

## ПРЯМОЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПИН-ОРБИТАЛЬНО ОТШЕПЛЕННОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

© Г.Н.Алиев, Н.В.Лукьянова, Р.П.Сейсян

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

Институт физики им. Х.И. Амирханова Российской академии наук,  
367000 Махачкала, Россия

(Поступила в Редакцию 15 августа 1995 г.)

Изучалось межзонное магнитопоглощение тонких ( $d \leq 1 \mu\text{m}$ ) свободных образцов «чистого» эпитаксиального GaAs при энергиях фотона  $\hbar\omega > E_g + \Delta_0$ , температуре  $T = 1.7\text{ K}$  в магнитном поле до 7.5 Т. Для реконструкции энергетического положения подзон Ландау были вычислены энергии связи диамагнитных экситонов, зависящие от номера уровня Ландау и магнитного поля. Были также учтены слабые остаточные деформации образца и поляронные эффекты. Путем анализа экспериментальных спектров поглощения и магнитопоглощения получены наиболее точные параметры спин-орбитально отщепленной валентной зоны:  $\Delta_0 = 346.4 \pm 0.5 \text{ meV}$ ,  $m_{so}^* = 0.176 \pm 0.008$ ,  $g_{so} = -4.7 \pm 1.0$ .

Параметры зоны  $V_3$  алмазоподобных полупроводников, отделенной от вершины валентной зоны энергией спин-орбитального взаимодействия  $\Delta_0$ , однозначно связаны соотношениями модели Кейна с параметрами зон  $V_1$  и  $V_2$  легких и тяжелых дырок, а также зоны проводимости. Зная параметры зоны проводимости и валентных зон  $V_1$  и  $V_2$ , легко можно определить параметры спин-орбитально отщепленной валентной зоны  $V_3$ . Тем не менее прямое определение параметров этой зоны привлекательно возможностью взаимного согласования и уточнения параметров дырочных и электронных зон, обрамляющих запрещенный зазор  $E_g$ .

Экспериментальному определению  $\Delta_0$  в GaAs посвящено множество работ, начиная с [1], где измерялось оптическое поглощение тонкого образца и было получено  $\Delta_0 = 0.35 \pm 0.01 \text{ eV}$ , и серии работ по дифференциальному электропоглощению, где для этой величины были получены значения  $0.348 \pm 0.002 \text{ eV}$  [2],  $0.339 \pm 0.003 \text{ eV}$  [3],  $0.340 \pm 0.04 \text{ eV}$  [4],  $0.350 \pm 0.04 \text{ eV}$  [5], и кончая фундаментальной работой по магнитофотоотражению [6]. Результаты работы [6] вошли в большинство справочников и цитируются как наиболее достоверные данные (например, [7]). В ней было получено  $\Delta_0 = 0.341 \pm 0.001 \text{ eV}$ , а также были определены эффективная масса дырки в спин-орбитально отщепленной зоне  $m_{so}^*/m_0 = 0.154 \pm 0.010$  и ее эффективный  $g$ -фактор  $g_{so} = -4.9 \pm 1.0$ .

Далее эту проблему можно было бы считать практически исчерпанной, если бы не повышение требований к точности определения параметров зонной структуры GaAs, связанное с созданием на его основе высококачественных низкоразмерных гетероструктур: от двумерных до одномерных и квазиульмерных.

Вместе с тем внимательное прочтение [6] с современных позиций обнаруживает некоторые источники возможных погрешностей в определении параметров спин-орбитально отщепленной зоны GaAs. Это в первую очередь неопределенность, связанная с учетом влияния встроенной деформации образца, приводящей к энергетическому сдвигу присущей использованному в [6] экспериментальному методу, а также невысокий уровень фиксации температуры образца, находившегося в вакууме и закрепленного в криостате на периферии так называемого «охлаждаемого пальца» при  $T \approx 30$  К. Кроме того, трудно установить точное и однозначное соответствие между особенностями в экспериментальном модуляционном спектре и энергиями оптических переходов, образующих спектр; это прежде всего относится к идентификации резонансной энергии экситонного состояния на краю фундаментального поглощения в отсутствие магнитного поля  $\mathbf{B}$ . Наконец, надо признать определенную непоследовательность [6] в учете энергии связи экситонных состояний, образующих все основные наблюдаемые особенности спектра в магнитном поле, а не только самые длинноволновые, в принципе наблюдаемые и без приложения поля. Результатом является неточное определение эффективной массы дырки в спин-отщепленной зоне, приводящее к заметно заниженному значению  $E_p = 22.3$  eV для GaAs, вычисляемому из соотношений модели Кейна с применением  $m_{so}^*$  (наиболее рекомендуемая и современная величина  $E_p = 28.8$  eV [7]). Неточным является и полученное в [6] значение  $g_{so}$ .

