

ИК МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В ПОЛУМАГНИТНЫХ СПЛАВАХ $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$

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

Проведены магнитооптические исследования четверных полумагнитных растворов $n\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$. В спектрах пропускания дальнего инфракрасного (ДИК) излучения наблюдались циклотронный, комбинированный и электродипольный спиновый резонансы. Определены зонные параметры, а также значения величины обменного интеграла $N_0\alpha$ зоны проводимости исследуемых образцов. Показана возможность определения концентрации свободных носителей и диэлектрической проницаемости по положению в магнитном поле плазмо-сдвинутого циклотронного резонанса в геометрии Фогта.

Проблема надежного определения параметров обменного взаимодействия в полумагнитных полупроводниках до сих пор не потеряла своей актуальности, о чем свидетельствует значительный разброс их значений в литературе [1, 2]. В качестве наиболее прямого и поэтому наиболее точного метода оценки величины обменного интеграла для электронов в зоне проводимости может рассматриваться электродипольный спиновый резонанс (ЭДСР) [3]. Действительно, среди резонансных эффектов только частота спинового резонанса определяется наряду с парамагнитным вкладом в энергию электронов только вкладом обменного взаимодействия, тогда как в случае комбинированного резонанса (КР), кроме того, существенным оказывается и диамагнитный вклад. Чистые диамагнитные резонансы практически не чувствительны к обменным эффектам.

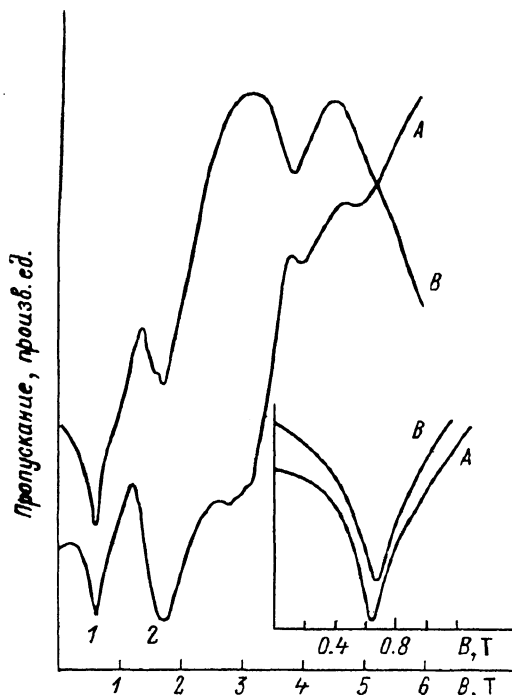


Рис. 1. Спектры пропускания образца $n\text{-Hg}_{0.85}\text{Cd}_{0.03}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$ для $\lambda = 294.8$ мкм при температуре $T = 2$ К.

Спектры, записанные в геометрии: А — Фогта, В — Фарадея. На вставке — положение линии 1 в магнитном поле при измерениях в различных геометриях.

Известно одно сообщение о наблюдении ЭДСР электронов в системе $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ [4]. Однако наблюдаемая там линия ЭДСР была столь широкой, что авторы не смогли сделать оценку величины обменного интеграла электронов зоны проводимости $N_0\alpha$.

В настоящей работе оказалось возможным путем тщательного подбора образцов наблюдать достаточно узкие линии ЭДСР. Это обстоятельство позволило

впервые использовать результаты исследования ЭДСР в $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ для оценки величины обменного интеграла электронов зоны проводимости.

Были исследованы образцы $n\text{-Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ ($x=0.03 \div 0.08$, $y=0.11 \div 0.12$), полученные методом жидкофазной эпитаксии в закрытой системе на подложках теллурида кадмия. Толщина эпитаксиальных пленок 70 мкм. Концентрация

