

## СПЕКТР МЕЛКОГО АКЦЕПТОРА В ПОЛУМАГНИТНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. И. Иванов-Омский, В. А. Харченко, Д. И. Цыпишка

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

(Получена 9.04.1992. Принята к печати 17.04.1992)

Исследовалась фотопроводимость эпитаксиальных слоев  $p\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$  ( $0.02 < x < 0.22$ ,  $0.04 < y < 0.12$ ) при температурах  $2+8\text{ K}$  в дальней ИК-области спектра. Фотовозбуждение осуществлялось лазером с оптической накачкой с дискретными энергиями в диапазоне  $4+20\text{ эВ}$ . Концентрация неидентифицированных акцепторов составляла  $(2+5) \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ , как было определено по измерениям коэффициента Холла при  $77\text{ K}$ .

Сообщается о наблюдении фотовозбуждения акцептора из основного состояния в два возбужденных. Обнаружен пиннинг энергии оптического перехода, связываемый с антипересечением зеемановской компоненты основного состояния мелкого акцептора с его возбужденным состоянием. Антипересечение приписывается обменному взаимодействию момента локализованной на акцепторе дырки с моментами ионов  $\text{Mn}^{+2}$ , встроенных в эффективный объем акцептора. Наблюдаемое в связи с этим расщепление термов позволяет оценить с большей точностью, чем это делалось ранее, обменный интеграл для состояний валентной зоны  $N_0\beta = 0.80 \pm 0.02\text{ эВ}$ , а также боровский радиус связанного на акцепторе магнитополярона  $a_B = 17\text{ \AA}$ .

**Введение.** Учет обменного взаимодействия электронов и дырок с  $3d^5$ -электронами, локализованными на атомах марганца, существенным образом перестраивает энергетический спектр полумагнитного полупроводника в магнитном поле [1]. Наиболее драматические изменения возникают при этом в энергетическом спектре акцепторов, обуславливая такие своеобразные эффекты, как «выкипание» дырок с акцепторов [2], возгорание фотолюминесценции в магнитном поле [3] и т. п. Общим для этих эффектов является их связь с нестандартной зависимостью энергии основного состояния акцептора от величины магнитного поля.

Известен ряд работ по расчету энергетического спектра основного состояния мелкого акцептора в полумагнитном полупроводнике в магнитном поле [4, 5], результаты которых достаточно различны, чтобы сделать актуальной их экспериментальную проверку. Однако до недавнего времени эксперимент ограничивался в основном исследованием хода в магнитном поле лишь глубокой зеемановской компоненты основного состояния, тогда как именно само зеемановское расщепление этого состояния наиболее чувствительно к параметрам обменного взаимодействия и соответственно к теоретической модели.

Спектр возбужденных состояний акцепторов в полумагнитном полупроводнике и тем более их взаимодействие с основным состоянием не рассматривались, хотя, учитывая аномально большую величину парамагнитного расщепления энергетических термов в полумагнитных полупроводниках [1], можно ожидать существенных эффектов от такого взаимодействия.

Недавно нами была продемонстрирована экспериментальная возможность наблюдения в сплавах  $p\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$  внутрицентровых переходов между основным и возбужденным состояниями мелкого акцептора [6, 7]. В настоящей работе приводятся результаты более полного исследования фотовозбуждения мелкого акцептора в этих материалах.

Исследовалась фотопроводимость эпитаксиальных слоев  $p\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$  ( $0.02 < x < 0.22$ ,  $0.04 < y < 0.12$ ) в дальней ИК области спектра в диапазоне энергий фотонов  $4 \div 20$  мэВ при температурах  $2 \div 8$  К. Слои выращивались методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) из теллуристого раствора на ориентированных в направлении (111) подложках CdTe. Слои специально не легировались, а содержали фоновые акцепторы неидентифицированной природы в концентрации  $N_A - N_D = (2 \div 5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , как можно было судить по измерениям коэффициента Холла при 77 К. Параметры образцов приведены в таблице.

