

- [5] Mironov K. E., Ogorodnikov V. K., Rozjumnyi V. D., Ivanov-Omskii V. I. — Phys. St. Sol. (a), 1983, v. 78, N 1, p. 125—131.
- [6] Баженев Н. Л., Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Малькова А. А., Огородников В. К., Тоглева Т. Ц. Рекомбинация неравновесных носителей заряда в  $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0.2 < x < 0.3$ ). — ФТП, 1982, т. 16, в. 1, с. 109—112.
- [7] Allegre J., Calas J., Fau C. — Infr. Phys., 1982, v. 22, N 2, p. 65—75.
- [8] Kinch M. A. — J. Vac. Sci. Techn., 1982, v. 21, N 1, p. 215—219.
- [9] Баженев Н. Л., Иванов-Омский В. И., Огородников В. К. Рекомбинация носителей заряда в  $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  ( $0.2 < x < 0.3$ ). — В кн.: Матер. VI Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и их применение». Львов, 1983, с. 68—69.

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

Получено 3.07.1987  
Принято к печати 21.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

## ОСОБЕННОСТИ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ШУБНИКОВА—ДЕ-ГААЗА В $\text{Mn}_{0.11}\text{Hg}_{0.89}\text{Te}$

Беляев А. Е., Городничий О. П., Семенов Ю. Г., Шевченко Н. В.,  
Боднарук О. А., Раренко И. М.

В магнитосмешанных полупроводниках (МСП), в частности  $\text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (МРТ), энергетический спектр свободных носителей модифицируется обменным взаимодействием с  $3d^5$ -электронами ионов  $\text{Mn}^{2+}$  [1]. В результате этого в магнитном поле  $\mathbf{H} \parallel OZ$  спиновое расщепление электронов будет определяться эффективным  $g$ -фактором [2]

$$g_{\Sigma}^{\pm} = g_0 + g_{00} = g_0 - J_e \langle S_z \rangle / \mu_B H. \quad (1)$$

Вклад  $g_0$  в  $g_{\Sigma}$  определяется зонными параметрами МСП, тогда как  $g_{00}$  обусловлен носитель-ионным обменным взаимодействием,  $J_e$  — обменная константа, знак перед которой выбран таким образом, чтобы  $J_e > 0$  соответствовала ферромагнитному взаимодействию,  $\langle S_z \rangle$  — термодинамически среднее значение  $z$ -компоненты локализованных спиновых моментов (ЛСМ), определяемое величиной  $H$ , температурой  $T$  и спин-спиновым взаимодействием (обычно антиферромагнитным) в подсистеме ЛСМ.

Перестройка энергетического спектра электронов проявляется на зависимостях поперечного магнитосопротивления  $\rho_{\perp}(H)$ , существенно изменяя картину осцилляций Шубникова—де-Гааза (ШГ) [3]. Положение осцилляционных максимумов в этом случае определяется выражением [4]

$$H_{\Sigma}^{\pm} = \frac{\hbar c}{e} (\sqrt{2} \pi^2 n)^{2/3} \left[ \sum_{\substack{k \\ (k \geq 0, \mp 2\gamma)}}^N (\sqrt{k} + \sqrt{k \pm 2\gamma}) + 0.535 \sqrt{\frac{k_0 T}{\hbar \omega_c}} \right]^2, \quad (2)$$

где  $N$  — номер уровня Ландау,  $n$  и  $m^*$  — концентрация и эффективная масса электронов,  $\omega_c = eH/m^*c$ ,  $\gamma = g_{\Sigma} m^*/m_0$ , знаки «+» и «-» соответствуют различным проекциям спинов. Как видно из (2), увеличение  $T$  при неизменном  $g_{\Sigma}$  приводит к уменьшению величины  $H_{\Sigma}^{\pm}$ , причем наиболее заметно это должно сказаться на положении первого со стороны сильных полей наблюдаемого  $0_f$ -максимума ( $0_f = 0^+$  или  $0^-$  в зависимости от знака  $g_{\Sigma}$ ).

Однако в МСП с изменением  $T$  изменяется величина  $g_{\Sigma}$  [2], что может привести либо к усилению вышеуказанного эффекта, если  $\partial |g_{\Sigma}|/\partial T > 0$ , либо к ослаблению его (и даже изменению знака [5]), если  $\partial |g_{\Sigma}|/\partial T < 0$ . Таким образом, из исследований температурной зависимости осцилляционных максимумов можно сделать определенные выводы о вкладе носитель-ионного об-

менного взаимодействия в спиновые расщепления уровней Ландау, а также оценить значения  $J_e$ .

