

ОСОБЕННОСТИ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТОВ В n - $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ ПРИ ПЕРЕХОДЕ МЕТАЛЛ—ДИЭЛЕКТРИК

Глузман Н. Г., Леринман Н. К., Сабирзянова Л. Д., Боднарук О. А.,
Горбатьюк И. Н., Раренко И. М.

Исследованы гальваномагнитные эффекты в кристаллах n - $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ с шириной запрещенной зоны $\varepsilon_g = 30 \div 370$ мэВ в магнитных полях до 60 кЭ при $1.3 \leq T \leq 350$ К. Изучен индуцированный магнитным полем переход от металлической проводимости к активационной, обусловленный локализацией электронов на флуктуациях примесного потенциала. Установлено, что такой переход имеет место, когда компоненты тензора проводимости $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$. Рассмотрены особенности поведения коэффициента Холла в зависимости от магнитного поля и температурная зависимость магнитосопротивления в активационной области.

Вопрос о локализации электронов в сильно легированных и компенсированных полупроводниках в магнитном поле широко изучается в последние годы преимущественно на кристаллах n - $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.2$) и n - InSb [1-7]. Мы же приводим результаты исследований гальваномагнитных эффектов в кристаллах n - $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ с различными величинами ширины запрещенной зоны, которые при $T=4.2$ К находятся в пределах $\varepsilon_g = 30 \div 370$ мэВ. Значение параметра $N_D^{7/8}a$ (где N_D — концентрация доноров, a — радиус Бора), характеризующего степень легирования, от образца к образцу менялось от 3.7 до 0.6 (в основном за счет изменения радиуса Бора).

Измерения проведены в магнитных полях до 60 кЭ и при температурах $1.3 \leq T \leq 350$ К. В работе на кристаллах $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$ установлены признаки индуцированного магнитным полем перехода от металлической проводимости к активационной (М—А); исследуются свойства кристаллов в активационной области, особенности поведения коэффициента Холла от магнитного поля $R(H)$ («Hall dip») и особенности эффекта Шубникова—де-Гааза (ШГ). Наличие атомов Mn дает возможность наблюдать нулевые ШГ максимумы в области активационной проводимости.

По значениям ε_g образцы можно разделить на две группы: в первой группе $\varepsilon_g = 30 \div 80$, во второй — $\varepsilon_g = 230 \div 370$ мэВ. Содержание Mn в образцах первой группы $y \approx 0.01$, второй — $y \approx 0.02-0.03$. Величины $N_D - N_A$, где N_A — концентрация акцепторов, находятся в пределах $(1 \div 2) \cdot 10^{15}$ см⁻³, концентрация электронов n при $T=4.2$ К — в этих же пределах, степень компенсации $K = 0.7 \div 0.8$. Для первой группы образцов $N_D^{7/8}a = 3.7 \div 1.6$, для второй — $1 \div 0.6$. Подвижность электронов μ как функция температуры имеет максимум и достигает величин $\mu = (1 \div 3) \cdot 10^5$ см²/В·с в образцах первой группы и $\mu = (3 \div 4) \times 10^4$ см²/В·с — в образцах второй.

Параметры исследованных образцов приведены в таблице. Величины степени компенсации K находились из сопоставления измеренных величин подвижностей электронов при $T=4.2$ К с рассчитанными значениями μ в предположении, что электроны рассеиваются на заряженных центрах. Для образцов 7—10 определенные таким образом значения K носят оценочный характер, поскольку в этих образцах $\varepsilon_F < \hbar/\tau$ (ε_F — энергия Ферми, τ — время релаксации импульса), и, следовательно, условие применимости кинетического уравнения, на котором основан расчет K , не выполняется. Величины ширины запрещенной