Параметры исследованных образцов

Состав сплава	$E_A$ (0), мэВ (расчет)	$E_A$ (0), мэВ (холл. изм.)	$N_0\beta$ , эВ	$B_{кр}$ , Т
$\text{Hg}_{0.74}\text{Cd}_{0.22}\text{Mn}_{0.04}\text{Te}$	7.4	6.1	$0.80 \pm 0.02$	2.2
$\text{Hg}_{0.75}\text{Cd}_{0.16}\text{Mn}_{0.09}\text{Te}$	7.8	6.3	$0.80 \pm 0.05$	2.4
$\text{Hg}_{0.86}\text{Cd}_{0.02}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$	7.1	5.8	$0.85 \pm 0.05$	2.85

Выбор четырехкомпонентного сплава позволил, с одной стороны, изменять параметр обменного взаимодействия, сохраняя более или менее параметры энергетического спектра путем варьирования соотношения концентраций кадмия и марганца. С другой стороны, метод ЖФЭ на подложку CdTe, обеспечивающий в настоящее время наивысшее качество материала, автоматически приводит к образованию четырехкомпонентного сплава.

В качестве источника излучения использовались субмиллиметровые газовые лазеры на парах  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{CH}_3\text{OD}$  с оптической накачкой перестраиваемым  $\text{CO}_2$ -лазером. Измерения спектров пропускания и фотопроводимости проводились в геометрии Фарадея ( $q \parallel B$ , где  $q$  — волновой вектор излучения,  $B$  — внешнее магнитное поле). Запись спектров осуществлялась разверткой магнитного поля при фиксированной длине волны лазера.

На рис. 1 и 2 представлены экспериментальные спектры фотопроводимости для сплавов с различным содержанием марганца. Видно, что для промежуточных энергий фотонов наблюдаются увеличение числа пиков фотопроводимости в случае меньшего содержания марганца (рис. 1) и резкое уширение линии в случае большего содержания марганца (рис. 2,  $\lambda = 70.51$  мкм), последнее выглядит как плохо разрешаемое ее расщепление. Рост ширины линий с увеличением концентрации марганца представляется естественным следствием роста флуктуаций состава сплава. При увеличении температуры отношение сигнала к шуму падает, и при  $T = 8$  К сигнал сравним с шумом.

На рис. 3 представлены зависимости энергий пиков фотопроводимости от магнитного поля для образца с минимальным содержанием марганца (4%), для которого достигается наилучшее разрешение структуры спектра. Обратим внимание на две особенности этих зависимостей. Энергия наблюдаемых оптических переходов не обращается в нуль при экстраполяции в нулевое магнитное поле. Отчетливо проявляется разрыв непрерывности в промежуточных магнитных полях, выявляя наличие механизма некоего пиннинга возбужденного состояния, в которое совершается данный оптический переход. Если обсуждение возможной причины наблюдаемого пиннинга мы отложим до п. 2.2, то первая из отмеченных особенностей позволяет связать наблюдаемые оптические переходы с внутрицентровым возбуждением мелких акцепторов, принимая во внимание  $p$ -тип проводимости исследованных сплавов. Экстраполяция представленных на рис. 3 экспериментальных данных на нулевое магнитное поле определяет две

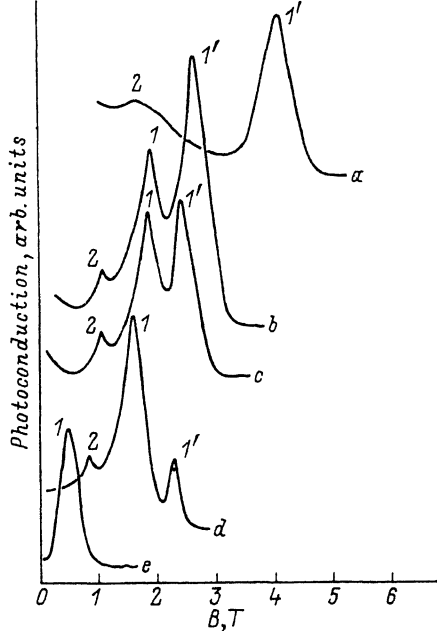


Рис. 1. Фотопроводимость сплава  $\text{Hg}_{0.74}\text{Cd}_{0.22}\text{Mn}_{0.04}\text{Te}$  в функции магнитного поля при различных длинах волн фотовозбуждения.  $T = 2 \text{ K}$ ,  $\lambda$ , мкм:  $a - 57.0$ ,  $b - 96.52$ ,  $c - 103.152$ ,  $d - 118.83$ ,  $e - 294.8$ .

