

УДК 621.315.529

©1994

## ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯРОНОВ В СПИНОВЫХ СТЕКЛАХ CdMnTe

Ю.Г.Кусраев, А.В.Кудинов

Исследовалась поляризованная фотолюминесценция полупроводниковых спиновых стекол  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  ( $x = 0.3 \div 0.4$ ) в зависимости от температуры и магнитного поля. Применялось селективное возбуждение в хвост локализованных состояний. Анализируется влияние энергии квантов возбуждающего света, температуры и магнитного поля на стоков сдвиг линии фотолюминесценции, обусловленный формированием экситонного магнитного полярона. Для качественного объяснения постоянства энергии полярона при изменении частоты возбуждающего света предложена модель хвоста плотности состояний в области порога подвижности экситонов. В рамках этой модели, предполагающей фиксированную глубину «оптимальных» флуктуационных ям, проведен вариационный расчет, результаты которого согласуются с экспериментом. Обсуждается вопрос о влиянии фазового перехода парамагнетик-спиновое стекло на люминесцентные свойства CdMnTe; сделан вывод о наличии в спин-стекольной фазе локальных обменных полей, фиксирующих спин носителей, что обеспечивает возможность индуцировать циркулярно-поляризованную люминесценцию оптически.

Полумагнитные полупроводники (ПМП) последнее время вызывают повышенный интерес исследователей. Сочетание ярких магнитооптических, спин-стекольных и полупроводниковых свойств этих твердых растворов и широкие возможности создания низкоразмерных структур на их основе делает ПМП перспективным материалом для оптоэлектроники.

К настоящему времени наиболее изучены ПМП типа  $A_{1-x}^{II}Mn_xB^{VI}$ , в частности  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  [1]. Обменное взаимодействие локализованных спиновых моментов (ЛСМ) ионов  $Mn^{2+}$  с носителями и экситонами приводит к эффектам гигантского спинового расщепления зонных и экситонных состояний и образованию областей ферромагнитного упорядочения ЛСМ — магнитных поляронов. Изучению магнитных поляронов (МП) посвящено значительное число работ. В частности, в теоретической работе [2] впервые проанализированы условия магнитной автолокализации электрона, а в работах [3,4] исследован вопрос об автолокализации в пространствах разной размерности. В этих работах показано, что магнитная автолокализация в ПМП типа  $Cd_{1-x}Mn_xTe$  возможна лишь при очень низких температурах ( $T_c < 1$  К [5],  $T_c < 3$  К [6]). Это свидетельствует о важной роли предварительной локализации в формировании МП [4].

Много внимания уделено исследованию МП, связанного на примесных центрах. В частности, измерена энергия акцепторного МП в широком диапазоне составов твердого раствора [7]. С ростом концентрации марганца энергия МП растет, затем насыщается из-за антиферромагнитного спаривания ЛМС, уменьшающего их эффективную концентрацию. В работе [8] для акцепторного МП теоретически рассчитаны магнитополевые зависимости энергии МП.

Менее изучены экситонные МП. Наблюдаемую в  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  с  $x > 0.1$  люминесценцию связывают с экситонным МП, локализованным на флуктуациях состава и намагниченности [9]. Теоретически описание такого МП затруднено тем обстоятельством, что неизвестен конкретный вид локализующего экситон потенциала. Более того, при селективном фотовозбуждении в хвост плотности состояний изменение энергии квантов возбуждающего света может приводить к изменению локализующего флуктуационного потенциала.

Другая трудность связана с необходимостью учитывать антиферромагнитное взаимодействие между хаотически распределенными ЛМС. При гелиевых температурах  $\text{CdMnTe}$  с  $x > 0.2$  находится в фазе спинового стекла; теория МП в спиновом стекле не разработана.

В настоящей работе исследуется МП в спиновых стеклах  $\text{CdMnTe}$ . Измерены температурные зависимости энергии МП. Обсуждается связь поляризации люминесценции со спин-стекловыми свойствами материала. Результаты расчета энергии МП в зависимости от внешнего магнитного поля и энергии квантов возбуждающего света сравниваются с экспериментом. Отметим, что в настоящей работе, как и в [7,8,10], расчет опирался на экспериментальные измерения намагниченности образцов  $\text{CdMnTe}$  [11].

