

ИНФРАКРАСНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОГО КОМПЕНСИРОВАННОГО
МАТЕРИАЛА $Cd_xHg_{1-x}Te$
С УЗКОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ

А.И.Белогорозов, Л.И.Белогорохова

Температурные зависимости оптического пропускания и фоточувствительности в инфракрасной области спектра легированных компенсированных полупроводников с узкой запрещенной зоной на примере $Cd_xHg_{1-x}Te$ в одних и тех же экспериментальных условиях исследованы в диапазоне температур 5 – 400 К. Обнаруженные резкие аномальные изменения положения края основного поглощения, максимума и относительной интенсивности фоточувствительности материала в области температур 50 – 65 К объясняются с позиций проявления коллективных эффектов в неупорядоченных полупроводниках. Методами растровой электронной микроскопии в режиме вольтового контраста получены оценки пространственных размеров образующихся при температуре жидкого азота областей кристалла p -типа проводимости.

Узкозонные твердые полупроводниковые растворы используются, как правило, при разработке современных оптоэлектронных систем, работающих в среднем и дальнем ИК-диапазоне длин волн. Это связано, как известно, с возможностью варьирования ширины запрещенной зоны материала E_g путем изменения состава, примесного легирования, при помощи внешних воздействий и т.д. Тем не менее параметры ИК-приборов на основе таких материалов, как $Cd_xHg_{1-x}Te$, лимитированы высокой остаточной концентрацией свободных носителей заряда (КСНЗ) до 10^{18} cm^{-3} , которые в свою очередь обусловлены наличием в образце большого количества вакансий, междоузлий, образующихся в кристаллах в процессе роста при отклонении от стехиометрии. В ряде случаев это может быть вызвано наличием остаточных неконтролируемых примесей. Уменьшить КСНЗ до $\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ можно в процессе дополнительного отжига или введением компенсирующих примесей. Однако такое дополнительное воздействие на материал приводит к появлению в образце случайного поля, роль которого может быть существенной в процессах оптического поглощения при энергиях квантов, сравнимых с E_g , а также в явлениях переноса заряда и перераспределения внутренней энергии в кристалле.

В настоящей работе получен ряд экспериментальных данных, которые, с одной стороны, не поддаются объяснению с позиций современной теории коллективных эффектов в твердых телах, а с другой — оказывают заметное влияние на протекание кинетических процессов в кристаллах.

В работе исследовались монокристаллические образцы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $0.19 < x < 0.30$ n - и p - типа проводимости. Концентрация носителей заряда $n, p \text{ см}^{-3}$ и подвижность $\mu (\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1})$, оцененные из холловских измерений, составляли: $n = (0.8 - 6.3) \cdot 10^{14}$, $\mu = (0.8 - 5) \cdot 10^5$ для n -типа и $p = (1.4 \div 9.0) \cdot 10^{15}$, $\mu = 500 \div 700$ для p -типа соответственно при температуре жидкого азота. Перевод материала в n -тип проводимости осуществлялся с помощью отжига в насыщенных парах ртути. Обработка поверхности образцов проводилась в несколько этапов: механическая, алмазными абразивами типа АСМ 1/10, химическое травление для удаления нарушенного слоя толщиной до $60 \mu\text{м}$ с использованием травителя Вг_2 в метаноле. Химический и примесный состав материала контролировался методами лазерного масс-спектрального анализа. Градиент состава по толщине образца $d = 1 \text{ мм}$ составлял $\Delta x \lesssim \pm 0.02$. Микрорельеф и шероховатость поверхности кристаллов оценивались методами растровой электронной спектроскопии. После описанной выше обработки поверхности материала высота рельефных шероховатостей не превышала $1 \mu\text{м}$.

Оптические спектры регистрировались в диапазоне волновых чисел $\nu = 10 \div 5000 \text{ см}^{-1}$ в температурном интервале $T = 5 \div 400 \text{ К}$ на быстросканирующем Фурье-спектрометре IFS-113v («Bruker»). Одновременно с процессами оптического поглощения исследовались спектральные зависимости фоточувствительности материала в том же температурном интервале при одних и тех же условиях эксперимента. С целью исключения разогрева ток через образец поддерживался минимальным.