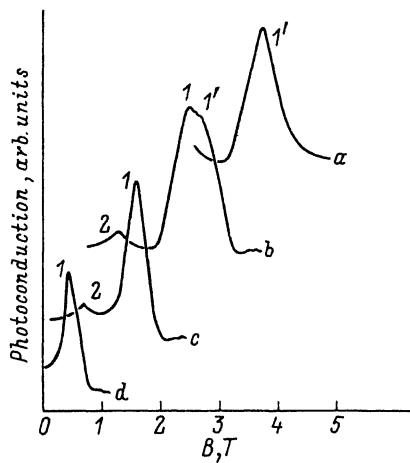


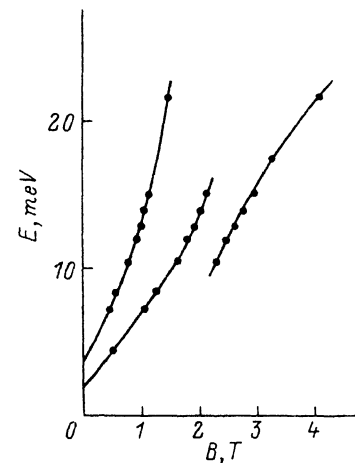
Рис. 2. Фотопроводимость сплава  $\text{Hg}_{0.86}\text{Cd}_{0.02}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$  в функции магнитного поля.  $T = 2 \text{ K}$ ,  $\lambda$ , мкм:  $a - 57.0$ ,  $b - 70.51$ ,  $c - 118.83$ ,  $d - 294.8$ .

величины:  $E_1(0) = 2.3$  и  $E_2(0) = 3.2$  мэВ. Точность экстраполяции для сплавов с большим содержанием марганца уменьшается из-за уже отмеченного выше уширения линии, однако результаты ее остаются в разумном согласии между собой. Полагая, что при температуре измерений дырки заселяют главным образом основное состояние акцептора, свяжем наблюдаемые магнитные резонансы в фотопроводимости с переходами из основного состояния в два возбужденных состояния, т. е. положим, что  $E_1(0) = E_{ex}^1(0) - E_{GS}(0)$  и  $E_2(0) = E_{ex}^2(0) - E_{GS}(0)$ , где  $E_{ex}^i$  — энергия возбужденного  $i$ -состояния, а  $E_{GS}(0)$  — собственное значение основного состояния в нулевом магнитном поле.

Рост фотопроводимости в резонансе может быть связан с последующей термической или полевой ионизацией фотовозбужденных дырок в состояния непрерывного спектра валентной зоны.

## 2. Обсуждение результатов

2.1. Энергетический спектр акцептора. Найдем соответствие экспериментально определенных энергий оптических переходов в акцепторе энергетическому спектру валентной зоны исследованных сплавов. На рис. 4 штриховыми линиями изображен веер уровней Ландау валентной зоны. Их расчет выполнен в приближении Пиджена—Брауна с учетом обменного взаимодействия [8]. При этом были использованы следующие значения параметров, входящих в матричные элементы модифицированного гамильтониана:  $E_p = 18.1$  эВ,  $\Delta = 1$  эВ,  $\gamma_1 = 3.3$ ,  $\tilde{\gamma} = 0.3$ ,  $K = 0.05$ ,  $N_0\alpha = -0.4$  эВ. Величина обменного интеграла для состояний валентной зоны  $N_0\beta$  являлась подгоночным параметром. Забегая несколько вперед, укажем критерии этой подгонки, которыми явились, во-первых, параллельность хода уровней Ландау легких дырок возбужденным уровням акцептора и, во-вто-



рых, совпадение расчетной температурной зависимости сдвига уровней с экспериментом. В результате была получена первая прикидочная оценка величины  $N_0\beta = 0.80 \pm 0.05$  эВ.