## 1. Эксперимент

Исследовались спектры фотолюминесценции (ФЛ) образцов с  $x = 0.3 \div 0.4$  при температуре  $T = 2 \div 20$  К и в магнитном поле до 6.6 Т (геометрия Фарадея). Оптическое селективное возбуждение в хвост плотности состояний осуществлялось перестраиваемым лазером на красителе Родамин 6Ж.

Характер полученных спектров ФЛ при разных частотах возбуждающего света показан на рис. 1. Линия неоднородно уширена флуктуациями потенциала твердого раствора. Положение максимума линии ФЛ остается неизменным в интервале частот возбуждения от межзонного ( $\hbar\omega > E_g$ ) до некоторого порогового значения  $\omega_x$ . Если возбуждение в этом частотном интервале осуществляется циркулярно-поляризованным светом, то люминесценция оказывается полностью деполаризованной.

При дальнейшем уменьшении энергии квантов возбуждающего света максимум линии сдвигается в длинноволновую сторону и продолжает двигаться, сохраняя неизменную дистанцию  $\Delta_p$  до возбуждающей линии (рис. 2). Заслуживает внимания то обстоятельство, что величина  $\Delta_p$  остается постоянной при изменении частоты возбуждающего света в широких пределах: проводились измерения при возбуждении квантами с энергией на 30 meV меньше  $\hbar\omega_x$ . При дальнейшем уменьшении частоты возбуждающего света малая интенсивность ФЛ затрудняет регистрацию спектров.

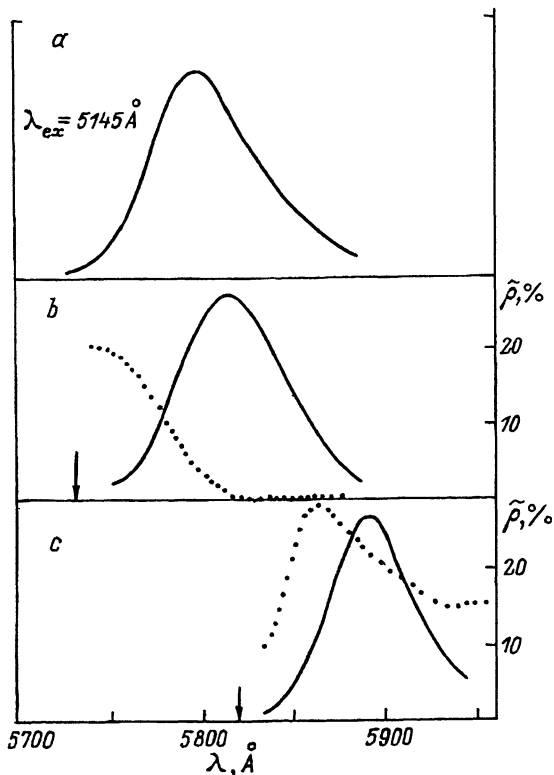


Рис. 1. Нормированные спектры фотолюминесценции при  $T = 2$  К в  $\text{Cd}_{0.65}\text{Mn}_{0.35}\text{Te}$  при межзонном (а) и селективном (b,c) фотовозбуждении.

Точки — степень циркулярной поляризации люминесценции  $\tilde{\rho}$  при возбуждении циркулярно-поляризованным светом. Стрелками отмечены длины волн возбуждающего света.

С переходом частоты возбуждающего света через пороговое значение  $\omega_x$  полуширина линии ФЛ начинает уменьшаться. При циркулярно-поляризованном возбуждении в этой области люминесценция оказывается частично поляризованной, причем поляризация появляется на коротковолновом краю линии (рис. 1, b), при уменьшении частоты возбуждающего света растет и распространяется на всю линию (рис. 1, c).

