E(\psi) = E_0(\psi) - \tilde{A} \int |\psi|^4 d^3 \mathbf{r}. \quad (6)$$

Здесь $E_0(\psi)$ — часть функционала без электрон-фононного взаимодействия;

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= b_1 \frac{B}{\Lambda} + b_2 \left[\frac{\lambda_{21} \lambda_{33} - \lambda_{13} \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}} \frac{B}{\Lambda} - \frac{b_2 \lambda_{33} - b_3 \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}} \right] \\ &+ b_3 \left[\frac{\lambda_{22} \lambda_{13} - \lambda_{21} \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}} \frac{B}{\Lambda} - \frac{b_3 \lambda_{22} - b_2 \lambda_{23}}{\lambda_{23}^2 - \lambda_{22} \lambda_{33}} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

Минимизацию функционала (5) выполним с помощью пробной функции [23]

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{r}) &= \left(\frac{(\mu_1 \mu_2 \mu_3)^{1/3} \sqrt{2}}{(a_1 a_2 a_3)^{1/3}} \right)^{3/2} \exp \left[-\pi \left[\left(\frac{\mu_1}{a_1} \right)^2 x^2 \right. \right. \\ &\left. \left. + \left(\frac{\mu_2}{a_2} \right)^2 y^2 + \left(\frac{\mu_3}{a_3} \right)^2 z^2 \right] \right], \end{aligned} \quad (8)$$

удовлетворяющей условию нормировки, μ_1, μ_2, μ_3 — безразмерные вариационные параметры, a_1, a_2, a_3 — постоянные решетки.

После интегрирования получаем

$$\begin{aligned} E(\mu) &= -\pi \left[\alpha_1 \left(\frac{\mu_1}{a_1} \right)^2 + \alpha_2 \left(\frac{\mu_2}{a_2} \right)^2 + \alpha_3 \left(\frac{\mu_3}{a_3} \right)^2 \right] \\ &+ 3\pi^2 \left[\beta_1 \left(\frac{\mu_1}{a_1} \right)^4 + \beta_2 \left(\frac{\mu_2}{a_2} \right)^4 + \beta_3 \left(\frac{\mu_3}{a_3} \right)^4 \right] \\ &- \tilde{A} \frac{\mu_1 \mu_2 \mu_3}{a_1 a_2 a_3}. \end{aligned} \quad (9)$$

Для образования устойчивых конденсонных состояний функционал $E(\mu)$ должен иметь минимум. Необходимое условие экстремума можно найти из системы уравнений

$$-\frac{2\pi\alpha_1}{a_i^2}\mu_i + \frac{12\pi^2\beta_i}{a_i^4}\mu_i^3 - \tilde{A}\frac{\mu_j\mu_k}{a_ia_ja_k} = 0, \quad (10)$$

$i = 1, 2, 3; j = 2, 3, 1; k = 3, 2, 1$. Однако для оценки достаточно ограничиться случаем, когда μ_1, μ_2 и μ_3 совпадают, а вместо параметров решетки рассматривать приведенное значение $a_{av} = (a_1a_2a_3)^{1/3}$ и использовать одно из уравнений (10).

Решая уравнение (10), для μ_{\min} получаем

$$\mu_{\min} = \frac{\tilde{A}a_{av} + a_{av}(\tilde{A}^2 + 96\pi^3\alpha\beta)^{1/2}}{24\pi^2\beta}, \quad (11)$$

где α и β принимают соответственно выше приведенные значения $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ и $\beta_1, \beta_2, \beta_3$.

Используя данные о потенциалах деформации [24]¹ и упругих модулях [25] для кристалла In_4Se_3 , оценим величину \tilde{A} , которая оказывается $\tilde{A} = 5.588 \cdot 10^{-29}$ эВ·м³. Тогда $\mu_{\min} \sim 0.06$. Как легко можно видеть из (11), основной вклад в μ_{\min} вносят параметры закона дисперсии α и β . Поскольку $E(\mu_{\min}) < 0$, конденсонное состояние образуется. Радиус этого состояния определяется из выражения

$$a_0^2 \sim \frac{1}{\pi} \frac{a_{av}^2}{\mu},$$

откуда $a_0 = 9.4a_{av} \sim 100 \text{ \AA} \gg a_{av}$.

