1993 ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА Том 35, № 6
1993 SOLID STATE PHYSICS Vol. 35, N 6

УДК 539.21:535.37


# ОПТИЧЕСКИЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ НА КРАЮ ПОГЛОЩЕНИЯ УПРУГОНАПРЯЖЕННОГО ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ

*Г.Н.Алиев, О.С.Кощуг, А.И.Несвижский, Р.П.Сейсян, Т.В.Язева*

При $T = 2$ К и в магнитных полях до 7.5 Тл выполнено исследование края поглощения тонких ($d \sim 1$ мкм) монокристаллических пластин высокосовершенного CdTe в условиях слабой ($\Delta_\epsilon < R^*$) упругой деформации, создаваемой приклейкой образца к относительно толстой стеклянной подложке. Наблюдались уникальные спектры по количеству и полуширинам дискретных линий как в магнитном поле, так и без него. Установлено отсутствие заметного эффекта деформации и на энергиях экситонных состояний, и на качестве спектров. Влияние деформации сказалось лишь на разнесении спектров на две серии переходов, раздвинутых на величину деформационного расщепления $\Delta_\epsilon$. Включение магнитного поля позволяет наблюдать одновременно эффекты слабого поля — диамагнитный сдвиг и эффект Зеемана — и сильного поля — осциллирующее магнитопоглощение, рассматриваемое как суперпозиция спектров диамагнитных экситонов. Предложена схема соответствия квантовых состояний $3D$ и $1D$ экситона, образующегося в сильном магнитном поле. Выполненный расчет энергий связи дает возможность реконструировать не наблюдаемый экспериментально спектр переходов между подзонами Ландау и установить наборы зонных параметров, характеризующих модели высокочастотных, низкочастотных и экситонных явлений. Соответствующие системы параметров в CdTe заметно различаются из-за относительно сильного экситон-фононного и экситон-фотонного взаимодействия в этом кристалле. Предложены самосогласованные и полные наборы энергетических параметров CdTe в упомянутых моделях.

Несмотря на то что теллурид кадмия принадлежит к числу наиболее интенсивно изучаемых полупроводниковых кристаллов, край оптического поглощения в нем до последнего времени оставался практически не исследованным. Причиной тому оказываются высокие значения коэффициента поглощения, достигающие в основном состоянии экситона ($n_0 = 1$) величин порядка $\sim 10^5$ см$^{-1}$. Это при прямом измерении прозрачности приводит к необходимости работы с образцами субмикронной толщины, тогда как информация о собственно CdTe, получаемая на «толстых» образцах из экспериментов по отражению света или краевой люминесценции, существенно более ограничена, чем в опытах по поглощению света. По-видимому, впервые удалось преодолеть эти экспериментальные трудности относительно недавно в [1,2], где опыты проводились на свободных монокристаллических пластинках CdTe высокого совершенства при толщинах образца $d \lesssim 1$ мкм. При этом удалось наблюдать в поглощении экситонную серию, включавшую в себя помимо основного состояния еще и возбужденные, $n_0 = 2, 3 \ldots$, а также особенность на фоне континуума ($h\nu > E_g$), связанную с экситон-фононным взаимодействием.

При помещении таких кристаллов в магнитное поле уже при $H \sim 1$ Тл возникал осциллирующий спектр, включавший в себя множество узких линий [2,3], а температурная зависимость края поглощения обнаруживала поляритонное поведение $1s$ состояния вплоть до температуры $T \sim 80$ К [4]. Слабые контролируемые деформации, вносимые приклейкой «тонкого» образца к «толстой» прозрачной подложке, как выяснилось [5], не ухудшали, а улучшали качество спектров, позволяя наблюдать дополнительные возбужденные состояния экситона, а экстраполяция квадратичной зависимости от магнитного поля в области диамагнитного сдвига экситонных состояний давала возможность установить положение еще одного, более высокого по энергии возбужденного состояния, которое интерпретировалось в [5] как $n_0 = 5$.

В настоящей работе мы уделили внимание подробному изучению упругонапряженного образца и вычислению по его спектрам параметров электронного и дырочного, а также экситонного энергетических спектров, имея в виду то обстоятельство, что спектры экситонной серии и магнитопоглощения позволяют установить самосогласованные энергетические параметры, связывающие законы дисперсии всех видов носителей заряда вблизи центра зоны Бриллюэна.

## 1. Методика эксперимента и анализ деформированного состояния CdTe

Способ внесения контролируемых упругих напряжений в образец, предназначенный для оптического исследования, путем приклейки «тонкого» образца к «толстой» прозрачной подложке с известным коэффициентом термического расширения $\alpha_T$ в определенной ориентации хорошо известен (см., например, [6,7]). В эксперименте применялись образцы объемного монокристаллического $p$ : CdTe высокого совершенства.[1] Они приклеивались к подложке из оптического стекла супербальзамом и далее доводились до толщины $d < 1$ мкм последовательной механической и химической обработкой.

Спектр края поглощения исследованных образцов, для которых поверхность была сориентирована параллельно плоскости спайности (110), приводится на рис. 1. Состав таких спектров для случая сильной деформации ($\Delta_e \gg R$) хорошо изучен (см., например, [7,8])

$$E^{\pm}(n_0, e) = E_G(0) + (D_d^c - D_d^v)\mathrm{Sp}e \pm 4/3\left[(D_u^2/2)\sum_{ij}(e_{ii} - e_{jj})^2 + \right.$$

$$\left. + (D_u'^2/2)\sum_{i\neq j} e_{ij}^2\right]^{1/2} - R^{\pm}(n_0, e) = E_g(0) + \delta E_g(e) \pm \Delta_e - R^{\pm}(n_0). \qquad (1)$$

Здесь $E_g(0)$ — ширина запрещенной зоны недеформированного кристалла; $D_d^c$, $D_d^v$, $D_u$, $D_u'$ — константы деформационного потенциала (КДП) (в обозначениях Клейнера и Рот [9]); $e_{ij}$ — компоненты тензора упругой деформации в осях кристалла; $R^{\pm}(n_0$ — энергии связи экситонных состояний, относящиеся к проекциям момента дырки $M_v = \pm 1/2$ и $\pm 3/2$ (знаки в индексе $R^{\pm}$ соответствуют знакам третьего члена в (1): в нашем случае

[1] Исходные монокристаллы любезно предоставлены Н.П.Гавалешко.

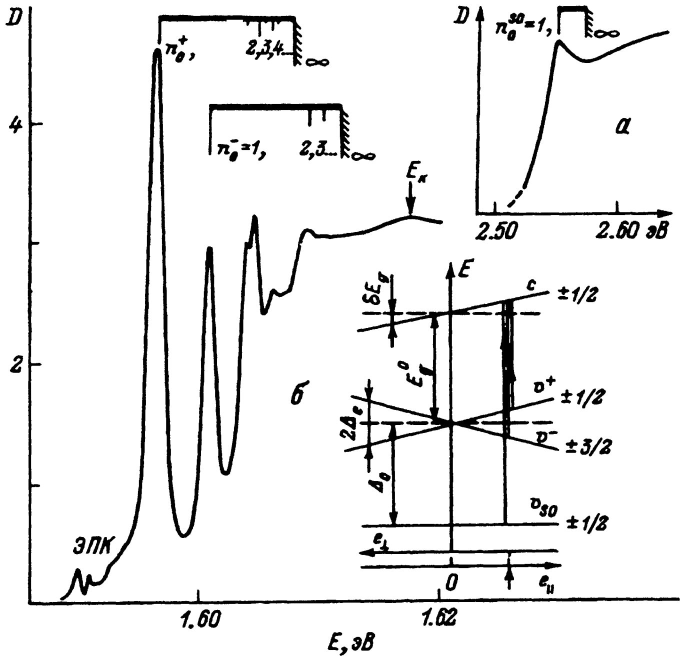


**Рис. 1.** Спектр края поглощения слабо упругодеформированных кристаллов CdTe. $d \sim 1$ мкм, $T = 2$ К. Сверху прямоугольными скобками показано предполагаемое расположение двух экситонных серий, связанных с расщепившимися $v^{\pm}$–зонами.
На вставках: *а* — спектр поглощения в области переходов с третьей валентной зоны, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием;
*б* — схема расщепления и движения зон, стрелкой показано расположение исследуемого образца на шкале деформаций.

деформации сжатия по нормали к подложке «плюс» относятся к длинноволновой серии с $M_v = \pm 1/2$, «минус» — к коротковолновой с $M_v = \pm 3/2$. В случае растяжения зоны меняются местами — см. вставку к рис. 1).

КДП CdTe измерялись в нескольких работах и, по данным работы [10], равны: $(D_d^c - D_d^v) = -4/5$ эВ, $D_u = 1.77$ эВ и $D'_u = 4.18$ эВ. Компоненты тензора деформации в осях кристалла находятся через деформацию в плоскости образца $e$, определяемую как интеграл от разности коэффициентов термического расширения образца и подложки по температуре — от температуры склейки до температуры измерений — и компоненты тензора упругой жесткости $c_{ij}$. Для деформации в плоскости (110) можно получить (см., например, [7])

$$\delta E_g = (D_{d^c} - D_d^v)(2 - \lambda_{110})\, e,$$

$$\Delta_e = \left(D_u^2 - 3D_u'^2\right)^{1/2} (1 + \lambda_{110})\, |e|/3. \tag{2}$$

Здесь

$$\lambda_{110} = (c_{11} + 3c_{12} - 2c_{44}) \Big/ (c_{11} + c_{12} - 2c_{44}).$$

Учитывая известные $c_{ij}$ [10] для CdTe, получим $\lambda_{110} = 0.97$ и далее

$$\delta E_g = -4.6e,$$

$$\Delta_e = 4.9|e|. \tag{3}$$

## 2. Энергия связи экситона в деформированном кристалле

В общем случае произвольной деформации энергия связи экситона зависит от $e$, поэтому для сопоставления с экспериментальными данными необходимо решить вопрос о масштабе зависимости. В пределе сильной деформации ($e \to \infty$) энергия связи от деформации не зависит и строится на практически одинаковых приведенных массах [11]

$$\mu^{+}_{\text{экс}} = \mu^{-}_{\text{экс}} = (m_0/m_c^* + \gamma_1)^{-1} = \mu_0, \tag{4}$$