№ образца

Параметры	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
ε_g , мЭВ ($T=4.2$ К)	30	35	45	45	65	80	230	235	255	370
$\rho_{\text{очт}} \cdot 10^{-15}$, см $^{-3}$	1.2	1.5	1.2	1.4	1.6	1.5	—	—	—	—
$n_x \cdot 10^{-15}$, см $^{-3}$ ($T=4.2$ К)	1.3	1.7	1.5	1.7	1.9	2.1	1.2	1.3	1.2	1.2
$(N_D - N_A) \cdot 10^{-15}$, см $^{-3}$	1.4	1.7	1.5	1.8	1.8	2.2	1.3	1.4	1.2	1.4
$\mu_{\text{max}} \cdot 10^{-9}$, см 2 /В·с	204	275	230	235	135	128	36	40	37	29
m^*/m_0	0.0033	0.0055	0.0038	0.0048	0.0067	0.01	0.018	0.018	0.020	0.027
K	0.7	0.7	0.7	0.6	0.7	0.7	0.8	0.8	0.8	0.8
ρ_{xx} (60 КЭ)/ ρ_0 ($T \approx 1.3$ К)	460	470	550	620	300	660	140	630	270	2150
H_α (по ρ_{xx}), КЭ	17	27	20	25	20	20	10	10	8	15
H_σ ($\sigma_{xx} = \sigma_{xy}$), КЭ	18	28	24	29	20	22	—	—	—	—
e_F , мЭВ ($T=4.2$ К)	9.1	12.3	10.4	11.0	8.1	8.1	2.5	2.5	2.2	1.5
h/τ , мЭВ ($T=4.2$ К)	1.6	0.9	1.2	1.0	1.5	1.2	5.1	3.1	4.3	4.3
$a \cdot 10^5$, см	2.2	1.7	1.9	1.7	1.3	0.85	0.48	0.46	0.44	0.31
$N_D^{\text{га}}$	3.7	2.9	3.1	2.8	2.3	1.6	1.0	0.84	0.80	0.60
H_0 , КЭ	5.6	6.2	6.2	7.0	7.5	8.0	—	—	—	—
ρ_0 , Ом·см ($T=4.2$ К)	0.026	0.015	0.020	0.016	0.029	0.030	0.35	0.27	0.37	0.65
ρ_{xx}/ρ_{zz} (60 КЭ) ($T \approx 1.3$ К)	1.8	3.7	2.9	3.6	2.6	2.8	0.96	0.95	—	—

зоны ε_j определены из значений собственной концентрации и пересчитаны для $T=4.2$ К. Эффективные массы электронов m^*/m_0 для образцов 1—6 определены по температурной зависимости амплитуд осцилляций ШГ, для образцов 7—10 оценены из значений ε_g , n и P (P — матричный элемент оператора импульса).

Рассмотрим некоторые вопросы теории перехода М—А. Согласно [8], переход М—А в магнитном поле в сильно легированном и компенсированном полупроводнике происходит тогда, когда энергия Ферми, уменьшаясь с ростом магнитного поля, достигает величины амплитуды флуктуации примесного потенциала γ , т. е.

$$\varepsilon_F = \gamma, \quad (1)$$

что эквивалентно условию

$$\varepsilon_F \approx \frac{\hbar}{\tau}. \quad (2)$$

Условие (2) дает возможность установить дополнительный признак перехода М—А (в добавление к возникновению активационной проводимости) из анализа

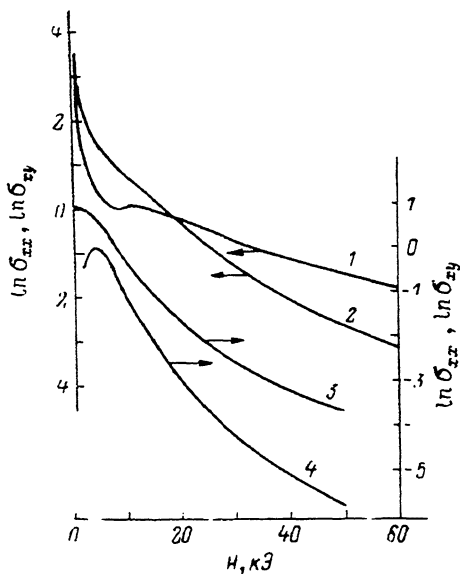


Рис. 1. Зависимости компонент тензора проводимости σ_{xx} (1, 3) и σ_{xy} (2, 4) от магнитного поля при $T=4.2$ К для образцов 1 (1, 2) и 9 (3, 4).