Для определения положения состояний акцептора относительно спектра валентной зоны в магнитном поле были использованы экспериментальные и теоретические оценки глубины залегания основного состояния акцептора в нулевом магнитном поле. На основании этих оценок построена зависимость энергии основного состояния акцептора от магнитного поля в соответствии с теорией [5, 9].

Теоретическая оценка глубины залегания основного состояния акцептора в отсутствие магнитного поля, согласно теории [10], дает величину  $E_A(0) \approx 7.4$  мэВ, полагая, что статическая диэлектрическая постоянная  $\epsilon = 18$ , а эффективная масса тяжелой дырки  $m_{hh}^* = 0.4 m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона. Экспериментальная оценка, по данным температурной зависимости проводимости, [6] дает, как видно из таблицы, во всех случаях несколько меньшую величину. Это различие можно приписать достаточно высокой степени компенсации исследованных образцов. Поэтому для расчета зеемановского расщепления основного состояния, согласно теории акцептора в полумангнитном полупроводнике [5, 9], мы воспользуемся теоретической оценкой  $E_A(0)$ .

На рис. 4 представлены результаты этого расчета, причем положение истинно основного состояния, в качестве которого выступает зеемановская компонента с проекцией полного момента ( $-3/2$ ), было отсчитано от потолка валентной зоны. Было учтено, что в магнитном поле потолок валентной зоны сформирован в нашем случае уровнем Ландау в ( $-1$ ) [8]. Опираясь на вычисленный спектр основного состояния  $E_{-3/2}(B)$ , построили полуэмпирический спектр двух возбужденных состояний акцептора  $E_{ex}^1(B)$  и  $E_{ex}^2(B)$  согласно соотношению

$$E_{ex}^{(i)}(B) = E_{-3/2}(B) + \hbar\omega^{(i)}(B), \quad (1)$$

где  $\hbar\omega^{(i)}$  — экспериментальная энергия соответствующего оптического перехода в магнитном поле  $B$ . Результат в виде экспериментальных точек представлен на рис. 4.

Как уже отмечалось выше, величина обменного интеграла для состояний валентной зоны, который вносит основной вклад в зеемановское расщепление основного состояния акцептора, равно как и всех других состояний валентной зоны, выбиралась таким образом, чтобы полуэмпирические возбужденные состояния оказывались бы в пределе сильных магнитных полей параллельными уровням Ландау. Результат этой подгонки виден на рис. 4.

С помощью этого рисунка также нетрудно убедиться, что особенность хода низшего полуэмпирического возбужденного состояния имеет место в области магнитных полей, в которых можно было бы ожидать пересечения возбужденного уровня  $E_{ex}^1$  с зеемановской компонентой основного состояния с проекцией полного момента  $M_j = 3/2$ .

**2.2 Антипересечение уровней акцептора в магнитном поле.** Как уже отмечалось выше, из данных на рис. 3 следует, что в области магнитных полей