получаемых усреднением по поперечному и продольному направлениям двух эллипсоидов дырочной массы, соответствующих «верхней» и «нижней» отщепившимся подзонам. Более точный вариационный расчет выявляет несущественную разницу: $R^{+}_{\infty} = 10.2$ и $R^{-}_{\infty} = 10.3$ мэВ. Эти величины почти равны и при использовании «поляронных» параметров зон CdTe, полученных в настоящей работе, практически совпадают с

$$R_0 = \left(e^4/2\hbar^2 \varkappa^2_{\text{эфф}}\right)(m_0/m_c^{**} + \gamma_1^*)^{-1} = 10.3 \pm 0.1\,\text{мэВ}.$$

В случае промежуточной деформации $R_0 \sim \Delta_e$ энергию связи можно найти аналогично энергии ионизации акцептора в кристаллах германия [12,13] как

$$R^{\pm}(e) = R^{\pm}_{\infty} + Z_0^{\pm}/2\Delta_e + \ldots, \tag{5}$$

где поправки $Z_0^{\pm}$ находятся при использовании вариационного принципа. Ясно, что (5) не дает правильного ответа при $\Delta_e \to 0$ и в нашем случае будут необходимы более высокие члены разложения с $Z_{1,2}\ldots$, так чтобы в сумме не превысить величину $R^{\pm}(0)$, определенную в [5] как $10.6 \pm 0.1$ мэВ. В рассматриваемом случае $\Delta_e \sim 2$ мэВ $\ll R_0$ и естественно ожидать практически нулевой эффект энергии связи $R_e \sim R^*(0)$. Это согласуется с результатами [5], где анализировались две экситонные серии, связанные с расщепленными зонами, и показано, что обе с высокой точностью водородоподобны и соответствуют $R^+ = R^- = 10.66 \pm 0.06$ мэВ. Важно, что при этом не были использованы никакие дополнительные сведения о параметрах CdTe, например об эффективных массах или диэлектрической проницаемости, и результат является исключительно следствием анализа спектра экситонной серии. Таким образом, полученная величина может быть только меньше или равна $R^*(0)$. Применяя в области $0 < \Delta_e < R^*$ экстраполяцию, близкую к линейной, и оперируя нижним пределом $R^{\pm}$ их [5], мы можем принять окончательно $R^*(0) = 10.7$ мэВ. Это позволяет с высокой точностью установить по экситонному спектру свободного образца положение $E_g(0)$ и далее величины сдвига и расщепления $v$–зон: $\delta E_g = 2.5$ мэВ и $\Delta_e = 2.1$ мэВ.

Расщепление экситонных состояний в случае промежуточной деформации может быть записано подобно (3), но с введением коэффициента $\varphi_1(\zeta)$, зависящего от отношения приведенных масс электрона с легкой и тяжелой дырками ($\zeta = m^*_{lh}(m^*_c + m^*_{hh})\,/\,(m^*_c + m^*_{lh})\,m^*_{hh}$)

$$\Delta_e = 4.9|e|\varphi_1(\zeta). \tag{6}$$

**Таблица 1**

Параметры экситонной серии на краю поглощения свободных и упругонапряженных кристаллов CdTe (энергии — в мэВ)

| Состояние кристалла | | $E_g^0$, $E_g^-$ | $R_0$, $R_\infty^\pm$ | $R^*$, $R^\pm$ | $e \cdot 10^4$ | $\Delta E_{1s}$ | $\Delta E_{2s}$ | $\Delta E_{3s}$ | $\Delta_e$ | $\delta E_g$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Свободное | | 1607.1 | 10.3 | 10.7 | 0 | 0.37 | 0.15 | 0.07 | 0 | 0 |
| Упруго- | + | 1607.3 | 10.2 | 10.66 | | | | | | |
| напря- | | | | | −4.4 | 0 | 0 | 0 | 2.1 | 2.5 |
| женное | − | 1611.5 | 10.3 | 10.7 | | | | | | |

Подобная зависимость $\varphi_1(\zeta^*)$ найдена в [14] вариационным методом для акцептора и $A^-$-центра в алмазоподобных полупроводниках. Она выражается сублинейным графиком при аргументе $\zeta^* = m_{lh}/m_{hh}$ с предельными значениями $\varphi_1(0) = 0.2$ и $\varphi_1(1) = 1$. Перенося это решение на случай экситона, мы воспользовались зависимостью из [15], применив в качестве аргумента отношение приведенных масс, характеризующее экситон. В нашем случае для CdTe $\zeta = 0.64$, это дает $\varphi_1 = 0.96$. Отсюда получим $|e| = 4.4 \cdot 10^{-4}$, что, согласно (3), соответствует $\delta E_g = 2.0$ мэВ при деформации сжатия ($e < 0$). Некоторое рассогласование с экспериментом в величине $E_g$ не является неожиданным, так как КДП CdTe известны с точностью не лучше $\pm 20\%$. Параметры края поглощения деформированного и свободного образцов CdTe приводятся в табл. 1.

## 3. Поведение края поглощения в слабом магнитном поле

Поведение края поглощения в слабом магнитном поле ($H < H^*$) определяется эффектом Зеемана и диамагнитным сдвигом экситона. Для алмазоподобных полупроводников они исследованы теоретически в ряде работ [15–17]. В единицах экситонного ридберга спектр при $h\nu < E_g$ для $n_0 s$–состояний может быть записан как

$$\in (n_0) = -n_0^2 - \Delta \in {}_d(n_0) + \left(g_1 M_v + g_2 M_v^3 + g_e \sigma\right)\beta + \left(q_1 + q_2 M_v^2\right)\beta^2 =$$

$$= \in {}_0(n_0) + \Delta^{(n)}_{M\sigma}\beta + \Delta^{(n)}_{|M|}\beta^2. \qquad (7)$$

Здесь $\in {}_0(n_0) = -n_0^2 - \Delta \in {}_d(n_0)$ описывает спектр экситона в алмазоподобном полупроводнике при $H = 0$ с отклонениями от водородоподобности, даваемыми слагаемыми $\Delta \in {}_d(n_0)$; $g_{1,2}$ и $q_{1,2}$ — зависящие от $n_0$ коэффициенты, определяемые параметрами зон $m_c^*$, $\gamma_{1,2,3}$, а также $k$ и $q$ (для $g_1$ и $g_2$ соответственно); $\Delta^{(n)}_{M\sigma}$ — коэффициент при $\beta \sim H$ в эффекте Зеемана, описывающий по два перехода в $\sigma^+$–, $\sigma^-$– и $\pi$–поляризациях; $\Delta^{(n)}_{|M|}$ — коэффициент диамагнитного сдвига. Обратим внимание на то, что последний зависит от $|M|$ и, в частности, различается для $|M_v| = 1/2$ и $3/2$.

При наличии упругой деформации эффекты Зеемана и диамагнитного сдвига экситонных состояний в общем случае следует рассчитывать ме-

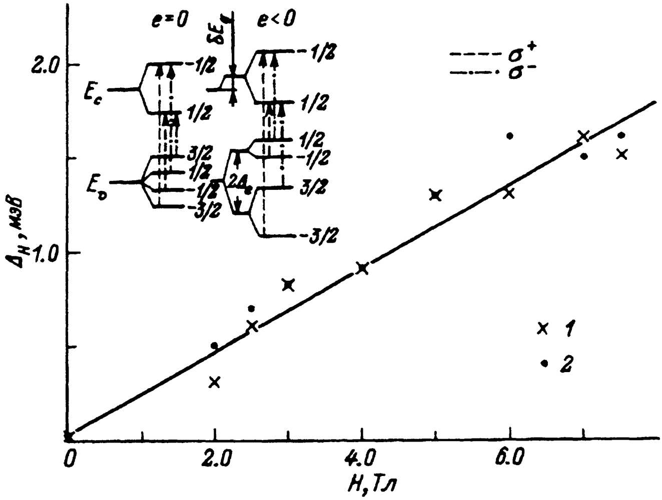


**Рис. 2.** Зеемановское расщепление $2s$ возбужденного состояния в CdTe при $T = 2$ К как разность между переходами, принадлежащими в сильном поле возбужденным состояниям серий $a^{\pm}$ и $b^{\pm}$ за вычетом $\delta_e$.

*1* — $\sigma^+$ спектр, $E(b^-(1)b^c(0)1B - a^-(1)a^c(0)1B)$;

*2* — $\sigma^-$ спектр, $E(a^+(-1)a^c(0)1B - b^+(-1)b^c(0)1B)$.

На вставке — схема зеемановских переходов ненапряженного ($e = 0$) и напряженного ($e < 0$) кристаллов.

тодами теории возмущений, решая уравнение Шредингера [8] для деформированного полупроводника с вырожденной $v$–зоной, включающее в себя линейный и квадратичный по $H$ члены. При этом в области $\Delta E_H > \Delta_e$ учет деформации сведется главным образом к разнесению на $2\Delta_e$ двух систем переходов, относящихся к дыркам с $M_v = \pm 1/2$ и $\pm 3/2$ и испытывающих по отдельности эффекты магнитного поля так же, как при $e = 0$ (здесь $\Delta E_H$ — смещение максимума в поле относительно его положения при $H = 0$, $\Delta E_H = E(H) - E(0)$). Малость $\Delta_e$ в нашем случае позволяет почти во всем диапазоне $h\nu$ рассматривать эффекты магнитного поля и деформации аддитивно. Исключение могут составить лишь начальные участки диамагнитного сдвига основного и первого возбужденного состояний. Таким образом, мы пользуемся приближением

$$E(n_0, H, e) = E_g^0 + R_0 \in_{M\sigma}(n_0, H) + \delta E_g \pm \Delta_e\left(|M_v|\right), \tag{8}$$

где знак «−» для нашего случая соответствует состояниям дырочной зоны с $M_v = \pm 1/2$, а знак «+» состояниям с $M_v = \pm 3/2$. Вычитание $2\Delta_e$ из более высокоэнергетического состояния $n_0 = 2$ позволяет, совместив с $n_0 = 2$ при $H = 0$, определить величину зеемановского расщепления в зависимости от $H$.