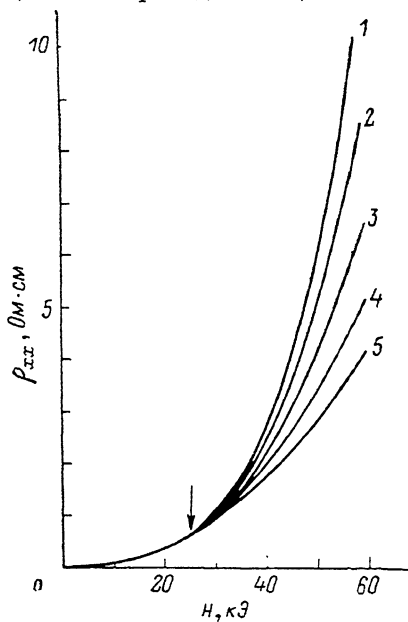


Рис. 2. Зависимости поперечного магнитосопротивления $\rho_{xx}(H)$ для образца 4 при разных температурах.

T , К: 1 — 1.37, 2 — 1.72, 3 — 2.36, 4 — 3.12, 5 — 4.2.

поведения компонент тензора проводимости от величины магнитного поля H , т. е. $\sigma_{xx}(H)$ и $\sigma_{xy}(H)$. В квантовом пределе при рассеянии на короткодействующем потенциале ($\lambda > r_0$, где λ — магнитная длина, r_0 — радиус экранирования) справедливо соотношение [9]

$$\frac{\sigma_{xy}}{\sigma_{xx}} \approx \frac{\varepsilon_F}{\hbar/\tau}. \quad (3)$$

Это соотношение следует из выражения

$$\frac{\rho_{xx}}{\rho_{zz}} \approx \frac{\hbar\omega_c}{\varepsilon_F} \quad (4)$$

при условии, что $\rho_{xy} = H/enc$ и $\rho_{zz} = m^*/e^2n\tau(H)$ (ω_c — циклотронная частота, c — скорость света) [10].

Обратим внимание на поведение $\sigma_{xx}(H)$ и $\sigma_{xy}(H)$, характерное для исследованных нами кристаллов $\text{Hg}_{1-x-y}\text{Cd}_x\text{Mn}_y\text{Te}$. Можно отметить зависимости двух типов: с двумя пересечениями кривых $\sigma_{xx}(H)$ и $\sigma_{xy}(H)$ для образцов 1—6 и без

единого пересечения для образцов 7—10 (рис. 1). Первое пересечение со стороны слабых полей соответствует границе классически сильного и слабого магнитных полей, т. е. $\sigma_{xy}/\sigma_{xx}=1$. Второе пересечение находится в области магнитных полей, соответствующих квантовому пределу, и если следовать (3), то в точке пересечения $\varepsilon_F \approx \hbar/\tau$, т. е. соответствует условию перехода М—А. Для образцов 7—10 кривые $\sigma_{xx}(H)$ и $\sigma_{xy}(H)$ не пересекаются. Это образцы, для которых $\varepsilon_F < \hbar/\tau$, по всей вероятности, из-за более сильной компенсации. Известен случай, когда наблюдались три пересечения [6]. На образце $\text{Hg}_{0.70}\text{Cd}_{0.21}\text{Te}$ с $n=1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ третье пересечение имеет место в поле $H=140 \text{ кЭ}$ при $T=0.5$ и 1.27 К и, возможно, связано с поверхностной проводимостью. Следует отметить, что выполнение условия сильного поля, т. е. $\omega_c \tau > 1$, в квантовом пределе $\hbar\omega_c > \varepsilon_F$ при $\sigma_{xx} > \sigma_{xy}$ не очевидно, и для выяснения этого вопроса требуется специальный анализ. Если сопоставить значения магнитных полей H_s и H_a (см. таблицу), в которых соответственно $\sigma_{xx}=\sigma_{xy}$ и появляется активационная проводимость (рис. 2),

