

Эффект вскипания дырок и особенности магнитосопротивления полумагнитного полупроводника $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$

© Н.К. Леринман, П.Д. Марьянчук*, А.И. Пономарев, Л.Д. Сабирзянова, Н.Г. Шелушинина

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

* Черновицкий государственный университет,
274012 Черновцы, Украина

(Получена 31 июля 1996 г. Принята к печати 25 февраля 1997 г.)

Исследованы гальваномагнитные эффекты в бесщелевых и узкощелевых полупроводниках $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$, с $x = 0.03-0.11$, $y = 0.01-0.10$ ($-150 < \varepsilon_g < 190$) мэВ и с концентрацией акцепторов $5.4 \cdot 10^{16} < N_A < 4.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В магнитных полях $H = (5-50) \text{ кЭ}$ и $T = (1.3-4.2) \text{ К}$ наблюдалось существенное (до 500 раз) увеличение концентрации дырок $p = 1/eR$, которое сопровождалось падением как продольного ρ_{zz} , так и поперечного ρ_{xx} магнитосопротивлений. Мы полагаем, что эффект "вскипания" дырок является следствием существования при $H = 0$ состояний связанного магнитного полярона и делокализации носителей тока при разрушении этих состояний внешним магнитным полем. Аномальное соотношение продольного и поперечного магнитосопротивлений $\rho_{zz} > \rho_{xx}$, наблюдаемое при гелиевых температурах и в магнитных полях $H > 10 \text{ кЭ}$, объясняется особенностями энергетического спектра валентной зоны полумагнитных полупроводников в квантующих магнитных полях.

1. Введение

В полумагнитных полупроводниках $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ и $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Se}$ обменное взаимодействие свободных электронов зон Γ_6 или Γ_8 с локализованными электронами незаполненной d -оболочки иона Mn^{2+} (s - d - или p - d -взаимодействие соответственно) приводит к существенной перестройке энергетического спектра носителей заряда в магнитном поле. В работе [1] нами представлены результаты исследования магнитных и кинетических свойств полумагнитного полупроводника $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ с проводимостью дырочного типа по валентной зоне Γ_8 . В гальваномагнитных свойствах отчетливо проявляются эффекты, обусловленные влиянием обменного p - d -взаимодействия: эффект вскипания дырок в магнитном поле, связанный с ним эффект отрицательного магнитосопротивления, а также аномальное соотношение продольного и поперечного магнитосопротивлений. В данной работе мы провели более подробное изучение наблюдаемых эффектов, расширив при этом набор исследуемых образцов.

2. Экспериментальные результаты

Исследованы продольное ρ_{zz} и поперечное ρ_{xx} магнитосопротивления, а также коэффициент Холла R бесщелевых ($x < 0.07$) и узкощелевых ($x > 0.07$) кристаллов малоисследованного полумагнитного полупроводника $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ в широкой области составов $0.03 < x < 0.11$, $y = 0.01 \div 0.10$ при $T = (1.3-300) \text{ К}$ и в магнитных полях H до 60 кЭ. Параметры исследованных образцов приведены в табл. 1. Содержание Mn определялось с помощью измерений магнитной восприимчивости (см. [1]). Ширина запрещенной щели ε_g и содержание марганца x для узкощелевых кристаллов были

оценены также по величине собственной концентрации электронов при $T = 300 \text{ К}$. Разность концентраций и доноров ($N_A - N_D$) определялась по значениям R в сильном магнитном поле ($H = 50 \text{ кЭ}$) при $T = 77 \text{ К}$. Все исследованные образцы являются образцами p -типа. В таблице приведены также характерные значения подвижности дырок μ_p при $T = 1.4 \text{ К}$ в магнитных полях $H \cong 10 \text{ кЭ}$, где величина $R(H)$ достигает максимума.

Известно, что в немагнитном полупроводнике $\text{Hg}_{1-x}\text{Gd}_x\text{Te}$ (с аналогичной структурой валентной зоны) перекрытие волновых функций дырок на соседних акцепторах приводит к переходу диэлектрик-металл (переход Мотта) при $N_A = N_M = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [2]. По отношению к этому значению N_M исследованные образцы можно разделить на три характерные группы:

- I $N_A < N_M$ образцы (1-3) ($N_A < 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$),
- II $N_A > N_M$ образцы (4-9) ($N_A \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$),
- III $N_A \gg N_M$ образцы (10-12) ($N_A > 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$),

На рис. 1, 2 представлены зависимости продольного $\Delta\rho_{zz}$, поперечного $\Delta\rho_{xx}$ магнитосопротивлений и коэффициента Холла R от магнитного поля H для образца I (см. табл. 1) с минимальным содержанием примесей ($N_A - N_D$) = $5.4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для нескольких температур. Вид зависимостей $R(H)$ при гелиевых температурах свидетельствует о том, что в процессе переноса участвуют два типа носителей: электроны и дырки. Электронный вклад в зависимость $R(H)$, наблюдаемый в слабых магнитных полях в полупроводнике p -типа со щелью $\varepsilon_g > 100 \text{ мэВ}$ при $T < 10 \text{ К}$, не может быть обусловлен зонными носителями. Такой аномальный электронный вклад неоднократно наблюдался в образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x \approx 0.2$ [2]. По аналогии с $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ можно

Таблица 1. Параметры исследованных образцов $Hg_{1-x}Mn_xTe_{1-y}Se_y$

№ группы	№ образца	y	x	ϵ_g , мэВ	$(N_A - N_D)$, 10^{17} см^{-3}	μ_p , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
I	1	0.01	0.095	165	0.54	4500
	2	0.05	0.11	190	1.3	2300
	3	0.10	0.09	150	1.6	2050
II	4	0.01	0.04	-150	13	800
	5	0.01	0.04	-120	9.3	1500
	6	0.01	0.05	-100	10	3100
	7	0.05	0.08	110	10	4400
	8	0.01	0.08	110	13	3800
	9	0.01	0.09	150	13	3600
III	10	0.10			31	75
	11	0.01	< 0.07	< 0	41	120
	12	0.10			43	50

Примечание. Подвижность μ_p измерена при $H \approx 10 \text{ кЭ}$, $T = (1.4 \div 1.7) \text{ К}$.

