

05.2; 07

© 1991

МАГНИТОФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ НАБЛЮДЕНИЕ  
МЕЛКОГО АКЦЕПТОРА В ПОЛУМАГНИТНОМ  
СПЛАВЕ  $p\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$

Е.И. Георгицэ, В.И. Иванов - Омский,  
В.Ф. Мовилэ, Д.И. Цыпишка

Сообщается в фотоэлектрическом исследовании мелких акцепторов в узкощелевых полумагнитных полупроводниках  $p\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ . Изучены спектры фотопроводимости (ФП) образцов в магнитном поле  $B = 6.5$  Т. Запись спектров ФП производилась при фиксированной длине волны разверткой магнитного поля. Измерения проводились в геометрии Фарадея ( $\vec{q} \parallel \vec{B} \perp \vec{E}$ , где  $\vec{q}$  - вектор падающего излучения) при температуре  $T = 2$  и  $4.2$  К. Источниками излучения ( $\hbar\omega = 4\text{--}20$  мэВ) являлись субмиллиметровые  $\text{CH}_3\text{OH}$ - и  $\text{CH}_3\text{OD}$  лазеры с оптической накачкой перестраиваемым  $\text{CO}_2$ -лазером [1].

Исследовались эпитаксиальные слои  $p\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$  ( $x = 0.02$ ,  $y = 0.11\text{--}0.12$ ) с разностной концентрацией акцепторов и доноров  $N_A - N_D = 1.4 \cdot 10^{14}\text{--}2 \cdot 10^{14}$   $\text{см}^{-3}$  при  $T = 77$  К и степенью компенсации 0.9. Пленки получены методом жидкофазной эпитаксии на ориентированных подложках  $\text{CdTe}$ .

На рис. 1, а приводятся участки спектров ФП образца  $\text{Hg}_{0.86}\text{Cd}_{0.02}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$  ( $E_0 = 195$  мэВ) для нескольких длин волн излучения. В спектрах отчетливо разрешены две линии. Однако с увеличением длины волны интенсивность первой линии уменьшается и для  $\lambda = 70.51$  мкм линия практически не наблюдается. Положение максимумов линий ФП в магнитном поле  $B$  представлено на рис. 1; б. Обращает на себя внимание, что экстраполяция в  $B=0$  энергий наблюдаемых переходов  $E$  не обращается в ноль.

При увеличении температуры от 2 до 4.2 К наблюдалось уменьшение интенсивности сигнала в несколько раз.

Полученные результаты позволили предположить, что наблюдаемый сигнал связан с фотовозбуждением примеси, в данном случае - акцептора. Резонансный сигнал, таким образом, регистрировался при совпадении энергии квантов излучения с энергией переходов дырок из основного состояния в возбужденные, связанные с уровнями Ландау легких дырок. При  $T = 2$  К заселено только основное состояние, поэтому наблюдаются резонансные переходы из этого состояния. С увеличением температуры заселенность основного состояния уменьшается, и имеет место падение сигнала в линии.

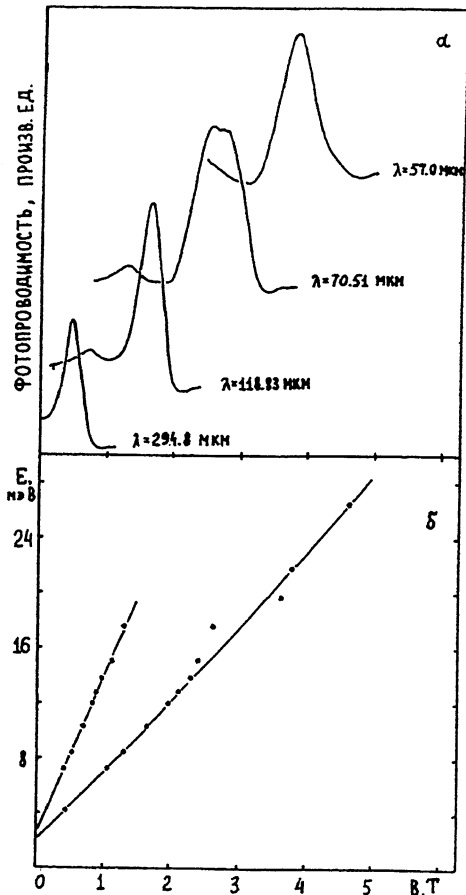


Рис. 1. Участки спектров ФП образца  $Hg_{0.85}Cd_{0.02}Mn_{0.12}Te_1$  записанных при  $T = 2$  К (а); положение максимумов линий ФП в магнитном поле (б).

Для определения картины энергетического спектра наблюдаемого акцептора был проведен расчет хода уровней Ландау валентной зоны [2], а также ход основного состояния  $E_A$  [3] в магнитном поле. При этом использовались следующие значения параметров, входящих в матричные элементы гамильтониана:  $N_0\beta = 0.8$  эВ,  $E_p = 18.1$  эВ,  $\Delta = 1$  эВ,  $\mu_1 = 3.3$ ,  $\tilde{f} = 0.3$ ,  $K = 0.05$ . Здесь  $N_0\beta$  - обменный интеграл для валентной зоны,  $E_p$  - матричный элемент импульса,  $\Delta$  - величина спин-орбитального расщепления,  $\mu_1$ ,  $\tilde{f}$ ,  $k$  - преобразованные параметры Латинжера для валентной зоны.