## 1. Техника эксперимента

Эксперименты по пропусканию света в области экситонного резонанса требуют использования тонких кристаллов с толщиной  $d < 1 \mu\text{m}$ , поскольку поглощение здесь велико и может достигать  $\omega_{\text{max}} \sim 0.4 - 1 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$ . Для наблюдения деталей экситонного поглощения требуется высокое качество кристаллов. Нами исследовались образцы GaAs, полученные методом газофазной эпитаксии на подложке GaAs. Концентрация электронов в эпитаксиальных слоях GaAs  $n$ -типа проводимости не превышала  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  при комнатной температуре, а их подвижность при температуре жидкого азота достигала  $140\,000 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ , что имеет порядок теоретически предельно достижимой для GaAs при 77 К величины. Это свидетельствует о достаточно высоком кристаллофизическом совершенстве и «чистоте» слоев. Подложка химически стравливалась, а сами эпитаксиальные слои (исходная толщина  $\sim 10 \mu\text{m}$ ) утоньшались медленными травителями до толщин менее  $1 \mu\text{m}$  с отдельными участками порядка  $0.3 \mu\text{m}$ . Эти участки выделялись диафрагмированием, исключая таким образом и неоднородности толщины образца, являющиеся дополнительным источником уширения линий.

Особого внимания требует и упаковка образцов. При изготовлении очень тонких образцов и работе с ними трудно избежать появления

неконтролируемых напряжений, которые изменяют положение пиков и уширяют их. Мы использовали свободное размещение образцов в миниатюрном боксе из покровного стекла с диафрагмами из черной непрозрачной бумаги без применения клея или пасты, чтобы исключить этот источник напряжений. Однако, как выясняется, могут обнаружиться остаточные деформации порядка  $(1-6) \cdot 10^{-4}$ , являющиеся следствием термодинамической неравновесности ростовых процессов.

Упакованный образец помещался по оси сверхпроводящего солонида непосредственно в среду жидкого гелия, температура которого в процессе откачки (главным образом во избежание кипения в процессе регистрации спектров) опускалась до 1.2–2 К. Было обнаружено, что во многих образцах, несмотря на все предосторожности, присутствуют заметные напряжения, которые снимают вырождение валентной зоны вблизи  $k = 0$ . Оценим их влияние на интересующие нас величины. Спектроскопически это может выразиться как в расщеплении основного экситонного состояния на два пика экситонов на легких и тяжелых дырках, так и в его неоднородном уширении, когда это расщепление мало. Для деформации вдоль  $\langle 100 \rangle$  по известным соотношениям найдем величины гидростатического изменения запрещенной зоны  $E_H$  и расщепления  $\Delta_e$  валентных зон легких и тяжелых дырок [8]

$$E_H = a(2 - \lambda)e,$$

$$\Delta_e = |b|(1 + \lambda)|e|, \quad (1)$$

где  $a, b$  — константы деформационного потенциала,  $e$  — величина деформации,  $\lambda = 2C_{12}/C_{11}$  ( $C_{12}, C_{11}$  — упругие константы). Для GaAs в рассматриваемой ориентации  $\langle 100 \rangle$  при использовании необходимых констант из [7] получим  $\lambda_{100} = 0.89$ ; учтем также  $a = -8.7 \text{ eV}$ ,  $b = -1.7 \text{ eV}$  [7]. Тогда

$$E_H = -9.7e,$$

$$\Delta_e = 6.43|e|. \quad (2)$$

Таким образом,  $|E_H/\Delta_e| \approx 1.45$  — смещение среднего положения зон для GaAs должно быть примерно в 1.5 раза больше их расщепления.