предположить, что в исследованных нами образцах существует непрерывный кластер n -типа, формирующийся вдоль границ дислокаций и шунтирующий проводимость объема p -типа при низких температурах в слабых магнитных полях [3]. Рост концентрации дырок с ростом поля (о чем речь будет позже), а также лоренцовское закручивание электронов (подвижность электронов $\mu_n \approx (10^4 - 10^5) \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) приводят к смене знака R при $H \approx 5 \text{ кЭ}$. В полях $H > 10 \text{ кЭ}$, где процессы переноса

полностью определяются дырками (рис. 1 и 2), наблюдается резкое падение величины коэффициента Холла и сопротивления: $R_{\text{max}}/R(50 \text{ кЭ}) \approx 200$; $\rho_{\text{max}}/\rho(50 \text{ кЭ}) \approx 10^3$ при $T = 1.3 \text{ К}$.

На рис. 3, 4 приведены зависимости $\Delta\rho_{zz}(H)$, $\Delta\rho_{xx}(H)$ и $R(H)$ для узкощелевого образца 7 с промежуточным содержанием примесей $(N_A - N_D) = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Общий вид этих зависимостей аналогичен таким же зависимостям для образца 1. Различие между ними

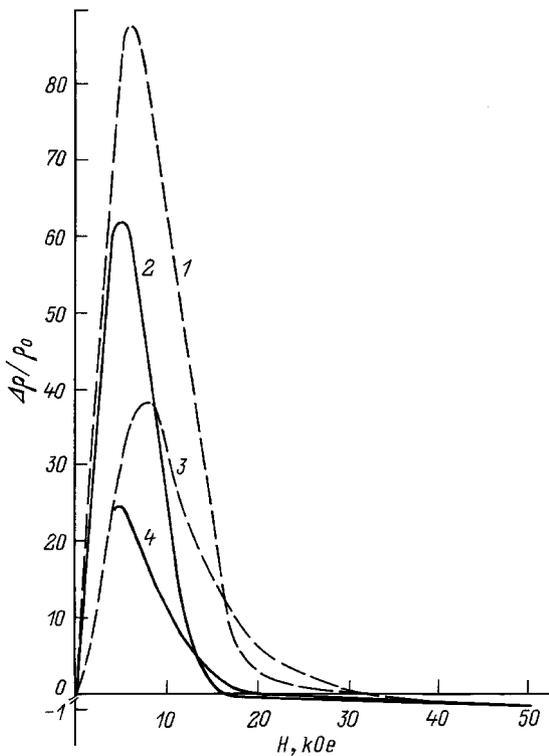


Рис. 1. Зависимости продольного (1, 3) и поперечного (2, 4) магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ от магнитного поля H для образца 1 (см. табл. 1) при T , К: 1, 2 — 1.6; 3, 4 — 4.2.

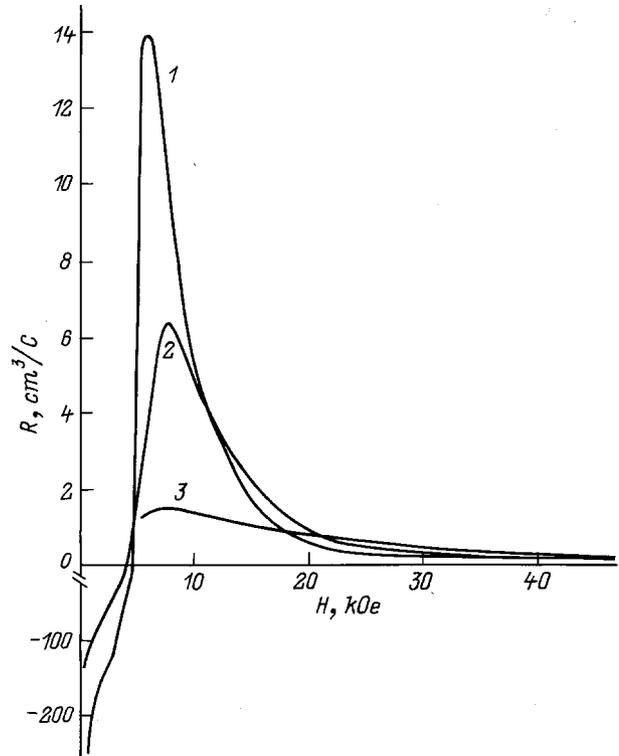


Рис. 2. Зависимость коэффициента Холла от магнитного поля для образца 1 при T , К: 1 — 1.6, 2 — 4.2, 3 — 12.

заключается только в величинах падения коэффициента Холла R и сопротивления ρ в полях $H > 10$ кЭ. Для образца 7 они значительно меньше: $R_{\max}/R(50 \text{ кЭ}) \approx 6$; $\rho_{\max}/\rho(50 \text{ кЭ}) \approx 4$ при $T = 1.3$ К. Из рис. 2 и 4 видно также, что при температурах (10–12) К коэффициент Холла R положителен и практически не зависит от H . Анализируя зависимости $\Delta\rho_{xx}(H)$ и $\Delta\rho_{zz}(H)$ для исследованных образцов (см. рис. 1 и 3), необходимо отметить необычное соотношение величин $\Delta\rho_{zz}$ и $\Delta\rho_{xx}$ в области дырочной проводимости: при $T < 4.2$ К и $H \geq 5$ кЭ ρ_{zz} становится существенно больше ρ_{xx} .

Для сильно легированных кристаллов с $N_A - N_D \approx (3-4) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ поведение кинетических коэффициентов при низких температурах полностью определяется дырками и с ростом магнитного поля изменяется слабо.