При анализе экспериментальных данных очень важно установить глубину залегания основного состояния при  $B = 0$ . Вариационный расчет [3] дает значение 10.8 мэВ для  $\epsilon_0 = 15$ . Однако с точ-

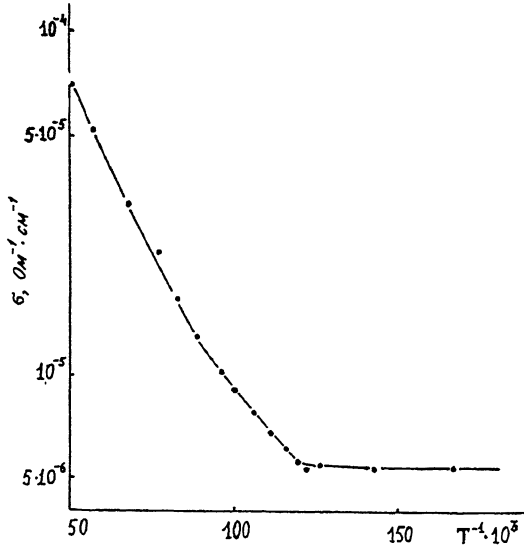


Рис. 2. Зависимость проводимости  $\sigma$  от температуры образца  $\text{Hg}_{0.96}\text{Cd}_{0.02}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$ .

ки зрения обсуждения эксперимента такая относительно большая глубина залегания основного состояния акцептора привела бы к трудностям в объяснении механизма фотоответа при температуре 2 К. В то же время в литературе встречаются большие значения  $\epsilon_0 = 18$  [4]), что в принципе должно уменьшить значение  $E_A$  в 1.4 раза (7.5 мэВ). Это значение уже существенно ближе к определенной нами величине  $E_A$  из электрических измерений, результаты которых для исследуемого образца приводятся на рис. 2. Температурная зависимость проводимости дает для величины  $E_A = 5.4 \pm 0.5$  мэВ. Для определения хода основного состояния в магнитном поле было использовано именно это значение. Сложение энергии основного состояния с экспериментально наблюдаемой энергией переходов позволило найти ход возбужденного состояния. Полученные результаты приведены на рис. 3.

При  $B = 0$  глубина залегания первого возбужденного состояния, определенная указанным способом, оказывается равной  $3 \pm 0.5$  мэВ. Второе возбужденное состояние, определенное аналогичным образом, при  $B = 0$  залегает на глубине  $2.4 \pm 0.5$  мэВ. Обращает на себя внимание, что первое возбужденное состояние идет параллельно уровню Ландау легких дырок  $V(0)$ , а второе — параллельно  $V(1)$ , что свидетельствует с одной стороны о разумности сделанных предположений относительно хода основного состояния, с другой стороны, позволяет охарактеризовать симметрию возбужденных состояний.

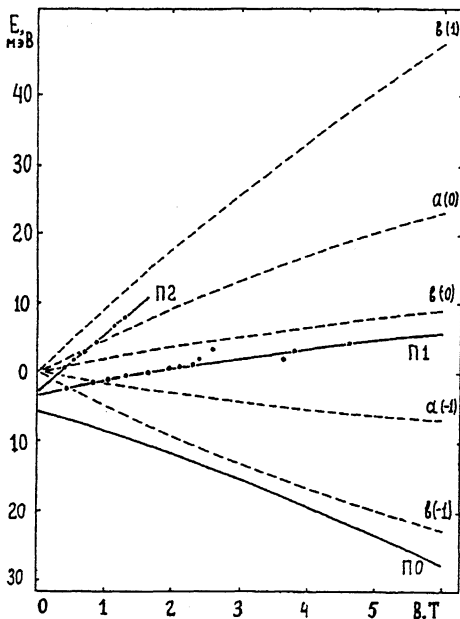


Рис. 3. Схема хода уровней Ландау валентной зоны и состояний мелкого акцептора в магнитном поле. Здесь П0 – основное состояние, П1, П2 – возбужденные уровни.

Полученные результаты показывают, что с увеличением магнитного поля энергия связи акцептора  $E_1 = E_A - E_V(-1)$  уменьшается и достигает минимума (2.1 мэВ) при  $B = 2.8$  Т. При дальнейшем увеличении  $B$  значение  $E_1$  медленно растет.

Как нетрудно видеть (рис. 1, б), в области 15–20 мэВ наблюдается отклонение экспериментальных точек от почти линейной зависимости  $E(B)$ . На этом же рисунке (рис. 1, а) представлены контуры линий для различных энергий возбуждения. Видно, что для энергий из данной области наблюдается уширение линий. В обсуждаемый интервал энергий попадает характерная энергия продольного оптического фонона ртутной подрешетки  $\hbar\omega_{LO} \approx 17$  мэВ. Отклонение в таких случаях от линейного хода энергий переходов связывается обычно с пинингом возбужденного состояния. Однако в нашем случае обращает на себя внимание необычность формы пининга, которую, по-видимому, можно связать с существенным вкладом обменного взаимодействия.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г о л у б е в В.Г., Г о р е л е н о к А.Т., И в а н о в - О м с к и й В.И., М и н е р в и н И.Г., О с у т и н А.В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1986. Т. 50. С. 282.

- [2] Bastard G., Rigaux G., Guldner Y.,  
Mycielski J., Mycielski A. //  
J. Phys. (Paris). 1978. V. 39. P. 87.
- [3] Быховский А.Д., Вахабова Э.М., Гель-  
монт Б.Л., Эфрос Ал.Л. // ФТП. 1984. Т. 18.  
С. 2094.
- [4] Dobrowolska M., Dobrowolska  
W., and Galazka R.R. // J. Phys.  
Soc. Japan Suppl. V. A 49. P. 815.

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

Поступило в редакцию  
23 апреля 1991 г.