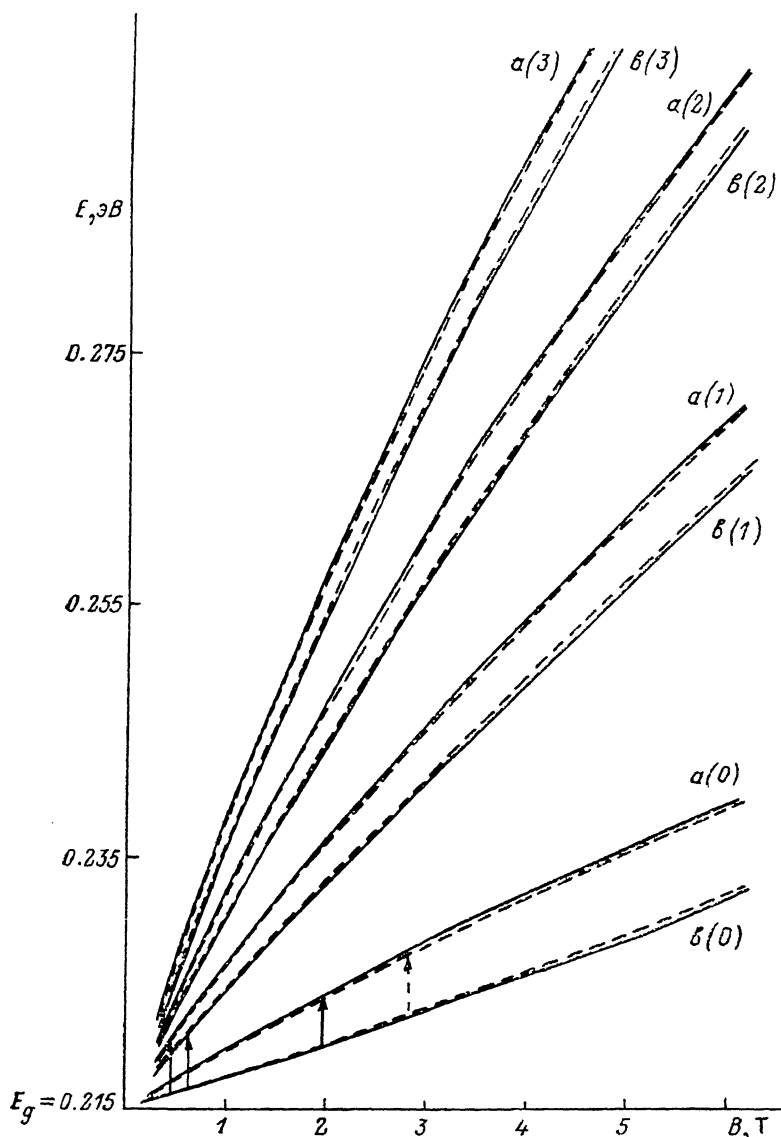


Рис. 2. Ход уровней Ландау в магнитном поле в образце $n\text{-Hg}_{0.85}\text{Cd}_{0.03}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$ при температурах 2 (сплошные линии) и 4.2 К (штриховые).

Стрелками указаны идентифицированные переходы.

электронов в измеренных образцах изменялась в пределах $1 \cdot 10^{15} \div 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Степень компенсации достигала значения ≈ 0.9 .

Измерения проводились в магнитных полях до 6.5 Т и интервале температур 2 \div 12 К. Источником излучения служил субмиллиметровый лазер с оптической накачкой перестраиваемым CO_2 -лазером [6]. При измерениях использовались дискретные длины волн из интервала 96.52 \div 294.8 мкм. Прошедшее через образцы излучение регистрировалось экранированным от магнитного поля приемником $n\text{-GaAs}$ или $n\text{-Ge}$. Измерение пропускания образцов проводилось в геометриях Фогта ($\mathbf{q} \perp \mathbf{B} \parallel \mathbf{E}$) и Фарадея ($\mathbf{q} \parallel \mathbf{B} \perp \mathbf{E}$), где \mathbf{q} — вектор распространения электромагнитной волны.

На рис. 1 представлены типичные спектры магнитного пропуска, полученные для образца $\text{Hg}_{0.85}\text{Cd}_{0.03}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$, в геометриях Фогта и Фарадея для $\lambda = 294.8$ мкм при температуре 2 К. Выбор данной частоты излучения обусловлен тем, что она позволяет наблюдать в данном материале различные виды резонансов, разделенные по спектру, что повышает точность определения положения резонансных линий в магнитном поле. Как видно из рисунка, наблюдаются несколько резонансных линий.