3. Обсуждение экспериментальных результатов

а. Эффект "вскипания" дырок. Наблюдаемое в полях $H > (5-10)$ кЭ существенное убывание $R(H)$ естественно связать с увеличением концентрации валентных дырок p при возрастании магнитного поля. Такой эффект вскипания дырок, обратный процессу вымораживания, наблюдался ранее в узкощелевых [4] и бесщелевых [5,6] кристаллах $p\text{-HgMnTe}$ и объяснялся либо уменьшением энергии активации акцептора [7], либо разрушением

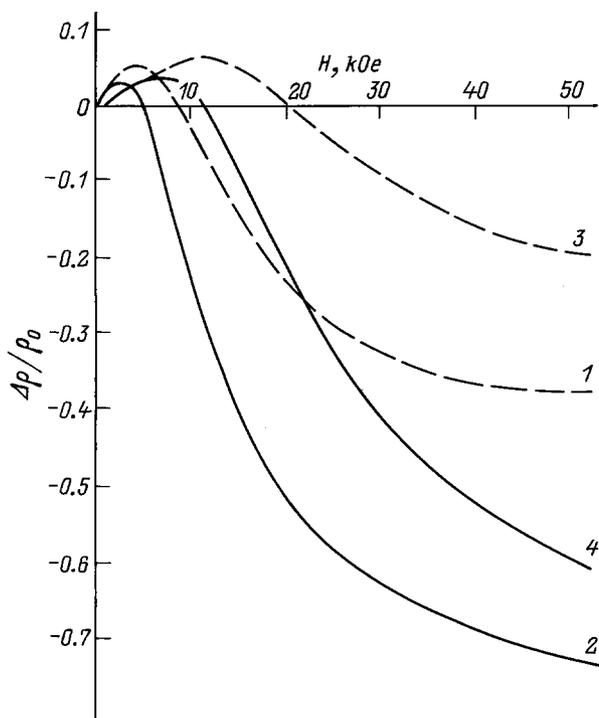


Рис. 3. Зависимости продольного (1, 3) и поперечного (2, 4) магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ от магнитного поля H для образца 7 при T , К: 1, 2 — 1.3; 3, 4 — 4.2.

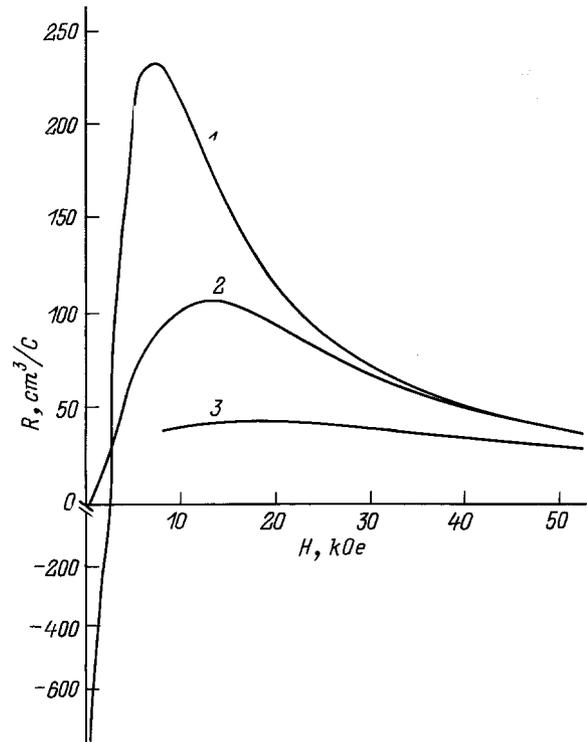


Рис. 4. Зависимость коэффициента Холла от магнитного поля для образца 7 при T , К: 1 — 1.3, 2 — 4.2, 3 — 10.

состояний связанного магнитного полярона [8] в магнитном поле.

На рис. 5 представлены зависимости $p(H)$ при $T = 1.6$ К для образцов 1 и 2. Видим, что вплоть до $H \approx 20$ кЭ наблюдаемую зависимость можно описать соотношением $p(H) \sim \exp[-E_A(H)/kT]$, где

$$E_A(H) = E_A^0 - \gamma H \quad (1)$$

с $E_A^0 = 1.5$ мэВ, $\gamma = 2.9 \cdot 10^{-2}$ мэВ/кЭ для образца 1 и $E_A^0 = 2$ мэВ, $\gamma = 4.8 \cdot 10^{-2}$ мэВ/кЭ для образца 2. Экстраполируя найденную зависимость к $H = 0$, находим оценку для концентрации дырок в отсутствие магнитного поля: при $T = 1.6$ К $p(H = 0) = 1.1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для образца 1 и $p(H = 0) = 3.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ для образца 2. На том же рисунке приведены зависимости от H величин $\sigma_{zz} = 1/\rho_{zz}$ и $\sigma_{\perp} = 1/\rho_{xx}$ для образца 2 при $T = 1.6$ К (зависимости для образца 1 имеют аналогичный вид). Видим, что на кривых $\sigma_{zz}(H)$ и $\sigma_{\perp}(H)$ также имеется активационный участок при $H < 20$ кЭ. Сравнивая зависимости $p(H)$ и $\sigma_{zz}(H)$, $\sigma_{\perp}(H)$, можно сделать вывод о том, что наблюдаемое резкое падение сопротивления в полях $H > 5$ кЭ при гелиевых температурах (рис. 1, 3) обусловлено главным образом эффектом вскипания дырок.

Сопоставим выражение (1) с теоретическим результатом, предсказывающим уменьшение энергии активации в магнитном поле, справедливым для широкощелевых