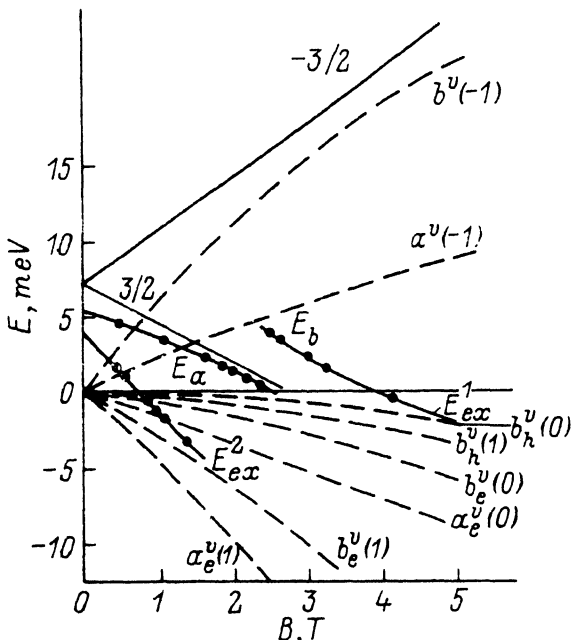


Рис. 4. Спектр валентной зоны (штриховые линии) и мелкого акцептора в магнитном поле для сплава  $\text{Hg}_{0.74}\text{Cd}_{0.22}\text{Mn}_{0.04}\text{Te}$ . Точки — экспериментальные данные, отсчитанные от расчетного спектра основного состояния акцептора (обозначение уровней Ландау согласно [8]).

1.7 ÷ 3 T наблюдается разрыв непрерывности хода в магнитном поле энергии оптических переходов из основного состояния акцептора в возбужденное.

В этом же интервале полей при всех исследованных частотах возбуждения появляется, как видно на рис. 1, дополнительная линия: сначала как слабый спутник  $l'$  в сильно полевом крыле линии  $l$ , а затем по мере роста энергии возбуждения и соответственно магнитного поля линия  $l'$  возгорается, все более подавляя в конце концов по интенсивности линию  $l$ .

Описанное поведение спектральных линий характерно для пересечения двух взаимодействующих термов. Действительно, как показал расчет хода основного состояния акцептора в магнитном поле в совокупности с полуэмпирическими данными относительно возбужденных состояний, описанными в предыдущем разделе, в магнитном поле  $B \approx 1.85$  T (рис. 4) имеет место квазипересечение зеемановской компоненты с проекцией полного момента  $M_j = 3/2$  и компоненты возбужденного состояния  $E_{ex}^1$  с проекцией  $m_j = -1/2$ . Проекция момента возбужденного состояния определена по соображениям правила отбора для электродипольного перехода из основного состояния с проекцией  $M_j = 3/2$ . Рассматриваемые энергетические термы имеют различную симметрию ( $M_j = 3/2$  и  $m_j = -1/2$ ), и взаимодействие между ними, а значит, и снятие их вырождения в точке пересечения может быть обусловлено только обменным взаимодействием момента дырки, локализованной на акцепторе, с магнитными моментами ионов  $\text{Mn}^{2+}$ , вставившихся в эффективный объем акцептора.<sup>1</sup> Именно снятие вырождения пересекающихся зеемановских компонент создает экспериментально наблюдаемую картину пиннинга двух энергетических состояний, по существу являющегося проявлением магнитополярного эффекта на акцепторе.

Рассмотрим волновые функции указанных выше состояний в области псевдопересечения их зеемановских компонент  $\Psi_{3/2}$  и  $\Psi_{ex}$ . С учетом  $V$ -взаимодействия посредством обменного взаимодействия через моменты ионов  $\text{Mn}^{2+}$  соответствующие волновые функции запишутся в виде

$$\Psi_a = C_{ex}^a \Psi_{ex} + C_{3/2}^a \Psi_{3/2},$$

$$\Psi_b = C_{ex}^b \Psi_{ex} + C_{3/2}^b \Psi_{3/2}, \quad (2)$$

<sup>1</sup> Спин-орбитальное взаимодействие принципиально не может перемешивать состояния, проекции моментов которых отличаются на  $\pm 2$ , так что для  $\hat{V}_{SL} = -J(\hat{L}\hat{S})$   $\langle \Psi_{ex} | \hat{V}_{SL} | \Psi_{3/2} \rangle = 0$ .

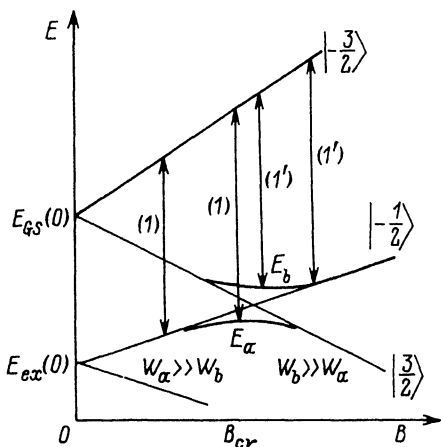


Рис. 5. Схема антипересечения зеемановских компонент основного и возбужденного состояний в обсуждаемой модели. Обозначения переходов соответствуют рис. 1.

