

## ЦИКЛОТРОННЫЙ И КОМБИНИРОВАННЫЙ РЕЗОНАНСЫ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$

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

Методом лазерной магнитооптической спектроскопии исследован энергетический спектр электронов зоны проводимости в полумагнитных полупроводниках  $n\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$  в интервале температур 2–12 К при магнитных полях до 6.5 Т. В спектрах магнитопротускаания идентифицированы циклотронный резонанс и резонансы с переворотом спина (комбинированный резонанс). Определены ширина запрещенной зоны  $E_g$  и эффективная масса  $m_e^*$  в этих материалах, а также величина обменного интеграла для зоны проводимости  $N_0 a$ . Анализ результатов проведен в рамках модифицированной модели Пиджена—Брауна. Экспериментально доказана возможность наблюдения комбинированного резонанса независимо от ориентации магнитного поля относительно осей кристалла.

Особенность полумагнитных полупроводников состоит, как известно [1], в гигантском спиновом расщеплении уровней Ландау, обусловленном обменным взаимодействием электронов с ионами парамагнитной примеси. Совместное исследование циклотронного (ЦР) и комбинированного (КР) резонансов в полумагнитных полупроводниках позволяет изучить влияние указанного обменного взаимодействия на энергетический спектр электронов самосогласованным образом. Действительно, обменное взаимодействие оказывает влияние только на процессы, идущие с переворотом спина, как это имеет место в случае КР, и оставляет без изменения частоту ЦР. По этой причине ЦР может быть использован для оценки параметров затравочного энергетического спектра, а КР позволяет определить влияние на него обменного взаимодействия.

В настоящей работе приведены результаты исследования энергетического спектра электронов зоны проводимости полумагнитных твердых растворов  $n\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$  ( $x=0.03, 0.08; y=0.11, 0.12$ ).

Измерялись образцы, полученные методом жидкофазной эпитаксии в закрытой системе на подложках CdTe. Состав и однородность образцов контролировались методом рентгеноспектрального анализа. Толщина эпитаксиальных пленок порядка  $\sim 70$  мкм. Концентрация электронов в измеряемых образцах изменялась в пределах  $2 \cdot 10^{15} \text{--} 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , степень компенсации  $\sim 0.9$ .

ЦР и КР исследовались с помощью лазерного магнитного спектрометра высокого разрешения [2]. Источником излучения служили субмиллиметровые лазеры на парах  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $\lambda=96.52, 118.83, 133.12, 170.58$  мкм) и  $\text{CH}_3\text{OD}$  ( $\lambda=145.66, 294.8$  мкм) с оптической накачкой перестраиваемым  $\text{CO}_2$ -лазером. Измерения проводились в магнитных полях до 6.5 Т при температурах от 2 до 12 К в геометриях Фогта и Фарадея. Прошедшее через образец излучение регистрировалось экранированным от магнитного поля приемником  $n\text{-GaAs}$  или  $n\text{-Ge}$ . Температура измерялась германиевым термомодатчиком.

При измерениях использовалась постоянная подсветка образцов из области фундаментального поглощения с целью уменьшения влияния возможной неоднородности распределения примесей.

На рис. 1 приводятся типичные спектры пропускания, полученные разверткой магнитного поля. В спектрах при различных температурах доминирует линия, которая имеет сложную форму. Это позволяет сделать предположение, что в ограниченных контурах линии магнитных полях 0.8–2 Т вклад в погло-

шение дает несколько резонансов. Анализ изменения формы линии с повышением температуры с использованием методики разделения сложных спектров на индивидуальные составляющие [3] позволяет предположить, что вклад в наблюдаемые линии дают три резонанса.