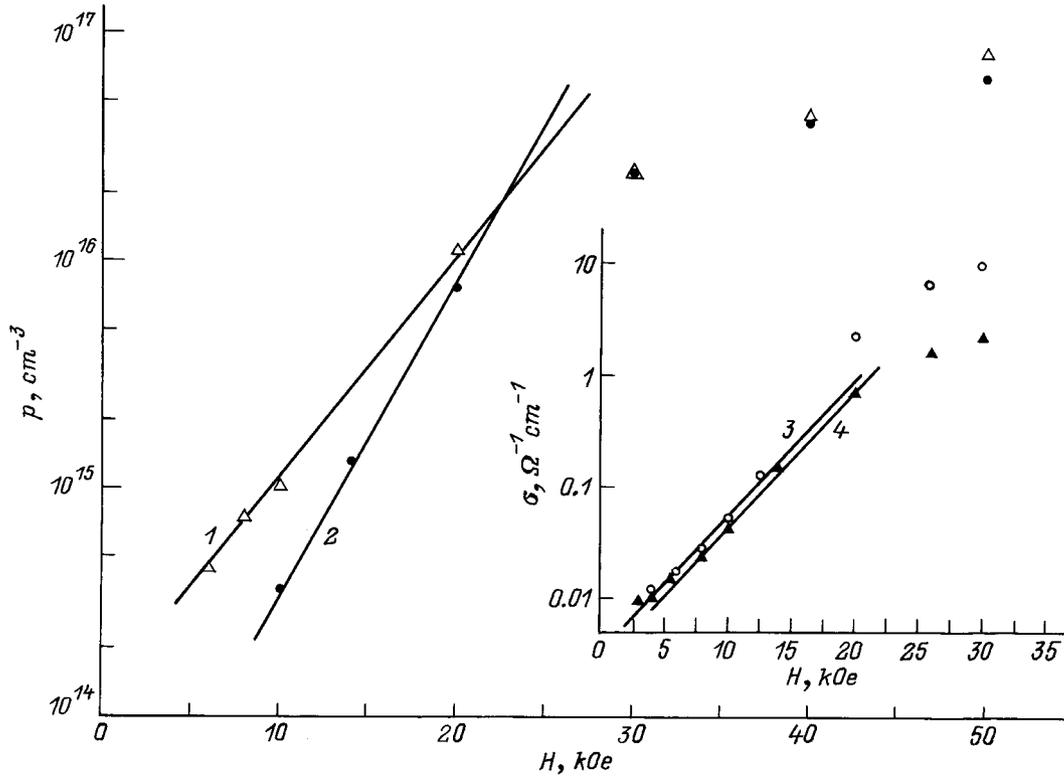


Рис. 5. Зависимость концентрации дырок p от магнитного поля H при $T = 1.6$ К для образцов 1 (1) и 2 (2). На вставке — зависимости поперечной $\sigma_{\perp} = 1/\rho_{xx}$ (3) и продольной $\sigma_{\parallel} = 1/\rho_{zz}$ (4) проводимостей от магнитного поля для образца 2 при $T = 1.6$ К.

полупроводников [9]:

$$E_A = E_A^0 - \alpha B, \tag{2}$$

где

$$B = -(1/6) N_0 \beta \langle S_z \rangle \tag{3}$$

— обменная добавка к энергии дырок зоны Γ_8 . В соотношении (3) $\langle S_z \rangle$ — средняя величина z -компоненты спина иона Mn ($z \parallel \mathbf{H}$), $N_0 \beta$ — обменный интеграл. В достаточно слабых магнитных полях

$$\langle S_z \rangle = S_0 \frac{(S+1) g_{Mn} \mu_B H}{3k(T+T_0)}, \tag{4}$$

где $S = 5/2$, $g_{Mn} = 2$, μ_B — магнетон Бора, S_0 и T_0 — эффективные параметры, учитывающие обменное взаимодействие спинов Mn между собой, и для коэффициента γ в (1) получаем

$$\gamma_{th} = \alpha \frac{1}{6} x N_0 \beta \frac{S_0(S+1) g_{Mn} \mu_B}{3k(T+T_0)}. \tag{5}$$

Используя значения параметров $N_0 \beta = 1.4$ эВ, $S_0 = 1.02$, $T_0 = 9.9$ К (такие же, как для $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с $x = 0.1$ [10]), при $T = 1.6$ К находим $\gamma_{th} = 0.25\alpha$ мЭВ/кЭ. Сопоставление γ_{th} с экспериментально найденными значениями γ дает оценку

$\alpha = (0.12-0.2)$, что существенно меньше теоретического значения $\alpha = 0.75$ для $Hg_{1-x}Mn_xTe$ с $x \approx 0.1$ [9].

Таким образом, в модели изолированного акцептора удовлетворительного описания эффекта вскипания дырок в исследованных образцах достичь не удастся. Отметим также, что найденные значения энергии активации в отсутствие магнитного поля $E_A^0 = (1.5-2)$ мЭВ заметно меньше теоретической оценки для энергии связи изолированного акцептора $E_A^0 = 6$ мЭВ [9]. Значения E_A^0 , близкие к этой величине, в образцах $HgCdTe$ реально наблюдались лишь при $N_A < 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [11]. В исследованных нами образцах критерий слабого легирования $N_A \ll N_M$ не выполнен даже для образцов 1-3 с наименьшими концентрациями примесей. В случае промежуточного легирования при $N_A \lesssim N_M$ перекрытием волновых функций соседних акцепторов пренебречь нельзя и наблюдаемая энергия активации может быть существенно меньше E_A^0 .

На рис. 6 представлены зависимости $p(H)$ в полях $H > 10$ кЭ при $T = (1.4-1.7)$ для образцов 4-9 с $N_A \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Видим, что и в этих образцах наблюдается существенная зависимость концентрации дырок от H , хотя и более слабая, чем в образцах 1 и 2. При $N_A > N_M$, когда связанное состояние дырки на акцепторе за счет кулоновского взаимодействия отсутствует, рост $p(H)$ невозможно объяснить убыванием исходной энер-