К настоящему времени исследованиям возможных процессов, имеющих место в области энергий, близких переходам зона-зона, посвящено большое количество работ. Результаты, полученные в процессе выполнения настоящей работы, ранее не обсуждались. Целью проведенных исследований явилось изучение поведения коэффициента поглощения проходящего через образец электромагнитного излучения с энергией $E < E_g$. Для оценки КСНЗ измерялся коэффициент отражения в области плазменных и плазмон-фононных колебаний.

Параметры исследованных образцов представлены в таблице. Условно их можно разбить на две части: «нормальные» (N) и «аномальные» (A). Правомерность введения подобного разделения проиллюстрирована на рис. 1 и 2, где показаны температурные зависимости коэффициента пропускания образцов серий N и A соответственно. Из рис. 2 видно, что при понижении температуры от 300 до 60 К наблюдается монотонный сдвиг края основного поглощения $\alpha(\omega)$ в область меньших энергий в соответствии с известным поведением $dE_g/dT > 0$ при $x < 0.45$. При температуре $T \sim 55 \text{ К}$ происходит резкий сдвиг $\alpha(\omega)$ в сторону больших энергий, что формально соответствует резкому увеличению энергетического зазора зоны запрещенных энергий для носителей заряда, причем это увеличение по порядку величины составляет $E_g/2$. Вместе с тем данные электрофизических измерений, а именно эффекта Холла, не показали на этих образцах каких-либо отклонений от обычных средних величин подвижности и удельного сопротивления, характерных для материала CdHgTe данного состава и КСНЗ. Подобная ситуация не вызывает удивление, если принять во внимание тот факт, что исследованные образцы представляли собой

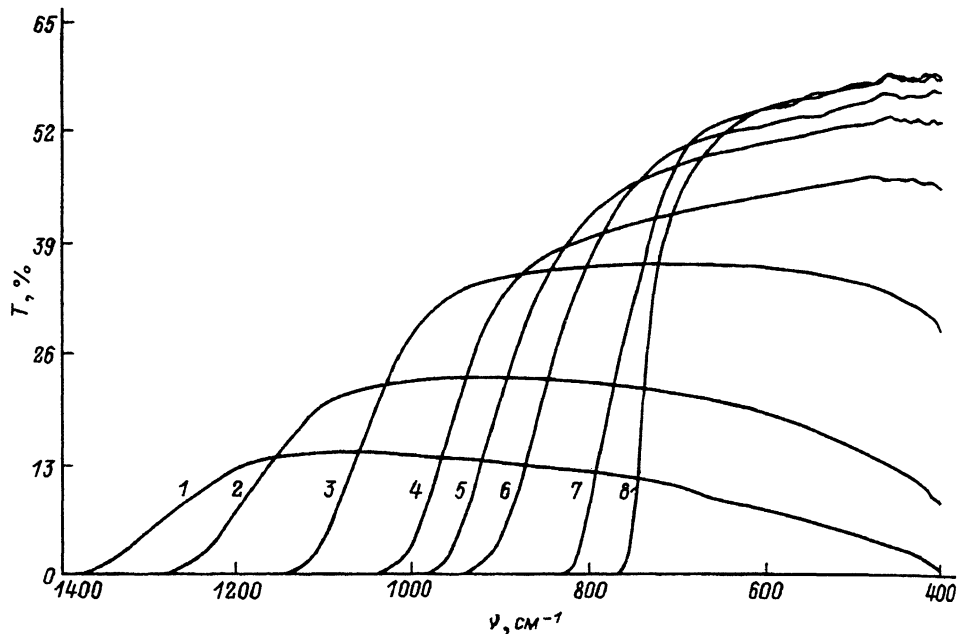


Рис. 1. Температурная зависимость оптического пропускания образца $\text{Cd}_{0.22}\text{Hg}_{0.78}\text{Te}$ из серии N при различных температурах.

T, K : 1 — 300, 2 — 250, 3 — 200, 4 — 150, 5 — 125, 6 — 100, 7 — 50, 8 — 30.