На рис. 2 мы приводим зависимости от $H$ для разности положений $2s$–состояний $\Delta E_H^{(2s)}$ в $\sigma^+$ и $\sigma^-$–спектрах деформированных образцов для переходов серий $a$ и $b$; на вставке — схемы зеемановского расщепления уровней. Средняя величина расщепления составляет $\delta = -0.22 \pm 0.02$ мэВ/Тл. Вклад дырки в расщепление определяется зонными параметрами $k$ и $q$, притом $q$ задает анизотропию расщепления и относительно мало: $q \to 0$. Учитывая расчетные значения $g_{1,2}$ для данных

$k$ и $q$ и исключая долю дырочных состояний в расщеплении, мы можем оценить для свободного образца $g$–фактор электрона. Дополнительное к $\Delta_e$ (см. вставку к рис. 2) линейное по $H$ расщепление между сериями $a$ и $b$ в $\sigma^{\pm}$–спектрах в соответствии с формулами из [14] и схемой на рис. 2 составляет

$$\Delta \in {}^{2s}_{H} = \Delta E_H^{(2s)} \Big/ \hbar\Omega_0 \mp \left(g^* - k^* - 3.25q + m_0\mu_0 \Big/ 10\mu_2^2\right)\mu_0/n_0. \qquad (9)$$

Здесь $\Omega_0 = eH/\mu_0 c$, $\mu_i$ — компоненты безразмерной приведенной массы ($i = 0, 1, 2$): $m_0\mu_0^{-1} = \gamma_1^* + m_0/m_c^{**}$, $m_0\mu_1^{-1} = \gamma_2^*$, $m_0\mu_2^{-1} = 2\sqrt{3}\gamma_3^*$. Принимая $k^* = 0.4$ и $q = -0.02$, получим $g_c^* = -1.6 \pm 0.2$, что удовлетворительно согласуется с известными: $-1.59$ [18], $-1.6$ [11], $-1.77$ [19].

На рис. 3 мы приводим начальные участки веерных диаграмм для деформированного CdTe. Зависимости отчетливо демонстрируют диамагнитный сдвиг, который растет с увеличением $n_0$. Диамагнитный сдвиг доминирует в экспериментальных спектрах, и лишь в отдельных случаях возможна количественная регистрация зеемановского расщепления. На рис. 4 приводятся те же веерные диаграммы, перестроенные в логарифмических координатах. За начало отсчета для определения смещения $\Delta E_H$ мы выбирали либо точку, наблюдаемую при $H = 0$ реально, либо ее положение в результате квадратичной по $H$ экстраполяции. Графики показывают наличие двух отчетливо выраженных участков: квадратичного и линейного по $H$, первый из которых относится к диамагнитному сдвигу, а второй соответствует изменению с магнитным полем положений уровней основных состояний диамагнитного экситона. Так как энергия связи ДЭ медленно увеличивается с увеличением $H$ (в пределе $\beta \to \infty$ как $\ln^2(\beta/2)$), этот наклон практически не отличается в логарифмическом масштабе от линейного, характерного для уровней Ландау.

В табл. 2 мы приводим приблизительную идентификацию линий спектра при $H = 0$, соответствующую атому водорода (см., например, [20]). Производимая далее (раздел 4) расшифровка состояний диамагнитного экситона позволяет предложить определенную схему соответствия состояний сильнополевого и слабополевого спектров. Из табл. 2 следует, что наблюдаемые при $H = 0$ максимумы относятся к различным уровням возбужденных состояний, главным образом к уровням с $m = 0$. В их числе не только $2s$, $3s$, но и $2p_0$, $3p_0$, $3d_0$ состояния, а также состояния, относящиеся к различным симметриям «кристаллического» происхождения. Мы приводим в табл. 2 также обозначения состояний с $n_0 = 2$ по [20], с которыми есть согласование по энергетическому положению. Высказывавшееся в [5] предположение о наблюдении $s$–состояний с $n_0 = 5$ следует признать маловероятным в связи с относительной малостью диамагнитного сдвига, который для возбужденных уровней, как можно ожидать, должен расти пропорционально $n_0^4$, а возгорающиеся в магнитном поле переходы, по-видимому, принадлежат состояниям с $m \geqslant 1$. Это позволяет приблизительно дискриминировать по $n_0$ группы высоковозбужденных состояний. К сожалению, мы не располагаем теоретическим расчетом, который бы учитывал симметрию кристаллической решетки алмазоподобного полупроводника и деформацию и позволил бы количественно сопоставить теорию с экспериментом. «Осциллирующий» спектр образуется при пересечении положений для уровней Ландау (рис. 3) $3D$–экситонными состояниями с положительными, не равными нулю проекциями момента $m \geqslant 1$,

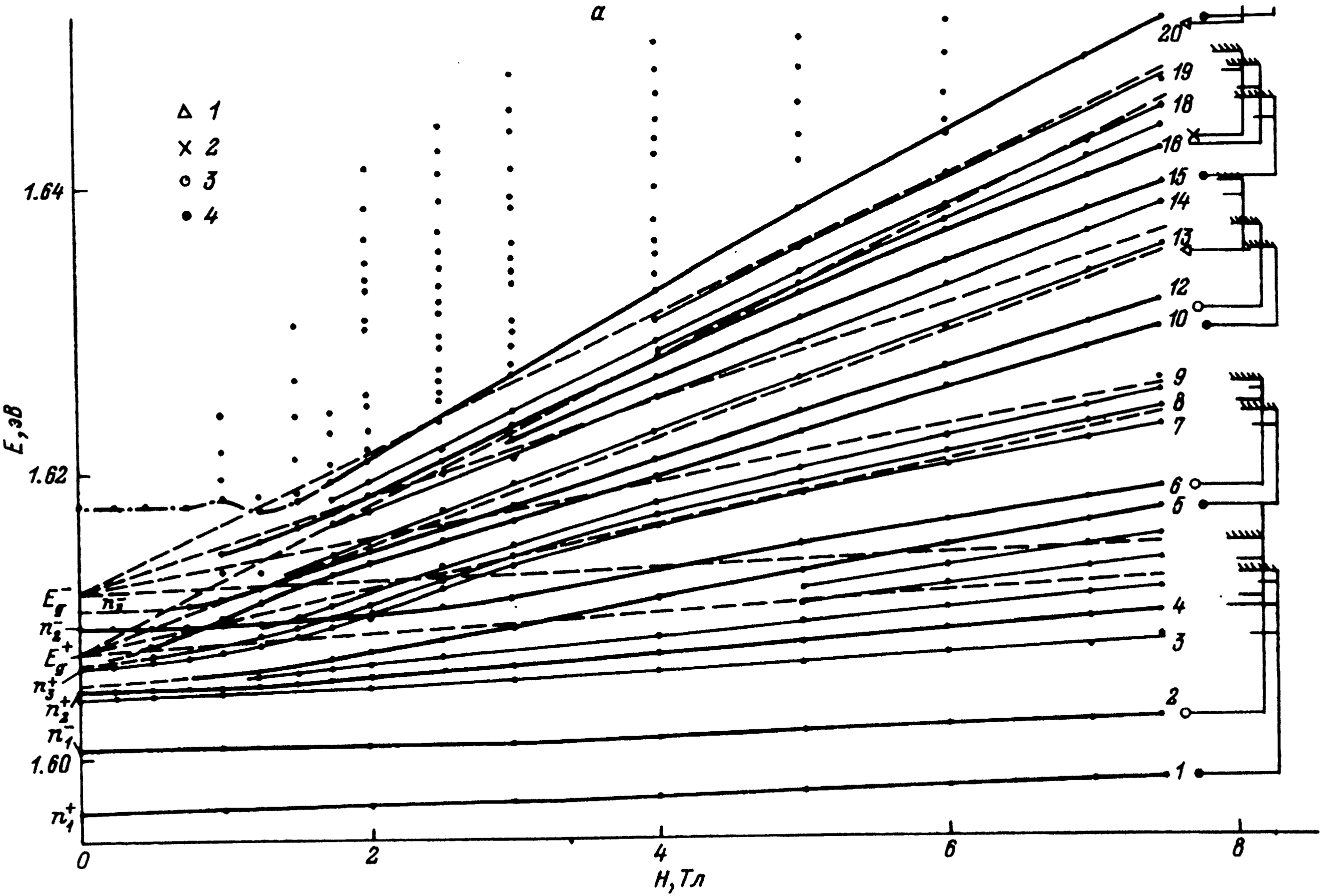


**Рис. 3.** Фрагменты веерных диаграмм CdTe ($T = 2$ K) для наиболее длинноволновых максимумов.

Поляризации: $\sigma^+$ (*а*), $\sigma^-$ (*б*).

Сплошные кривые соединяют экспериментальные точки для наглядности. «Жирными» линиями обозначены наиболее интенсивные максимумы. Штриховые линии — теоретические положения энергий для переходов между подзонами Ландау. Штрихпунктирной линией отмечено положение максимума для перехода с эмиссией $LO$-фонона. Цифры справа соответствуют порядковому номеру максимума поглощения в спектре на рис. 5.