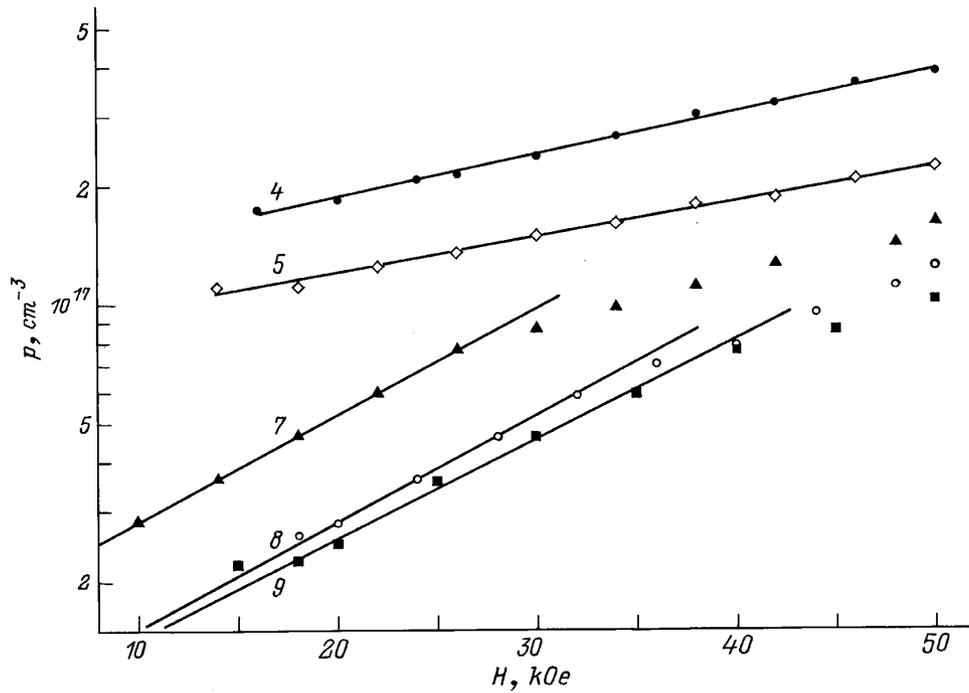


Рис. 6. Зависимости концентрации дырок p от магнитного поля H при $T = (1.4 \div 1.7)$ К. Цифры у кривых соответствуют номерам образцов в таблице.

гии активации. Поэтому кажется необходимым использовать представление о состояниях связанного магнитного полярона [5]. Под связанным магнитным поляроном понимается связанное состояние дырки в полумагнитном полупроводнике, которое формируется благодаря обменному взаимодействию p - d -типа между дыркой на акцепторе и окружающими его спинами ионов Mn [8]. Добавление магнитного (обменного) взаимодействия к электростатическому может создать условия для локализации носителей даже при $N_A > N_M$. Поляронные эффекты могут играть существенную или даже определяющую роль и в случае промежуточно легированных образцов с $N_A < N_M$ (образцы 1–3). Действительно, оценка поляронного вклада в энергию связи изолированного акцептора, согласно теории Дитла и Спалека [8], для исследованных образцов с $x \approx 0.1$ при $T = 1.6$ К дает $\Delta E_A \approx 4$ мэВ, что сравнимо с кулоновской энергией связи изолированного акцептора $E_A^0 = 6$ мэВ.

Благодаря p - d -обмену поляризация облака спинов Mn (в пределах радиуса Бора) $\langle S_z \rangle_{\text{loc}}$ является ненулевой даже при $H = 0$, когда дальний порядок во всей спиновой подсистеме отсутствует ($\langle S_z \rangle = 0$). При включении внешнего магнитного поля происходит поляризация всех спинов Mn, что приводит к росту величины $\langle S_z \rangle$ и уменьшению разницы $\langle S_z \rangle - \langle S_z \rangle_{\text{loc}}$, т.е. к постепенному разрушению состояний связанного магнитного полярона. Процесс делокализации носителей при разрушении поляронных состояний в магнитном поле и приводит к эффекту вскипания дырок.

В образцах с $N_A > 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (образцы 10–12) перекрытие волновых функций на соседних акцепторах настолько велико, что локализации за счет обменных эффектов не происходит и концентрация дырок практически не зависит ни от магнитного поля, ни от температуры.

Итак, исследование образцов полумагнитного полупроводника p -HgMnTeSe для широкого интервала концентраций акцепторов N_A позволило установить, что степень роста концентрации p в процессе вскипания дырок в магнитном поле тем существенней, чем меньше концентрация акцепторов по отношению к концентрации перехода Мотта N_M в немагнитном полупроводнике. Эта эмпирическая закономерность отражена в табл. 2, где мы использовали также наши данные для 8 бесщелевых образцов HgMnTe с $N_A = (1-2) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [6].

Полагая, что отсутствие зависимости p от H и от T соответствует полной делокализации дырок, можно утверждать, что в исследованном полумагнитном полупроводнике переход диэлектрик–металл происходит при $N_A = N_M^* > 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, влияние обменного взаимодействия дырок с подсистемой спинов ионов Mn^{2+} приводит к усилению эффектов локализации и к увеличению на порядок концентрации перехода Мотта по сравнению с немагнитным полупроводником. Необходимо отметить также, что наблюдаемое существенное различие в величинах $R_{\text{max}}/R(50 \text{ кЭ})$ для образцов HgMnTeSe и HgMnTe с близкими значениями $N_A \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (1-я и 2-я строки в табл. 2) скорее всего связано с естественным усилением эффекта вскипания

Таблица 2. Величина эффекта вскипания дырок в интервале $10 \lesssim H \lesssim 50$ кЭ для различных групп образцов

Образец	x	$(N_A - N_D), 10^{17} \text{ см}^{-3}$	$R_{\text{max}}/R (50 \text{ кЭ})$
$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$	$0.09 \div 0.11$	$0.5 \div 1.5$	$200 \div 500$
$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$	$0.05 \div 0.07$	$1 \div 2$	$10 \div 20$
$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$	$0.03 \div 0.095$	$9 \div 13$	$3 \div 5$
$\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$	< 0.07	$30 \div 40$	1

Примечание. Данные последней колонки получены при $T = (1.4 \div 1.7) \text{ К}$, R_{max} — максимальное значение $R(H)$ в области дырочной проводимости при $H \approx 10 \text{ кЭ}$.

дырок при увеличении x , т. е. при увеличении обменной добавки к энергии дырок.