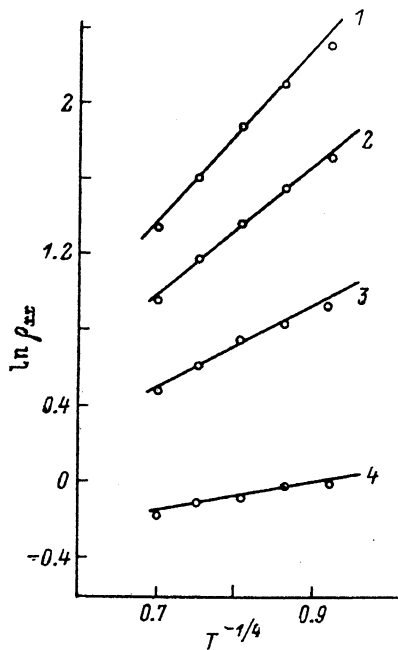


Рис. 3. Зависимости $\ln \rho_{xx}$ от $T^{-1/4}$ в разных магнитных полях для образца 4.
 H , кЭ: 1 — 60, 2 — 50, 3 — 40, 4 — 30.

активационная проводимость (рис. 2),

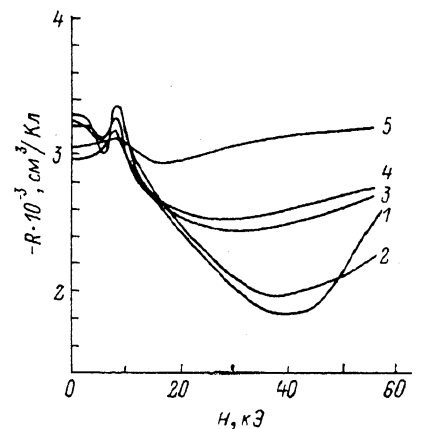


Рис. 4. Зависимости коэффициента Холла R от магнитного поля для образца 6 при разных температурах.
 T , К: 1 — 1.28, 2 — 1.84, 3 — 3.4, 4 — 4.2, 5 — 10.4.

можно увидеть, что эти поля близки. Это является, на наш взгляд, экспериментальным подтверждением того, что в полях, где $\sigma_{xx}=\sigma_{xy}$ (второе пересечение), имеет место переход М—А. Аналогичные сопоставления магнитных полей мы провели, используя экспериментальные результаты других авторов, и не обнаружили противоречий. Такой же признак перехода М—А принят авторами [2]. Нельзя не согласиться с автором [1], утверждавшим, что условие $\sigma_{xx}=\sigma_{xy}$ как критерий перехода является приближенным. Следует отметить, что в такой же степени приближенными являются все выражения, вытекающие из равенства (1). Анализ характера проводимости в активационной области, т. е. в магнитных полях, больших поля перехода, показывает, что ρ_{xx} может быть представлено в виде (рис. 3)

$$\rho_{xx} = \rho_0 \exp(T_0/T)^{1/4}, \quad (5)$$

что характерно для прыжковой проводимости.

Итак, переход М—А, обусловленный локализацией электронов на флуктуациях примесного потенциала, происходит в магнитных полях H , при которых $\sigma_{xx}=\sigma_{xy}$. Однако, как показано в [8], локализация электронов может иметь место и в меньших полях, но при этом она носит резонансный характер: при значениях H , соответствующих максимумам осцилляций коэффициента Холла $R(H)$,

локализуются электроны, находящиеся немного выше дна подзона Ландау (не самой низкой) и имеющие малую кинетическую энергию. Отношение числа локализованных электронов к их общему числу равно $(Na^3)^{-1/\sigma}$, т. е. не очень мало. Резонансная локализация является причиной больших амплитуд осцилляций $R(H)$ (рис. 4) и поперечного магнитосопротивления ρ_{xx} . На наших образцах они достигают величин $\Delta R/R \approx 0.15$ и $\Delta \rho_{xx}/\rho_{xy} \approx 0.4$, в то время как, согласно теории гальваномагнитных явлений, осцилляции $R(H)$ появляются только во втором порядке по параметру $1/\omega_c \tau$ и, следовательно, должны быть значительно меньше. В таблице приведены значения полей H_0'' , в которых расположены последние со стороны больших полей максимумы $R(H)$.