Для идентификации наблюдаемых резонансов был проведен теоретический расчет хода уровней Ландау в магнитном поле в рамках модифицированной модели Пиджена—Брауна [6]. При расчетах были использованы следующие значения параметров, входящих в матричные элементы гамильтониана: $E_p = 18.1$ эВ, $\Delta = 1$ эВ, $\gamma_1 = 3.3$ [6], $\tilde{\gamma} = 0.3$; $K = 0.09$ [4]. Подгоночным параметром служил $N_0\alpha$. При температуре 2 К значения эффективного спина S_0 и антиферромагнитной температуры T_0 были взяты из [2] и их величины соответственно равны: $S_0 = 0.87$, $T_0 = 11.6$ К.

На рис. 2 приведена сетка уровней Ландау в магнитном поле при 2 К и 4.2 К образца $\text{Hg}_{0.85}\text{Cd}_{0.03}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$. Стрелками на рис. 1 и 2 указаны идентифицированные таким образом переходы.

На вставке к рис. 1 показаны положения линии 1 в геометриях Фарадея и Фогта. Видно, что в геометрии Фогта линия сдвинута в сторону меньших магнитных полей

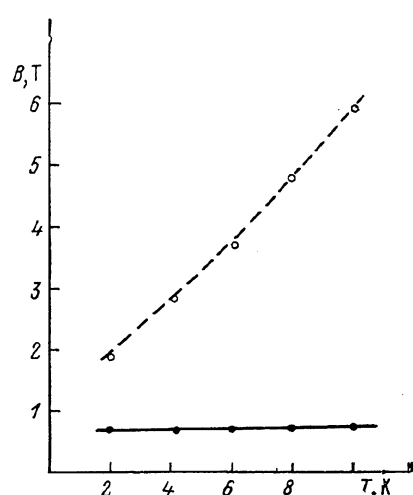


Рис. 3. Положение ЦР и ЭДСР в магнитном поле при температурах от 2 до 10 К.

Линиями указано теоретически рассчитанное положение ЦР (сплошная) и ЭДСР (штриховая).

по сравнению с положением в геометрии Фарадея. Этому факту дается следующее объяснение: в геометрии Фарадея вклад в линию 1 дают циклотронный резонанс (ЦР) и КР. Что касается геометрии Фогта, то вклад в линию 1 дают КР, а также резонанс, частота которого определяется выражением

$$\omega = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}, \quad (1)$$

где ω_c — циклотронная частота, $\omega_p^2 = 4\pi N e^2 / m^* \epsilon$ — плазменная частота электронов, где N — концентрация электронов, m^* — эффективная масса, ϵ — диэлектрическая проницаемость. Выражение (1) является условием наблюдения так называемого плазмо-сдвинутого циклотронного резонанса (ПСЦР) [3]. Сравнение частот ЦР и ПСЦР с использованием выражения (1) позволило определить концентрацию электронов в исследуемых образцах. К примеру, для образца $\text{Hg}_{0.85}\text{Cd}_{0.03}\text{Mn}_{0.12}\text{Te}$ плазменная частота $\omega_p = 3.42 \cdot 10^{12}$ с⁻¹, при заданном $\epsilon = 16$ концентрация электронов $N = 1.09 \cdot 10^{15}$ см⁻³, что согласуется с холловскими измерениями. Уровень Ферми в этом случае $E_F = 2.1$ мэВ.

Линия 2 соответствует ЭДСР для перехода $b(0) \rightarrow a(0)$ и наблюдается в обеих геометриях. Наблюдение резонансов с переворотом спина независимо от выбранной геометрии возможно из-за ослабления правил отбора в полумангнитных материалах [7]. Одной из причин этого ослабления является гигантское расщепление спиновых подуровней Ландау. Энергия ЭДСР перехода определяется выражением

$$\Delta E = E_{a(0)} - E_{b(0)} = \hbar\omega = g_{\text{eff}} \mu_B B, \quad (2)$$