б. Аномальная анизотропия магнитосопротивления. Известно, что для полупроводников со сферически-симметричной зоной и изотропным рассеянием продольное магнитосопротивление не изменяется с магнитным полем в классической области магнитных полей. В области квантовых полей ρ_{zz} зависит от H , но для обычных полупроводников отношение ρ_{zz}/ρ_{xx} всегда остается меньше единицы как для короткодействующего, так и для дальнодействующего примесного потенциала [12]. В полумагнитных полупроводниках HgMnTe в широкой области магнитных полей наблюдалась инверсия этого соотношения: продольное магнитосопротивление становится в несколько раз больше поперечного [4–6]. В исследованных нами образцах $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ также наблюдается аномальная анизотропия магнитосопротивления: из рис. 7 ясно видно, что в полях $H > 10 \text{ кЭ}$ ρ_{zz} становится больше ρ_{xx} и отношение ρ_{zz}/ρ_{xx} существенно возрастает по мере роста H и содержания Mn x , а также при понижении температуры, достигая значений порядка 10.

Обменное p – d -взаимодействие в магнитном поле вызывает зеемановское расщепление четырехкратно вырожденного состояния Γ_8 на подзоны с проекциями полного момента $J_z = \pm 1/2$ и $\pm 3/2$ [13]. Положение вершин этих подзон при отсчете от вершины зоны Γ_8 при $H = 0$ соответствует энергиям $\varepsilon = \pm B$ и $\pm 3B$, где обменная добавка B определена соотношением (3). Так как обменный параметр $\beta > 0$ и, следовательно, $B < 0$, высшей зоной является валентная зона с $J_z = -3/2$, закон дисперсии которой вблизи точки Γ имеет вид ($\mathbf{H} \parallel z$)

$$\varepsilon_{-3/2}(k) = -\frac{\hbar^2}{2} \left[\left(\frac{3}{4m_l} + \frac{1}{4m_h} \right) k_{\perp}^2 + \frac{k_z^2}{m_h} \right] - 3B, \quad (6)$$

где m_l и m_h — массы легкой и тяжелой дырок соответственно, k_{\perp} — компонента волнового перпендикулярная магнитному полю. Так как $m_l < m_h$, изоэнергетическая поверхность представляет собой эллипсоид вращения, вытянутый вдоль направления магнитного поля.

В узкощелевых и бесщелевых полумагнитных полупроводниках с малыми эффективными массами легкой дырки ($m_l \sim |\varepsilon_g|$) следует также принимать во внимание непосредственное влияние магнитного поля на

орбитальное движение носителей заряда (квантование Ландау) [14]. Для обычных значений параметров высшим уровнем Ландау валентной зоны как в бесщелевом, так и в узкощелевом HgMnTe является уровень b_{-1} (в обозначениях Пиджина–Брауна [15]), энергию которого можно представить в аналитическом виде

$$\varepsilon_{b_{-1}} = -\frac{\hbar\omega_{\perp}}{2} + \frac{3}{2}\kappa\hbar\omega_0 - 3B - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_h}. \quad (7)$$

Здесь ω_{\perp} — циклотронная частота, соответствующая поперечной эффективной массе $m_{\perp} \approx (4/3)m_l$, ω_0 — циклотронная частота свободного электрона, κ — параметр Латгинджера, определяющий величину g -фактора носителей зоны Γ_8 в отсутствие обменных эффектов.

Из выражений (6), (7) (и вида волновой функции [14]) следует, что уровень b_{-1} есть первый уровень Ландау, отщепленный от зоны $\varepsilon_{-3/2}(\mathbf{k})$. Из (7) видно, что зависимость энергии $\varepsilon_{b_{-1}}(\mathbf{k})$ от компоненты k_z является параболической и определяется эффективной массой тяжелой дырки m_h . Из численных расчетов для бесщелевых [16] и узкощелевых [17] полупроводников HgMnTe следует, что энергетический зазор $\Delta\varepsilon$ между вершинами подзоны b_{-1} и ближайшей к ней подзоны a_{-1} есть величина порядка B , $\Delta\varepsilon \approx B$. Зазоры между вершинами для следующих подзон Ландау (a_{-1}, b_1, b_2 и т.д.) намного меньше и уменьшаются по мере роста номера подзоны, оставаясь величиной порядка циклотронной энергии тяжелой дырки $\hbar\omega_h$ ($\omega_h = eH/m_h c$). Для типичных значений параметров HgMnTe в широком интервале магнитных полей $\hbar\omega_h \ll B$, поэтому спектр валентной зоны полумагнитного полупроводника в квантовых магнитных полях оказывается своеобразным: имеется существенный отрыв верхнего уровня b_{-1} от совокупности остальных близко расположенных уровней.

Для такого вида спектра волновая функция дырки на акцепторе в магнитном поле также изменяется необычным образом: радиус волновой функции a_{\perp} в направлении, перпендикулярном H , увеличивается с ростом поля [7]. В области прыжковой проводимости по примесям увеличение степени перекрытия акцепторных волновых функций с ростом H должно приводить к падению сопротивления, при этом эффект оказывается максимальным для поперечного и минимальным для продольного магнитосопротивления. Такое убывание $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{zz}(H)$ при аномальном соотношении между ними