Интересны некоторые особенности зависимостей коэффициента Холла от магнитного поля $R(H)$ и так называемый Hall dip (спад). Эта особенность

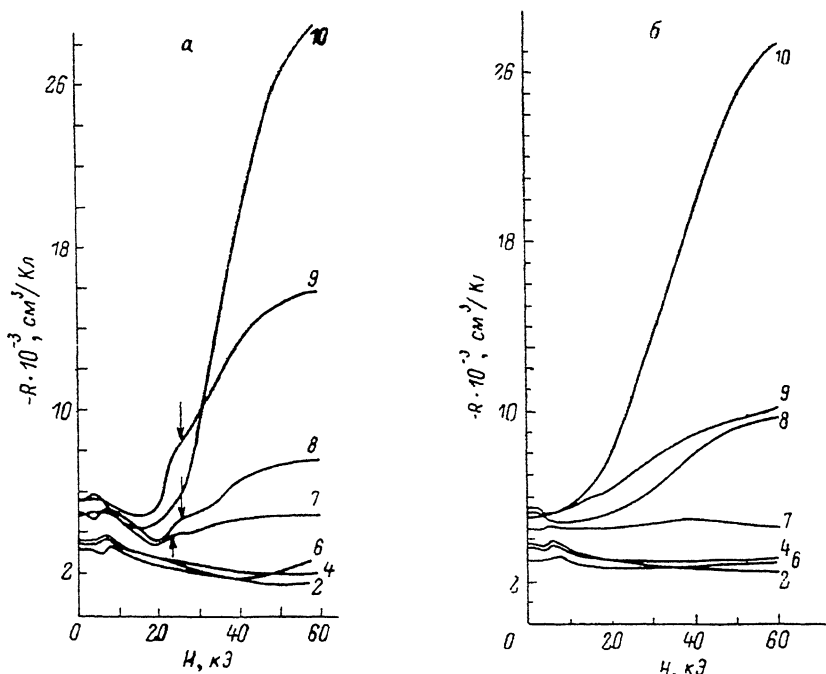


Рис. 5. Зависимости коэффициента Холла R от магнитного поля при $T=1.3$ (а) и 4.2 К (б) для разных образцов.

Номера кривых соответствуют номерам образцов.

заключается в том, что начиная с некоторого значения магнитного поля $|R|$ уменьшается (рис. 4, 5). Далее с ростом магнитного поля H $|R|$ проходит через минимум, а затем растет. Анализ наших результатов (образцы 1—6) и результатов [6] показывает, что Hall dip начинается непосредственно после последнего субшиповского максимума. Поскольку в нашей работе исследовались образцы с $K \approx 0.7$, а в [6] — образцы n -InSb с $K < 0.1$ и $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x \approx 0.2$) с $K < 0.3$, вероятно, что начало Hall dip не зависит от компенсации.

Рассмотрим другие свойства Hall dip. Для этого обратимся к рис. 5, а и б, где показаны зависимости $R(H)$ при $T=1.3$ и 4.2 К для некоторых из исследованных образцов. Как было сказано ранее, в образцах 1—6 происходит переход М—А [кривые $\sigma_{xx}(H)$ и $\sigma_{xy}(H)$ пересекаются 2 раза], а в образцах 7—10 такого перехода в магнитном поле нет [кривые $\sigma_{xx}(H)$ и $\sigma_{xy}(H)$ не пересекаются]. Поскольку Hall dip на зависимостях $R(H)$ наблюдается для обоих типов образцов, можно предположить, что он не связан с переходом М—А.

Положение минимума на кривой $R(H)$ зависит от величины радиуса Бора: чем меньше радиус, тем в меньшем поле расположен минимум. После минимума с ростом магнитного поля начинается рост величины $|R|$: между примесными состояниями и дном зоны проводимости появляется щель. С повышением тем-

пература T до 4.2 К (рис. 5, б) Hall dip уменьшается и в некоторых образцах исчезает совсем.

