

## Энергетический спектр акцептора в полумагнитном полупроводнике $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ в спин-стеклольной области

© Е.И. Георгицэ, В.И. Иванов-Омский, Д.И. Цыпишка

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

(Получена 7 октября 1997 г. Принята к печати 9 октября 1997 г.)

Исследовались пропускание и фотопроводимость в полумагнитных сплавах  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  ( $x = 0.20 \div 0.22$ ) при температуре  $2 \div 7$  К в дальней ИК области спектра на фиксированных в диапазоне 49–311 мкм частотах молекулярных лазеров с оптической накачкой. Сообщается о наблюдении фотовозбуждения акцептора из основного в возбужденные состояния в условиях, когда прямое взаимодействие магнитных моментов ионов марганца становится существенным и приводит к образованию фазы спинового стекла. Обнаружено влияние внутреннего поля, создаваемого спонтанной и внешней поляризациями магнитных моментов ионов  $\text{Mn}^{2+}$  в спин-стеклольной области температур, на энергетический спектр акцептора в магнитном поле.

### 1. Введение

В полумагнитных полупроводниках магнитные моменты ионов  $\text{Mn}^{2+}$  создают внутреннее магнитное поле. Влияние этого поля приводит к уменьшению энергии основного состояния акцептора с ростом внешнего магнитного поля [1]. В работе [2] было показано, что учет внутреннего поля приводит к тому, что если в отсутствие внешнего магнитного поля энергия основного состояния акцептора порядка боровской энергии тяжелой дырки, то в достаточно сильном магнитном поле она оказывается порядка боровской энергии уже легкой дырки.

В работах [3,4] мы сообщали об исследовании энергетического спектра акцептора в магнитном поле в узкощелевых полупроводниках  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$  с использованием лазерной магнитооптической спектроскопии. В настоящей работе приводятся результаты аналогичных исследований в твердых растворах  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  ( $x = 20 \div 0.22$ ). В этих материалах при температурах  $T < 5$  К наблюдается фаза спинового стекла, представляющая собой неупорядоченный магнетик, в котором энергия обменного взаимодействия меняется по объему образца случайным образом. В данной работе показано, как это обстоятельство обуславливает некоторые особенности в спектрах фотовозбуждения акцептора, связанные с перестройкой его энергетического спектра в магнитном поле при переходе в фазу спинового стекла.

### 2. Методы и результаты эксперимента

Исследовались фотопроводимость и пропускание образцов  $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  ( $x = 0.20 \div 0.22$ ) в дальней инфракрасной (ИК)-области спектра в диапазоне энергий квантов излучения  $4 \div 27$  мэВ при температурах  $2 \div 7$  К. Объемные кристаллы выращивались методом Бриджмена. Измеренные образцы были ориентированы в направлении кристаллографической оси (111). Концентрация акцепторов неидентифицированной природы составляла  $N_A - N_D = (1 \div 6) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Эти значения были получены по результатам измерений коэффициента

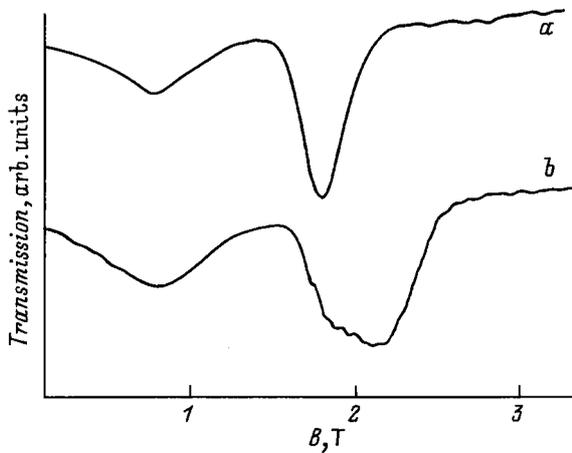
Холла при  $T = 77$  К. В таблице приводятся параметры исследованных образцов.

Источником излучения являлись 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 проводились в геометриях Фарадея ( $\mathbf{q} \perp \mathbf{B}$ , где  $\mathbf{q}$  — волновой вектор падающего на образец излучения,  $\mathbf{B}$  — внешнее магнитное поле) и Фогта ( $\mathbf{q} \parallel \mathbf{B}$ ). Запись спектров осуществлялась разверткой магнитного поля до 6.5 Тл при фиксированной длине волны лазерного излучения. До температуры измерения образцы охлаждались в магнитных полях до 1 Тл и без поля.