сильнолегированные компенсированные кристаллы; при этом роль акцепторных центров, каковыми являются собственные дефекты, играют вакансии ртути, а доноров — остаточные неконтролируемые примеси. Для подобных систем при рассмотрении кинетических процессов и явлений проводимости в системе необходимо учитывать влияние крупномасштабных флуктуаций потенциала, а также надо иметь в виду, что в таких материалах КСНЗ обычно невелика, так что средняя энергия взаимодействия между ними мала по сравнению с их кинетической энергией. Если уровень Ферми E_f находится около дна зоны проводимости или попадает в запрещенную зону, необходимо рассматривать проводимость по локализованным состояниям, а при низких температурах в сильнолегированных компенсированных полупроводниках (СЛКП) должна наблюдаться прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка моттовского типа. При более высоких температурах (при температуре $T \sim 55$ К, которая интересует нас в данном случае) основную роль играют не перескоки между сильно локализованными состояниями при длине перескока намного больше радиуса локализации, а проводимость по локализованным состояниям, близким к порогу локализации. При этом радиус локализации может превысить среднее расстояние между центрами. Поэтому если ввести в рассмотрение полупроводник со случайным полем, в котором имеет место плавное искривление зон, то такой материал, будучи микроскопически однородным, оказывается неоднородным в масштабе промежуточной длины перескока. Роль неоднородностей может быть различной в зависимости от технологии приготовления образца.

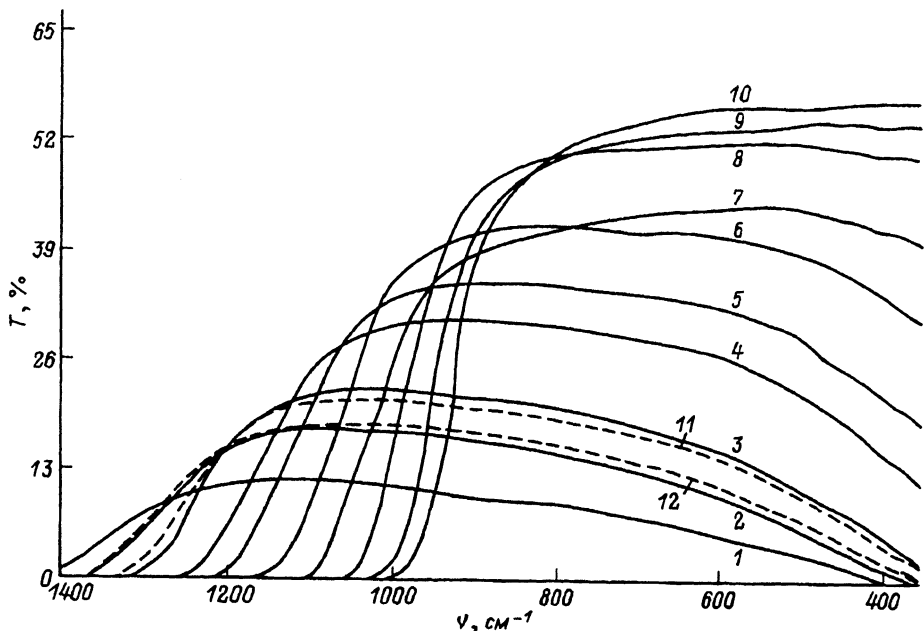


Рис. 2. Температурная зависимость оптического пропускания образца $\text{Cd}_{0.22}\text{Hg}_{0.78}\text{Te}$ из серии А при различных температурах. T, K : 1 — 320, 2 — 280, 3 — 250, 4 — 200, 5 — 180, 6 — 150, 7 — 125, 8 — 100, 9 — 80, 10 — 65, 11 — 50, 12 — 30.