где g_{eff} — эффективный g -фактор, μ_B — магнетон Бора, B — магнитное поле. Согласно [1, 2],

$$g_{\text{eff}} = g^* - \frac{N_0 \alpha x \langle S_z \rangle}{\mu_B}, \quad (3)$$

где g^* — g -фактор электронов затравочного спектра без учета обменного взаимодействия, $\langle S_z \rangle$ — средний спин.

$$\langle S_z \rangle = -S_0 B^{5/2} (g_{Mn} \mu_B B / k(T + T_0)). \quad (4)$$

В этом выражении $B_{1/2}$ — функция Бриллюэна, g_{Mn} — g -фактор ионов марганца, значение которого 2, k — постоянная Больцмана, T — температура, при которой проводился эксперимент. По положению ЭДСР в магнитном поле, используя (2), можно определить g_{eff} , а из (3) — значение обменного интеграла электронов зоны проводимости $N_0 \alpha$.

Оценка величины времени спиновой релаксации $\tau_s = \alpha B / \Delta B \omega_s$ по полуширине (ΔB) линии ЭДСР для исследуемых сплавов дает значение $(7 \div 8) \cdot 10^{-13}$ с, а добротность резонанса $\omega_s \tau = 4 \div 5$.

На рис. 3 представлены температурные зависимости положения наблюдаемых в эксперименте резонансов в магнитном поле. Видно, что по температурной зависимости наблюдаемые резонансы разделяются на две группы. Сильно зависящая от температуры линия характерна для спинового резонанса. С увеличением температуры линия ЭДСР смещается в области больших магнитных полей. Экспериментальная зависимость положения линии ЭДСР с температурой хорошо описывается теоретическим расчетом в рамках установленной модели. Причина такого смещения связана с уменьшением намагниченности $M = -x N_0 g_{Mn} \mu_B \langle S_z \rangle$ с увеличением температуры.

Слабая зависимость от температуры характерна для диамагнитных резонансов и хорошо описывается теорией при $dE_g/dT = 0.35$ мэВ/К, что согласуется с перестройкой энергетического спектра под действием температуры.

Значения параметров энергетического спектра и обменного взаимодействия, вычисленные из анализа магнитооптических резонансов в полумагнитных сплавах $Hg_{1-x-y}Cd_xMn_yTe$, приведены в таблице.

Образцы	T, К	g_{eff}	g^*	$N_0 \alpha$	S_0	T_0 , К	m^*/m_0	E_g , эВ
$Hg_{0.81}Cd_{0.08}Mn_{0.11}Te$	2	19.1	-37.6	$-(0.35 \pm 0.02)$	0.95	10.7	$2.1 \cdot 10^{-2}$	0.245
	4.2	14.7			0.96	9.8		
$Hg_{0.85}Cd_{0.03}Mn_{0.12}Te$	2	40.4	-44.2	$-(0.41 \pm 0.02)$	0.87	11.6	$1.85 \cdot 10^{-2}$	0.215
	4.2	25.1			0.89	11.2		
	6	19.0			0.9	10.7		
	8	15.1			0.92	10.3		
	10	12.2			0.93	9.7		

Таким образом, идентификация наблюдаемых магнитооптических резонансов на основании сравнения эксперимента с расчетом в рамках используемой модели подтверждается результатами исследования их температурной зависимости.

Список литературы

- [1] Furdyna J. K. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 4. P. R29—R64.
- [2] Ляпилин И. И., Цидильковский И. М. // УФН. 1985. Т. 146. В. 1. С. 35—72.
- [3] Dobrovolska M. // Semicond. Sci. Techn. 1990. N 5. P. 5159—5168.
- [4] Stepniewski R., Grinberg M. // Acta Phys. Pol. 1985. V. A67. N 2. P. 373—378.
- [5] Голубев В. Г., Гореленок А. Т., Иванов-Омский В. И., Минервин И. Г., Осутин А. В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. В. 2. С. 282—285.
- [6] Bastard G., Rigaux C., Guldner Y., Mycielski J., Mycielski A. // J. de Phys. 1978. V. 39. N 1. P. 87—98.
- [7] Рубо Ю. Г., Хазан Л. С., Шека В. И., Носелевич А. С. // Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 48. В. 1. С. 30—32.