Изменения энергетических зазоров в результате сдвигов дырочных подзон и зоны проводимости под воздействием деформации можно представить как [9]

$$\delta E_1 = E_H + \frac{\Delta_e}{2},$$

$$\delta E_2 = E_H + \frac{\Delta_0}{2} - \frac{\Delta_e}{4} - \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_0 \Delta_e + \frac{9}{4} \Delta_e^2} \approx E_H - \frac{\Delta_e}{2} - \frac{9}{16} \frac{\Delta_e^2}{\Delta_0},$$

$$\delta E_3 = E_H + \frac{\Delta_0}{2} - \frac{\Delta_e}{4} + \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_0 \Delta_e + \frac{9}{4} \Delta_e^2} \approx E_H + \Delta_0 + \frac{9}{16} \frac{\Delta_e^2}{\Delta_0}. \quad (3)$$

Здесь индексы 1, 2, 3 относятся к подзонам тяжелых, легких дырок и спин-орбитально отщепленной подзоне соответственно, и мы использовали разложение в ряд Тейлора по малому параметру  $(\Delta_e/\Delta_0)$ . Сдвиг

зоны  $V_3$  относительно «центра тяжести» зон  $V_1$  и  $V_2$  в нашем случае составляет пренебрежимо малую величину  $\Delta_e^2/\Delta_0 \approx 10^{-3} \text{ meV}$ . Было исследовано шесть образцов (это различные части одного и того же эпитаксиального слоя). Анализируя эти данные, мы сделали выбор подходящих для магнитоспектроскопических исследований образцов. Наименее напряженные из них имели деформацию порядка  $1 \cdot 10^{-4}$  и сдвиг  $E_H \approx 1 \text{ meV}$ , расщепление в таких образцах составляло  $\Delta_e \sim 0.6 \text{ meV}$ , не превышало ширины линии и не регистрировалось.

## 2. Экспериментальные данные

Полученные в магнитном поле спектры диамагнитного экситона от данных предыдущих исследований [10,11] отличается уникальная протяженность (они простираются от 1.5 вплоть до 2 eV), при этом начальные участки содержат чрезвычайно узкие линии ( $\sim 1 \text{ meV}$  шириной), что делает их похожими на атомные спектры поглощения или эмиссии. В данной работе мы исследуем область энергий фотона  $\hbar\omega > E_g + \Delta_0$  (рис. 1, а). Вид спектров поглощения вблизи  $E_g + \Delta_0$  при  $B = 0, 2, 7.5 \text{ T}$  с выделением контура экситонного поглощения приводится на рис. 1, с. Линия экситона с дырками третьей валентной зоны сильно уширена, ее полуширина составляет  $H_{so} \approx 20 \text{ meV}$ , что в большинстве случаев не дает возможности наблюдать ее как дискретную линию без включения магнитного поля. Положение центра линии поглощения, соответствующего дискретному экситонному состоянию с главным квантовым числом  $n = 1$  при оптических переходах из спин-орбитально отщепленной зоны в зону проводимости, определяется по максимуму подгоночного гауссового контура и составляет  $E_{X1}^{(so)} = 1.864 \pm 0.001 \text{ eV}$ . Спектр экситонной серии вблизи края фундаментального поглощения соответствует лучшим известным наблюдениям (см., например, [12,13], а также [8,14]), однако сдвинут на  $\sim 0.8 \text{ meV}$  к большим энергиям. В спектре видны линии экситон-донорного комплекса  $D^0X$  ( $E_{D^0X} = 1.5147 \text{ eV}$ ), основного экситонного состояния  $n = 1$  ( $E_{X1} = 1.51587 \text{ eV}$ ) и возбужденного состояния  $n = 2$  ( $E_{X2} = 1.5190 \text{ eV}$ ).

Нам удалось получить интенсивный сигнал в области спин-отщепленной зоны и наблюдать в магнитных полях  $B = 3-7.5 \text{ T}$  несколько относительно широких максимумов магнитопоглощения. Помимо этих максимумов, имеющих точкой экстраполяции при  $B \rightarrow 0$  положение  $E_{X1}^{(so)}$ , можно различить максимумы, по-видимому принадлежащие состояниям диамагнитного экситона с тяжелыми дырками (зона  $V_1$ ) при больших числах Ландау  $l > 18$ . На рис. 2 приводится осциллирующее магнитопоглощение наших образцов в магнитном поле  $B = 7.5 \text{ T}$  для  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризаций. Зарегистрировать пики поглощения из зоны  $V_3$ , отделенной спин-орбитальным расщеплением, ранее удавалось только на высококачественных слоях InP, но в InP  $\Delta_0$  меньше более чем в 3 раза и составляет  $\sim 0.11 \text{ eV}$ . В нашем случае при  $B = 2 \text{ T}$  возгорается один пик, а затем несколько максимумов в поле  $B \geq 4 \text{ T}$ .