Если считать, что вероятность туннельного просачивания электронов сквозь горбы потенциального рельефа мала, а потенциальные ямы содержат много электронных уровней, то задачу о возможности неограниченного движения электрона с заданной энергией в искривленной зоне можно рассматривать классически. При этом можно использовать подход искривленных зон [1]

$$E_{c,v}(\mathbf{x}) = E_{c,v}^{(0)} + U_{c,v}(\mathbf{x}). \quad (1)$$

Здесь $E_{c,v}^{(0)}$ — края зон в полупроводнике в отсутствие флуктуаций случайного поля, $U_{c,v}(\mathbf{x})$ — потенциальная энергия электрона в случайном поле. Еще необходимо ввести E_c^{Cl} и E_v^{Cl} — классические уровни протекания для электронов и дырок соответственно. Электроны с энергиями $E > E_c^{\text{Cl}}$ могут обогнуть или обойти горбы потенциального рельефа. Если же $E < E_c^{\text{Cl}}$, то движение электрона по классически доступным областям $E > E_c(\mathbf{x})$ ограничено, так как эти области будут изолированы друг от друга. Тогда необходимо оценить долю всего объема полупроводника, которая доступна для электрона с энергией E в классическом приближении. При этом проводимость системы не включает в себя квантовых поправок, если доля классически доступного объема больше некоторого критического значения U_c , которое зависит от статических свойств случайного поля. Для гауссова потенциала приводится значение [2] $U_c = 0.17$. Тогда для классического порога протекания имеем

$$E_c^{\text{Cl}} = E_c^{(0)} - \lambda E_1^{1/2}, \quad (2)$$

Характеристики образцов

Номер образца	Состав, x	$T = 77.3 \text{ K}$			$T = 295 \text{ K}$		
		$n, p \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-3}$	$\mu \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$\rho, \Omega \cdot \text{см}$	$n, p \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-3}$	$\mu \cdot 10^{-4} \text{ см}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	$\rho, \Omega \cdot \text{см}$
Серия N							
1	0.215	0.32	1.27		2.20	1.38	
2	0.199	1.30	2.94		1.96	1.52	
3	0.242	0.48	0.48		2.89	1.45	
4	0.215	6.05	1.23	0.087	2.71	1.31	0.018
5	0.208	4.08	0.35	0.045	2.95	1.32	0.016
6	0.205	7.82	1.22	0.066	3.40	0.77	0.024
7	0.205	9.02	0.07	1.010	2.55	1.20	0.022
Серия A							
1	0.222	2.43	1.41	0.205	2.03	1.22	0.027
2	0.191	2.76	5.00	0.045	3.71	1.65	0.010
3	0.205	2.91	1.72	0.123	3.03	1.41	0.014
4	0.220	1.50	1.67	0.251	2.17	1.21	0.024

где λ определяется из условия

$$\operatorname{erf} \frac{\lambda}{\sqrt{2}} = 1 - 2U_c,$$

E_1 — средний квадрат напряженности случайного поля. Т.е., как видно из соотношения (2), в полупроводнике со случайным полем для электронов граница протекания смещается вниз. Аналогичные рассуждения, проведенные для дырок, приводят нас к выводу, что классический уровень протекания E_v^{Cl} лежит выше прежнего потолка валентной зоны $E_v^{(0)}$ [1]. Соответственно в этом приближении электрическая ширина

$$E_{ge1} = E_c^{Cl} - E_v^{Cl}$$

меньше величины

$$E_{gopt} = E_c^{(0)} - E_v^{(0)}.$$

Таким образом, это различие связано с величиной флуктуаций случайного поля. Если считать, что наложение случайного потенциала приводит к плавному искривлению зон, то это позволяет описать ряд особенностей в поведении кинетических коэффициентов, связанных с процессами рекомбинации неравновесных носителей заряда на плазменных колебаниях, вызванных резонансным поведением системы свободных носителей заряда. В условиях, когда термализация неравновесных электронов и дырок в зонах происходит быстрее, чем процессы их рекомбинации, эти носители скапливаются в минимумах и максимумах потенциального рельефа и, таким образом, оказываются пространственно разделенными, что в свою очередь снижает темп рекомбинации. Это понятно, поскольку электроны должны преодолеть потенциальный барьер, для чего им необходима дополнительная энергия, заметно превышающая уровень протекания. В такой ситуации необходимым является условие сильного электрон-фононного взаимодействия. Если при этом постараться попасть в резонанс процесса, то можно ожидать проявления проводимости по сильно локализованным состояниям в полупроводниках с диэлектрической фазой при температурах $T \sim 60$ К. Таким удобным модельным материалом является, на наш взгляд, теллурид свинца, легированный галлием на уровне 0.4 ат.%. Подобная задача выходит за рамки настоящей работы и представляет отдельный интерес. При более низких температурах в СЛКП в указанных выше условиях может наблюдаться так называемая «замороженная» фотопроводимость неравновесных носителей заряда, сохраняющая длительное время [3].