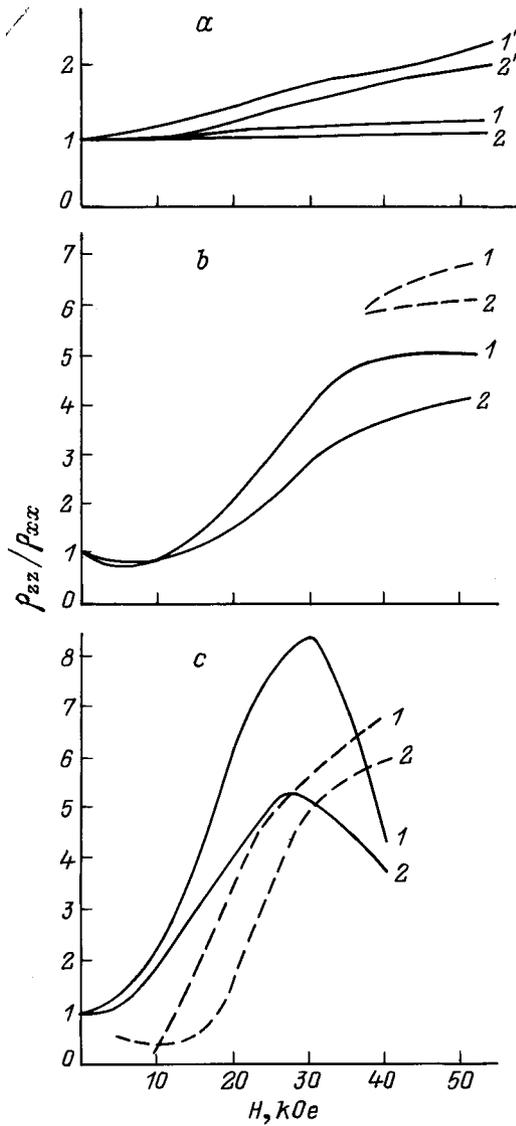


Рис. 7. Зависимость отношения ρ_{zz}/ρ_{xx} от магнитного поля H для исследованных образцов (см. табл. 1) с номерами: *a* — № 5 с $x = 0.05$ (1, 2) и № 7 с $x = 0.08$ (1' и 2') при T, K : 1, 1' — 1.4, 2, 2' — 4.2; *b* — № 3 с $x = 0.09$ при T, K : 1 — 1.8; 2 — 4.2; *c* — № 1 с $x = 0.095$ при T, K : 1 — 1.6, 2 — 4.2. Штриховыми линиями приведены результаты расчета ρ_{zz}/ρ_{xx} по формуле (9) с использованием эмпирических зависимостей $p(H)$.

($\rho_{zz} > \rho_{xx}$) экспериментально наблюдалось в узкощелевых компенсированных образцах HgMnTe в области прыжковой проводимости [4,7,18]. Авторы работы [19] также связывают наблюдаемое в сильных магнитных полях $100 < H < 400$ кЭ в образцах HgMnTeSe гигантское отрицательное магнитосопротивление с ростом проводимости по примесным состояниям из-за увеличения перекрытия волновых функций акцепторов в магнитном поле.

Мы полагаем, что в исследованных нами образцах проводимость осуществляется зонными носителями. Дей-

ствительно, подвижности дырок при (1.4–1.7) К сравнительно велики и по порядку величины согласуются с оценками по формуле Брукса–Херринга. В исследованных кристаллах $100 \lesssim |\varepsilon_g| \lesssim 200$ мэВ оценки массы легкой дырки дают $0.01m_0 \lesssim m_l \lesssim 0.02m_0$. Согласно (6), анизотропия массы валентной зоны $\varepsilon_{-3/2}(\mathbf{k})$ составляет $3m_h/4m_l = (15-30)$ для $m_h = 0.4m_0$.

В случае проводимости по валентной зоне бесщелевого или узкощелевого полумагнитного полупроводника квантовый предел достигается в поле $H = H_q$, когда выше уровня Ферми остается один уровень Ландау b_{-1} , т.е. $\varepsilon_F < \Delta\varepsilon$. При $\Delta\varepsilon \approx B$ и $B > \hbar\omega_h$ квантовый предел может быть достигнут при условии

$$\varepsilon_F(H) > \hbar\omega_h. \quad (8)$$

Мы полагаем, что именно это необычное соотношение между кинетической и циклотронной энергиями дырок в квантовом пределе обуславливает наблюдаемую нами аномальную анизотропию магнитосопротивления [6]. Действительно, как показано в [12], для вырожденного электронного газа в квантовом пределе при рассеянии на точечных дефектах справедливо выражение

$$\frac{\rho_{zz}}{\rho_{xx}} = 4 \frac{\varepsilon_F(H)}{\hbar\omega_c}, \quad (9)$$

где $\omega_c = eH/mc$ — циклотронная частота,

$$\varepsilon_F(H) = 2\pi^4 \hbar^2 \lambda^4 p^2 / m \quad (10)$$

и $\lambda = (c\hbar/eH)^{1/2}$ — магнитная длина. Подчеркнем, что, согласно [12], как в циклотронную частоту, так и в выражение (10) для $\varepsilon_F(H)$ входит эффективная масса m , соответствующая движению носителей в z -направлении, т.е. в нашем случае $m \equiv m_h$ (см. (7)). В результате соотношение (9) с учетом (8) обеспечивает выполнение неравенства $\rho_{zz} > \rho_{xx}$. Усиление эффекта по мере возрастания x , H и понижении T естественным образом объясняется ростом намагнитченности $\langle S_z \rangle$ подсистемы ионов Mn^{++} и, как следствие, увеличением обменной добавки B к энергии дырок.

Используя выражение (10) для $\varepsilon_F(H)$ в квантовом пределе, из (9) получим

$$\rho_{zz}/\rho_{xx} = 8\pi^4 \lambda^6 p^2 \sim p^2/H^3. \quad (11)$$

Наблюдаемое поведение ρ_{zz}/ρ_{xx} в зависимости от H находится в качественном соответствии с выражением (11). В частности, из рис. 7, *b* и *c* видно, что отношение ρ_{zz}/ρ_{xx} увеличивается в области быстрого роста концентрации дырок, а в области слабого изменения $p(H)$ при $H > (30-40)$ кЭ значение ρ_{zz}/ρ_{xx} насыщается или даже убывает. Важно также, что рассчитанные в рамках простейших представлений (11) значения ρ_{zz}/ρ_{xx} близки к наблюдаемым экспериментально.

4. Заключение

В бесщелевых и узкощелевых полупроводниках $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ с $x = 0.03-0.11$ ($-150 < \varepsilon_g < 190$) мэВ и концентрацией акцепторов $5.4 \cdot 10^{16} \leq N_A \leq 4.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ подробно изучены эффекты, обусловленные влиянием обменного $p-d$ -взаимодействия и характерные для полумагнитных полупроводников p -типа: эффект вскипания дырок в магнитном поле и аномальная анизотропия магнитосопротивления. Мы полагаем, что рост концентрации дырок с ростом H в исследованных образцах есть следствие существования при $H = 0$ состояний связанного магнитного полярона и постепенной делокализации носителей при разрушении этих состояний магнитным полем. С другой стороны, необычное соотношение продольного и поперечного магнитосопротивлений $\rho_{zz} > \rho_{xx}$ по существу есть следствие анизотропного (по отношению к направлению магнитного поля) вида изоэнергетических поверхностей высшей валентной зоны $\varepsilon_{-3/2}(\mathbf{k})$, отщепленной обменным $p-d$ -взаимодействием от зоны Γ_8 с учетом квантования Ландау в полупроводниках с малыми $|\varepsilon_g|$. При этом существенный отрыв верхнего уровня Ландау b_{-1} от остальных уровней валентной зоны обусловлен как малостью поперечной эффективной массы зоны $\varepsilon_{-3/2}(\mathbf{k})$, так и большим значением обменной добавки V к энергии зоны Γ_8 .