Известны две попытки объяснить Hall dip. Авторы [1-4] считают, что зависимость коэффициента Холла определяется двумя типами носителей — электронами с большой и малой подвижностями. Первые — делокализованные электроны, энергия которых ϵ больше энергии уровня протекания ϵ_p , вторые — квазилокализованные, для которых $\epsilon < \epsilon_p$. С помощью численного анализа выражения для коэффициента Холла в случае двух типов носителей авторам удается качественно описать зависимость $R(H)$. Начало спада зависимости $R(H)$ авторы связывают с переходом М—А.

Согласно второму объяснению [6], проводимость осуществляется металлическим кластером, образованным донорными состояниями примесной зоны. С ростом магнитного поля происходит постепенное «разъедание» кластера за счет локализации электронов на отдельных донорах, расстояние до ближайших соседей которых больше, чем $N^{-1/3}$. Это в свою очередь приводит к росту эффективной концентрации электронов, так как объем кластера уменьшается быстрее, чем количество электронов в нем. Поэтому происходит убывание $|R|$.

Наличие Hall dip в образцах, для которых имеет место соотношение $\epsilon_F < \hbar/\tau$, т. е. нет явной металлической проводимости, которая предполагается в обоих объяснениях, свидетельствует о том, что необходимо дальнейшее исследование этого явления для лучшего его понимания.

На кривых $R(H)$ (рис. 5, а) и $\rho_{xx}(H)$ при $T=1.3\div 2$ К для образцов 7—9 в магнитном поле $H \approx 25$ кЭ наблюдаются максимумы, положение которых зависит от температуры. Это проявляется шубниковский нулевой максимум. Как известно, его положение определяется выражением

$$H_0 = \frac{\hbar c}{e} \left| \frac{\pi^4 n^2 m_0}{|g| m^*} \right|^{1/2}. \quad (6)$$

Зонный g -фактор имеет отрицательный знак, а обменная поправка, обусловленная наличием атомов Mn, положительна. Поэтому эффективный g -фактор из-за обмена уменьшается по абсолютной величине, что приводит к смещению нулевого максимума в сторону большего магнитного поля в образцах HgCdMnTe по сравнению с образцами HgCdTe с такими же эффективной массой и концентрацией электронов.

Интересно отметить, что шубниковские максимумы наблюдаются в условиях, когда $\epsilon_F < \hbar/\tau$.

В заключение авторы выражают благодарность И. М. Цидильковскому и Г. И. Харусу за полезные обсуждения.

Список литературы

- [1] Цидильковский И. М. // УФН. 1987. Т. 152. В. 4. С. 583—622.
- [2] Арапов Ю. Г., Давыдов А. Б., Зверева М. Л., Стафеев В. И., Цидильковский И. М. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1392—1396.
- [3] Цидильковский И. М., Арапов Ю. Г., Давыдов Ю. Г., Зверева М. Л. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 2. С. 80—82. ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 792—797.
- [4] Tsidilkovski I. M., Arapov Yu. G., Zvereva M. L., Brandt N. B., Kulbachinskii V. A., Gorbatyuk I. N., Elizarov A. I. // Phys. St. Sol. (b). 1988. V. 148. N 1. P. 197—204.
- [5] Аронзон Б. А., Копылов А. В., Мейлихов Е. З., Горбатюк И. Н., Раренко И. М., Тальянский Э. Б. // ЖЭТФ. 1985. Т. 89. В. 4 (7). С. 126—133.
- [6] Shayegan M., Goldman V. J., Drew H. D. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 8. P. 5585—5602.
- [7] Глузман Н. Г., Леринман Н. К., Сабирзянова Л. Д., Боднарук О. А., Горбатюк И. Н., Раренко И. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 1032—1037.
- [8] Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. В. 6. С. 2222—2231.
- [9] Велицкий В. И., Косарев В. В., Редько Н. А. // Тр. XXV Всес. совещ. по физике низких температур. Л., 1988. Ч. III. С. 186—187.
- [10] Адамс Е., Холстейн П. // Вопросы квантовой теории необратимых процессов. М., 1961. 365 с.