

## ФОТОПРОВОДИМОСТЬ $p$ - $Mn_xHg_{1-x}Te$ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Георгицэ Е. И., Иванов-Омский В. И.,  
Погорлецкий В. М., Пиотровский Т., Смирнов В. А.

Приведены результаты исследования фотопроводимости (ФП) компенсированных полумангнитных твердых растворов изовалентного замещения  $Mn_xHg_{1-x}Te$  ( $0.2 \leq x \leq 0.25$ ) при 4.2 К в магнитных полях 6 Т при циркулярно поляризованном освещении в геометрии Фарадея. Концентрация носителей при 77 К исследуемых образцов изменялась в пределах  $3 \cdot 10^{15} \div 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Показано, что сложная структура спектров ФП в магнитном поле при  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризациях связана с парамагнитным расщеплением зоны проводимости и акцепторного уровня. В соответствии с правилами отбора идентифицированы переходы: в  $\sigma^-$ -поляризации  $b_h(-1) \rightarrow b_c(0)$ ,  $a_h(-1) \rightarrow (a_c(0))$ , в  $\sigma^+$ -поляризации  $b_h(1) \rightarrow b_c(0)$ ,  $a_h(1) \rightarrow a_c(0)$ , примесный переход  $|-3/2 \rangle \rightarrow b_c(0) |$ .

На основании проведенной идентификации структуры спектров ФП в магнитном поле рассчитаны параметры энергетического спектра и обменного взаимодействия.

В работе приводятся результаты исследования фотопроводимости полумангнитных полупроводников  $Mn_xHg_{1-x}Te$  ( $0.2 \leq x \leq 0.25$ ) в области температур 4.2 ÷ 77 К и магнитных полей до 6 Т при циркулярно поляризованном  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -освещении. Образцы, полученные модифицированным методом Бриджмена, были компенсированы остаточными донорами и имели  $p$ -тип проводимости. Концентрация носителей при 77 К изменялась в пределах  $3 \cdot 10^{15} \div 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

В исследуемой области составов магнитодипольное взаимодействие ионов марганца, хаотически распределенных по узлам решетки твердого раствора, приводит при низких температурах к явлениям, характерным для спинового стекла [1, 2]. В связи с этим представляет интерес экспериментальное определение параметров, характерных для спинового стекла, таких как  $S_0$  — эффективный спин,  $\langle S_z \rangle$  — средний спин, и связанных с ними параметров обменного взаимодействия. Исследования фотопроводимости  $Mn_xHg_{1-x}Te$  в магнитном поле при низких температурах в поляризованном свете позволяют оценить вышеназванные параметры.

Измерения проведены по стандартной методике. Частота модуляции составляла 720 Гц. Возбуждение неосновных носителей тока осуществлялось циркулярно поляризованным излучением. Типичный спектр фотопроводимости для состава  $x=0.22$  при температуре 4.2 К представлен на рис. 1. Форма спектров фотопроводимости в нулевом магнитном поле не зависит от направления циркулярной поляризации света. Кривые 1 и 2 относятся к одному и тому же образцу с различной толщиной, однако обращает на себя внимание различие формы их спектров. Спектр фотопроводимости тонкого образца (~50 мкм) имеет стандартную для собственной фотопроводимости форму. Резкий коротковолновый край свидетельствует об однородности исследуемого образца. Оценка края фундаментального поглощения по энергии фотона, соответствующей полуспаду сигнала фотопроводимости, совпадает со значением ширины запрещенной зоны для исследованного состава, рассчитанным с использованием данных работы [3].