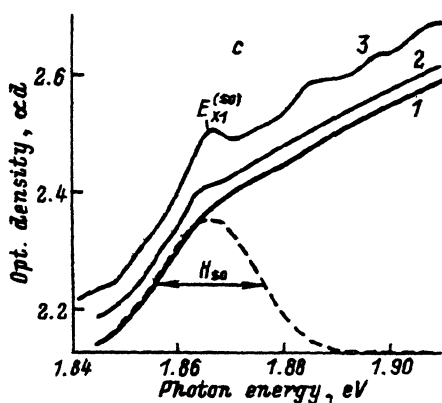
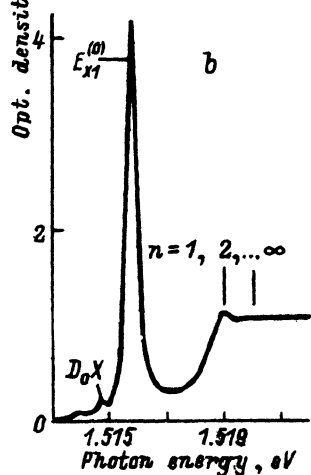
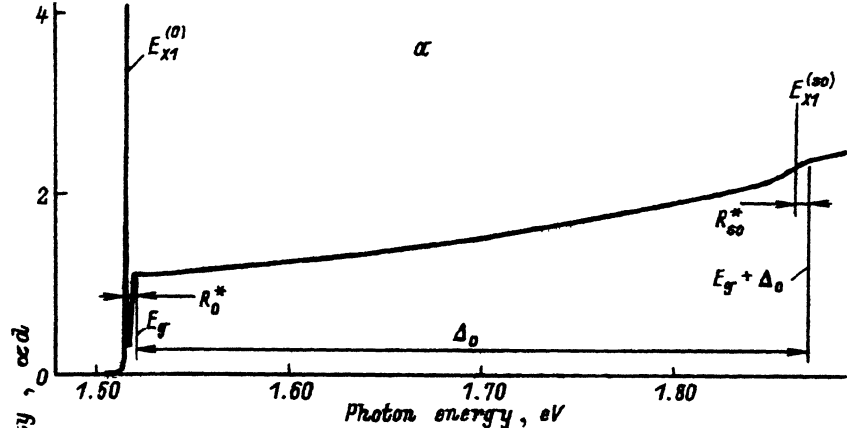
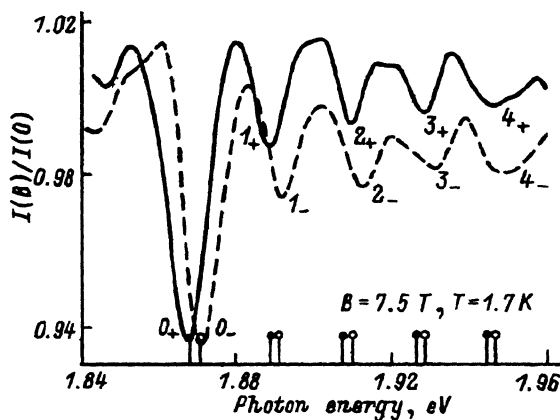


Рис. 1. Спектр поглощения образца GaAs в нулевом магнитном поле при  $T = 1.7\text{ K}$  в диапазоне энергий от края фундаментальной полосы до энергий  $\hbar\omega > E_g + \Delta_0$  (a); спектр экситона на краю фундаментального поглощения в нулевом магнитном поле (b); спектр края поглощения валентной зоны, отщепленной спин-орбитальным взаимодействием, при  $B = 0$  (1), 2 (2), 7.5 T (3) (спектральная кривая аппроксимирована гауссианом) (c).