Вернемся теперь к результатам оптических измерений. В изотропной среде коэффициент поглощения можно записать следующим образом:

$$\alpha(\omega) = \frac{2\omega}{c} \left[-\frac{\varepsilon_1}{2} + \left(\frac{\varepsilon_1^2}{4} + \left[\frac{2\pi}{\omega} \operatorname{Re} \sigma(\omega) \right]^2 \right)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (3)$$

где c — скорость света в вакууме, $\sigma(\omega)$ — комплексная электропроводность, $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$ — комплексная диэлектрическая проницаемость

кристалла, при этом величина $\sqrt{\epsilon_1}$ играет роль показателя преломления.

Для полупроводника со случайным полем можно воспользоваться следующим выражением для вычисления электропроводности:

$$\operatorname{Re} \sigma(\omega) = \frac{\pi e^2}{3\omega\Omega} \sum_{\lambda', \lambda''} \left[n_F(E_{\lambda'}) - n_F(E_{\lambda''}) \right] \delta(E_{\lambda''} - E_{\lambda'} - \hbar\omega) |\lambda'| \mathbf{v} |\lambda''|^2 \quad (4)$$

с той оговоркой, что фигурирующие в (4) матричные элементы скорости зависят от вида случайной потенциальной энергии $U(\mathbf{x})$. При этом если флуктуации последней зависят от номера зоны, то это влечет за собой и флуктуации зазора E_g . Локальная ширина запрещенной зоны есть

$$E_g(x) = U_c(x) - U_v(x).$$

Для вычисления мнимой части диэлектрической проницаемости $\epsilon_2(\omega)$ необходимо решить вопрос о квантовых поправках в описании поглощения. Теперь воспользуемся введенными в работе [1] обозначениями

$$S = \left(\hbar^2 \psi_2 / 36 m_r \right)^{-1/3},$$

$$\psi_1 = \langle U_i^2 \rangle, \quad \psi_2 = \frac{1}{2} \langle (\nabla U_i)^2 \rangle,$$

$2\psi_2/e^2$ — средний квадрат напряженности случайного поля. Для статистически независимых случайных полей $\psi_1 = \psi_{1c} - \psi_{1v}$. Если $S^{-1} \ll E_g \lesssim \psi_1^{1/2}$, то ширина запрещенной зоны оказывается немного меньше, чтобы могла реализоваться асимптотическая зависимость для плотности состояний на хвосте в виде [1]

$$\rho_c(E) = \frac{\psi_{1c} m_c^{3/2}}{2\pi^2 |E|^{3/2} \hbar^3} \exp\left(-\frac{E^2}{2\psi_{1c}}\right). \quad (5)$$

В этом случае появляется вероятность возникновения флуктуационных потенциальных ям с глубиной порядка $E_g/2$ со стороны валентной зоны с медленно меняющейся плотностью состояний в запрещенную зону. В этом случае потолок валентной зоны оказывается выше уровня Ферми, что приводит к образованию в объеме полупроводника областей с вырожденным дырочным газом. Как следствие этого — возможность оптических переходов между подзонами тяжелых и легких дырок. Такое значительное увеличение вклада межподзонных $V1 \rightarrow V2$ переходов в коэффициент поглощения позволяет объяснить существенное уменьшение пропускания со стороны энергий, меньших E_g . Вклад в суммарное поглощение света кристаллом от этого механизма обусловлен фракцией CdTe. Для количественного расчета сечения поглощения и далее $\alpha_{12}(\omega)$ можно воспользоваться данными работы [4]. Отличие результатов настоящей работы от таковых из работы [4] объясняется тем обстоятельством, что в своих вычислениях