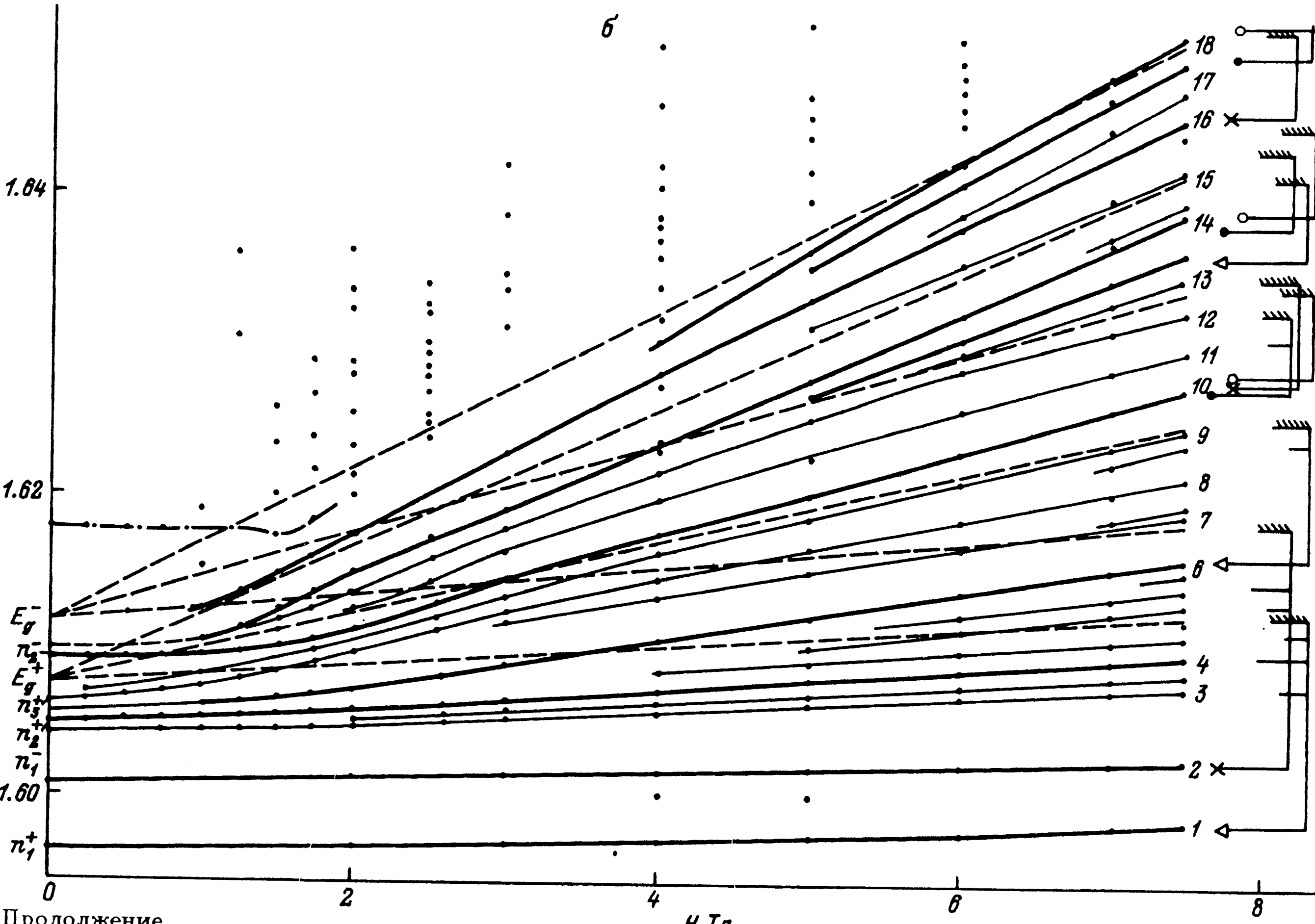


**Рис. 3.** Продолжение.

Прямоугольными скобками показаны серии диамагнитных экситонов, высота скобки соответствует энергии связи, горизонтальные черты со штриховкой — положения соответствующих краев диссоциации или переходов между подзонами Ландау, короткие черточки — возбужденные состояния ДЭ ($\nu = 1, 2, \ldots$), длинные — основные состояния ($\nu = 0$) для переходов: *1* — $a^+(l \pm 1)a^c(l)$, *2* — $b^+(l \pm 1)b^c(l)$, *3* — $a^-(l \pm 1)a^c(l)$, *4* — $b^-(l \pm 1)b^c(l)$.

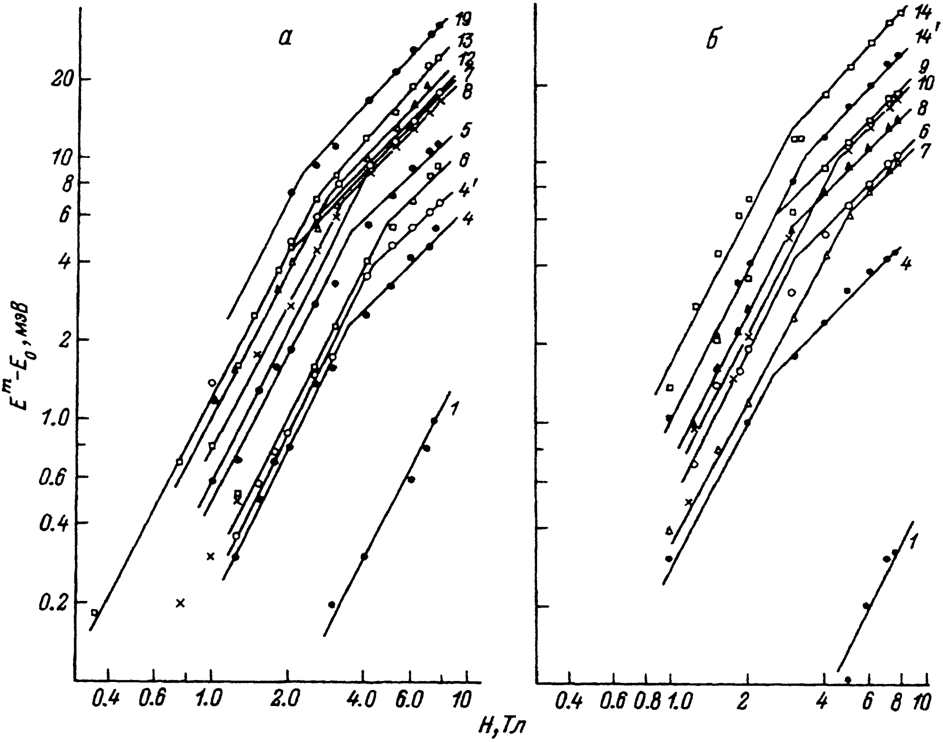


**Рис. 4.** Веерные диаграммы CdTe в логарифмическом масштабе. Поляризации: $\sigma^+$ (*а*), $\sigma^-$ (*б*).

Цифры — порядковые номера максимумов в спектрах на рис. 5. $E_0$ выбиралось по рис. 3 при $H = 0$ или же как результат квадратичной экстраполяции к $H = 0$.

возгорающими в магнитном поле. В их числе $2p_{+1}$, $3p_{+1}$, $3d_{+1}$, $3d_{+2}$, $4f_{+3}$, $5g_{+4}$. При этом состояния с $m \leqslant 0$ остаются в дискретном спектре и границ континуума не пересекают. Такая система соответствия уровней согласуется с многочисленными расчетами, выполненными для атома водорода и экспериментами по наблюдению уровней водородоподобных примесей в InSb [21] и других полупроводниках [22].

## 4. Осцилляции магнитопоглощения

Осциллирующее магнитопоглощение (ОМП) упругонапряженного образца в сильном магнитном поле ($\beta \gg 1$) при $\Delta_e < \Delta E_H$ можно описывать как суперпозицию спектров ДЭ, имеющих краями диссоциации две энергии переходов между подзонами Ландау расщепленных валентных зон с $M = \pm 1/2$ и $\pm 3/2$ и зоны проводимости при тех же правилах отбора, что и в свободном кристалле. Вопрос о спектре переходов между подзонами Ландау был рассмотрен Эггервалом [23], который воспользовался детерминантными уравнениями Пиджена–Брауна [24], описывающими спектр магнитных подзон электронов, легких и тяжелых дырок, а также дырок в третьей $v$–зоне, отщепленной спин-орбитальным взаймодействием в рамках модифицированной модели Кейна для ненапряженного кристалла. В первом приближении это оказалось возможным осуществить

**Таблица 2**

Соответствие состояний экситона в слабополевой и сильнополевой областях экспериментальных спектров

| $N$ | $\sigma^{\pm}$ | $\pm\Delta_2$ | $M_v$ | $nlm$ | $LM\nu$ | Обозначение состояния ДЭ | Примечание |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 3 | + | + | $-3/2$ | $2p_0$ | 001 | $b^-(1)b^c(0)$; $1B$ | $2P_{3/2}(\Gamma_8^-)$ |
| 4 | + | + | $-3/2$ | $2s_0$ | 002 | $b^-(1)b^c(0)$; $2B$ | $2S_{3/2}(\Gamma_8^+)$ |
| 4 | − | + | $3/2$ | $2s_0$ | 002 | $a^+(-1)a^c(0)$; $2B$ | $2S_{3/2}(\Gamma_8^+)$ |
| 4′ | − | + | $3/2$ | $3d_0$ | 004 | $a^+(-1)a^c(0)$; $3B$ | $2P_{5/2}(\Gamma_8^-)$ |
| 5 | + | + | $3/2$ | $2p_1$ | 110 | $b^-(2)b^c(1)$; осн. | $2P_{5/2}(\Gamma_7^-)$ |
| 6 | + | − | $1/2$ | $2p_1$ | 110 | $a^-(2)a^c(1)$; осн. | $2P_{5/2}(\Gamma_7^-)$ |
| 6 | − | + | $3/2$ | $2p_1$ | 110 | $a^+(0)a^c(1)$; осн. | $2P_{5/2}(\Gamma_7^-)$ |
| 10 | − | − | $1/2$ | $2p_1$ | 110 | $b^+(0)b^c(1)$; осн. | $2P_{5/2}(\Gamma_7^-)$ |
| 7 | + | + | $3/2$ | $3d_1$ | 111 | $b^-(2)b^c(1)$; $1B$ | |
| 8 | − | + | $3/2$ | $3d_1$ | 111 | $a^+(0)a^c(1)$; $1B$ | |
| 7′ | + | + | $-3/2$ | $3p_1$ | 112 | $b^-(2)b^c(1)$; $2B$ | |
| 9 | − | − | $1/2$ | $3p_1$ | 112 | $a^+(0)a^c(1)$; $2B$ | |
| 12 | + | − | $1/2$ | $3d_2$ | 220 | $a^-(3)a^c(2)$; осн. | |
| 18 | + | − | $-1/2$ | $4f_2$(?) | 222 | $a^-(3)a^c(2)$; $B$ | |
| 14 | − | − | $1/2$ | $4f_3$ | 330 | $a^-(4)a^c(3)$; осн. | |
| 19 | + | − | $-1/2$ | $5g_3$(?) | 332 | $a^-(4)a^c(3)$; $B$ | |
| 20 | + | + | $-3/2$ | $5g_4$ | 440 | $b^-(5)b^c(4)$; осн. | |

П р и м е ч а н и е. При обозначении переходов между подзонами Ландау в $v$- и $c$-зонах мы приводим обозначения: $(1,2,3)B$; осн., обозначающие 1-е, 2-е и 3-е возбужденные состояния (по возрастанию энергии) и основное состояние соответственно. Номер возбужденного состояния не ставится, если интерпретация не может быть уверенной. В последнем столбце — обозначения состояний спектра при $H = 0$ по [21], совпадающих по энергии с приводимыми здесь.