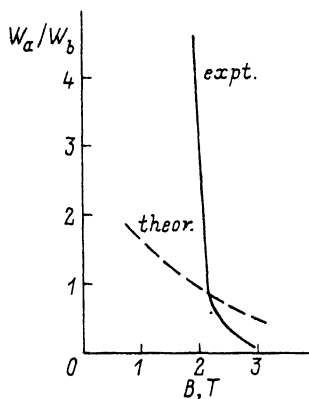


Рис. 6. Зависимость отношения интенсивностей компонент дублета в антипересечении от магнитного поля; сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет.

где  $\Psi_{ex}$  и  $\Psi_{3/2}$  — исходные волновые функции соответственно компонент возбужденного и основного состояний акцептора вдали от квазипересечения термов;  $C_{ex}^a, C_{ex}^b, C_{3/2}^a, C_{3/2}^b$  — амплитудные коэффициенты, определяющие долю вклада исходных волновых функций в волновые функции состояний  $\Psi_a$  и  $\Psi_b$ , образовавшихся в результате  $V$ -взаимодействия с магнитными моментами ионов  $Mn^{+2}$ .

Энергии состояний (a) и (b) в функции магнитного поля  $B$  имеют в области квазипересечения стандартный вид [11]

$$E_{a,b} = \frac{1}{2} [E_{ex}(B) + E_{3/2}(B)] \pm \left\{ \frac{1}{4} [E_{3/2}(B) - E_{ex}(B)]^2 + V^2 \right\}^{1/2}. \quad (3)$$

Энергия обменного взаимодействия  $V$  в случае акцептора обсуждается по существу в [5]. Схема уровней и оптических переходов изображена на рис. 5. Поскольку правила отбора запрещают оптические переходы из основного состояния  $| -3/2 \rangle$  в состояние  $| 3/2 \rangle$  и разрешают в состоянии  $| -1/2 \rangle$ , вероятность  $W_{a,b}$  переходов из  $| -3/2 \rangle$  в истинные <sup>2</sup> состояния (a) и (b) определяются долей примеси волновой функции  $\Psi_{ex} (m_j = -\frac{1}{2})$ :

$$W_a = |C_{ex}^a|^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{E_{ex}(B) - E_{3/2}(B)}{\sqrt{[E_{ex}(B) - E_{3/2}(B)]^2 + 4V^2}} \right\}, \quad (4a)$$

$$W_b = |C_{ex}^b|^2 = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{E_{ex}(B) - E_{3/2}(B)}{\sqrt{[E_{ex}(B) - E_{3/2}(B)]^2 + 4V^2}} \right\}. \quad (46)$$

Относительная вероятность оптических переходов в состояния (a) и (b) тогда определится соотношением

$$\frac{W_a}{W_b} = \frac{4V^2}{[\sqrt{(\Delta E)^2 + 4V^2} - \Delta E]^2}, \quad (5)$$

<sup>2</sup> Напомним, что состояния (a) и (b) образуются с учетом всех полей и взаимодействий, присутствующих в реальной системе.

где  $\Delta E = E_{ex}(B) - E_{3/2}(B)$ . Как следует из (5), непосредственно в области квазипересечения при некотором значении магнитного поля  $B = B_{кр}$ , соответствующем, очевидно, условию  $\Delta E = 0$ , вероятности переходов в состояния (а) и (b) выравниваются:  $W_a/W_b = 1$ . В слабых магнитных полях вдали от квазипересечения  $|\Delta E| \gg V$  и  $W_a \approx (\Delta E/V)^2 W_b$ , поэтому переходы совершаются в состоянии (а), а в сильных магнитных полях  $W_a \approx (\Delta E/V)^2 W_b$  и теперь переходы совершаются преимущественно в состоянии (b) (рис. 5).