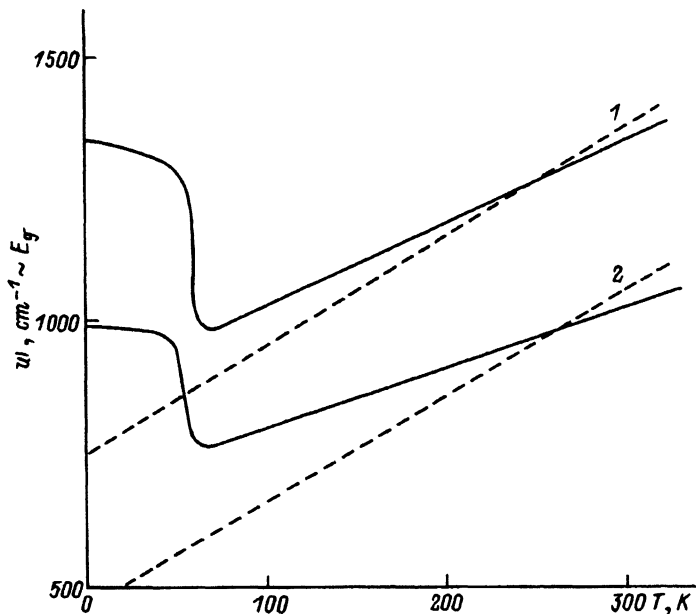


Рис. 3. Расчетные зависимости ширины запрещенной зоны от температуры для образцов серии А (сплошная линия).

Штриховой линией обозначена кривая, полученная согласно функциональной зависимости (6). $x = 0.220$ (1), 0.191 (2).

мы использовали значение матричного элемента взаимодействия V- и C- зон, равное $P_{Cv} = 9.0 \div 10^{-8} \text{ eV} \cdot \text{cm}$ и эффективной массы тяжелых дырок $m_{HH}^* = 0.78m_0$ [5]. Здесь m_0 — масса свободного электрона.

Для оценки величины E_g использовалось следующее соотношение [6,7]:

$$E_g(x, T) = -0.302 + 1.93x + 5.35 \cdot 10^{-4} T(1 - 2x) - 0.810x^2 + 0.832x^3. \quad (6)$$

На рис. 3 приведены зависимости ширины запрещенной зоны образцов серии «А» от температуры; штриховой линией показана функциональная зависимость (6).

Что касается природы дефектов в таком материале, как CdHgTe, то в литературе можно найти ряд предположений на этот счет. Так, например, авторы [4] считают, что основными дефектами в этих кристаллах являются вакансии ртути, которые могут быть нейтральными, однократно или двукратно ионизованными. Все попытки объяснить резкий сдвиг в температурной зависимости края основного поглощения проявлением хвостов плотности состояний в запрещенной зоне не принесли успеха. Следует также сказать, что и модели примесных зон здесь не работают.

Для использования влияния искривления потолка валентной зоны на процессы межзонного поглощения запишем выражение для комбинированной плотности состояний в валентной зоне следующим образом:

$$\rho_{v_1, v_2} = \frac{a_s^2}{4\pi^3} \iint \frac{f_p[E_{v_1}(\mathbf{k})]}{|\nabla_{\mathbf{k}} E|} \delta(E - \hbar\omega) k^2 \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (7)$$

Здесь $E = E_{v_1}(\mathbf{k}) - E_{v_2}(\mathbf{k})$, а для $E_{v_1}(\mathbf{k})$ имеем

$$E_{v_1}(\mathbf{k}) = -k^2 \left[1 - \frac{\varphi}{k^4} (k_x^2 k_y^2 + k_x^2 k_z^2 + k_y^2 k_z^2) \right], \quad (8)$$

где γ — параметр искривления зоны тяжелых дырок,

$$a_s^2 = \frac{k^2 p^2}{k^2 p^2 + 2\Delta^2 (E1)^2 / 9(E2)^2 + (E1)^2},$$

$$E1 = E_g + (\hbar^2 k^2 / 2m) - E_{v_2}(\mathbf{k}),$$

$$E2 = -2\Delta / 3 + (\hbar^2 k^2 / 2m) - E_{v_2}(\mathbf{k}). \quad (9)$$

В полярных координатах выражение (8) запишется следующим образом:

$$E_{v_1}(\mathbf{k}) = -k^2 \left(1 + \frac{\gamma}{3} [f(\theta, \varphi) - 1] \right), \quad (10)$$

$$f(\theta, \varphi) = \left(\frac{3 \cos \theta - 1}{2} \right)^2 + \frac{3}{4} \cos^2 2\varphi \sin^4 \theta. \quad (11)$$

Авторы работы [4] оценивают искривление зоны тяжелых дырок в пределах от +17 до -11%, считая от невозмущенного края зоны $V1$.