В данной работе представлены результаты измерений зависимостей  $\rho_{\perp}(H)$  и коэффициента Холла  $R_x(H)$  на образцах  $Mn_xHg_{1-x}Te$  ( $x \approx 0.11$ )  $n$ -типа, на которых при гелиевых температурах в квантовой области магнитных полей отчетливо наблюдаются осцилляции ШГ. Параметры исследованных образцов представлены в табл. 1, измеренные при 4.2 и 1.7 К зависимости  $\rho_{\perp}(H)$  и  $R_x(H)$

Таблица 1

№ образца	$n \cdot 10^{-15}, \text{см}^{-3}$	$\mu \cdot 10^{-5}, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	$\frac{m^*}{m_0}$	$E_g, \text{эВ}$	$g_e$
1	1.75	2.5	0.01	0.13	-82
2	2.2	1.26	0.01	0.13	-82

приведены на рис. 1. На рис. 2 показана только осцилляционная часть  $\tilde{\rho}_{\perp}(H)$  для одного из образцов в магнитных полях  $H < 5$  кЭ. Как видно из рис. 1,

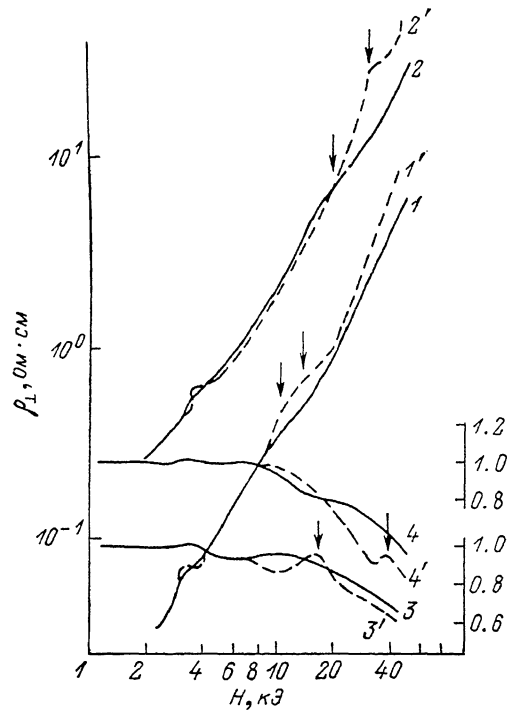


Рис. 1. Магнитополевые зависимости удельного сопротивления (1, 1', 2, 2') и коэффициента Холла (3, 3', 4, 4')  $Mn_xHg_{1-x}Te$  ( $x=0.11$ ).

Образцы: 1, 1', 3, 3' — 1; 2, 2', 4, 4' — 2. T, К: 1—4 — 4.2; 2', 4' — 2.0; 1', 3' — 1.7.

наблюдаемый при 1.7 К в полях  $H = 14$  (для образца 1) и 32 кЭ (для образца 2) максимум  $\rho_{\perp}(H)$  может быть надежно связан с уровнем 0, так как положение только этого максимума существенно зависит от T [ср.  $\tilde{\rho}_{\perp}(H)$  на рис. 2]. Это подтверждается и хорошо заметными в этих магнитных полях осцилляциями

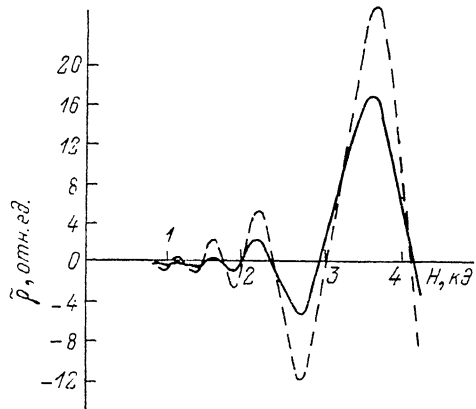


Рис. 2. Осцилляционная часть удельного сопротивления образца 2.

T, К: сплошные линии — 4.2, штриховые — 2.0.

$R_x(H)$  (рис. 1, кривые 3, 4) (см. [6]). Наблюдаемая в эксперименте сильная температурная зависимость положения  $0_f$ -максимума позволяет предположить также и малость значений  $|g_{\Sigma}|$  в исследуемых образцах, так как только в этом случае третий член в квадратных скобках выражения (2) может давать заметный вклад в величину  $H_{\uparrow}$ .