Последняя оценка показывает, что конденсонное состояние в модели с параметрами In_4Se_3 в континуальном приближении определяется, причем его энергия связи $E_b \sim 4 \cdot 10^{-2}$ эВ.

Роль электрон-фононного взаимодействия в кристалле In_4Se_3 фактически сводится к рассеянию носителей тока в пределах сложной долины, где электрон может пребывать в состояниях с различной "эффективной массой" (положительной, отрицательной и бесконечно большой), что способствует перемешиванию состояний, описываемыми блоховскими функциями μ_k , и образованию локализованной функции вида

$$\psi = \int C(k)\psi_k dk. \quad (12)$$

Модели конденсона соответствует ситуация, когда каждый носитель тока взаимодействует с решеткой через деформационный потенциал индивидуально. Такое рассмотрение оправдано при малых концентрациях свободных носителей. Так как в диэлектриках или полупроводниках решетка формируется в отсутствие свободных носителей, их присутствие может сопровождаться неустойчивостью электрон-фнонной системы [26–28]. В

¹ Величины потенциалов деформации из работы [24] необходимо брать с обратным знаком, так как они там оценивались для деформации сжатия.

работе [26] получен критический параметр A возникновения такой неустойчивости при низких температурах для изотропного случая:

$$A = \frac{3b^2n}{2\lambda E(k_f(n))} = (a_0^3n)^{1/3},$$

где a_0 — радиус конденсона. Как указывалось в [26,27], критерий неустойчивости $A > 1$ отвечает таким плотностям носителей, когда области конденсонных состояний перекрываются, т.е. когда образуется мультиконденсон (конденсонная жидкость). Однако, так как в приближении квадратичного закона дисперсии не получено

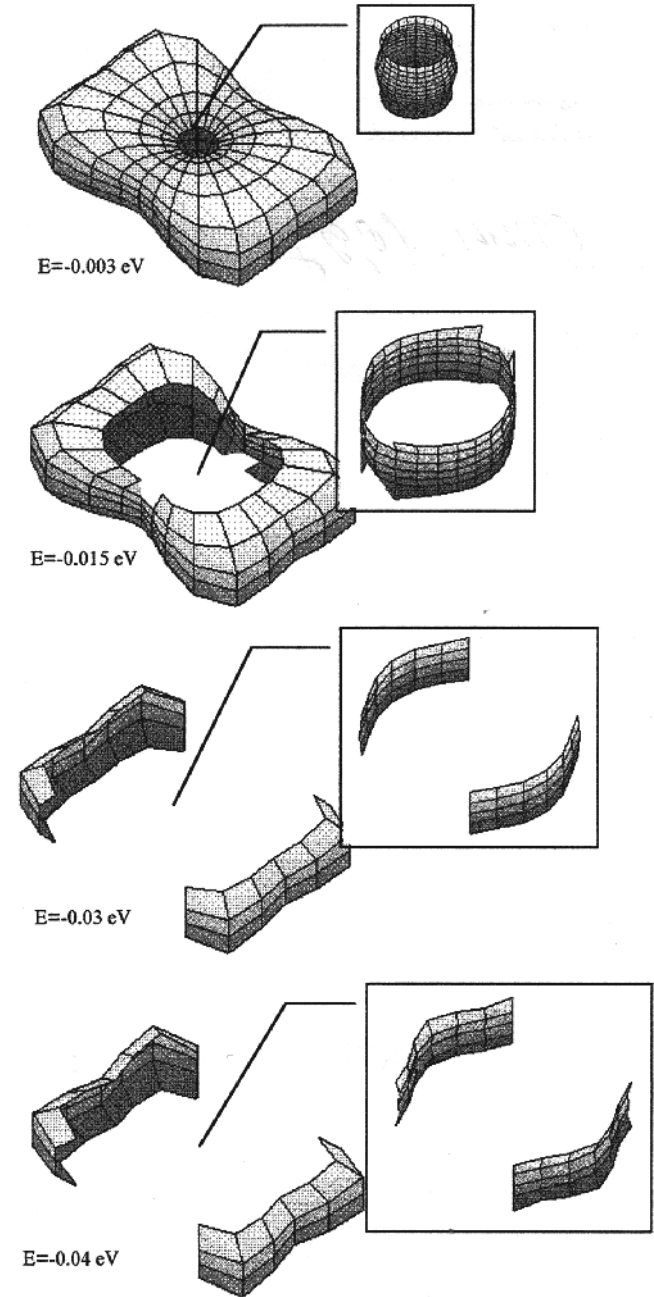


Рис. 1. Последовательность изоэнергетических поверхностей для электронов основной долины кристалла In_4Se_3