Спектр фотопроводимости толстого образца (~1 мм) (рис. 1, кривая 1) имеет более сложную форму с максимумом при энергии ~525 мэВ, что несколько меньше края собственного поглощения. В связи с тем что методика подготовки поверхности и толстого, и тонкого образцов одинакова, а форма их спектров

разная, полагаем в соответствии с результатами работы [4], что наблюдаемые особенности не связаны с влиянием поверхностной рекомбинации, а отражают особенности процессов, происходящих в объеме образца. Для толстого образца в длинноволновой области спектра край фотопроводимости формируется примесным поглощением, обусловленным фотовозбуждением компенсированных акцепторов. В силу относительно малой величины коэффициента примесного поглощения фотовозбуждение происходит по всей глубине толстого образца. При энергиях квантов, больших  $E_g$ , превалирует собственное поглощение. При этом фотовозбуждение из-за большого коэффициента поглощения ( $\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$ ) захватывает только узкий приповерхностный слой, где происходит поглощение ос-

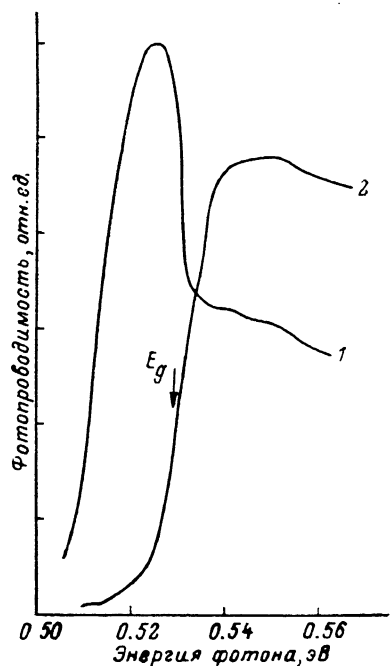


Рис. 1. Спектры фотопроводимости  $\text{Hg}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}\text{Te}$  при 4.2 К в нулевом магнитном поле.

Толщина образца: 1 — 1 мм, 2 — 50 мкм.

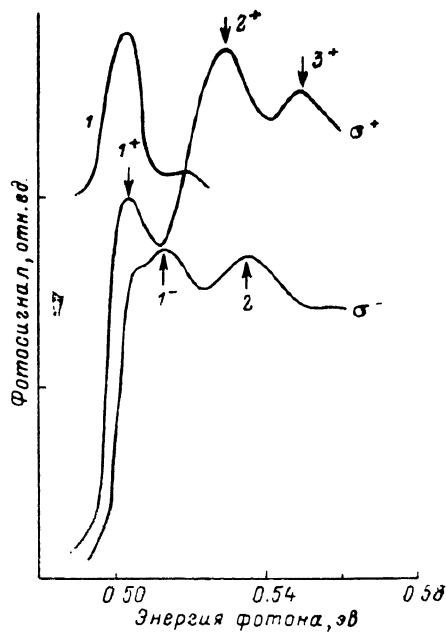


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) (1,  $\sigma^+$ -поляризация) и фотопроводимости (ФП) ( $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризации)  $p\text{-Hg}_{0.78}\text{Mn}_{0.22}\text{Te}$  в магнитном поле  $B=6 \text{ Т}$  при  $T=4.2 \text{ К}$  (идентификация переходов в тексте).

новной части фотонов, а остальная толща образца играет роль балластного сопротивления. Сигнал при этом резко падает от большой величины в области примесного поглощения до соответствующей величины в области собственного поглощения. Таким образом, низкочастотный пик фотопроводимости толстого образца связан с примесным поглощением, а в тонком образце в нулевом магнитном поле этот механизм поглощения ответствен за формирование фотопроводимости только вблизи длинноволнового хвоста.

На рис. 2 представлены спектры фотопроводимости для тонкого образца в магнитном поле 6 Т при различных поляризациях, а также спектр фотолюминесценции (кривая 1) в таком же магнитном поле. Сопоставляя спектр фотопроводимости в отсутствие магнитного поля (рис. 1, кривая 2) и спектр фотопроводимости этого же образца в магнитном поле 6 Т, можно полагать, что на длинноволновом хвосте возгорается пик примесной фотопроводимости. Это предположение подтверждается совпадением его с положением полосы фотолюминесценции в том же магнитном поле. В соответствии с данными работы [5] длинноволновый пик фотолюминесценции может быть приписан именно переходам «зона проводимости—акцептор».