Необходимо отметить, что в рамках модели связанного магнитного полярона рост концентрации дырок в магнитном поле происходит именно благодаря отщеплению (и движению вверх по энергии) зоны b_{-1} . С другой стороны, аномальное соотношение продольного и поперечного магнитосопротивлений наблюдается лишь в квантовом пределе, т. е. в условиях, когда проводимость осуществляется носителями зоны b_{-1} . Таким образом, наблюдаемые эффекты вскипания дырок и аномальной анизотропии магнитосопротивления тесно взаимосвязаны и обусловлены общей причиной, а именно — своеобразием вида спектра уровней Ландау в исследованных полумагнитных полупроводниках.

Список литературы

- [1] К.Р. Крылов, Н.К. Леринман, А.И. Пономарев, Л.Д. Сабирзянова, Н.Г. Шелушинина, Н.П. Гавалешко, П.Д. Марьянчук. ФТП, **28**, 1382 (1994).
- [2] I.M. Tsidilkovski, G.I. Narus, N.G. Shelushinina. Adv. Phys., **34**, 43 (1985).
- [3] А.И. Елизаров, В.И. Иванов-Омский, А.А. Корнищ, В.И. Петриков. ФТП, **18**, 201 (1984).
- [4] J.K. Furdyna. J. Vac. Sci. Techn., **27**, 220 (1982).
- [5] А.В. Германенко, Л.П. Зверев, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. ФТТ, **27**, 1857 (1995).
- [6] Н.Г. Глузман, А.Б. Давыдов, К.Р. Крылов, Н.К. Леринман, Б.Б. Поникаров, А.И. Пономарев, Л.Д. Сабирзянова, И.М. Цидильковский, Н.Г. Шелушинина, И.Н. Горбатюк, И.М. Раренко. ФТП, **20**, 1970 (1986).

- [7] J. Mycielski. Proc. Int. Conf. High Magnetic Fields Semicond. Phys. (Grenoble, 1982) p. 431.
- [8] T. Dietl, J. Spalek. Phys. Rev. B, **28**, 1548 (1983).
- [9] J. Mycielski. In: Diluted Magnetic Semiconductors, ed. by J.K. Furdyna and J. Kossut (Academic Press, 1988). [Пер.: Полумагнитные полупроводники (М. Мир, 1992)].
- [10] W. Dobrowolski, M. von Ortenberg, A.M. Sandauer, R.R. Galazka, A. Mycielski, R. Pauthenet. Proc. 4th Int. Conf. Phys. Narrow Gap Semicond. (Linz, 1981) p. 302.
- [11] А.В. Германенко, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. ФТП, **22**, 992 (1988).
- [12] E. Adams, T. Holstein. J. Phys. Chem. Sol., **10**, 254 (1959).
- [13] J.A. Gaj, J. Ginter, R.R. Galazka. Phys. St. Sol. (b), **89**, 655 (1978).
- [14] G. Bastard, C. Rigaux, Y. Guldner, J. Mycielski, A. Mycielski. J. de Phys., **39**, 87 (1978).
- [15] C.R. Pidgeon, R.N. Brown. Phys. Rev., **146**, 575 (1966).
- [16] M. Dobrowolska, W. Dobrowolski, R.R. Galazka, J. Kossut. Sol. St. Commun., **30**, 25 (1979).
- [17] Л.П. Зверев, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут, Н.П. Гавалешко, В.М. Фрасуняк. ФТТ, **26**, 2943 (1984).
- [18] J.R. Anderson, W.B. Johnson, D.R. Stone. J. Vac. Sci. Techn., **A1**, 1761 (1983).
- [19] В.А. Кульбачинский, П.Д. Марьянчук, И.А. Чурилов. ФТП, **29**, 2007 (1995).

Редактор Т.А. Полянская

The boil-off effect and magnetoresistance peculiarities in semimagnetic semiconductor $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$

N.K. Lerinman, P.D. Marjanichuk*, A.L. Ponomarev, L.D. Sabirzyanova, N.G. Shelushinina

Institute of Metal Physics,
Ural Division of the Russian Academy of Sciences,
620219 Ekaterinburg, Russia

*Chernovitskii State University,
Chernovtsi, Ukraine

Abstract The galvanomagnetic effects in zero- and narrow-gap semimagnetic semiconductors $\text{Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}_{1-y}\text{Se}_y$ with $x = 0.03 \div 0.11$, $y = 0.01 \div 0.10$, $-150 < \varepsilon_g < 190$ meV and acceptor concentrations $5.4 \cdot 10^{16} < N_A < 4.3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ were investigated. In the magnetic fields $H = (5 \div 50)$ kOe and $T = (1.3 \div 4.2)$ K an essential (up to 500 times) increase in the hole concentration $p = 1/eR$ was observed. This increase is accompanied by a fall both of longitudinal ρ_{zz} and transverse ρ_{xx} magnetoresistance. We suppose that a "boil-off" (opposite to freeze-out) of holes is the consequence of the existence of bound magnetic polaron states at $H = 0$ and of the carrier delocalization due to the gradual destruction of those states in external magnetic field. The anomalous relation of longitudinal and transverse magnetoresistances ($\rho_{zz} > \rho_{xx}$) observed in investigated samples at helium temperature for $H > 10$ kOe is explained by peculiarities of the valence band energy spectrum of semimagnetic semiconductor in quantizing magnetic fields.

Fax: 445-244

E-mail: semicond@ifm.e-burg.su(Lerinman)