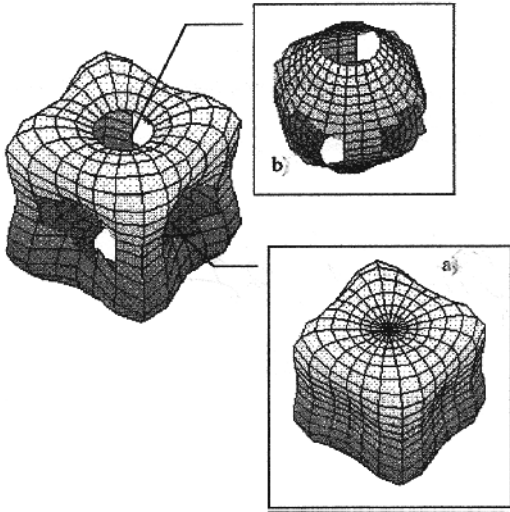


Рис. 2. Поверхность минимумов (а) и полученные при помощи программы MAPLE 4 части изоэнергетической поверхности (b) для закона дисперсии (14).

конденсированное состояние в континуальном приближении, в этом подходе не удалось получить конечных состояний мультиконденсона. В нашем случае, по-видимому, не возникает таких препятствий.

Создавая легированием, инъекцией или фотогенерацией дополнительные носители тока, тем самым создаем условия для образования "капель" мультиконденсированной жидкости, чаще всего в области деформационных случайных ям, существующих в пространственном рельефе края ЗП или ВЗ.

Возможность устойчивых неоднородных состояний обеспечивается, если уменьшение электронной энергии, связанное с перетеканием носителей в области, где дно зоны понижается, превысит проигрыш энергии деформации решетки. Параметр A тогда определяется [27]

$$A = \frac{b^2}{\lambda \partial E_f(N, T) / \partial N}. \quad (13)$$

Так как функция плотности состояний (ПС) от концентрации прямо пропорциональна обратной скорости изменения с концентрацией энергии Ферми E_f , то из (13) вытекает, что неустойчивость возникает при большой ПС на уровне Ферми. Значительный рост ПС на уровне Ферми достигается двумя путями: за счет перераспределения носителей в многодолинных полупроводниках из более легкой в более тяжелую долину или за счет "взрывного" возрастания ПС на уровне Ферми вследствие особенностей топологии изоэнергетических поверхностей (ИП). Покажем, что в нашем случае ПС имеет такие особенности, которые обеспечивают при обычных значениях констант деформационных потенциалов b и модулей упругости λ выполнения критерия $A > 1$.

На рис. 1 представлена последовательность ИП для электронов основной долины кристалла In_4Se_3 . Как видно из рис. 1, ИП скачкообразно изменяют свою

топологию, что приводит соответственно к изменению в зависимости от энергии ПС.

Так как анизотропия оказалась не очень существенной для реализации устойчивого конденсированного состояния (важным является только наличие в законе дисперсии (1) членов с четвертыми степенями компонент волновых векторов), ограничимся для отыскания особенностей в ПС изотропным случаем закона дисперсии носителей тока (1).