для плоскости (110) и магнитного поля, направленного по оси [110], вводя в диагональные элементы двух матриц $4 \times 4$ (соответствующие этим матрицам состояния обозначаются $a$ и $b$) поправку к $E_g$ на гидростатическую деформацию $-\delta E_g$ на расщепление $\pm\Delta_e$. Результирующая система переходов образует при $h\nu - E_g^0 > \Delta_e$ две веерные диаграммы, сходящиеся к $E_g^+$ и $E_g^-$. При этом для нашего случая деформации растяжения в плоскости «верхняя» по энергии система переходов образуется состояниями $b_{3/2}^{\pm} - b_{1/2}^{c}$, «нижняя» $a_{1/2}^{\pm} - a_{1/2}^{c}$ в $\sigma^+$-спектре, «верхняя» $a_{3/2}^{\pm} - a_{1/2}^{c}$ и «нижняя» $b_{1/2}^{\pm} - b_{1/2}^{c}$ в $\sigma^-$-спектре (рис. 3).

Из рассмотрения веерных диаграмм становится очевидно, что наблюдаемые в эксперименте максимумы по сути являются экситонными, в то время как переходы между магнитными подзонами непосредственно никак не обозначаются в спектре.[2] Поэтому для дальнейшего анализа не-

[2] Этот вопрос в нашем случае $\beta < 1$ не вполне ясен и требует специального исследования. Возможно, мы имеем отдельные факты (рис. 5) наблюдения линий, принадлежащих квазиконтинуумам или краям диссоциации, т.е. переходам непосредственно между подзонами Ландау.

обходимо установить энергии связи ДЭ: $R_{ДЭ}$. Однако, как уже отмечалось [2], стандартная методика расчета [7,25], происходящая еще от работ Эллиота и Лудона [26] и Хасегавы и Говарда [27] и требующая выполнения условия сильного поля $\beta \gg 1$, не применима в нашем случае. Действительно, уже для $\beta = 1$ здесь требуется магнитное поле $H = 12$ Тл, превосходящее максимальное магнитное поле, достигавшееся в эксперименте. Тем не менее осциллирующая структура наблюдается и носит квазиландауский характер, т.е. расстояния между максимумами поглощения в спектре имеют порядок циклотронных энергий $\hbar\Omega = \hbar(\omega_c^c + \omega_c^v)$, где $\omega_c^{cv}$ — циклотронные частоты для электрона ($c$) и дырки ($v$). Это происходит благодаря выраженности возбужденных состояний экситона при $H = 0$ и их возгоранию при увеличении $H$. В то же время $1s$-состояние практически в образовании осциллирующего спектра не участвует, подчиняясь закономерностям эффектов слабого поля в полном соответствии с $\beta \ll 1$. Что же касается возбужденных состояний, то участие части из них в образовании « осциллирующего» спектра вполне очевидно и начинается для состояния с некоторым квантовым числом $n_0$ с момента равенства $\Delta E_H(n_0)$ для диамагнитного сдвига уровня его нулевой энергии связи $R^{*\prime}$ и $\Delta E_H(l)$ для уровня Ландау $l$. Естественно, критическое поле начала осцилляций зависит от $n_0$, а также от орбитального числа и магнитного квантового числа дырки, участвующей в переходе. Слабая деформация, слегка раздвигающая состояния с $M = \pm 1/2$ и $\pm 3/2$, дает возможность надежнее установить реальное правило соответствия квантовых чисел для переходов в условиях $\beta \ll 1$ и $\beta \gg 1$, т.е. $3D$–экситонных состояний и состояний квазиодномерного ($1D$) диамагнитного экситона.

Методика расчета $R_{ДЭ}$ для случая $\beta \ll 1$ была развита в [28] для InP и дала хорошее согласие с экспериментом уже для первых состояний ДЭ на фоне континуума состояний. Что же касается экситонных уровней под «нулевым» уровнем Ландау, то здесь развитым в [28] методом могут быть рассчитаны только возбужденные состояния «нижней» серии как возбужденные уровни ДЭ, в то время как основное состояние ведет себя как трехмерное и подчиняется закономерностям эффектов Зеемана и диамагнитного сдвига. Ситуация в InP имеет много общего с CdTe, что делает естественной попытку применения этой методики в настоящей работе. Суть метода заключается в численном решении одномерного уравнения Шредингера

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu_{\lambda n}}\frac{d^2}{dz^2} + u_{lM\lambda}(z) - \varepsilon(z)\right)\psi(z) = E\psi(z) \tag{10}$$

с одномерным адиабатическим потенциалом $u_{lM\lambda}(z)$, «сконструированным» на радиальных волновых функциях $\Phi_{lM}$, описывающих движение экситона в плоскости, перпендикулярной магнитному полю $H_z$

$$u_{lM\lambda}(z) = -\frac{e^2}{\varkappa_0}\frac{1}{L}\int_0^{2\pi} d\varphi \int \frac{d\xi}{\sqrt{2\xi + z^2/L^2}} \left|\Phi_{lM}(\xi,\varphi,\lambda)\right|^2 . \tag{11}$$

Здесь $\xi = \rho^2/2L^2$; $\varphi$, $\rho$, $z$ — цилиндрические координаты; $\lambda = \pm 1/2$, $\pm 3/2$; $n$ — квантовое число Ландау–Латтинжера. При этом и $\Phi_{lM}$, и

$\mu_{\lambda n}$ являются результатом решения методами теории возмущений (ТВ) квазидвумерного уравнения типа

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_\perp}\left(\nabla^2-\frac{\rho^2}{2L^2}\right)\frac{e^2}{\varkappa_0\sqrt{\rho^2+z^2}}\right]\Phi_{lM}(\rho)=\varepsilon(z)\Phi_{lM}(\rho), \qquad (12)$$

получаемого совместно с (10) адиабатическим разделением переменных в исходном «трехмерном» уравнении Шредингера. При таком подходе последняя операция — численное решение $1D$–уравнения Шредингера — не накладывает каких-либо ограничений на величину $\beta$. Требования к величине $\beta \sim H$ возникают при адиабатическом разделении переменных и решении (12) методами ТВ. В качестве момента, оправдывающего адиабатическое разделение, авторы [28] обратили внимание на то, что уже сам факт экспериментального проявления квазиландауской структуры можно интерпретировать как происшедшее разделение быстрого (поперечного циклотронного) и адиабатически медленного (кулоновского) движений. Это же обстоятельство позволяет в первом приближении воспользоваться $\mu_{\lambda n}$ и $\Phi_{lM}$ из (12) для построения на одномерном кулоновском потенциале адиабатического потенциала (11) и получения искомого спектра энергий. Проблематичным остается определение длинноволновой границы применимости полученных результатов, и требуется каждый раз этот вопрос решать индивидуально, анализируя экспериментальные данные.

В табл. 3 мы приводим рассчитанные таким образом энергии связи основного ($\nu = 0$) и первого возбужденного ($\nu = 1$) состояний ДЭ в CdTe, а в табл. 4 — продольные массы дырок на уровнях Ландау $m_{\lambda n}$, на которых строится ДЭ (для $H = 7.5$ Тл), $\mu_{\lambda n}^{-1} = m_c^{*-1} + m_{\lambda n}^{-1}$.

На рис. 5 изображены экспериментальные «осциллирующие» спектры ДЭ упругонапряженного CdTe для двух циркулярных поляризаций в фарадеевской геометрии. Под экспериментальным спектром приводится теоретический спектр ДЭ, вычисленный описанным выше способом. Теория и эксперимент хорошо согласуются для всех состояний на фоне континуума. В области дискретного спектра удовлетворительно описываются предлагаемым способом только возбужденные состояния. Во многих случаях на фоне континуума наблюдается не только наиболее интенсивное основное состояние ДЭ $\nu = 0$, но и возбужденные состояния $\nu = 1, 2$. Выделение серий ДЭ позволяет убедиться в справедливости расчета, так как для возбужденных состояний большого радиуса достаточно справедливыми оказываются и методы ТВ, следующие методике [25–27].