В случае сравнительно малых значений  $|g_{\Sigma}|$ , когда ослаблено условие  $|g_{\Sigma}| \mu_B H_0 \gg k_0 T$ , использование выражения (2) для расчетов  $|g_{\Sigma}|$  и  $J_e$  может привести к заметным ошибкам. Обобщая (2) на случай, учитывающий частичное снятие вырождения электронного газа (что особенно важно для  $0_f$ ),

получим уравнение, позволяющее вычислить  $|g_{\Sigma}|$  по измеренным значениям  $H_0 = H_0^+$  (или  $H_0^-$ ),

$$f\left(\frac{|g_{\Sigma}| \mu_B H_0}{k_0 T}\right) = \frac{4}{3} \left(\frac{\hbar \omega_{\Delta}}{k_0 T}\right)^{1/2} \frac{\Delta^{-1}}{H_0} - 0.535. \quad (3)$$

При выводе (3) мы воспользовались связью между положением уровня Ферми  $\xi_0$  в пределе  $H \rightarrow 0$  и периодом  $N \geq 1$  нерасщепленных по спину осцилляций ШГ:<sup>1</sup>  $\xi_0 = \hbar e \Delta^{-1} / m^* c = \hbar \omega_{\Delta}$ , где  $\Delta = (1/H_{\Sigma+}^{\hbar}) - (1/H_{\Sigma-}^{\hbar})$ . Для функции в левой части (3) в пределе  $\eta \gg 1$  находим  $f(\eta) \rightarrow \sqrt{\eta}$ , и уравнение (3) становится эквивалентным (2). В общем случае

$$f(\eta) = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \frac{\sqrt{y} dy}{\operatorname{ch}(y - \eta) + 1} \approx \begin{cases} 0.535 + 0.372\eta, & \eta \leq 3.8, \\ \sqrt{\eta}, & \eta > 3.8. \end{cases} \quad (4)$$

Значения  $g_{\Sigma}$ , вычисленные по формулам (3), (4) и экспериментально найденным  $H_0$  и  $\Delta$ , приведены в табл. 2 (погрешность в определении  $\Delta$  главным образом определяет точность данных вычислений).

Таблица 2

№ образца	T, К	$H_0$ , кЭ	$\Delta^{-1}$ , кЭ	$ g_{\Sigma} $
1	1.7	14	$4.3 \pm 0.2$	$6.8 \pm 1$
	4.2	11	$4.3 \pm 0.2$	$12.2 \pm 2.3$
2	2.0	32	$5.5 \pm 0.2$	$0.8 \pm 0.2$
	4.2	20	$5.5 \pm 0.2$	$3.9 \pm 0.7$

Таким образом, наблюдаемая сильная температурная зависимость положения  $0_j$ -максимума обусловлена как частичным снятием вырождения, так и температурной зависимостью эффективного  $g$ -фактора. Увеличение  $|g_{\Sigma}|$  с ростом  $T$  указывает на отрицательный знак  $g_{\Sigma}$  (так как при этом  $g_{0s} > 0$  может только уменьшаться, а  $g_0 < 0$ ). Следовательно, для обоих образцов  $|g_0| > |g_{0s}|$ . Различие значений  $|g_{\Sigma}|$  для двух исследованных кристаллов на сравнительно малую величину  $\sim 6 \div 8$  ( $|g_0| \sim 80$ ), как показал анализ, может быть связано с незначительными (до 0.005) флуктуациями состава  $x$  образцов  $Mn_x Hg_{1-x} Te$  и ошибками в оценке  $E_g$ .

Количественно температурную зависимость  $g_{\Sigma}$  (4) удовлетворительно описывает выражение для  $\langle S_x \rangle$  в «высокотемпературном» разложении

$$\langle S_x \rangle = -\frac{S_0(S+1)}{3} \left[ \frac{2\mu_B H}{k_0(T+T_0)} \right]. \quad (5)$$

Данная аппроксимация, как показал расчет для  $S=5/2$ , справедлива, если выражение, выделенное квадратными скобками, не превосходит 0.4. В (5)  $S=5/2$ , а  $S_0$  и  $T_0$  являются эмпирическими параметрами, для которых в рас-

Таблица 3

№ образца	$x$	T, К	$S_0$	$T_0$ , К	$J_g$ , эВ
1	0.11	1.7	0.945	10.8	$0.33 \pm 0.01$
		4.2	0.955	9.8	$0.34 \pm 0.02$
2	0.11	2.0	0.945	10.7	$0.37 \pm 0.03$
		4.2	0.955	9.8	$0.38 \pm 0.01$

<sup>1</sup> Об отсутствии расщепления свидетельствует независимость положения максимумов с  $N \geq 1$  от температуры (рис. 2).