Дополнительно разрешаемая в спектрах фотопроводимости структура как в  $\sigma^+$ -, так и  $\sigma^-$ -поляризациях может быть связана с парамагнитным расщепле-

нием зоны проводимости. Идентификация наблюдаемой структуры может быть произведена с учетом правил отбора и сравнения ее с расчетом на основании известных из литературы параметров энергетического спектра и обменного взаимодействия. Стрелками на рис. 2 показаны энергии соответствующих переходов, вычисленные с использованием следующих значений параметров: ширина запрещенной зоны  $E_g = 0.535$  эВ, содержание марганца  $x = 0.22$ , обменный интеграл взаимодействия для электронов  $N_0\alpha = -0.45$  эВ [5], эффективная температура  $T_0 = 50$  К [7]. Идентифицированы следующие переходы: в  $\sigma^-$ -поляризации  $b_h(-1) \rightarrow b_c(0)$ ,  $a_h(-1) \rightarrow a_c(0)$ , в  $\sigma^+$ -поляризации  $b_h(1) \rightarrow b_c(0)$ ,  $a_h(1) \rightarrow a_c(0)$ . Используя модифицированный гамильтониан Пиджена—Брауна, учитывающий обменное взаимодействие, вычислили энергию переходов в магнитном поле. Смещение наблюдаемых переходов в функции магнитного поля представлено на рис. 3. Сплошные линии на рисунке — теоретический расчет, точки — экспериментальные данные. Можно отметить удовлетворительное со-

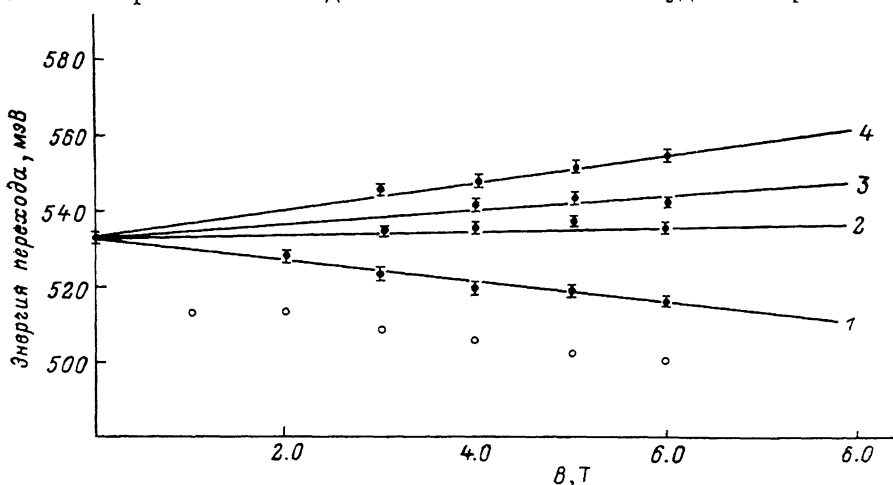


Рис. 3. Смещение переходов:  $b_h(-1) \rightarrow b_c(0)$  (1),  $a_h(-1) \rightarrow a_c(0)$  (2),  $b_h(1) \rightarrow b_c(0)$  (3),  $a_h(1) \rightarrow a_c(0)$  (4) в магнитном поле.

Сплошные линии — теоретический расчет [6], точки — эксперимент. Светлые точки — экспериментальное смещение акцепторного уровня  $|-3/2\rangle \rightarrow b_c(0)$  в магнитном поле.

гласие теории и эксперимента. Результаты расчета параметров энергетического спектра и обменного взаимодействия на основании проведенной идентификации согласуются с литературными данными [6].

Парамагнитное расщепление нижней подзоны Ландау в магнитном поле определяется, как известно [6], выражением

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_a - \varepsilon_b = g^*\mu_B B - N_0\alpha x \langle S_z \rangle, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_a$ ,  $\varepsilon_b$  — компоненты парамагнитного расщепления подзон Ландау в магнитном поле,  $g^*$  —  $g$ -фактор зоны проводимости,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $B$  — индукция магнитного поля,  $N_0\alpha$  — обменный интеграл взаимодействия для электронов,  $x$  — содержание марганца в растворе,  $\langle S_z \rangle$  — среднее значение спина ионов марганца. В выражении (1)

$$\langle S_z \rangle = -S_0^{(n)} B_{3/2} \left( \frac{g^*\mu_B S H}{k(T + T_0)} \right), \quad (2)$$