Приведенные выше рассуждения объясняют динамику поведения интенсивности линий фотовозбуждения в функции магнитного поля на рис. 1 и причину пиннинга на рис. 3. Таким образом, возникновение хорошо разрешаемой дублетной структуры перехода из основного состояния акцептора в ближайшее возбужденное состояние в магнитных полях в окрестности  $B_{кр}$  на рис. 1 и резкого уширения линии для образца с более высокой концентрацией  $Mn^{+2}$  (рис. 2) может быть приписано обменному взаимодействию в связанном на акцепторе магнитополяроне.

На рис. 6 показана экспериментальная зависимость отношения интенсивностей линий  $I$  и  $I'$  дублета в функции магнитного поля для сплава, спектр фотовозбуждения которого представлен на рис. 1. Здесь же приведен результат теоретического расчета этого отношения в соответствии с уравнением (5). При этом полагалось, что отношение интенсивностей равно  $W_a/W_b$ . При выполнении расчета величина обменного интеграла  $N_0\beta$  выступала в качестве подгоночного параметра. Критерием подгонки служило совпадение экспериментальной и теоретической кривых при  $(W_a/W_b) = 1$ , т. е. в точке квазипересечения, когда  $B = B_{кр}$ . Таким образом, оказалось возможным определить, что  $B = 2.2$  Т для этого образца, а уточненная величина обменного интеграла  $N_0\beta = 0.80 \pm 0.02$  эВ. Этот способ оценки величины обменного интеграла является, по-видимому, наиболее точным. Различие хода кривых вне точки пересечения связано, скорее всего, с тем, что рассматривалось взаимодействие только двух уровней и предполагалась независимость параметра взаимодействия от магнитного поля. Имея в виду сложный спектр возбужденных состояний акцептора, можно ожидать дополнительных взаимодействий в окрестности точки квазипересечения. Во всяком случае взаимодействие с другими термами системы должно приводить к более быстрому гашению линии  $I$ , чем в нашем расчете.

При увеличении концентрации ионов  $Mn^{+2}$  в сплаве происходит смещение точки квазипересечения по магнитному полю, как свидетельствуют данные, приведенные в таблице. Направление смещения соответствует падению средней намагниченности марганцевой подсистемы в эффективном объеме акцептора с ростом концентрации марганца, что можно связать с антиферромагнитным характером взаимодействия ионов  $Mn^{+2}$ . Заметим, однако, что точность определения  $B_{кр}$  падает с увеличением концентрации марганца в сплаве из-за ухудшения разрешения компонент дублета, в чем нетрудно убедиться, сравнивая рис. 1 и 2.

Достаточно высокое разрешение компонент дублета  $I$  и  $I'$  в образце  $Hg_{0.74}Cd_{0.22}Mn_{0.04}Te$  позволяет получить весьма надежную оценку энергии обменного взаимодействия еще одним независимым способом. При этом сделать это возможно двумя методами. Во-первых, оценить величину расщепления дублета  $\Delta B$  в единицах магнитного поля при некоторой энергии кванта с помощью данных на рис. 1 или 3. Затем с помощью экспериментальных данных рис. 3 оценить величину  $dE/dB$  и тогда энергию расщепления  $\Delta E = \Delta B \frac{dE}{dB}$ . Второй метод состоит в экстраполяции данных на точку  $B = B_{кр}$ , после чего разница термов  $E_a$  и  $E_b$  может быть определена непосредственно. В обоих случаях получаем одинаковую величину искомой энергии расщепления  $\Delta E = E_b - E_a = 5.5$  мэВ. Как следует из уравнения (3),  $|\Delta E| = 2V$ , что дает для оценки энергии

обменного взаимодействия, вызывающего наблюдаемое антипересечение уровней акцептора, величину  $V = 2.8$  эВ.