Для интерпретации наблюдаемых полос магнитопоглощения проведен теоретический расчет уровней Ландау электронов  $E_{n,a,b}$  (где  $n$  — номер уровня Ландау,  $a$  и  $b$  соответствуют направлениям спина « $\uparrow$ » и « $\downarrow$ ») в рамках модифицированной модели Пиджена—Брауна [4] для  $K_z=0$ . Для расчета использо-

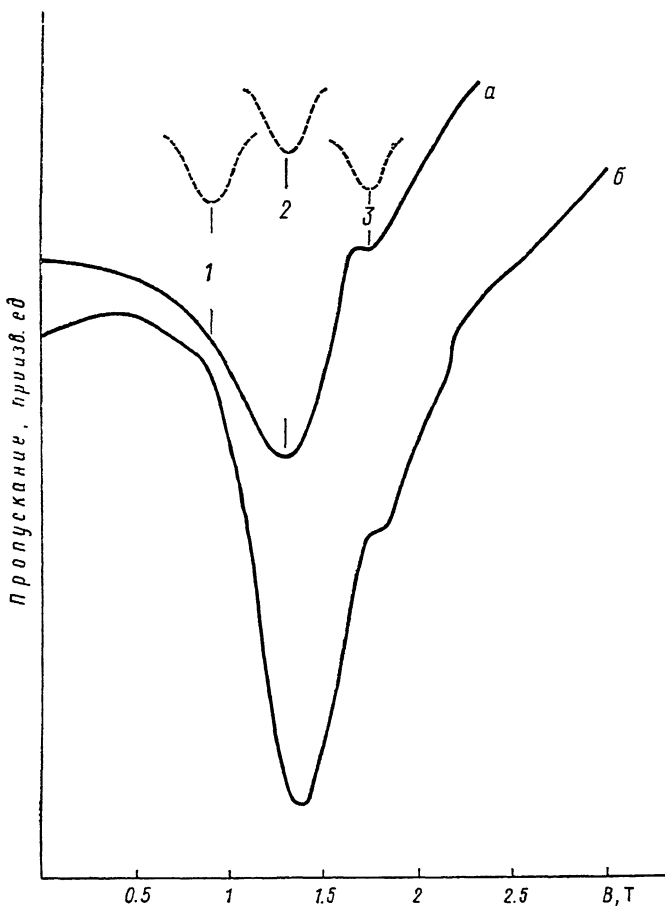


Рис. 1. Спектры пропускания образца  $\text{Hg}_{0.81}\text{Cd}_{0.08}\text{Mn}_{0.11}\text{Te}$  в геометрии Фарадея.  $\lambda=170.58$  мкм. Для  $T=2$  К выделены линии идентифицированных резонансов. Т, К: а — 2, б — 4.2.

ваны следующие значения параметров, входящих в матричные элементы гамильтониана:  $E_p=18.1$  эВ,  $\Delta=1$  эВ,  $\gamma_1=3.3$ ,  $\tilde{\gamma}=0.3$ ,  $K=0.09$ . Из условий наилучшей подгонки результатов расчета к эксперименту произведена идентификация резонансов и определены недостающие параметры гамильтониана, при этом учитывалось заполнение подзон Ландау. Уровень Ферми оценивался по холловской концентрации и оказался порядка 8.6 мэВ. Описанная процедура позволила идентифицировать наблюдаемые полосы поглощения следующим образом: полосы 1 и 3 отнесены нами к КР, представляющими собой переходы  $b(I) \rightarrow a(2)$  (КР-1) и  $a(0) \rightarrow b(I)$  (КР-3) соответственно, а полоса 2 отождествлена с ЦР и переходом  $a(0) \rightarrow a(I)$ .

Результаты подгоночной процедуры для двух исследованных составов приведены в таблице. Кроме того, оценены эффективный спин  $S_0=0.95$  и эффективная температура антиферромагнитной фазы  $T_0=10.7$  К. Полученные нами данные находятся в удовлетворительном согласии с литературными [5].