Рис. 2. Спектры осциллирующего магнитопоглощения диамагнитных экситонов кристалла GaAs в области переходов из зоны  $V_3$  для  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризаций.  $I(B)$  — интенсивность пропускания в магнитном поле  $B = 7.5\text{ T}$ ,  $I(0)$  — интенсивность пропускания в нулевом магнитном поле. Цифры соответствуют номерам уровней Ландау. Внизу дан теоретический спектр  $E_{ll'} - R_{DE}^{(\infty)}$ , где  $E_{ll'}$  — уровни Ландау,  $R_{DE}^{(\infty)}$  — вычисленные энергии связи диамагнитного экситона. Полные и пустые кружки отвечают максимумам, обозначающим переходы из состояния дырки в зоне  $V_3$  со спином  $-1/2$  и  $+1/2$  соответственно.



### 3. Анализ результатов и вычисление параметров

Для определения зазора  $\Delta_0$  нам необходимо знать энергии связи экситона на краю фундаментального поглощения  $R_0^*$  и на спин-отщепленной зоне  $R_{so}^*$ , так как при  $e = 0$  (рис. 1)

$$\Delta_0 = E_{X1}^{(so)} + R_{so}^* - \left( E_{X1}^{(0)} + R_0^* \right), \quad (4)$$

где  $E_{X1}^{(so)}$  — положение экситона для перехода из спин-отщепленной зоны,  $E_{X1}^{(0)}$  — положение экситона на краю поглощения.

Для оценки энергий связи  $R^*$  воспользуемся теорией возмущений [15], согласно которой

$$R_n^* = R_0 n^{-2} + \Delta E_d(n),$$

$$R_{so}^*(1s) = R_0 \left( 1 - \frac{8}{5} \Phi T_1(\Delta_0) \right), \quad (5)$$

где  $R_0 = \mu_0 e^4 / 2\hbar^2 \epsilon^2$ ,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость, а  $\mu_0^{-1} = m_c^{*-1} + \gamma_1 m^{-1}$  ( $m_c^*$  и  $m$  — эффективные массы электрона в зоне проводимости и свободного электрона соответственно,  $\gamma_1$  — параметр Латтинжера). Поправка  $\Delta E_d(1s) = 4R_0 \Phi [S_1(0) + S_1(\Delta_0)] / 5$  к сферически-симметричной и водородоподобной части  $R_0(n)$ , вычисляемая по [15], зависит помимо  $\mu_0$  от  $\mu_1^{-1} = \gamma_2 m^{-1}$  и  $\mu_2^{-1} = (2\sqrt{3})\gamma_3 m^{-1}$ , где  $\gamma_2$  и  $\gamma_3$  — параметры Латтинжера, учитывающие гофрировку валентной зоны,  $\Phi = 8(\mu_0/\mu_1)^2 + (\mu_0/\mu_2)^2$ , а  $T_1(\Delta_0)$ ,  $S_1(0)$ ,  $S_1(\Delta_0)$  — расчетные коэффициенты, зависящие от  $\Delta_0/R_0$ ; для GaAs они составляют  $T_1(\Delta_0) = -0.019$ ,  $S_1(0) = 0.2246$ ,  $S_1(\Delta_0) = 0.02$ .

При этом, поскольку относительное движение электрона и дырки в экситоне является медленным процессом, протекающим с частотой  $\Omega = R_0/\hbar$ , при расчетах энергий связи нужно использовать не «зонные», а поляронные параметры, т.е. параметры, учитывающие электрон-фононное взаимодействие [16–18]. Для GaAs вместо «зонных» параметров, составляющих  $m_c^* = 0.0665m$ ,  $\gamma_1 = 6.85$ ,  $\gamma_2 = 2.1$ ,  $\gamma_3 = 2.9$  [7], мы получаем поляронные  $m_c^{**} = 0.0669m$ ,  $\gamma_1^* = 6.6$ ,  $\gamma_2^* = 2.0$ ,  $\gamma_3^* = 2.8$ . Используя последние, мы вычисляем для GaAs  $R_0 = 4.0 \text{ meV}$  и далее уточненные энергии связи экситона на краю фундаментального поглощения и для переходов из спин-отщепленной зоны:  $R_0^* = 4.214 \text{ meV}$ ,  $R_{so}^* = 4.033 \text{ meV}$ . Энергия запрещенной зоны образца, использованного в эксперименте, вычисленная по формуле  $E_g = E_{X1}^{(0)} + R_0^*$ , получается равной  $1520.08 \text{ meV}$ . Мы используем энергию связи недеформированного образца, так как деформация очень слабая и энергия связи для тяжелой дырки будет близка к  $R_0^*$ .