Можно ожидать, что этой же величиной характеризуется перестройка энергетического спектра акцептора из-за обменного взаимодействия дырки с  $3d^5$ -электронами ионов  $Mn^{+2}$ , встроенных в его эффективный объем, т. е. можно отождествить ее с энергией связи магнитополярона на акцепторе [12]. Воспользуемся этим для оценки параметров связанного на мелком акцепторе магнитополярона [5]. Сделаем это в рамках континуального приближения, т. е. пренебрегая вкладом взаимодействия ионов  $Mn^{+2}$  между собой. Если ограничиться анализом для сплава с содержанием  $Mn^{+2}$  4%, то ошибка при этом, как показано в работе [5], не превышает 20%. Более того, замена точного решения для акцепторного магнитополярона [5] на аналогичное решение для донорного [12] не сильно преувеличит погрешность континуального приближения, но упростит процедуру оценки. Согласно [12], энергию связи магнитополярона можно представить в виде

$$V^2 = \frac{35}{96} \frac{\tilde{x}(N_0\beta)^2}{\pi a_B^3 N_0}, \quad (6)$$

где  $\tilde{x}$  — эффективная концентрация ионов  $Mn^{+2}$ ,  $N_0$  — концентрация катионных узлов решетки,  $a_B$  — боровский радиус магнитополярона. Из уравнения (6) следует, что число ионов  $Mn^{+2}$  в магнитополяронной сфере  $\frac{4}{3}\pi a_B^3$  равно

$$N_{Mn} \equiv \tilde{x} \frac{4}{3} \pi a_B^3 N_0 = \frac{35}{96} \frac{4}{3} \tilde{x}^2 \left( \frac{N_0\beta}{V} \right)^2 = 64. \quad (7)$$

При этом мы воспользуемся полученными нами экспериментальными оценками  $N_0\beta$  и  $V$ . Уравнение (7) позволяет оценить эффективный радиус магнитополярона:

$$a_B = \left[ \frac{35}{96} \frac{\tilde{x}}{\pi N_0} \left( \frac{N_0\beta}{V} \right)^2 \right]^{1/3} = 17 \text{ \AA}. \quad (8)$$

Таким образом, мы показали, что наблюдение антипересечения термов мелкого акцептора в магнитном поле позволяет самосогласованным образом определять энергетические и геометрические характеристики магнитополярона, связанного на акцепторе.

Анализ соотношения интенсивностей оптических переходов на антипересекающиеся термы в функции магнитного поля позволяет с наивысшей точностью определять величину обменного интеграла для состояний валентной зоны.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] J. Furdyna. J. Appl. Phys., **64**, R29 (1988).
- [2] A. Mycielski, J. Mycielski. Proc. XV Int. Conf. Phys. Semicond., 807. Kyoto (1908).
- [3] Б. Л. Гельмонт, Р. Р. Голонска, Э. М. Вахабова, В. И. Иванов-Омский, И. Т. Постолака, В. А. Смирнов. ФТП, **20**, 73 (1986).
- [4] T. Gawron, J. Trylski. Lecture Notes in Phys., **152**, 312 (1981).
- [5] Ю. Ф. Берковская, Э. М. Вахабова, Б. Л. Гельмонт, И. А. Меркулов. ЖЭТФ, **94**, 183 (1988).
- [6] Е. И. Георгицц, В. И. Иванов-Омский, В. Ф. Мовипз, Д. И. Цыпишка. Письма ЖТФ, **17**, 69 (1991).
- [7] E. J. Georgetse, V. I. Ivanov-Omskii, D. I. Tsypishka, V. A. Kharchenko. Int. J. J. K. & MM Waves, **13**, 78 (1992).
- [8] G. Bastard, C. Rigaux, J. Guldner, A. Mycielski. J. de Physique, **39**, 87 (1978).



- [9] А. Д. Быховский, Э. М. Вахабова, Б. Л. Гельмонт, И. А. Меркулов. ЖЭТФ, **94**, 183 (1988).  
[10] Б. Л. Гельмонт, М. И. Дьяконов. ФТП, **5**, 2191 (1971).  
[11] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. Нерелятивистская теория, 167. М. (1963).  
[12] P. A. Wolff. In: «Semiconductors a. Semimetals» (ed. by R. K. Willardson, A. C. Beer) **25**, 413. N. Y. (1988).

Редактор: Ю. Н. Михалев

---