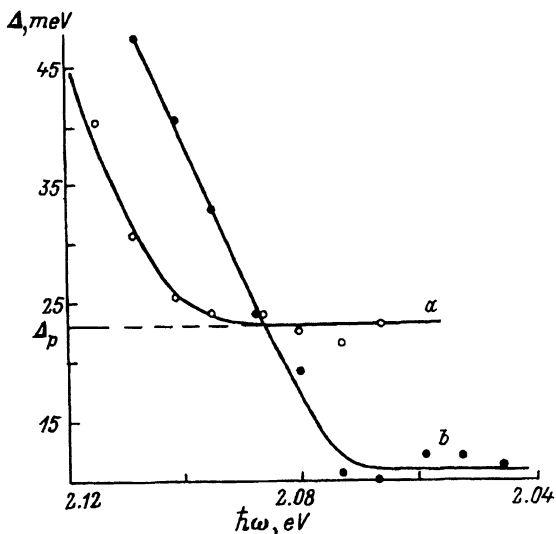
Пороговое значение  $\omega_x$  было интерпретировано как порог подвижности экситонов в образце [12]. При возбуждении светом с  $\hbar\omega < \hbar\omega_x$  рожденный экситон оказывается с самого начала локализованным и за время жизни не успевает мигрировать. Наблюдаемый стоксов сдвиг  $\Delta_p$  обусловлен обменным взаимодействием экситона с ионной спиновой системой и образованием магнитного полярона. При возбуждении выше порога подвижности образованию МП предшествует миграция экситонов из ямы в яму, приводящая к установлению стационарного распределения экситонов по хвосту плотности состояний. Сужение линии при возбуждении ниже порога обусловлено заполнением состояний с фиксированной энергией и отсутствием миграции. В этой области ширина линии определяется разбросом поляронных энергий.

Важный аргумент в пользу такой интерпретации мы видим в результатах поляризационных измерений. Наблюдаемая поляризация ФЛ связана, по видимому, со спин-стекольными свойствами образца [13]. Локальные замороженные флуктуации намагниченности вызывают спиновое расщепление локализованных экситонных состояний. При этом циркулярно-поляризованным светом возбуждаются преимущественно те экситоны, в области локализации которых направление локального обменного поля антипараллельно спину фотона. Локальное поле фиксирует спин экситона. При наличии миграции экситонов излучение происходит из состояний со случайным направлением замороженного поля и люминесценция оказывается деполаризованной; при отсутствии миграции спин излучаемого фотона коррелирован со спином поглощенного фотона, что проявляется в виде частично поляризованной люминесценции. Степень циркулярной поляризации ФЛ при возбуждении ниже порога подвижности может достигать 30% [12].

Связь оптически индуцируемой поляризации ФЛ со свойствами спинового стекла хорошо иллюстрирует зависимость степени поляризации от температуры (рис. 3). Видно, что поляризация разрушается в области температур, близких к температуре фазового перехода. В то же время уменьшение поляронного сдвига  $\Delta_p$  носит более плавный характер и не видно прямой корреляции этого спада с фазовым переходом спиновое стекло  $\rightarrow$  парамагнетик.

На основании приведенных соображений сдвиг  $\Delta_p$  естественно трактовать как энергию МП. Экспериментальное определение энергии МП методом измерения стоксова сдвига при селективном возбуждении локализованных состояний проводилось для разных составов твердого раствора [14-16]. В области составов  $0.10 < x < 0.25$  энергия полярона растет с ростом состава, а в области  $x > 0.25$  почти не зависит от состава. Качественное объяснение этого факта, по-видимому, аналогично приведенному в [7] для акцепторного МП.

При помещении образца в продольное магнитное поле характер зависимости спектров ФЛ от частоты возбуждающего света не меняется.



**Рис. 2.** Зависимость стоксова сдвига  $\Delta$  линии фотолюминесценции от энергии квантов возбуждающего света  $\hbar\omega$  в отсутствие внешнего поля  $H_0 = 0$  (а) и в продольном магнитном поле  $H_0 = 4.4$  Т (б) в  $\text{Cd}_{0.7}\text{Mn}_{0.3}\text{Te}$  при  $T = 2$  К.

Для случая а стрелкой показан поляронный сдвиг  $\Delta_p$ . Сплошные линии проведены для наглядности.

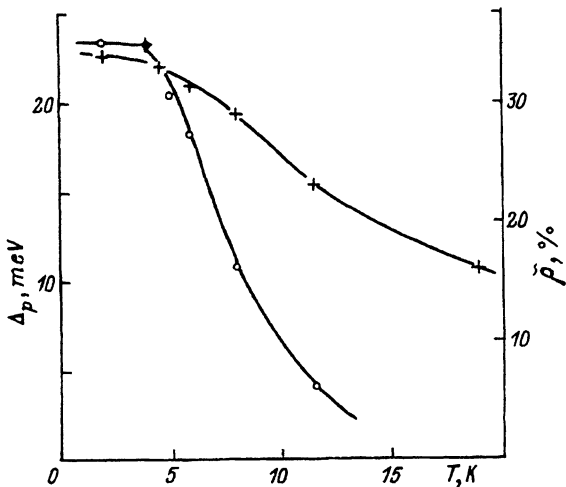


Рис. 3. Температурные зависимости поляронного сдвига  $\Delta_p$  и степени циркулярной поляризации люминесценции  $\bar{\rho}$  в  $\text{Cd}_{0.7}\text{Mn}_{0.3}\text{Te}$  при  $T = 2$  К. Температура фазового перехода парамагнетик  $\rightarrow$  спиновое стекло около 7 К [1]. Линии проведены для наглядности.