Был также проведен расчет энергетических уровней электрона с учетом недиагональных матричных элементов гамильтониана, учитывающих ферро-

магнитное взаимодействие между ионами марганца  $Mn^{2+}$  [6]. Результаты расчета представлены на рис. 2. Видно, что для данных образцов этот вклад в энергию электронов на уровнях  $a(0)$ ,  $b(0)$  в магнитных полях выше 0.8 Т для концентрации ионов марганца 11–12% пренебрежимо мал. Таким образом, для магнитных полей выше 0.8 Т положение уровней Ландау, как видно на

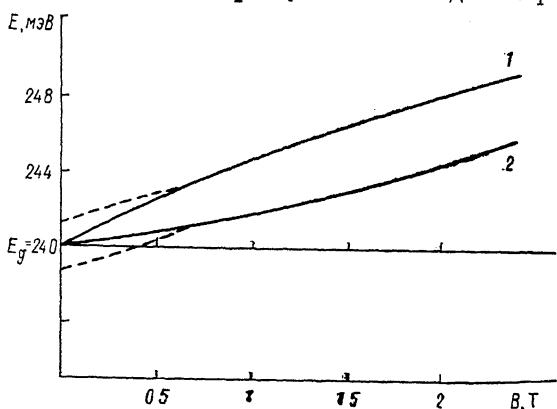


Рис. 2. Ход уровней Ландау  $a(0)$  (1) и  $b(0)$  (2), рассчитанных для  $T=2$  К с учетом (штриховые линии) и без учета (сплошные) антиферромагнитного взаимодействия ионов  $Mn^{2+}$ .

рис. 2, практически совпадает с расчетами, выполненными без учета этого взаимодействия.

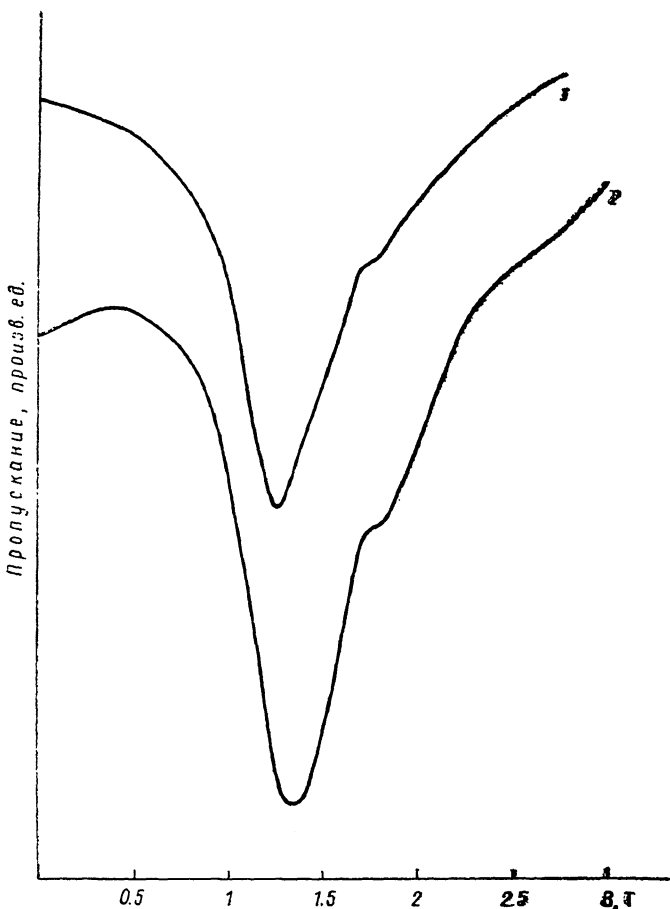


Рис. 3. Спектры пропускания образца  $Hg_{0.81}Cd_{0.08}Mn_{0.11}Te$  в геометриях Фогта (1) и Фарадея (2).  
 $\lambda=170.58$  мкм,  $T=4.2$  К.