Таким образом, удалось найти отправные точки для корректного описания аномалий в поведении края основного поглощения в сильнолегированных компенсированных полупроводниковых материалах с узкой запрещенной зоной. Подобное сильное проявление внутреннего флуктуационного поля и его влияние на кинетические свойства полупроводника, насколько нам известно, наблюдаются впервые. Предложенный подход, на наш взгляд не адекватен реальной ситуации, поскольку остается открытым целый ряд вопросов. Это, например, вопрос о немонотонности поведения с понижением температуры величины флуктуации случайного поля. Как указывалось выше, необходимо найти новые механизмы смешанного типа, которые позволили бы без привлечения моделей фазовых переходов объяснить резкий сдвиг коэффициента поглощения при изменении температуры «всего» лишь на 9–15 К.

Для расширения круга экспериментальных данных были проведены исследования температурной зависимости фотопроводимости на этих материалах. Следует сказать, что результаты, полученные из спектров поглощения, согласуются по характеру проявления при понижении температуры с данными по фотопроводимости (рис. 4). На наш взгляд, эти результаты представляют также отдельный интерес. Кроме того, методика эксперимента позволяет практически в одних и тех же условиях эксперимента исследовать поведение фоновой подсистемы и системы плазмонов. Комплексные исследования позволили высказать предположение о том, почему при определенной температуре происходит резкое изменение напряженности внутреннего флуктуационного случайного поля. На наш взгляд, температуры кристалла $T < 65$ К достаточно, чтобы в подрешетке CdTe пара атомов межузельного теллура плюс дырка, локализованная около них вследствие локального изменения поляризуемости решетки, образовывала стабильную пару. Такое образование можно рассматривать формально как

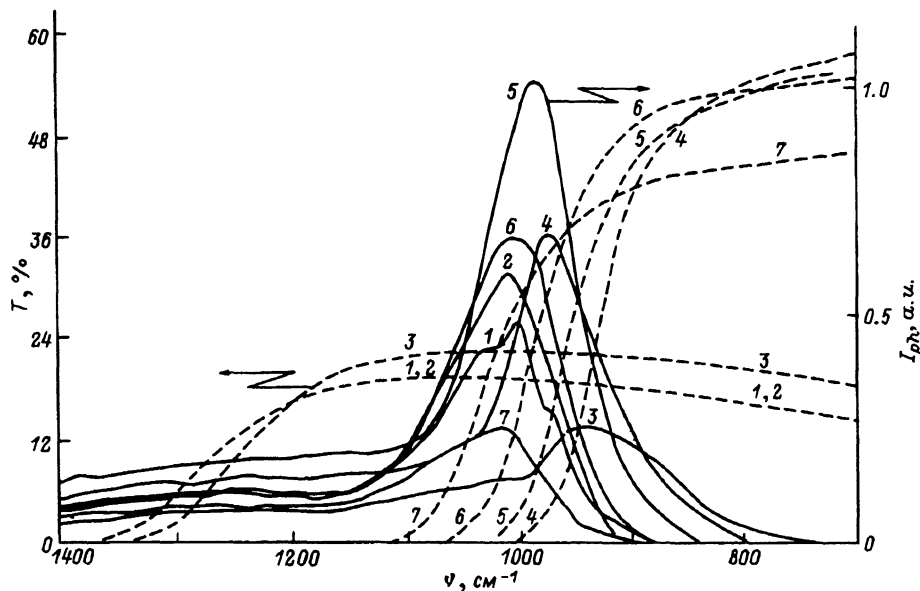


Рис. 4. Температурная зависимость относительной интенсивности и положения максимума фоточувствительности того же, что и на рис. 2, образца.