## 5. Анализ экспериментальных данных и вычисление энергетических зонных параметров CdTe

Убедившись в удовлетворительности примененного расчетного метода, можно установить положения переходов между подзонами Ландау как краев диссоциации соответствующих серий ДЭ и далее приступить к анализу зонной структуры CdTe. По системе уровней Ландау, восстановленной таким образом, возможно несколько процедур вычисления зонных параметров. Одна из них сводится к сравнению $\sigma^+$– и $\sigma^-$–спектров для вычисления удвоенных циклотронных энергий электронов и дырок по отдельности [7,29]. Результаты мы приводим на

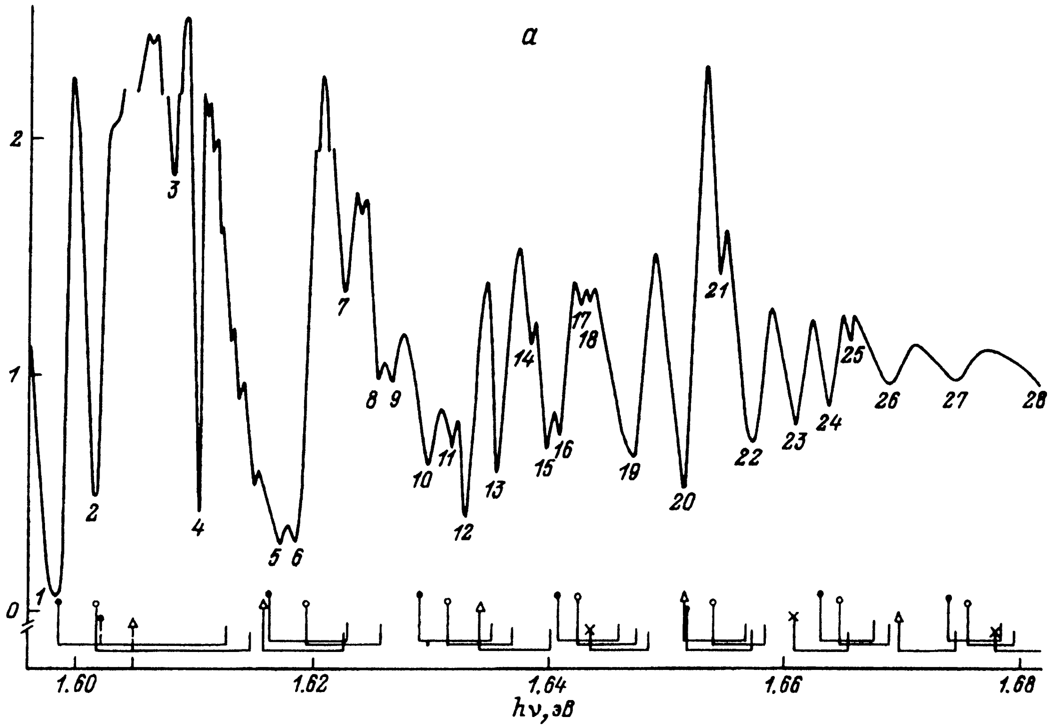


**Рис. 5.** Экспериментальные спектры ОМП или диамагнитных экситонов в CdTe при $T = 2$ К и $H = 7.5$ Тл. Поляризации: $\sigma^+$ (*а*), $\sigma^-$ (*б*).

Цифры — порядковые номера максимумов поглощения (на рисунке — минимумов). Прямоугольными скобками показаны серии диамагнитных экситонов, длина скобки соответствует энергии связи $R_{\text{дэ}}$, левая вертикаль — основное состояние ($\nu \doteq 0$), правая — край диссоциации ($\nu' = \infty$) или переход между подзонами Ландау. Обозначения — те же, что и на рис. 3. Штриховые вертикали — неправильный результат расчета в рамках развитого в работе метода серий экситона с $l_c = 0$.

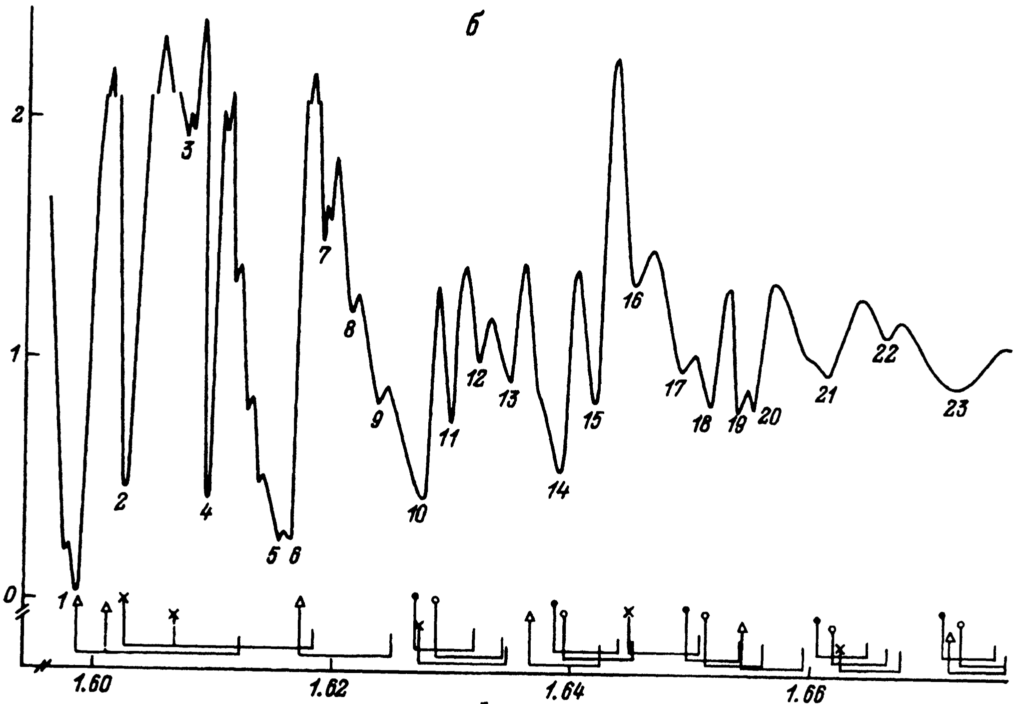


**Рис. 5.** Продолжение.

**Таблица 3**

Энергии связи диамагнитных экситонов в CdTe при $H = 7.5$ Тл, рассчитанные вариационным методом

| Квантовые числа | | $\sigma^+$ | | | | $\sigma^-$ | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $l_c$ | $\nu$ | $b^+$ | $a^+$ | $b^-$ | $a^-$ | $b^+$ | $a^+$ | $b^-$ | $a^-$ |
| 0 | 0 | 6.0 | 7.7 | 10.6 | 8.9 | 11.9 | 11.5 | 5.7 | 6.2 |
| | 1 | 1.7 | 1.6 | 1.9 | 2.4 | 2.6 | 2.2 | 1.8 | 1.8 |
| 1 | 0 | 5.3 | 6.4 | 7.8 | 6.3 | 7.7 | 7.8 | 5.3 | 5.6 |
| | 1 | 1.6 | 1.4 | 1.9 | 1.9 | 1.4 | 1.4 | 1.8 | 1.4 |
| 2 | 0 | 4.8 | 5.6 | 6.4 | 5.4 | 6.2 | 5.9 | 5.0 | 5.1 |
| | 1 | 1.5 | (1.3) | 1.5 | 1.7 | (1.2) | (1.4) | (1.7) | (1.4) |
| 3 | 0 | 4.7 | 5.0 | 5.6 | 4.9 | 5.4 | 5.1 | 4.8 | 5.1 |
| | 1 | (1.4) | (1.3) | 1.4 | 1.6 | (1.1) | (1.4) | 1.8 | (1.4) |
| 4 | 0 | 4.6 | 4.9 | 5.0 | 4.5 | 5.1 | 4.6 | 4.5 | 4.7 |
| | 1 | 1.3 | (1.2) | (1.3) | 1.4 | 1.0 | 1.3 | 1.7 | (1.3) |

Примечание. В скобках приводятся оценочные значения энергий связи возбужденных состояний ДЭ, полученные интерполяцией.

**Таблица 4**

Продольные эффективные массы дырок на уровнях Ландау $m_{\lambda m}$ в CdTe — в массах свободного электрона ($\lambda = \pm 1/2$; $\pm 3/2$)

| $n$ | $m^+_{-1/2}$ | $m^+_{+1/2}$ | $m^-_{-1/2}(0)$ | $m^-_{+3/2}(0)$ | $m^-_{-3/2}(k^*)$ |
|---|---|---|---|---|---|
| −1 | 1.033 | 0.348 | — | — | — |
| 0 | 0.200 | 0.174 | — | — | — |
| 1 | 0.112 | 0.107 | −0.146 | 0.179 | 0.84 |
| 2 | 0.109 | 0.103 | −0.089 | 0.105 | 0.96 |
| 3 | 0.107 | 0.102 | −0.065 | 0.075 | 1.01 |
| 4 | 0.106 | 0.102 | −0.052 | 0.058 | 1.03 |
| 5 | 0.106 | 0.102 | −0.043 | 0.047 | 1.04 |
| 6 | 0.105 | 0.102 | −0.036 | 0.039 | 1.04 |

Примечание. В расчетах $R_{ДЭ}$ для обеих серий $a$ и $b$ использована $m^-_{-3/2}(k^*)$, а не $m^-_{\pm 3/2}(0)$.

рис. 6,*а–в*. Из рис. 6,*а* следует электронная масса на дне зоны проводимости $m_0^{-1} m_c^*(0) = 0.090 \pm 0.002$ при коэффициенте непараболичности $p_c = 0.09\,$мэВ$^{-1}$. Здесь $p_c$ — коэффициент при $k^4$ в разложении закона дисперсии электрона по четным степеням $k$. Он соотносится с безразмерным коэффициентом $K_2$, часто применяемым для тех же целей, как

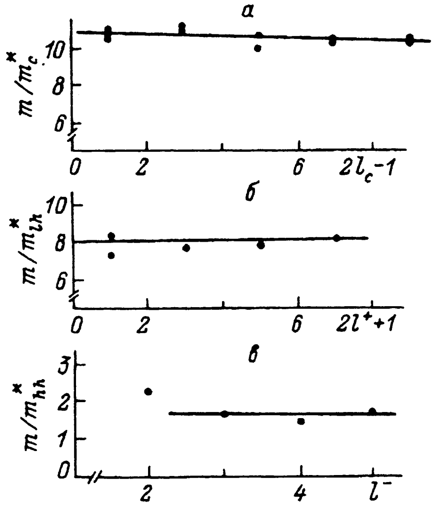


**Рис. 6.** Зависимости обратных циклотронных масс от квантовых чисел Ландау для CdTe при $H = 7.5$ Тл и $T = 2$ К.
*а* — электроны,
*б* — легкие дырки,
*в* — тяжелые дырки.