Зависимости стоксова сдвига от длины волны возбуждающего света приведены на рис. 2. Порог подвижности в поле оказывается смещенным в сторону меньших энергий из-за гигантского спинового расщепления экситонных состояний. Величина  $\Delta_p$  в поле уменьшается, что отражает эффект подавления МП внешним магнитным полем (рис.4).

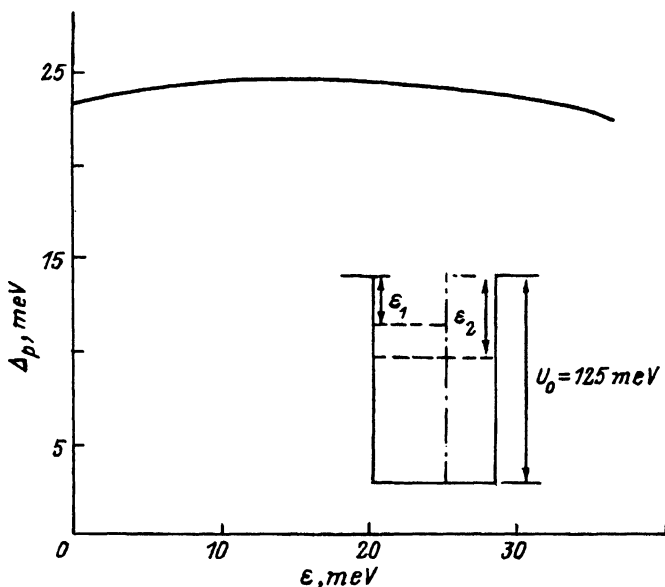


Рис. 4. Расчетная зависимость энергии магнитного полярона от энергии предварительной локализации дырки.

На вставке показано изменение энергии предварительной локализации  $\epsilon$  при фиксированной глубине  $U_0$  и изменении радиуса ямы.

## 2. Расчет и обсуждение

Как было указано, при селективном возбуждении ниже порога подвижности энергия полярона не зависит от частоты возбуждающего света в широком диапазоне. Этот результат представляется нам нетривиальным по следующим соображениям. Энергию экситонного МП можно рассматривать как меру локализации носителей, в первую очередь дырки. Возбуждение разных групп состояний отвечает разной степени предварительной локализации носителей; это должно было бы привести к зависимости энергии МП от частоты возбуждающего света.

Наблюдаемую в эксперименте ситуацию удается качественно объяснить, если промоделировать участок хвоста плотности состояний набором потенциальных ям постоянной глубины. Степень локализации частицы в таких ямах зависит от положения уровня (т.е. от ширины ямы) немонотонно: при нулевой и бесконечной ширине частица дelokализована, а при некотором промежуточном значении локализация максимальна и в окрестности максимума слабо зависит от положения уровня.

Предлагаемый ниже расчет представляет собой попытку количественного анализа такой ситуации. Целью расчета было получение зависимости энергии МП от положения уровня предварительной локализации во флуктуационной яме. Кроме того, в рамках модели рассчитаны зависимости энергии МП от внешнего магнитного поля.

Основную сложность при разработке теории МП в спиновом стекле представляет адекватное описание отклика среды на обменное поле носителя. В своих расчетах мы использовали результаты работы [11], где измерялась намагниченность  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  в сильных магнитных полях (до 40 Т). Обработка экспериментальных зависимостей позволила авторам этой работы разделить намагниченность на две составляющие

$$M(H) = M_s B_{5/2} [5\mu_B H / kT_{\text{эф}}] + \chi_{\text{HF}} H. \quad (1)$$

Первый член авторы приписали «свободным» спином парамагнитного типа, а второй связали с изменением внутреннего магнитного момента антиферромагнитных кластеров. В работе приведены для набора составов твердого раствора значения параметров  $M_s$ ,  $T_{\text{эф}}$  и  $\chi_{\text{HF}}$ , обеспечившие наилучшее согласие с экспериментом. Основываясь на оценке, данной авторами статьи, область применимости (1) можно ограничить полями  $H < 100$  Т.