Теперь можно сделать предварительную оценку  $\Delta_0$ , считая экситонный максимум  $E_{X1}^{(0)}$  связанным главным образом с экситоном на тяжелой дырке. Тогда

$$\Delta_0 = E_{X1}^{(so)} + R_{so}^* - E_{X1}^{(0)} - R_0^* - \frac{\Delta_e}{2} - \frac{9}{16} \frac{\Delta_e^2}{\Delta_0}, \quad (6)$$

подставляя полученные в эксперименте данные и вычисленные энергии связи, получим  $\Delta_0 = 347.7 \text{ meV}$ .

Более точное значение может быть получено при экстраполяции положений максимумов при различных полях к  $B = 0$ . Однако в этом случае необходимо ввести корректировку на энергии связи диамагнитных экситонов. При этом можно воспользоваться методом расчета для простых невырожденных зон и принять во внимание то обстоятельство, что мы работаем в диапазоне промежуточных магнитных полей, когда не выполнено условие  $\beta = \hbar\Omega/2R_0 \gg 1$  ( $\Omega$  — сумма циклотронных частот электрона и дырки). С помощью численных расчетов, выполненных для атома водорода (см. [19]), возможно построение зависимости энергии связи для нулевого уровня Ландау от магнитного поля. Для получения энергий связи состояний с  $l \geq 1$  можно воспользоваться методом, который основан на предположении следующего соответствия:

$$R^*(0, B) \approx R^*(l, \theta), \quad (7)$$

где  $\theta = B/(2l + 1)$ . Отсюда, имея зависимость энергии связи диамагнитного экситона от величины магнитного поля для  $l = 0$  и пользуясь (7), мы можем легко получить ту же зависимость для  $l \geq 1$ , изменяя в  $2l + 1$  раз масштаб по полю. Полученные зависимости приведены на вставке к рис. 3. Пользуясь этими данными, мы установили положения краев диссоциации магнитоэкситонов  $E_{ll'}$ , прибавляя к экспериментальным положениям максимумов соответствующие энергии связи. Полученные энергии подчиняются зависимости  $E_{ll'} = E_g + \Delta_0 + \hbar\omega_0(m/\mu_{so}c)(l + 1/2) \pm \beta^*B$ , где  $\mu_{so}^{-1} = m_c^{*-1} + m_{so}^{*-1}$ ,  $\beta^* = 1/2(g_{so} + g_c)\beta_0 = 1/2(g_{so} + g_c)e\hbar/mc$ ,  $\beta_0$  — магнетон Бора. Эти энергии удобно расположить в зависимости от величины  $\hbar\omega_0(l + 1/2)$ , где  $\omega_0$  — циклотронная частота свободного электрона. Тогда экстраполяция энергий к оси ординат позволит уточнить энергию  $E_g + \Delta_0$ , а наклон зависимости будет равен обратной величине приведенной эффективной массы  $m/\mu_{so}$ . На рис. 3 приведена такая зависимость наряду с прямой, построенной с помощью тех же экспериментальных данных, но не поправленных на энергии связи. Последняя процедура не является корректной, так как энергии связи диамагнитных экситонов нелинейно зависят от магнитного поля и числа Ландау; мы применяем ее для демонстрации неточности таких вычислений. Прямые построены методом наименьших квадратов и дают следующие значения параметров с учетом деформации кристалла:  $E_g + \Delta_0 = 1858.9 \pm 0.5$  meV,  $\Delta_0 = 342.8 \pm 0.5$  meV,  $m/\mu_{so} = 21.66 \pm 0.30$  (для прямой, не учитывающей энергии связи) и  $E_g + \Delta_0 = 1866.8 \pm 0.5$  meV,  $\Delta_0 = 346.4 \pm 0.5$  meV,  $m/\mu_{so} = 20.83 \pm 0.30$  (для прямой, учитывающей энергии связи). Если мы подставим известное значение  $m_c^*$ , то для  $m_{so}^*$  получим  $m/m_{so}^* = m/\mu_{so} - m/m_c^* = 5.68$ , что соответствует эффективной массе дырок в зоне  $V_3$   $m_{so}^*/m = 0.176 \pm 0.008$ .