В сферических координатах (1) записывается в виде

$$E(k, \theta, \varphi) = -k^2 + A(\theta, \varphi)k^4, \quad (14)$$

где

$$A(\theta, \varphi) = \frac{\beta}{\alpha^2} [(\sin^4 \varphi + \cos^4 \varphi) \cos^4 \theta + \sin^4 \theta],$$

откуда

$$K^2(E, \theta, \varphi) = \frac{1 \pm [1 + 4EA(\theta, \varphi)]^{1/2}}{2A(\theta, \varphi)}. \quad (15)$$

Поверхность минимумов (рис. 2, а) зависит от направлений и определяется выражением

$$E_{\min} = -\frac{1}{4A(\theta, \varphi)}; \quad k_{\min}^2 = \frac{1}{2A(\theta, \varphi)}. \quad (16)$$

Абсолютные минимумы энергии сосредоточены на вершинах куба. На рис. 2, b представлена ИП, которая состоит из двух частей — внутренней и внешней. Как видно из рис. 2, b, поверхность представляет собой среднее между тором с "петлями" минимумов и объемным тором с поверхностью минимумов. Вследствие изменения топологии ИП с ростом энергии изменяется характеристика

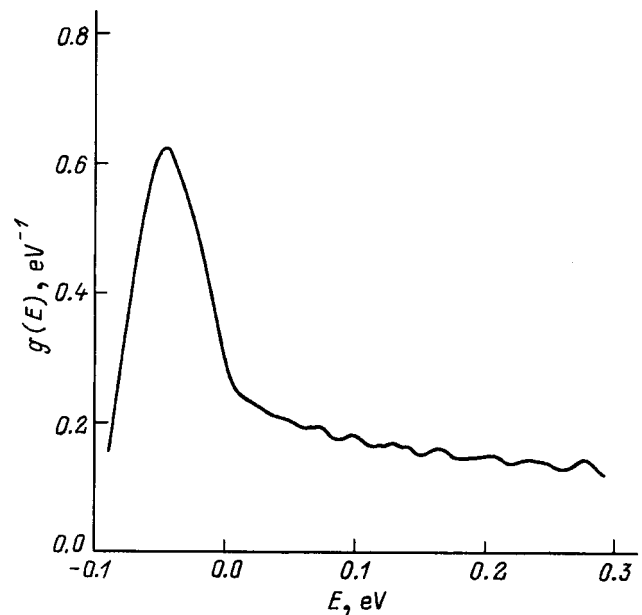


Рис. 3. Рассчитанная плотность состояний для закона дисперсии (1) с параметрами для кристалла In_4Se_3 .

Эйлера $\chi(E)$ [22] от 8×2 до $+4$. При этом пикообразно возрастает ПС при увеличении концентрации (P_0 — особенность, отвечающая $\chi(E) = 4$, несколько "размазанная" слева переходом от другой топологии с характеристикой $\chi(E) = 2$). На рис. 3 представлена рассчитанная зависимость ПС от энергии для закона дисперсии (1) с параметрами кристалла In_4Se_3 .

Таким образом, как и в случае электронов в квантующем магнитном поле [29], снимается концентрационный барьер для реализации критического состояния, существующий для обычного квадратичного закона дисперсии. Развивающаяся неустойчивость за счет появления носителей с бесконечно большим и отрицательными массами наиболее вероятно разрешается переходом в неоднородное состояние.

Итак, в разных подходах убеждаемся, что закон дисперсии (1) позволяет получить неоднородность в виде капель мультikonденсона, которые, по-видимому, являются причиной специфических особенностей физических свойств кристалла In_4Se_3 (реализации температурной зависимости электропроводности по закону Мотта в достаточно широком интервале температур [30], частотной зависимости электропроводности [31], сложной температурной зависимости термоэдс [32] и параметра анизотропии электропроводности, многократной инверсии коэффициента Холла [32], анизотропного рассеяния рентгеновских лучей [2], отклонении от закона Гука при малых напряжениях [33]).

Авторы благодарят А.Н. Борца за помощь в анализе связи топологии изоэнергетических поверхностей с плотностью состояний, а также Ал.Л. Эфроса за дискуссию по материалах статьи.