T, K : 1 — 6, 2 — 30, 3 — 50, 4 — 60, 5 — 80, 6 — 100, 7 — 125. Штриховыми линиями показаны спектральные зависимости оптического пропускания образца при тех же температурах.

аналог H -центра в щелочно-галлоидных кристаллах или как модифицированный полярон малого радиуса. Для создания условий минимума свободной энергии в кристалле должны существовать при этих же температурах стабильные вакансии атомов кадмия с локализованными на них электронами. Диффузионная подвижность последних при $T \sim 65 K$ достаточна для того, чтобы создавались комплексы, состоящие из центров первого и второго типа. В результате мы получаем интересное образование, которое условно можно назвать аналогом экситона Френкеля, окруженного поляризационной «шубой». Вероятнее всего для корректного описания процессов, имеющих место в этой точке кристалла, необходимо принять во внимание и вибронное взаимодействие, так как изменение фонной плотности, обусловленное изменением масс и силовых постоянных, существенно влияет на силу вибронной связи [8]. В то же время квадратичные члены вибронного взаимодействия определяют изменение силовых постоянных и тем самым воздействуют на локальную динамику решетки.

Образцы, относящиеся к сериям N и A , были изучены с помощью сканирующего электронного микроскопа (РЭМ). При этом использовались методы потенциального контраста и работа в отраженных электронах. В первом случае применялся детектор вторичных электронов с энергией $< 25 eV$, реагирующих на изменения потенциала поверхности образца $\delta U < 0.5 V$. При использовании метода материального контраста включался детектор отраженных электронов, энергия которых близка к энергии падающего пучка $10 - 25 keV$. При этом малые δU не влияют на величину сигнала РЭМ. В то же время коэффициент отражения электронов возрастает с ростом атомного номера z элемен-

тов, расположенных на расстояниях $< 1000 \text{ \AA}$ от поверхности образца. Чувствительность данного метода к изменению состава материала невелика, однако в обоих способах регистрации сигнала самым важным фактором для формирования контраста является топографический рельеф поверхности кристалла. Были проведены эксперименты по изучению изменения потенциала вдоль образца. В результате при $T < 78 \text{ K}$ образцы серии А представляли собой хаотическое чередование p - и n -областей. На фоне белых областей, соответствующих знаку p -типа проводимости материала, можно было заметить тонкие протяженные темные области, отвечающие n -типу проводимости. При этом характерный размер p -«флуктуаций» составлял $< 10 \mu\text{m}$. Вероятно, что при дальнейшем понижении температуры до $55\text{--}60 \text{ K}$ мы увидим достаточно четкую мозаичную картину, которая является производной от неоднородного распределения внутренних потенциалов в кристалле, которые в свою очередь отражают проявление сильного флуктуационного поля в материале. Следует подчеркнуть, что образцы из серии N имели однородную картину распределения потенциала в образце, не отличающуюся от картин, полученной в отраженных электронах.

Таким образом, результаты экспериментов, приведенные в последнем абзаце, полностью подтверждают данные оптических измерений и проливают дополнительный свет на результаты данной работы.

Список литературы

- [1] Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Кайпер Р., Миронов А.Г., Эндерлайн Р., Эссер Б. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М.: Наука, 1981. 384 с.
- [2] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979. 289 с.
- [3] Иванчик И.И., Никорич А.В., Хохлов Д.Р., Чесноков С.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 96. № 2. С. 125–128.
- [4] Mroczkowski J.A., Nelson D.A. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. N 4. P. 2041–2051.
- [5] Белогорохов А.И. // Сб. «Спектральные методы решения проблем физики твердого тела». М.: Изд-во ИСАН, 1988. С. 46–80.
- [6] Hensen G., Casselman T., Schmit J. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 5. P. 7099–7183.
- [7] Vyduyanath H.R. // J. Electrochem.Soc. 1981. V. 128. P. 2609–2615.
- [8] Белогорохов А.И., Кулаков М.П., Кремерман В.А., Натадзе А.Л., Розенфельд Ю.Б., Рыскин А.И. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. N 6. С. 174–184.

НИИ «Гиредмет»
Москва

Поступило в Редакцию
20 апреля 1993 г.
В окончательной редакции
3 декабря 1993 г.