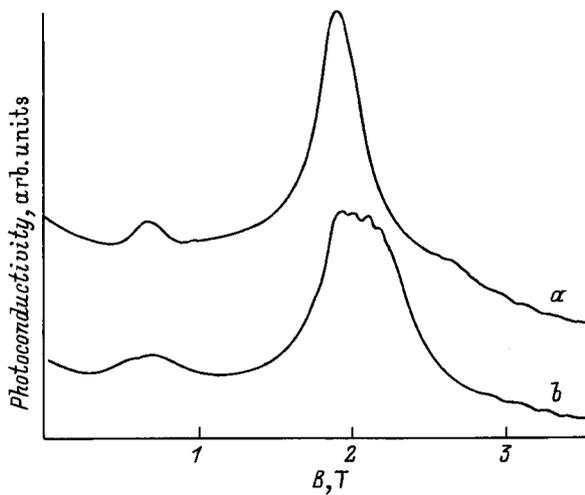
На рис. 1 и 2 представлены спектры пропускания и фотопроводимости образца  $\text{Hg}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}\text{Te}$ , записанные при температуре 2 К, для случаев, когда образец охлаждался в магнитном поле  $B_{\text{cool}} = 0.6$  Тл (кривая *a*) и без поля (кривая *b*). При сравнении спектров видно, что в случае охлаждения образца до температуры измерения в магнитном поле линии становятся резче и смещаются в сторону меньших магнитных полей. Смещение линий в спектрах зависит от величины  $B_{\text{cool}}$  и достигает максимального значения при  $B_{\text{cool}} \geq 0.6$  Тл.

На рис. 3 представлен спектр фотопроводимости того же образца, записанный при температуре  $T = 6$  К. При данной температуре форма линий в спектрах не зависит от способа охлаждения образца. Не наблюдается также смещение линий при охлаждении образца в магнитном поле.

Для анализа спектров и идентификации линий были построены зависимости энергий наблюдаемых переходов от магнитного поля. На рис. 4 представлены зависимости энергий пиков пропускания при  $T = 2$  К от магнитного поля. Штриховыми линиями показаны зависимости для образца  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}\text{Te}$ , охлажденного до температуры 2 К в магнитном поле, а сплошными линиями — при охлаждении без поля. При экстраполяции этих зависимостей в нулевое магнитное поле энергия наблюдаемых оптических переходов не обращается в нуль. Это позволяет связать их с внутрицентровым возбуждением акцепторов, поскольку исследованные образцы обладали проводимостью  $p$ -типа и запись спектров осуществлялась в



**Рис. 1.** Спектры пропускания сплава  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}\text{Te}$  для энергии фотонов 7.27 мэВ при  $T = 2\text{ K}$ :  $a$  — охлаждении в магнитном поле  $B_{\text{cool}} = 0.6\text{ Тл}$ ;  $b$  —  $B_{\text{cool}} = 0$ .



**Рис. 2.** Спектры фотопроводимости сплава  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}\text{Te}$  при возбуждении фотонами с энергией 7.27 мэВ при  $T = 2\text{ K}$ :  $a$  — охлаждении в магнитном поле  $B_{\text{cool}} = 0.6\text{ Тл}$ ;  $b$  —  $B_{\text{cool}} = 0$ .

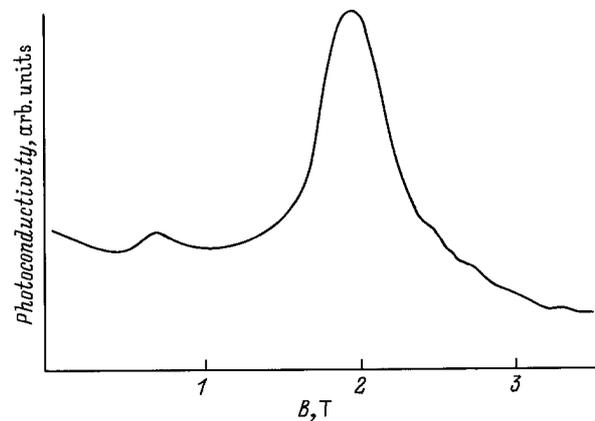
отсутствие межзонной подсветки. Так как были получены две зависимости и, полагая, что при температуре изменений дырки заселяют основное состояние акцептора, наблюдаемые магнитные резонансы можно связать с переходами из основного состояния в два возбужденных состояния.