Список литературы

- [1] U.H. Schwarz, H. Hillebrecht, H.J. Deiseroth, R. Walter. Z. Kristallographic, **210**, 342 (1995).
- [2] О.И. Бодак, Ю.М. Оришин, В.П. Савчин. Кристаллография, **25**, 628 (1980).
- [3] И.М. Стахира, П.Г. Ксьондзик. УФЖ, **26**, 762 (1981).
- [4] И.М. Стахира, П.Г. Ксьондзик. УФЖ, **27**, 1196 (1982).
- [5] А.Б. Оныскив, Ю.М. Оришин, В.П. Савчин, И.М. Стахира, И.М. Фецох. ФТП, **24**, 423 (1990).
- [6] В.П. Захарко, В.П. Савчин, И.М. Стахира, Г.П. Шеремет. ФТТ, **23**, 1881 (1981).
- [7] Е.П. Жадько, Э.И. Рашба, В.А. Романов, И.М. Стахира, К.Д. Товстюк. ФТТ, **7**, 1777 (1965).
- [8] C. Julien, A. Khelifa, J.P. Guesdon. Mater. Sci. Engin., **B27**, 53 (1994).
- [9] C. Julien, A. Khelifa, N. Benramdane, J.P. Guesdon, P. Dzwonkowski, I. Samaras, M. Balkanski. Mater. Sci. Engin., **B23**, 105 (1994).
- [10] N. Benramdane, R.H. Misho. Sol. Energy Mater. and Solar Cells, **37**, 367 (1995).
- [11] Д.М. Берча, В.Т. Маслюк, М.П. Заячковский. УФЖ, **20**, 1417 (1975).
- [12] Ф.В. Мощный. Автореф. докт. дис. (Киев, 1993).
- [13] Л.Д. Ландау. *О движении электрона в кристаллической решетке*, под ред. Е.М. Лифшица (М., Наука, 1970) т. 1.
- [14] С.И. Пекар. *Исследования по электронной теории кристаллов* (М., Изд-во АН СССР, 1951).
- [15] М.Ф. Дейген, С.И. Пекар. ЖЭТФ, **21**, 803 (1951).
- [16] Э.И. Рашба. Опт. и спектр., **2**, 88 (1957).
- [17] О.В. Кибис. ФТП, **29**, 125 (1995).
- [18] J.H.C. Hogg, H.N. Sutherland, D.J. Willians. Acta Crystal, **29B**, 1590 (1973).
- [19] Д.М. Берча, О.Б. Митин, А.В. Ришко. В сб: *Материалы оптоэлектроники*, (Киев, Техника, 1992) вып. 1. 81.
- [20] Д.М. Берча, О.Б. Митин, Л.Ю. Харкалис, А.И. Берча. ФТТ, **37**, 3233 (1995).
- [21] Д.М. Берча, Л.Ю. Харкалис, О.Б. Митин. УФЖ, **40**, 729 (1995).
- [22] А.Н. Борец. Деп ВИНТИ N 2475-75 (Ужгород, 1975).
- [23] А.С. Давыдов. *Теория твердого тела* (М., Наука, 1976).
- [24] Д.М. Берча, О.Б. Митин, И.М. Раренко, Л.Ю. Харкалис, А.И. Берча. ФТП, **28**, 1249 (1994).
- [25] В.Я. Курячий, Г.Ю. Богачев, В.П. Михальченко, И.М. Стахира. Изв. Ан СССР. Неорг. матер., **22**, 855 (1986).
- [26] С.И. Пекар, В.И. Пипа, В.Н. Писковой. Письма ЖЭТФ, **12**, 338 (1970).
- [27] В.А. Кочелап, В.Н. Соколов, Б.Ю. Венгалис. *Фазовые переходы в полупроводниках с деформационным электрон-фононным взаимодействием*. (Киев, Наук. думка, 1984).
- [28] В.И. Пипа, В.Н. Писковой. ФТТ, **14**, 2286 (1972).
- [29] В.А. Кочелап, В.Н. Соколов. ЖЭТФ, **65**, 823 (1973).
- [30] И.М. Стахира, В.П. Савчин, Г.М. Демків. УФЖ, **38**, 891 (1993).
- [31] И.М. Стахира, Г.М. Демків, О.Е. Флюнт. УФЖ, **40**, 737 (1995).
- [32] В.П. Савчин. ФТП, **15**, 1430 (1981).
- [33] А.А. Логвиненко, И.М. Спитковский, И.М. Стахира. ФТТ, **16**, 2743 (1974).

Редактор В.В. Чалдышев

Low energy unparabolicity and condenson states in In_4Se_3 crystals

D.M. Bercha, L.Yu. Kharkhalis, A.I. Bercha, M. Shnajder*

University of Uzhgorod,
294000 Uzhgorod, the Ukraine

* Institute of Physics of Pedagogical University,
Rzhesow, Poland