На рис. 3 представлены спектры пропускания образца  $n-Hg_{0.81}Cd_{0.08}Mn_{0.11}Te$  в геометриях Фарадея и Фогта при 4.2 К. Как видно, форма наблюдаемых линий в обоих случаях совпадает, следовательно, соответствующие переходы (1–3) имеют место в обеих геометриях. Поразительным при этом оказывается

факт наблюдения в геометрии Фарадея КР, запрещенного правилами отбора для электродипольных переходов с переворотом спина в нормальных полупроводниках. Таким образом, обменное взаимодействие в полуманитном полупроводнике снимает это ограничение, и резонансы с переворотом спина становятся наблюдаемыми независимо от геометрии в соответствии с предположением теории [7].

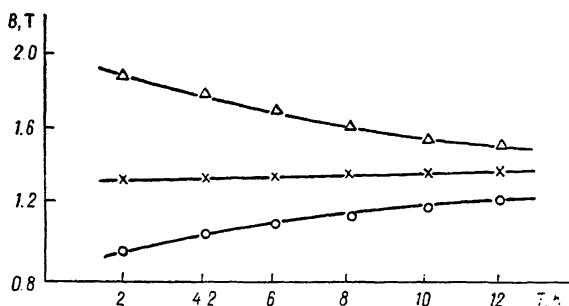


Рис. 4. Зависимость положения наблюдаемых резонансов в магнитном поле от температуры. Сплошные линии — результат теоретического расчета.

На рис. 4 показана температурная зависимость наблюдаемых резонансов. Видно, что с увеличением температуры КР-1 смещается в сторону больших магнитных полей, а КР-3 — в противоположную сторону. Приведенные на этом же рисунке результаты теоретического расчета хорошо согласуются с экспериментальными температурными зависимостями, что служит самостоя-

Образец	Состав	$E_g$ , эВ	$m_e^*/m_0$	$N_{\text{ак}}$ , эВ
МВ-142	$\text{Hg}_{0.81}\text{Cd}_{0.08}\text{Mn}_{0.11}\text{Te}$	0.240	$(2.1 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$	$-(0.37 \pm 0.02)$
МВ-141	$\text{Hg}_{0.85}\text{Cd}_{0.03}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$	0.215	$(1.95 \pm 0.1) \cdot 10^{-2}$	$-(0.4 \pm 0.02)$

тельным аргументом в пользу предложенной идентификации. Незначительное смещение ЦР происходит из-за увеличения ширины запрещенной зоны с температурой. Температурное смещение составляет при этом  $\Delta E_g / (\Delta T \approx 0.35 \text{ мВ})$ .

Таким образом, впервые в полуманитных полупроводниках  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$  одновременно наблюдались ЦР и два типа КР. Проведено самосогласованное определение величины интеграла обменного взаимодействия для зоны проводимости. Показано, что условие наблюдения КР в полуманитных материалах  $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$  не зависит от ориентации магнитного поля относительно осей кристалла по сравнению с обычным полупроводником.

#### Список литературы

- [1] Furdina J. K. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 4. P. R29—R64.
- [2] Голубев В. Г., Гореленок А. Т., Иванов-Омский В. И., Минервия И. Г., Осутин А. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. В. 2. С. 282—285.
- [3] Фок М. В. // Тр. ФИ АН СССР. 1972. Т. 59. С. 3—24.
- [4] Bastard G., Rigaux C., Guldner Y., Mucielski J., Mucielski A. // J. de Phys. 1978. V. 39. N 1. P. 87—98.
- [5] Ляпилин И. И., Цидильковский И. М. // УФН. 1985. Т. 146. В. 1. С. 35—72.
- [6] Stepniewski R. // Sol. St. Commun. 1986. V. 58. N 1. P. 19—23.
- [7] Рубо Ю. Г., Хазан Л. С., Шека В. И., Иоселевич А. С. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 1. С. 30—32.