

Энергетический спектр акцептора в полумагнитном полупроводнике $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ в спин-стекольной 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 Mn^{2+} в спин-стекольной области температур, на энергетический спектр акцептора в магнитном поле.

1. Введение

В полумагнитных полупроводниках магнитные моменты ионов 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 $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ ($x = 0.20 \div 0.22$). 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 CH_3OH и CH_3OD с оптической накачкой перестраиваемым 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_{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

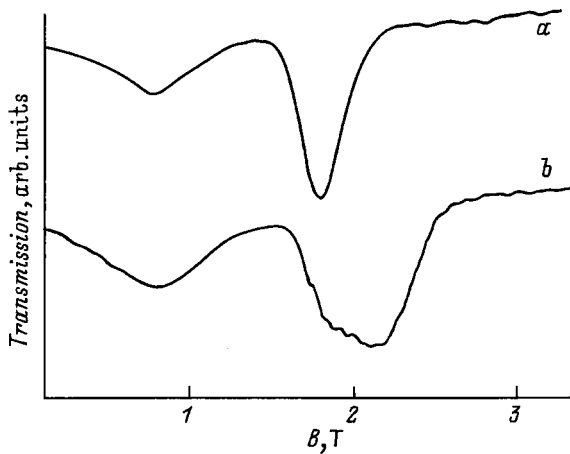


Рис. 1. Спектры пропускания сплава $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}\text{Te}$ для энергии фотонов 7.27 мэВ при $T = 2\text{ K}$: a — охлаждении в магнитном поле $B_{\text{cool}} = 0.6\text{ Тл}$; b — $B_{\text{cool}} = 0$.

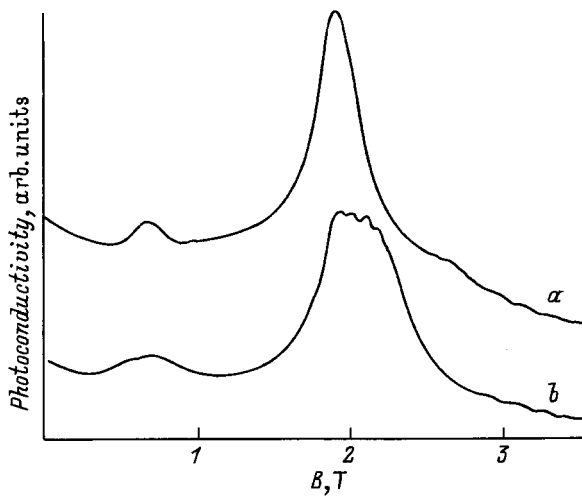


Рис. 2. Спектры фотопроводимости сплава $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}\text{Te}$ при возбуждении фотонами с энергией 7.27 мэВ при $T = 2\text{ K}$: a — охлаждении в магнитном поле $B_{\text{cool}} = 0.6\text{ Тл}$; b — $B_{\text{cool}} = 0$.

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]: $E_p = 18.3\text{ эВ}$, $\Delta = 1\text{ эВ}$, $\gamma_1 = 0.5$, $K = 0.1$, $N_0\alpha = -0.45\text{ эВ}$.

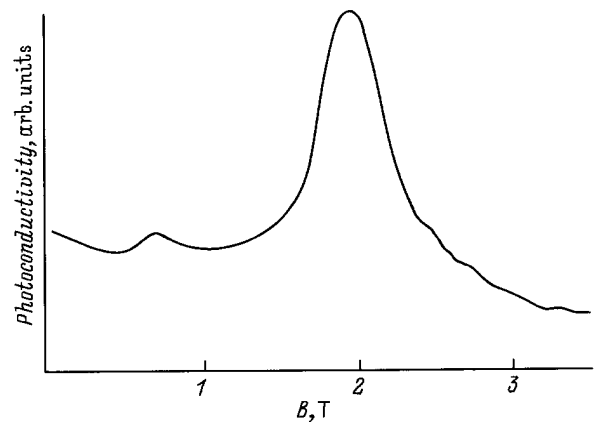


Рис. 3. Спектры фотопроводимости сплава $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}\text{Te}$ при возбуждении фотонами с энергией 7.27 мэВ при $T = 6\text{ K}$.

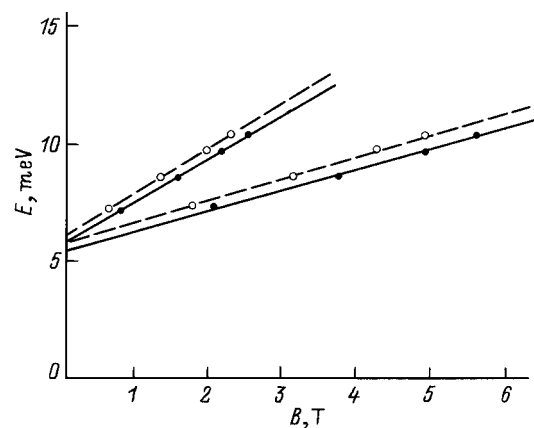


Рис. 4. Зависимость положения в магнитном поле минимумов пропускания от энергии фотонов при охлаждении без поля (сплошная линия) и в магнитном поле $B = 0.6\text{ Тл}$ (штриховая линия).

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 _{0.8} Mn _{0.2} Te	0.72	11.0	11.2	0.85 ± 0.05	0.52 ± 0.03
Hg _{0.78} Mn _{0.22} 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_{0.78}Mn_{0.22}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 полумангнитных 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 ΔE — 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_{1-x}Mn_xTe

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

Abstract Optical transmission and photoconductivity of acceptors in p -Hg_{1-x}Mn_xTe ($x = 0.20 \div 0.22$) semimagnetic alloys were studied with FIR molecular lasers in the spectral region 49–311 μm 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.