Гамильтониан обменного взаимодействия между дыркой и ионами  $\text{Mn}^{2+}$  ( $p-d$ -взаимодействия) имеет вид [1]

$$\hat{H} = J_{hM} \sum s_h s(\mathbf{r}_i) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i). \quad (2)$$

Здесь  $J_{hM}$  — обменная константа;  $s_h$  — спин дырки;  $s$  — спин иона  $\text{Mn}^{2+}$ ; суммирование ведется по всем узлам решетки, заполненным ионами  $\text{Mn}^{2+}$ . Аналогично записывается гамильтониан электрон-ионного  $s-d$ -взаимодействия. Однако ввиду того что константа  $s-d$ -взаимодействия в четыре раза меньше константы  $p-d$ -взаимодействия, а также ввиду более слабой локализации электрона в сравнении с локализацией дырки ( $m_e^* < m_{hh}^*$ ), мы в дальнейшем будем пренебрегать электронным вкладом в энергию МП.

Ориентирующее действие дырки на ионные спины будет описывать в приближении обменного поля. Величина обменного поля дырки пропорциональна  $|\Psi(r)|^2$ . В континуальном приближении обменная энергия элемента объема  $dV$

$$M(r)H_{exch}(r)dV = J_{hMs_h}|\Psi(r)|^2S(r)dV.$$

Здесь  $S(r)$  — плотность спина системы ионов марганца,  $S(r) = M(r)/\mu_B g$ . Для обменного поля  $H_{exch}$  получаем

$$H_{exch}(r) = \gamma_H |\Psi(r)|^2, \quad \gamma_H = J_{hMs_h}/\mu_B g. \quad (3)$$

Задачу о локализации дырки будем решать вариационным методом. Свободная энергия дырки, локализованной флуктуационным потенциалом, имеет вид:

$$F = K + U - F_{exch}, \quad (4)$$

где  $F_{exch}$  — обменная часть свободной энергии,  $K$  — кинетическая энергия,  $U$  — потенциальная энергия в поле флуктуационного потенциала. Если система находится во внешнем магнитном поле  $H_0$ , обменная часть будет

$$F_{exch} = \int d^3r \int_{H_0}^{H_0+H_{exch}} M(H)dH. \quad (5)$$

Поскольку локализуя дырку потенциал не кулоновский, выберем волновую функцию таким образом, чтобы она была «гладкой» при  $r = 0$  и экспоненциально спадала на больших расстояниях. Этим условием удовлетворяет, например, функция вида

$$\Psi = \frac{1+r/r_0}{(7\pi r_0^3)^{1/2}} \exp(-r/r_0). \quad (6)$$

Подставляя (1), (3) в (5) и используя (6), получим

$$F_{exch} = kT_{eff} \frac{M_s r_0^3}{\mu_B} \int d^3\rho \ln \frac{\text{sh } 6(\kappa_{exch} + \kappa_0) \text{sh } \kappa_0}{\text{sh } (\kappa_{exch} + \kappa_0) \text{sh } 6\kappa_0} + \frac{437}{25098\pi r_0^3} \chi_{HF} \gamma_H^2 + \chi_{HF} H_0 \gamma_H. \quad (7)$$

Здесь мы ввели обозначения

$$\rho = r/r_0, \quad \kappa_{exch} = \mu_B H_{exch}/kT_{eff}, \quad \kappa_0 = \mu_B H_0/kT_{eff}.$$

Кинетическая энергия

$$K = 3\hbar^2/14m_h^* r_0^2.$$

Переходя к безразмерному параметру  $b$  [2]

$$b = (7\pi r_0^3)^{-1/2} \mu_B \gamma_H / kT_{eff},$$

для свободной энергии получим

$$F = \frac{3\hbar^2}{14m_h^*} \left( 7\pi b \frac{kT_{eff}}{\mu_B \gamma_H} \right)^{2/3} + U - 437b \chi_{HF} kT_{eff} \gamma_H / 3584 \mu_B - \\ - \chi_{HF} H_0 \gamma_H - \frac{4M_s \gamma_H}{35b} \int_0^\infty \rho^2 d\rho \ln \frac{\text{sh } 6 \{ b(1 + \rho^2) \exp(-2\rho) + \kappa_0 \} \text{sh } \kappa_0}{\text{sh} \{ b(1 + \rho^2) \exp(-2\rho) + \kappa_0 \} \text{sh } 6\kappa_0}. \quad (8)$$

Третье и четвертое слагаемые в (8) описывают вклад «кластерных» спинов, поляризованных обменным и внешним полем соответственно. При  $b \rightarrow \infty$   $\tilde{F} \rightarrow -\infty$  (из-за третьего слагаемого), что, очевидно, бессмысленно. Это связано с тем, что при малых радиусах состояния обменное поле велико и выходит за пределы применимости (1). Область изменения  $b$  надо ограничить  $b \leq \mu_B 100T/kT_{eff}$ .