Как следует из графика зависимостей энергий переходов от магнитного поля, максимальный сдвиг линий в магнитном поле составляет  $\Delta B = (0.50 \pm 0.05)\text{ Тл}$ . Разность энергий между соответствующими зависимостями, полученными при охлаждении образца без поля и в магнитном поле, составляет  $\Delta E = (0.4 \pm 0.05)\text{ мэВ}$ .

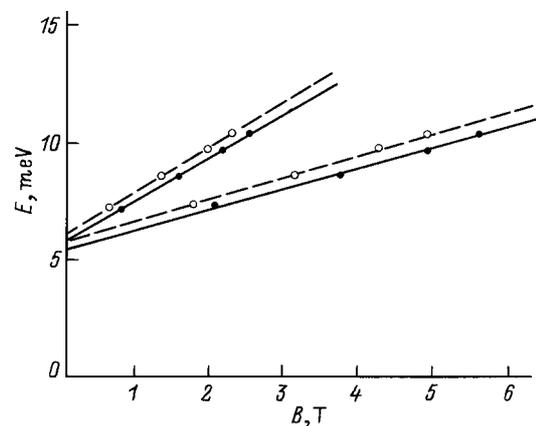
В отличие от узкозонных полумагнитных полупроводников в построенных зависимостях энергий переходов от магнитного поля не наблюдается антипересечение энергетических уровней акцептора в магнитном поле [4]. Это объясняется тем, что в исследованных образцах

больше глубина залегания акцептора и значительно меньше зеемановское расщепление его основного состояния, что связано с большей шириной запрещенной зоны. При расчетах энергий основного состояния акцептора полагалось, что статическая диэлектрическая постоянная  $\epsilon = 18$ , а эффективная масса тяжелой дырки  $m_n^* = 0.4m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона. Анализ зависимостей энергий переходов от магнитного поля показал, что энергия основного состояния акцептора в исследованных образцах при  $B = 0$  составляет  $\sim 11\text{ мэВ}$ , что хорошо согласуется с данными расчета.

Для определения величины обменного интеграла для состояний валентной зоны  $N_0\beta$  были рассчитаны зависимости энергий переходов от магнитного поля для температур 2 и 6 К. Методика расчета величины  $N_0\beta$  изложена в [4]. Результаты расчета для исследуемых образцов приведены в таблице. Отметим, что при расчетах были использованы следующие значения параметров, входящих в матрицу модифицированного гамильтониана Пиджен–Брауна [5]:  $E_p = 18.3\text{ эВ}$ ,  $\Delta = 1\text{ эВ}$ ,  $\gamma_1 = 0.5$ ,  $K = 0.1$ ,  $N_0\alpha = -0.45\text{ эВ}$ .



**Рис. 3.** Спектры фотопроводимости сплава  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}\text{Te}$  при возбуждении фотонами с энергией 7.27 мэВ при  $T = 6\text{ K}$ .



**Рис. 4.** Зависимость положения в магнитном поле минимумов пропускания от энергии фотонов при охлаждении без поля (сплошная линия) и в магнитном поле  $B = 0.6\text{ Тл}$  (штриховая линия).

Параметры исследованных образцов

Образец	$E_g$ , эВ	$E_A(0)$ , мэВ (расчет)	$E_A(0)$ , мэВ (измерения)	$N_0\beta$ , эВ	$B_{int}$ , Тл
Hg <sub>0.8</sub> Mn <sub>0.2</sub> Te	0.72	11.0	11.2	0.85 ± 0.05	0.52 ± 0.03
Hg <sub>0.78</sub> Mn <sub>0.22</sub> Te	0.75	11.1	11.4	0.85 ± 0.05	0.52 ± 0.03

### 3. Обсуждение результатов

Среди полученных результатов особый интерес представляет сдвиг линий пропускания и фотопроводимости в спектрах в сторону меньших магнитных полей при охлаждении образца до температуры измерения в магнитном поле. Анализ спектров всех измеренных образцов показал, что величина сдвига зависит от концентрации ионов  $Mn^{2+}$  и от величины приложенного поля при охлаждении. Для каждого образца при достижении определенного значения внешнего поля сдвиг линий достигал максимальной величины. Например, для образца Hg<sub>0.78</sub>Mn<sub>0.22</sub>Te этот сдвиг составляет  $\Delta B = (0.50 \pm 0.05)$  Тл. При дальнейшем увеличении магнитного поля при охлаждении образца в спектрах не наблюдается никаких изменений. Кроме этого, обращает на себя внимание тот факт, что при охлаждении образцов в отсутствие внешнего магнитного поля линии в спектрах значительно шире и не имеют гауссовой формы.