$K_2 = -p_c E_g (m_c^*(0)/m_0)^2$; в нашем случае $K_2 = -1.2$. Полученное значение массы на дне $c$–зоны приближается к известным, полученным из опытов по циклотронному резонансу (ЦР) $0.096m_0$ [30,31], $0.092m_0$ [32] снизу, однако отклонение от наиболее широко употребляемой величины $0.096m_0$ превышает ошибку эксперимента. Следует учесть, что данные ЦР при всей их высокой точности дают сведения о полярной массе $m_c^{**}$, отличающейся от зонной как

$$m_c^{**} = m_c^* (1 - \alpha_F/6)^{-1} \, , \tag{13}$$

где $\alpha_F$ — фрелиховская константа, составляющая в CdTe $\alpha_F \sim 0.37$, тогда как наш эксперимент воспроизводит зонные массы. Электрон-фононное взаимодействие здесь заметно изменяет значение масс, и с полученными нами данными можно сравнить скорректированные данные ЦР, которые тогда уже совпадают с нашими с точностью не хуже $1 - 2\%$. С меньшей точностью, по данным ОМП, таким образом определяются дырочные массы: легкие дырки обычно бывают плохо представлены в $\sigma^+$–спектрах, что ограничивает количество расчетных точек, а тяжелые дырки даются близкорасположенными переходами, имеющими тенденцию слиться при увеличении квантового числа Ландау $l$. Тем не менее данные рис. 6,*б* позволяют вычислить $m_0^{-1} m_{lh}^* = 0.12 \pm 0.02$ для вершины зоны легких дырок и $m_0^{-1} m_{hh}^* = 0.62 \pm 0.03$ для тяжелых. Эти данные относятся к осям второго порядка $\langle 110 \rangle$ и находятся в удовлетворительном согласии с известными значениями параметров зонной структуры CdTe. Имея в виду то обстоятельство, что в опытах по ЦР для электронов и дырок в отдельности может быть достигнута большая точность, используем тот факт, что данные, получаемые в опытах по межзонному магнитопоглощению, ценны прежде всего взаимосвязанностью параметров при получении их из одного и того же опыта, на одном и том же образце. Кроме того, здесь возможно далекое продвижение в глубь разрешенных зон, позволяющее делать достоверные заключения о реальной непараболичности и вкладах высших зон (см., например, [28]). Поэтому далее мы применим процедуру общей подгонки спектра ОМП к теоретическому, получаемому решением детерминантных уравнений [23,24] с поправками на энергии связи диамагнитных экситонов $R_{ДЭ}$, полученными по методике, описанной выше.

Кроме того, воспользуемся тем фактом, что субмикронная толщина образца позволяет наблюдать спектр на глубинах $h\nu > E_g(0) + \Delta_0$, где $\Delta_0$ — спин-орбитальное расщепление $v$–зон (см. вставку к рис. 1). Такое наблюдение выполнено и для тонких свободных кристаллов CdTe. Расчет энергии связи, соответствующей экситону на образовавшейся таким образом отщепленной зоне $v_{SO}$ может выполняться по формуле [33]

$$R^*_{SO}(1s) = R_0\,[1 - 8\Phi T_1(\Delta_0)\,/\,5]\,, \tag{14}$$

где $\Phi = 8(\mu_0/\mu_1)^2 + (\mu_0/\mu_2)^2$, а $T_1(\Delta_0)$ — расчетный коэффициент, для CdTe близкий к −0.01. Это дает $R^*_{SO} \simeq R_0 = 10.3 \pm 0.2$ мэВ. Теоретическое значение эффективной массы $m^*_{SO} = 0.36 \pm 0.01 m_0$ соответственно отношению

$$m_0 m^{*-1}_{SO} = \gamma^*_1 - \left(E^*_p/3\right)\left(E^{*-1}_g - \left(E^*_g + \Delta_0\right)^{-1}\right). \tag{15}$$

Учет $R^*_{SO}$ дает возможность установить $\Delta_0 = 0.953 \pm 0.005$ эВ, что согласуется с известными 0.92 [11] 0.948 [34] и уточняет их.

Поиск минимума суммарной среднеквадратичной ошибки велся по параметрам $E_p$, $F$, $N_1$, $\gamma_1$, $\gamma_2$. При этом устанавливались $E^0_g = 1.6071$ эВ, $\Delta_0 = 0.953$ эВ, а в качестве затравочных параметров выступали параметры, сосчитанные по полученным выше циклотронным энергиям в результате сравнения $\sigma^+$– и $\sigma^-$–спектров. Параметр $k$, характеризующий спиновое расщепление дырочных состояний, задавался через соотношение $k = (2\gamma_2 - \gamma_1 - 2)/3 + \gamma_3 - \delta k$. Мы использовали в качестве константы относительную гофрировку $\delta = (\gamma_3 - \gamma_2)/\gamma_1$ по данным, полученным из опытов по ЦР [30]. Гофрировка не определялась в нашем эксперименте, выполненном в единственной ориентации $\mathbf{H} \parallel \mathbf{C}_2$. Оптимальная величина малой поправки $\delta k = q/2 + 5\delta_{\text{обм}}/4 - 2H_2/3$ (см. [35]), включенной в процедуру минимизации, оказалась равной или меньше нуля. Таким образом, мы не имели возможности судить и о точной величине малого параметра $|q| \ll k$ [36], характеризующего анизотропию спинового расщепления дырок, и пользовались $q = -0.02$ из [19]. В массив исходных экспериментальных данных вошла 31 точка энергетических положений основных состояний диамагнитного экситона в $\sigma$-спектрах при $H = 7.5$ Тл. В результате минимизации был достигнут минимум, соответствующий средней ошибке на одну точку $|\overline{\delta_i}| \sim 0.62$ мэВ. Последующие итерации, основанные на вычислении поляронных параметров и введении их для расчетов $R_{ДЭ}$, а также на уточнении других расчетных величин, были относительно мало значимыми и дали окончательно следующую систему параметров:

$$E_p = 22.5\,\text{эВ}, \qquad F = -1.2\,\text{эВ},$$

$$\gamma_1 = 5.37, \quad \gamma_2 = 1.67, \quad \gamma_3 = 1.98, \quad k = 0.64. \tag{16}$$

Анализ зависимостей $\sum_i^{31} \delta_i^2$ от $E_p$, $F$, $\gamma_1$ и $\gamma_2$ позволяет считать, что относительная погрешность их определения не превышает 2%.

Полученные параметры соответствуют следующим зонным массам и $g$-фактору в экстремумах зон: $m_0^{-1}m_c^* = 0.0907$, $m_0^{-1}m_{lh}^{*<110>} = 0.12$, $m_0^{-1}m_{hh}^{*<110>} = 0.62$, $g_c^* = -1.52$ и хорошо согласуются с величинами, измеренными прямо. Из $g_c^*$, полученного выше, при учете $E_g$, $\Delta_0$, $E_p$ следует также $N_1 = -0.01$. Параметры (16) являются высокочастотными зонными параметрами, и для описания низкочастотных эффектов следует их модифицировать, учитывая поляронные поправки в соответствии с зависимостями [37,38]

$$\gamma_1^* = \gamma_1\left(1 - \bar{\alpha}/6 - \mu\delta\alpha/6\right),$$

$$\mu^* = (\gamma_1/\gamma_1^*)\left[\mu(1+\bar{\alpha}/30) - 4\delta\alpha/15\right], \tag{17}$$

где

$$\alpha_\pm = (e^2/\hbar)\left(\varkappa_0^{-1} - \varkappa_0^{-1}\right)(m_\pm/2\hbar\Omega_{LO})^{1/2}, \quad \bar{\alpha} = (\alpha_+ + \alpha_-)/2,$$

$$\delta\alpha = \alpha_- - \alpha_+, \quad \mu = (6\gamma_3 + 4\gamma_2)\Big/5\gamma_1,$$

а «+» и «−» — относятся к легким и тяжелым дыркам соответственно. Поляронные массы легких и тяжелых дырок связаны с константами взаимодействия $\alpha_\pm$ и зонными массами $m_\pm$ как [39]

$$m_\pm^* = m_\pm\left\{1 - (\alpha_\pm/6)\left[-11/10 + (3/5)(m_\pm/m_\mp)^{1/2} + (3/2)(m_\mp/m_\pm)^{1/2}\right]\right\}^{-1}. \tag{18}$$

Система «поляронных» параметров зонной структуры CdTe в соответствии с (13), (16)–(18) и в предположении $\delta = \delta^*$, где $\delta^* = \left(\gamma_3^* - \gamma_2^*\right)/\gamma_1^*$, составляет

$$E_p^* = 21.0\ \text{эВ},\ \gamma_1^* = 4.43,\ \gamma_2^* = 1.36,\ \gamma_3^* = 1.61,\ k^* = 0.4. \tag{19}$$

Поляронные параметры (19) соответствуют массам циклотронного резонанса, а также входят в описание других относительно низкочастотных $(\omega < \omega_{TO})$ электрических и оптических эффектов. Для случая CdTe их отличие от зонных заметно благодаря близким к единице константам взаимодействия с фононами $\alpha_F$, $\alpha_\pm$. По ним в приближении двух независимых поляронов могут быть сосчитаны параметры экситонных зон $R^*$, а также анизотропные поправки к энергиям $1s$–, $2s$– и $3s$–состояний и сферически-симметричная часть экситонной энергии связи, которые даются $E_{1,2,3}$ и $R_0$ соответственно.