Пятое слагаемое ( $\tilde{F}$ ) соответствует вкладу «свободных» спинов. В отсутствие внешнего поля ( $\kappa_0 \rightarrow 0$ ) при  $b \rightarrow \infty$   $\tilde{F}$  не зависит от  $b$

$$\tilde{F} \rightarrow M_s \gamma_H,$$

а при  $b \rightarrow 0$

$$\tilde{F} = \frac{7}{48} M_s \gamma_H b.$$

Локализованное состояние дырки соответствует минимуму функции  $F(b)$ . Анализ показывает, что при  $U = 0$  в системе, описываемой формулой вида (1) для  $x = 0.3$  и  $x = 0.4$ , локализованные состояния отсутствуют. Минимальное значение  $F$  соответствует  $b = 0$  (делокализованное состояние). Это означает, что для образования МП необходима предварительная локализация.

Поскольку конкретный вид и природа локализирующего флуктуационного потенциала не вполне ясны, мы остановились на простейшем приближении прямоугольной сферической потенциальной ямы глубиной  $U_0$  и радиусом  $R$ . Потенциальная энергия состояния (6) в такой яме будет

$$U = -U_0 \left\{ 1 - e^{-2\xi} \left( \frac{2}{7}\xi^4 + \frac{8}{7}\xi^3 + 2\xi^2 + 2\xi + 1 \right) \right\}, \quad \xi = \frac{R}{r_0}.$$

В области малых  $b$  ( $\xi \rightarrow 0$ )

$$U = -\frac{4}{21} U_0 \xi^3,$$

при  $b \rightarrow \infty$

$$U \rightarrow -U_0.$$

При достаточной мощности ямы  $F(b)$  имеет минимум при некотором  $b^*$ , что соответствует локализованному состоянию радиусом  $r_0^*$ . В то же время обменная энергия дырки  $E$  (совпадающая в данном случае с энергией МП)

$$E(H_{exch}) = \int d^3r M(H_{exch}) H_{exch} \quad (9)$$



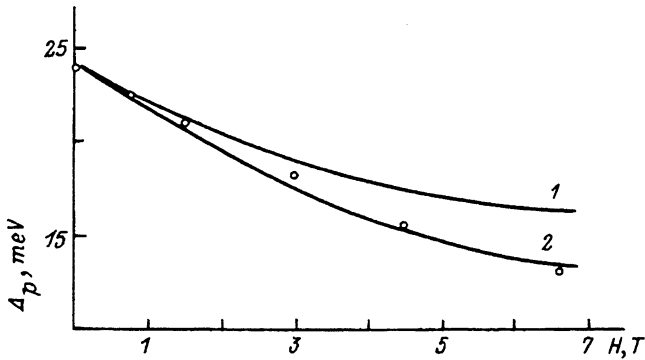


Рис. 5. Зависимость энергии магнитного полярона от внешнего магнитного поля в  $\text{Cd}_{0.62}\text{Mn}_{0.38}\text{Te}$  при  $T = 2$  К. Точки — эксперимент, линии — расчет для  $x = 0.38$  (1) и  $0.30$  (2).

тем больше, чем сильнее локализована дырка. В широких ямах радиус локализации дырки велик, а создаваемое ею обменное поле мало. Для того чтобы энергия МП достигла величин порядка наблюдаемых в эксперименте, яма должна быть достаточно узкой.

Для расчета зависимости  $\Delta_p(\hbar\omega)$  обратимся к следующей процедуре. Пусть обменное взаимодействие пока «выключено» ( $F_{exch} = 0$ ). Минимизируя свободную энергию, найдем положение уровня предварительной локализации дырки в яме. (При отсутствии обменной части энергия и свободная энергия совпадают). «Включив» затем обменное взаимодействие и вновь минимизируя свободную энергию (8), найдем  $b^*$ , т.е. фактически радиус полярона. Наконец, с помощью (9) находим энергию МП.