Эти результаты, по нашему мнению, можно объяснить следующим образом. При включении внешнего магнитного поля, когда температура образца выше необходимой для образования фазы спинового стекла, магнитные моменты ионов  $Mn^{2+}$  частично ориентируются вдоль него. По мере увеличения внешнего поля увеличивается и число "ориентированных" моментов магнитных ионов пока не наступит их полная ориентация.

При охлаждении образца, когда наступает фаза спинового стекла, магнитные моменты ионов  $Mn^{2+}$  остаются ориентированными и после снятия внешнего поля. Тем самым создается некоторое внутреннее магнитное поле. Это поле несколько перестраивает энергетический спектр акцептора. При записи спектров пропускания или фотопроводимости в магнитном поле, которое совпадает по направлению с внутренним полем (условия данных экспериментов), происходит сдвиг линий, соответствующих переходам акцептора из основного состояния в возбужденные, в сторону уменьшения приложенного поля на величину внутреннего поля. Как и ожидалось, величина внутреннего поля зависит от концентрации магнитных ионов (см. таблицу).

Не менее интересным является сужение линий в спектрах образцов, охлажденных в магнитном поле. Этот результат можно интерпретировать следующим образом. Когда образец охлаждается без поля, магнитные моменты ионов  $Mn^{2+}$  замерзают в случайных направлениях. Поэтому созданные ими вокруг отдельных акцепторов локальные поля отличаются по величине. Следовательно, фотовозбуждаемые акцепторы имеют несколько отличающиеся друг от друга энергетические спектры во внешнем магнитном поле. В спектрах это соответствует широким линиям с неярко выраженным пиком. Когда

же образец охлаждается в магнитном поле и почти у всех ионов  $Mn^{2+}$  магнитные моменты ориентированы вдоль поля, то величина внутреннего поля вокруг акцепторов имеет почти одинаковую величину (некоторые отклонения от среднего значения могут иметь место из-за неоднородности образца). В этом случае линии фотовозбуждения в спектрах становятся уже.

Возвращаясь к полученным из эксперимента зависимостям энергий переходов от магнитного поля (рис. 4), обратим внимание на то, что в обоих случаях охлаждения эти зависимости имеют почти линейный характер. Это позволяет считать, что в данных широкозонных полумагнитных полупроводниках энергия связи магнитополярона на акцепторе должна быть незначительной. Если считать для данного образца, что эту энергию можно определять как  $V = 2\Delta E$  [4], где  $\Delta E$  — энергетическое расстояние между представленными на рис. 4 зависимостями, получим  $V = 0.8$  мэВ. Для сравнения укажем, что в образцах с меньшей концентрацией марганца энергия связи, как это ни парадоксально, заметно больше ( $V = 2.8$  мэВ [4]).

### Список литературы

- [1] A. Mycielski, J. Micielski. J. Phys. Soc. Japan, **A49** (Suppl.), 807 (1980).
- [2] А.Д. Быховский, Э.М. Вахабова, Б.Л. Гельмонт, И.А. Меркулов. ЖЭТФ, **94**, 183 (1988).
- [3] E.I. Georgitse, V.I. Ivanov-Omskii, D.I. Tsypishka, V.A. Kharchenko. Int. J. Infrared Millim. Waves, **13**, 155 (1992).
- [4] В.И. Иванов-Омский, В.А. Харченко, Д.И. Цыпишка. ФТП, **26**, 1728 (1992).
- [5] G. Bastard, C. Rigaux, J. Guidner, A. Mycielski. J. de Physique, **39**, 87 (1978).

Редактор В.В. Чалдышев

### Energy spectrum of an acceptor in spin-glass phase of $p$ -Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te

E.I. Georgitse, V.I. Ivanov-Omskii and D.I. Tsypishka

**Abstract** Optical transmission and photoconductivity of acceptors in  $p$ -Hg<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te ( $x = 0.20 \div 0.22$ ) semimagnetic alloys were studied with FIR molecular lasers in the spectral region 49–311  $\mu\text{m}$  at temperatures 2–7 K. The photoexcitation from the ground to excited states was observed under conditions when the direct interaction of  $Mn^{2+}$ -ions had been essential enough to form the spin-glass phase. The effect of internal magnetic field, created by spontaneous and external polarization of  $Mn^{2+}$ -ions magnetic moments, on the acceptor energy spectrum in magnetic field has been described.