смагнутаваемых абласцях тэмператур і канцэнтрацый  $x=0.11$  могуць быць іспользаваны данныя, прыведзеныя, напрыклад, у [3] (табл. ІІІ).

Із выражэнняў (1), (5) і данных, прыведзеных у табл. 1, 2, былі атрыманы значэння  $J_e$  ў прадпаложэнні аднаковых  $x=0.11$  для двух даследаваных абразцоў (табл. 3). Абрацаецца на сябе ўважанне практычнае поўнае супадзенне  $J_e$ , вылічанае для розных тэмператур у адных і тых жа абразцах, што ўказвае на адекватнасць мадэлі, апісваючай тэмпературную залежнасць асцыляцый ШГ (3)—(5), эксперыментальнай сітуацыі. С улікам магчымых памылак у вызначэнні  $x$  (і адпаведна  $E_g$  і  $g_0$ ) маем  $J_e=(0.36\pm 0.03)$  эВ, што дастаткова добра супадае з існуючымі ў літаратуры данымі [7].

Такім чынам, у адваротнасць ад шырокашелевых МСП, дзе пераносчык-іоннае абмяноўнае ўзаемадзеянне выклікае велічынныя (па параўнанню з  $g_0(\mu_B H)$ ) спіновыя расшчэпленні [1], у МРТ можа рэалізаваться адваротны эфект — амаль поўнае падаўленне спіновыя расшчэплення ( $|g_z| \ll |g_0|$ ). Як паказана ў данай рабоце, гэты эфект можа прыводзіць да рэзкаму ўзмацненню тэмпературнай залежнасці становішча  $O_g$ -асцыляцыі ШГ, што практычна недасяжна ў немагнітных узкошелевых паўправадніках.

#### Л і т е р а т у р а

- [1] Р'ябчэнка С. М., Семе́нов Ю. Г. Проявление носитель-примесных обменных взаимодействий в магнитолегированных полупроводниках. — В кн.: Спектроскопия кристаллов. Л., 1983, с. 206—225.
- [2] Brandt N. V., Moshchalkov V. V. — Adv. Phys., 1984, v. 33, N 3, p. 193—256.
- [3] Л'япилин И. И., Ци́дильковский И. М. Узкошелевые полумагнитные полупроводники. — УФН, 1985, т. 146, в. 1, с. 35—72.
- [4] Аскеров Б. М. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., 1985. 317 с.
- [5] Гавалешко Н. П., Л'япилин И. И., Мар'яничук П. Д., Пономарев А. И., Харус Г. И. Влияние обменного взаимодействия на  $g$ -фактор электронов проводимости в  $HgMnSe$ . — ФТП, 1984, т. 18, в. 6, с. 990—993.
- [6] Павлов С. Т., Парфен'ев Р. В., Фирсов Ю. А., Шалыт С. С. К вопросу о влиянии спина электрона на квантовые осцилляции гальваномагнитных коэффициентов. — ЖЭТФ, 1965, т. 48, в. 6, с. 1563—1571.
- [7] Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И., Постолаки И. Т., Смирнов В. А. Осцилляции интенсивности фотолуминесценции полумагнитного полупроводника  $Hg_{1-x}Mn_xTe$  в магнитном поле. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 508—510.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получено 26.05.1987  
Принято к печати 22.07.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

## ЦИКЛОТРОННЫЕ МАССЫ И $g^*$ -ФАКТОРЫ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ АРСЕНИД КАДМИЯ— АРСЕНИД ЦИНКА

Арушанов Э. К., Губанова А. А., Князев А. Ф., Лашкул А. В.,  
Лисунов К. Г., Сологуб В. В.

Арсенид кадмия  $Cd_3As_2$  и арсенид цинка  $Zn_3As_2$  образуют непрерывный ряд твердых растворов  $Cd_{3-x}Zn_xAs_2$  [1]. Их зонная структура аналогична зонной структуре  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  [2], что и обуславливает интерес к этим материалам. Изучены диаграмма состояний системы арсенид кадмия—арсенид цинка, их некоторые физические и физико-химические свойства [1].

В [3] приведены первые результаты исследования осцилляций Шубникова—де-Гааза (ОШГ) в  $Cd_{3-x}Zn_xAs_2$ . Измерения проведены на выращенных методом Бриджмена монокристаллах составов  $x=0,3, 0,6$ , определены значения циклотронных масс электронов и  $g^*$ -фактора в этих сплавах.