Варьируя параметры ямы, мы можем изменять положение уровня предварительной локализации, что соответствует изменению энергии квантов возбуждающего света при селективном возбуждении хвоста плотности состояний.

Магнитолевая зависимость энергии полярона в рамках предлагаемой модели опишется следующим образом:

$$E_p(H_0) = E(H_0 + H_{exch}) - \Delta E_{ex}(H_0). \quad (10)$$

Второй член здесь описывает расщепление дырочного состояния при отсутствии полярона

$$\Delta E_{ex} = M_s \gamma_H B_{5/2} [5\kappa_0] + \chi_{HF} H_0 \gamma_H.$$

Отметим, что во внешнем магнитном поле меняется радиус состояния (и, следовательно, обменное поле). Поэтому при расчете магнитолевых зависимостей сначала минимизировалась свободная энергия (8), а затем по найденному  $b^*$  рассчитывалась энергия полярона (10).

На рис. 5 приведена зависимость энергии МП от энергии предварительной локализации дырки  $\epsilon$ , рассчитанная по описанной выше процедуре. В качестве локализирующего немагнитного потенциала выбиралась сферическая прямоугольная потенциальная яма глубины  $U_0 = 125$  meV и переменного радиуса  $R$ . Увеличение энергии  $\epsilon$ , таким образом, достигалось увеличением радиуса локализирующего потенциала. Как видно из рис. 5, в диапазоне от 0 до 40 meV, перекрывающем

экспериментально исследованный диапазон, энергия полярона слабо зависит от  $\varepsilon$ . Этот результат находится также в соответствии с качественным объяснением, рассмотренным выше. Отметим, что при изменении глубины потенциальных ям с фиксированным радиусом расчет не удается согласовать с экспериментом ни при каких параметрах ям.

При расчете мы пользовались модельным представлением о том, что участок хвоста плотности состояний валентной зоны вблизи порога подвижности формируется набором сферических потенциальных ям фиксированной глубины. Хотя такое представление кажется не вполне обоснованным, следует указать на результаты теоретической работы [17], в которой в рамках модели Андерсона показано, что «оптимальные» флуктуационные ямы, за исключением самых мелких, близки к прямоугольным и имеют фиксированную глубину. Отметим, что характер зависимости  $\Delta_p(\varepsilon)$  (постоянство  $\Delta_p(\varepsilon)$  при возбуждении ниже порога подвижности экситонов) остается таким же и для поляронов в узких квантовых ямах с полумагнитным барьером [18] и в объемных CdMnTe в широком диапазоне составов  $x = 0.13 \div 0.40$  [16]. В связи с этим наиболее привлекательным было бы найти такую модель, в рамках которой постоянство  $\Delta_p(\hbar\omega)$  обуславливалось бы общей для разных объектов фундаментальной причиной. Такой причиной, например, могла бы быть независимость предварительной локализации дырки от  $\hbar\omega$ .

Результаты расчета энергии МП от магнитного поля приведены на рис. 4 наряду с экспериментальными результатами. Параметры ямы подбирались так, чтобы согласовать расчет с экспериментом при нулевом поле. Выбор ширины ямы был произвольным в некотором интервале, но он не оказывал существенного влияния на расчетную кривую. Получается удовлетворительное согласие при расчете с  $x = 0.38$  (кривая 1).

Согласие удавалось несколько улучшить при уменьшении состава  $x$  на некоторую величину. (На этом же рисунке кривая 2 построена при  $x = 0.30$ ). Это можно интерпретировать как следствие уменьшения концентрации магнитных ионов в области локализации носителя. Действительно, поскольку узкозонной компонентой твердого раствора является CdTe, флуктуационная яма соответствует обедненной марганцем области кристалла.

Особенностью магнитополевых зависимостей  $\Delta_p(H)$  является тот факт, что в сильном поле  $H = 6.6$  Т подавление полярона неполное. Так, в этом поле для образца с  $x = 0.38$   $\Delta_p = 13$  meV, а для  $x = 0.32$   $\Delta_p = 11$  meV. Этот эффект связан с магнитной характеристикой среды, а именно с зависимостью намагниченности кластеров от магнитного поля (второй член в выражении (1)). Легко понять, что в случае линейной зависимости  $M(H)$  энергия полярона вовсе не зависит от магнитного поля, поскольку в этом случае магнитное поле приводит к одинаковому росту намагниченности внутри области локализации носителя и вне ее. Следовательно, значение  $\Delta_p$  в сильном поле соответствует вкладу кластерной намагниченности, который, согласно [11], растет с ростом содержания марганца.