Это приближение, как показывает сравнение с нашими данными, полученными чисто экспериментально, без применения каких-либо априорных сведений об эффективных массах и диэлектрической проницаемости, вполне справедливо при использовании $\varkappa_0 \lesssim 9.65$ [40]. Более последовательный подход, основанный на вариационной процедуре и сводящийся прежде всего к установлению эффективной диэлектрической проницаемости среды $\varkappa_{\text{эфф}}$, содержится в [41,42], однако он дает более существенные преимущества для объектов с большими значениями констант взаимодействия и меньшими экситонными радиусами $a^*$, так что $a^* < l_f$, где $l_f = \hbar(2m_{c,v}^*\hbar\Omega_{LO})^{-1/2}$. Небольшое отличие применявшейся величины $\varkappa_0$ от наиболее современного значения 10.31 [43], возможно, и является следствием случайного выбора $\varkappa_0 \sim \varkappa_{эфф}$, лучшим подгоночным значением для которого оказывается $\varkappa_{эфф} = 9.46$. Если также воспользоваться помимо (17) работами, в которых вычислены продольно-поперечное расщепление $\Delta_{LT}$ [43,44] и константа обменного взаимодействия $\Delta_{обм}$ [44,45], а также работали [46,47], где рассчитывались отклонения от параболического закона дисперсии экситона при $K \to 0$, можно составить следующую систему экситонных параметров свободного от механических напряжений CdTe (энергии — в мэВ; заимствованные из литературы данные — в скобках):

$$R^* = 10.7,\ R_0 = 10.3,\ \varkappa_{эфф} = 9.46,\ \Delta E_1 = 0.37,\ \Delta E_2 = 0.15,$$

$$\Delta E_3 = 0.07,\ (\Delta_{LT} = 0.5 - 0.65,\ \Delta_{обм} = 0.07),\ \Delta E_k = 3.1,$$

$$K_{\min} = 1.7 \cdot 10^6\,\text{см}^{-1},\ M^+ = 0.23m_0,\ M^- = 0.7m_0. \qquad (20)$$

Система (20) хорошо согласуется с [5] и с результатами настоящей работы, а также существенно поправляет [1,2] и может, по-видимому, так же как (16) и (19), рассматриваться как одна из наиболее полных и достоверных.

В работе получены следующие основные результаты.

На сверхтонких монокристаллических пластинках слабо упругонапряженного CdTe выполнено наблюдение оптических и магнитооптических экситонных явлений вблизи края фундаментального поглощения. Анализ линейчатой структуры спектра в отсутствие магнитного поля, включающей в себя ряд возбужденных состояний, позволяет оценить влияние слабой деформации на энергии связи экситонных серий, связанных с двумя валентными зонами, образовавшимися в результате расщепления вырожденной при $k = 0$ валентной зоны легких и тяжелых дырок. При включении магнитного поля наблюдаются эффекты слабого и сильного поля: диамагнитный сдвиг, эффект Зеемана и осциллирующее магнитопоглощение одновременно. При этом эффект сильного поля — ОМП — обнаруживается на фоне континуума ($h\nu > E_g$) при полях, существенно меньших, чем удовлетворяющие критерию сильного поля $\beta \gg 1$, что связано с наблюдением высоковозбужденных («ридберговских») состояний экситона. Критические поля перехода от явлений слабого поля к эффектам сильного поля тем ниже, чем более высокие возбужденные состояния экситона удается наблюдать при $H = 0$. Экспериментальная возможность проследить положение линии в спектре при переходе через критические поля, а также деформационное смещение двух серий переходов, происходящих от дырок с $|M| = 3/2$ и $1/2$, дает основание предложить схему соответствия квантовых чисел $3D$ и $1D$ экситонных состояний. При обработке ОМП, интерпретируемого как спектр суперпозиции серий диамагнитных экситонов, использована методика расчета энергий связи, удовлетворяющая условиям эксперимента, где $\beta < 1$. В результате реконструируется энергетический спектр переходов между подзонами Ландау, что дает возможность различными методами рассчитать полные самосогласованные наборы зонных параметров недеформированного CdTe. Многие несоответствия между экспериментальными и расчетными данными снимаются, если для интерпретации высокочастотных, низкочастотных и экситонных явлений применять предлагаемые в работе три соответствующих набора параметров, заметно различающихся ввиду относительно сильного экситон-фононного и экситон-фотонного взаимодействий в этом кристалле.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Л.В.Асряну, выполнившему тщательную перепроверку расчетов и параметров CdTe, приводимых в работе.

**Список литературы**


[1] Abdullaev M.A., Coschug O.S., Kokhanovskii S.I., Seisyan R.P. // J. Cryst. Growth. 1990. V. 101. N 1–4. P. 802–807.
[2] Абдуллаев М.А., Кохановский С.И., Кощуг О.С., Сейсян Р.П. // ФТП. 1989. Т. 23. № 1. С. 1160–1163.
[3] Алиев Г.Н., Кощуг О.С., Несвижский А.И., Сейсян Р.П., Язева Т.В. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 8. С. 2393–2399.
[4] Алиев Г.Н., Кощуг О.С., Сейсян Р.П. // ФТТ. 1993. Т. 35. В печати.
[5] Алиев Г.Н., Гавалешко Н.П., Кощуг О.С., Плешко В.И., Сушкевич К.Д., Сейсян Р.П. // ФТТ. 1992. Т. 34. № 8. С. 2400–2406.
[6] Осипов Ю.В. // ФТТ. 1966. Т. 8. № 8. С. 2280–2292.
[7] Сейсян Р.П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М.: Наука, 1984. 273 с.
[8] Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972. 584 с.
[9] Kleiner W.H., Roth L.M. // Phys. Rev. Lett. 1959. V. 2. P. 234–236.
[10] Thomas D.G. // J. Appl. Phys. Supl. 1961. V. 32. N 10. P. 2298–2305.
[11] Cardona M., Shaklee K., Pollak F. // Phys. Rev. B. 1967. V. 154. N 3. P. 696–721.
[12] Price P.J. // Phys. Rev. 1956. V. 104. N 5. P. 1223.
[13] Hall E.B., Costner I.G. // Phys. Rev. B. 1970. V. 1. N 12. P. 4763.
[14] Аверкиев Н.С., Родина А.В. // ФТТ. 1993. Т. 35. № 4. С. 1051–1066.
[15] Altarelli M., Lipari N.O. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 8. P. 3798–3802.
[16] Swerkowski L. // Phys. Rev. B. 1974. V. 10. N 9. P. 3311–3317.
[17] Lusakowski A., Suffczynski M. // Nuovo Chimento. 1982. V. 1D. N 2. P. 141–154.
[18] Nakamura A., Weisbuch C. // Sol. St. Comm. 1979. V. 32. P. 301–304.
[19] Molva E., Dang Le Si. // Phys. Rev. B. 1985. V. 32. N 3. P. 1156–1165; 1983. V. 27. N 10. P. 6222–6226.
[20] Rösner W., Wunner G., Herold H., Ruder H. // J. Phys. B. 1984. V. 17. N 1. P. 29–52.
[21] Lin—Chung P.J., Henvis B.W. // Phys. Rev. B. 1975. V. 12. N 2. P. 630–640.
[22] Gantmahher V.F., Zverev V.N. // Landau Level Spektroscopy / Ed. G. Landwher, E.I. Rashba. Amsterdam, Elsevier, 1991. V. 27.2. Ch. 19. P. 1135–1180.
[23] Aggarwal R.L. // Phys. Rev. B. 1970. V. 2. N 2. P. 446–457.
[24] Pidgeon C.R., Brown R.N. // Phys. Rev. 1966. V. 146. N 2. P. 575–583.
[25] Гельмонт Б.Л., Сейсян Р.П., Эфрос Ал.Л., Варфоломеев А.В. // ФТП. 1979. Т. 11. № 2. С. 238–248.
[26] Elliot R.J., Loudon R.J. // Phys. Chem. Sol. 1959. V. 8. N 2. P. 382–388.
[27] Hasegava H., Howard R.E. // J. Phys. Chem. Sol. 1961. V. 21. N 1. P. 179–199.
[28] Кохановский С.И., Макушенко Ю.М., Сейсян Р.П., Эфрос Ал.Л., Язева Т.В., Абдуллаев М.А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 6. С. 1719–1733.
[29] Kanskaya L.M., Kokhanovskii S.I., Seisyan R.P., Efros Al.L. // Phys. Stat. Sol (b). 1983. V. 118. N 1. P. 447–452.
[30] Mears A.L., Stradling R.A. // Sol. St. Comm. 1969.V. 7. N 17. P. 1267–1269.
[31] Romestain R., Weisbuch C. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. N 25. P. 2067–2070.
[32] Dang Le Si, Neu G., Romestain R. // Sol. St. Comm. 1982. V. 44. N 8. P. 1187–1191.
[33] Baldereschi A., Lipari N.O. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. N 2. P. 439–451.
[34] Twardowsky A., Rokita E., Gaj J.A. // Sol. St. Comm. 1980. V. 36. P. 927–930.
[35] Efros Al.L., Kanskaya L.M., Kokhanovskii S.I., Seisyan R.P. // Phys. Stat. Sol( b). 1982. V. 114. N 2. P. 373–382.
[36] Neumann C., Nöthe A., Lipari N.O. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 2. P. 922–933.
[37] Trebin H.-R., Rössler U. // Phys. Stat. Sol. (b). 1975. V. 70. N P. 717–726.
[38] Trebin H.-R. // Phys. Stat. Sol. (b). 1977. V. 81. P. 527–534.
[39] Beni G., Rice T.M. // Phys. Rev. B. 1977. V. 15. N 2. P. 840–843.
[40] Berlincourt D., Jaffe H., Shiozawa L.R. // Phys. Rev. 1963. V. 129. N 3. P. 1009–1017.

[41] Pollmann J., Büttner H. // Phys. Rev. B. 1977. V. 16. N 10. P. 4480–4490.
[42] Kane E.O. // Phys. Rev. B. 1978. V. 18. N 12. P. 6849–6855.
[43] Weisbuch C., Ulbrich R.G. // Light Scattering in Solids. III / Ed. M.Cardona, G.Guntherodt. Springer–Verlag, Berlin, 1982. P. 207–263.
[44] Sooryakumar R., Cardona M., Merle J.C. // Sol. St. Comm. 1983. V. 48. N 7. P. 581–584.
[45] Rössler U., Trebin H.-R. // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 4. P. 1961–1970.
[46] Гельмонт Б.Л., Султанов С.Б., Эфрос Ал.Л. // ФТП. 1984. Т. 18. № 12. С. 2214–2219.
[47] Райх М.Э., Эфрос Ал.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 6. С. 301–304.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
31 декабря 1992 г.