$\Delta\varepsilon$  измерена в эксперименте,  $B_{3/2}$  — функция Бриллюэна. Из (1) и (2) можно вычислить  $S_0^{(n)}$  — эффективный спин ионов  $Mn^{++}$  в объеме боровского радиуса электрона. Наблюдаемое нами парамагнитное расщепление зоны проводимости дает для эффективного спина значение  $S_0^{(n)} \sim 1$ . Как уже отмечалось, примесный переход в фотопроводимости обусловлен сильной компенсацией акцепторов. В  $\sigma^+$ -поляризации он соответствует переходу  $|-3/2\rangle \rightarrow b_c(0)$  и хорошо разрешен. Так как положение линии в спектре фотопроводимости, приписываемой этому переходу, совпадает с положением примесной полосы

в спектре фотолуминесценции в данном поле, подтверждается наше предположение о природе этой линии. Предполагая, что низкоэнергетическое плечо края фотопроводимости (пик  $I^-$ ) в  $\sigma^-$ -поляризации соответствует переходу  $|+3/2 \rangle \rightarrow a_c(0)|$ , можно оценить парамагнитное расщепление основного состояния акцептора ( $\Delta\epsilon_A$ ) как разницу в энергиях переходов  $|-3/2 \rangle \rightarrow b_c(0)|$  и  $|+3/2 \rangle \rightarrow a_c(0)|$  [8]. Эта величина в магнитном поле 6 Т оказалась, как видно на рис. 2, порядка  $\sim 3$  мэВ.

Энергия парамагнитного расщепления, как известно, равна

$$\Delta\epsilon_A = g_{\text{eff}}^h \mu_B B, \quad (3)$$

где  $g_{\text{eff}}^h$  —  $g$ -фактор дырки на акцепторе. Из (3) при  $\Delta\epsilon_A \sim 3$  мэВ для  $g_{\text{eff}}^h$  получаем значение порядка  $\sim 10$ . Пользуясь этой оценкой для  $g_{\text{eff}}^h$ , можно также оценить  $S_0^{(h)}$ , исходя из [9] и используя для расчета следующие параметры для валентной зоны: обменный интеграл  $N_0\beta = 0.8$  эВ [5], эффективную массу тяжелых дырок  $m_h^* = 0.4 m_0$  [5]. При этом эффективный спин  $S_0^{(h)}$  ионов  $\text{Mn}^{++}$  в объеме акцептора оказывается порядка  $\sim 0.1$ .

Отличие  $S_0^{(n)}$  от  $S_0^{(h)}$  связано с различием обменного взаимодействия дырок и электронов с ионами марганца.

#### Список литературы

- [1] Nagata S., Galazka R. R., Mullin D. P., Akbarzaden H., Khattak G. D., Furdyna J. K., Keelson P. H. // Phys. Rev. B. 1980. V. 22. N 7. P. 3331—3343.
- [2] Furdyna J. K. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 11. P. 7637—7643.
- [3] Kaniewski J., Mycielski A. // Sol. St. Commun. 1982. V. 41. N 12. P. 959—962.
- [4] Szadkowski A. J., Lubomirska-Wittlin A. // Acta Phys. Polon. 1986. V. A69. N 6. P. 1071.
- [5] Gelmont B. L., Galazka R. R., Ivanov-Omskii V. I., Postolaki I. T., Smirnov V. A. // Sol. St. Commun. 1986. V. 58. P. 311.
- [6] Bastard G., Rigaux C., Guldner J., Mycielski A., Furdyna J. K., Millin D. P. // Phys. Rev. B. 1981. V. 24. N 4. P. 1961—1970.
- [7] Leibler K., Sienkiewicz A., Checinski K., Galazka R., Pajaczkowska A. // Proc. III Int. Conf. «Physics of narrow gap semiconductors». Warszawa, 1977. P. 199.
- [8] Dobrowolska M., Dobrowolski W. // Sol. St. Phys. 1981. V. 14. N 3. P. 5689—5706.
- [9] Furdyna J. K. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 4. P. 29—64.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Получена 15.05.1990  
Принята к печати 22.05.1990

Институт физики Польской Академии наук  
Варшава