Напомним, что при расчете энергии МП мы использовали экспериментально измеренные зависимости макроскопической намагниченности от внешнего поля. Применимость такого подхода к проблеме МП,

вообще говоря, не является очевидной, поскольку мы имеем дело с намагниченностью в области локализации носителя. Достоинством этого подхода является то, что он позволяет объяснить целый ряд экспериментальных фактов: а) зависимость  $\Delta_p$  от состава в диапазоне  $x = 0.20 \div 0.40$  для акцепторного МП [7], б) зависимость  $\Delta_p$  от энергии предварительной локализации экситона (рис. 2,5) в образцах с разным  $x$ , в) магнитолевые зависимости  $\Delta_p$  (рис. 4).

Таким образом, предложенная нами грубая модель плотности состояний в окрестности порога подвижности экситонов удовлетворительно объясняет наблюдаемые экспериментальные зависимости энергии магнитного полярона от энергии предварительной локализации и магнитного поля. Для более детального понимания природы локализуемых потенциальных ям, на наш взгляд, необходимы тщательные исследования спектров поглощения в области хвостов плотности состояний.

Авторы выражают глубокую признательность В.Д.Прогухану и В.Н.Якимовичу за предоставление кристаллов, И.А.Меркулову, К.В.Кавокину, В.Л.Кореневу за полезные обсуждения, Б.П.Захарчене за поддержку и интерес к проведенным исследованиям.

Эта работа была частично поддержана грантом Фонда Сороса, присужденным Американским физическим обществом.

#### Список литературы

- [1] Diluted magnetic semiconductors / Ed. J. Furdina and J.Kossut. Semiconductors and Semimetals / Ed. R.K.Willardson and A.C.Beer. N.Y.: Academic Press, 1988. V. 25. 470 p.
- [2] Кривоглаз М.А. // УФН. 1973. Т. 111. № 4. С. 617-654.
- [3] Рябченко С.М., Семенов Ю.Г. // ФТТ. 1989. Т. 26. № 11. С. 3347-3354.
- [4] Kavokin A.V., Kavokin K.V. // Semicond. Science Technol. 1993. N 8. P. 191-196.
- [5] Берковская Ю.Ф., Гельмонт Б.Л., Цидильковский Э.И. // ФТП. 1988. Т. 22. № 5. С. 855-862.
- [6] C.Benoit la Guillaume // Phys. Stat. Sol. (b). 1993. V. 175. P. 369.
- [7] Bugajski M., Becla P., Wolff P.A., Heiman D., Ram-Mohan L.R. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 15. P. 10512-10516.
- [8] Janiszewski P. // Proc. 20th Int. Conf. Phys. Semicond. Thessaloniki. 1990. V. 1. P. 771-774.
- [9] Golnik A., Ginter J., Gaj J.A. // J. Phys. C. 1983. V. 16. P. 6073-6084.
- [10] Ram-Mohan L.R., Wolff P.A. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 2. P. 1330-1339.
- [11] Heiman D., Isaaks E.D., Becla P., Foner S. // Phys. Rev. B. 1987. V. 35. N 7. P. 3307-3310.
- [12] Kusrayev Yu.G., Zakharchenya B.P. // Proc. 20th Int. Conf. Phys. Semicond. Thessaloniki. 1990. V. 1. P. 738-741.
- [13] Warnock J., Kershaw R.N., Ridgely D., Dwight K., Wold A., Galazka R.R. // J. Lumin. 1985. V. 34. P. 25-35.
- [14] Захарченя Б.П., Кусраев Ю.Г. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 50. № 4. С. 199-201.
- [15] Агекян В.Ф., Серов А.Ю. // ФТТ. Т. 32. № 11. С. 3373-3378.
- [16] Mack G., Ossaw W., Yakovlev D.R., Waag A., Landwehr G. // Proc. 21th Int. Conf. Phys. Semicond. Beijing, China, 1992.
- [17] Ключихин А.А., Оглоблин С.Г. // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. № 6(12). С. 2026-2038.
- [18] Yakovlev D.R., Ossaw W., Landwehr G., Bicknell-Tassius R.N., Waag A., Schmeusser S., Uraltsev I.N. // Solid State Commun. 1992. V. 82. P. 29-32.

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

Поступило в Редакцию  
18 января 1994 г.