При подстановке полученного нами значения  $\Delta_0$  в соотношение

$$\frac{m}{m_{so}^*} = \gamma_1 - \frac{E_P}{3} \left( \frac{1}{E_g} - \frac{1}{E_g + \Delta_0} \right), \quad (8)$$

следующее из модели Кейна, получим значение  $m/m_{so}^* = 5.67$ .

По разнице положений одноименных пиков магнитопоглощения для  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -спектров оценим величину  $g$ -фактора в спин-отщепленной

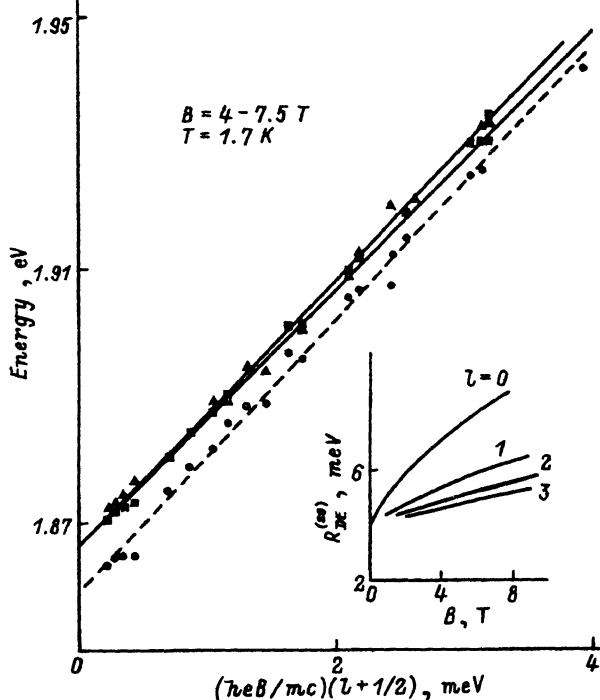


Рис. 3. Зависимость положений максимумов от параметра  $\hbar\omega_0(l+1/2)$ , где  $\omega_0 = eB/mc$ .

Треугольники и квадраты отвечают значениям энергий в спектрах  $\sigma^-$ - и  $\sigma^+$ -поляризации соответственно, поправленным на энергии связи диамагнитного экситона, кружки — значениям энергий  $\sigma^+$ -поляризации без учета энергии связи. На вставке даны графики зависимостей энергий связи диамагнитного экситона от напряженности магнитного поля для различных уровней Ландау в случае переходов из зоны  $V_3$ .

зоне. Из рис. 2 видно, что спектр левовращательной поляризации имеет тот же характер, что и правовращательной, но сдвинут в длинноволновую область на величину  $\Delta E$ . Поскольку пики поглощения довольно широки, то для оценки  $g$ -фактора спин-отщепленной зоны мы воспользуемся усредненной по числам Ландау величиной сдвига  $\Delta E = 2.25 \pm 0.25 \text{ meV}$  ( $l = 0-4$ ,  $B = 7.5 \text{ T}$ ). Если записать энергии для право- и левовращательной поляризации в виде

$$\begin{aligned}
 E^{\text{RCP}} &= E_g + \Delta_0 + E^l - \frac{1}{2}\beta^* B, \\
 E^{\text{LCP}} &= E_g + \Delta_0 + E^l + \frac{1}{2}\beta^* B,
 \end{aligned}
 \quad (9)$$

то  $\Delta E = E^{\text{RCP}} - E^{\text{LCP}} = -(1/2)(g_{\text{so}} + g_c)\beta_0 B = 2.25$ , отсюда  $g_{\text{so}} + g_c = -5.17 \pm 0.50$ , а  $g_{\text{so}} = -4.7 \pm 0.5$  (здесь взяли  $g_c = -0.44$  [8]).

Можно оценить эту величину с помощью соотношений модели Кейна:  $g_{\text{so}} + g_c = -4k + 4N_1$ , что дает для  $g_{\text{so}}$  значение  $-4.5$  ( $k = 1.2$ ,  $N_1$  вычислили по формулам кейновской модели, зная  $g_c$ ).

Таким образом, в работе были получены значения  $\Delta_0$ ,  $m_{\text{so}}^*$ ,  $g_{\text{so}}$  путем анализа экспериментальных спектров поглощения и магнитопоглощения. Основная трудность состояла в правильном определении



энергии связи экситона, без чего из экситонных спектров невозможно определить  $E_g$  и  $\Delta_0$ , а также положения уровней Ландау. По причине вырождения валентных зон при оценке энергии связи мы отказались от применения простой водородоподобной сериальной формулы  $R = (4/3)(E_{X2} - E_{X1})$  (4.16 meV), а воспользовались формулой, полученной методом теории возмущений,  $R = R_0 + \Delta E_d(1s)$  (4.21 meV), а также  $R_{so} = R_0 + \Delta E_{so}(1s)$  (4.03 meV). Кроме того, были вычислены энергии связи диамагнитных экситонов, которые нелинейно зависят от номера уровня Ландау и магнитного поля.

Несмотря на относительно слабое электрон-фононное взаимодействие в данном материале, оказалось важным разделение исследуемых процессов на «быстрые» и «медленные» относительно частоты LO-фонона. Так, в расчетах энергий связи мы пользовались «поляронными» массами, а при расчете уровней Ландау брались «голые» массы.

Несмотря на все предосторожности, мы не смогли полностью избавиться от остаточных напряжений образца. Нам удалось оценить величину деформации и учесть связанную с ней перенормировку энергетического спектра. Напряжения оказались не настолько сильны, чтобы можно было говорить о полном снятии вырождения валентных зон при  $k = 0$ .

Следует также отметить, что в расчетах мы пренебрегли вкладом, связанным с обменным взаимодействием и продольно-поперечным расщеплением, в связи с их малостью.

Таким образом, в ходе выполненной работы были получены следующие результаты:  $m_{so}^*/m = 0.176 \pm 0.008$ ,  $\Delta_0 = 346.4 \pm 0.5$  meV,  $g_{so} = -4.7 \pm 1.0$ , которые отличаются от справочных данных, но с достаточной точностью совпадают со значениями, полученными из соотношений модели Кейна.

### Список литературы

- [1] Sturge M.D. Phys. Rev. **127**, 3, 768 (1962).
- [2] Seraphin B.O. Proc. Phys. Soc. (Lond.) **87**, 239 (1966); J. Appl. Phys. **37**, 721 (1966).
- [3] Thompson A.G., Cardona M., Shaklee K.L., Woolley J.C. Phys. Rev. **146**, 601 (1966).
- [4] Williams E.W., Rehn V. Phys. Rev. **172**, 798 (1968).
- [5] Nishino T., Okuyama M.J., Hamakawa Y. Phys. Chem. Sol. **30**, 2671 (1969).
- [6] Reine M., Aggarwal R.L., Lax B., Wolfe C.M. Phys. Rev. **2**, 2, 458 (1970).
- [7] Landolt-Börnstein. Band-22 Halbleiter, III/22a. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg (1987).
- [8] Сейсян Р.П. Спектроскопия диамагнитных экситонов. М. (1984). 282 с.
- [9] Pearsall T.P., Pollak F.H., Bean J.C., Hull R. Phys. Rev. **B33**, 10, 6821 (1986).
- [10] Сейсян Р.П., Абдуллаев М.А., Захарченя Б.П. ФТП **7**, 957 (1973).
- [11] Никитин Л.П., Русанов И.Б., Сейсян Р.П., Эфрос Ал.Л., Язева Т.В. ФТП **16**, 1377 (1982).
- [12] Стердж М.Д. В кн.: Экситоны / Под ред. Э.И. Рашба, М.Д. Стерджа. М. (1985). 616 с.
- [13] Hill D.E. Solid. State Commun. **11**, 1187 (1972).
- [14] Сейсян Р.П., Абдуллаев М.А., Захарченя Б.П. ФТП **6**, 408 (1972).
- [15] Baldereschi A., Nunzio O. Lipari. Phys. Rev. **B3**, 2, 439 (1971).
- [16] Trebin H.-R. Phys. Stat. Sol. **B81**, 527 (1977).
- [17] Trebin H.-R., Rössler U. Phys. Stat. Sol. **B70**, 717 (1975).
- [18] Rössler U., Trebin H.-R. Phys. Rev. **B23**, 4, 1961 (1981).
- [19] Cabib D., Fabri E., Fiorio G. Nuovo Cimento **108**, 185 (1972).