

Гальваномагнитные явления в твердых растворах $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$

© Р.И. Баширов, Р.Р. Баширов, В.А. Елизаров, А.Ю. Моллаев

Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук, 367003 Махачкала, Россия

(Получена 14 августа 1995 г. Принята к печати 3 июня 1996 г.)

Исследованы гальваномагнитные эффекты в высокоомогенных образцах твердых растворов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ бесщелевого и узкощелевого состава в стационарных и импульсных магнитных полях до 200 кЭ в области температур $1.8 \div 300$ К. Подтверждено магнетополярное происхождение аномальной зависимости коэффициента Холла от магнитного поля при гелиевых температурах. Смещение точки инверсии коэффициента Холла в магнитном поле согласуется с моделью связанного магнетополярона. Во всех образцах наблюдалось вымораживание дырок на акцепторные уровни при высоких магнитных полях.

К разбавленным магнитным полупроводникам проявляется повышенный интерес. Наиболее изученными из этого класса веществ являются твердые растворы марганец-ртуть-теллур (МРТ). Они образуют непрерывный ряд растворов замещения, у которых магнитные ионы марганца замещают ионы ртути в кристаллической решетке теллурида ртути. В магнитном поле обменное взаимодействие свободных носителей тока с d -электронами марганца приводит к перенормировке энергетического спектра электронов и дырок и к возникновению особенностей в полевых и температурных зависимостях кинетических коэффициентов. К настоящему времени гальваномагнитные эффекты в дырочных образцах МРТ бесщелевого и узкощелевого составов исследованы в работах [1–6] (см. также библ. [7]). Для решения ряда проблем физики полумагнитных полупроводников экспериментальных фактов недостаточно, при этом особенно важными представляются результаты измерений высококачественных образцов. Поэтому в настоящей работе особое внимание уделялось отбору гомогенных образцов.

Исследуемые образцы вырезались из цельных монокристаллических блоков, шлифовались, травились бутиловым спиртом (95%) с добавкой брома (5%), затем промывались изобутиловым спиртом и дистиллированной водой. Точечные контакты подпаивались индием. Степень однородности по составу определялась на рентгеновском микроанализаторе по измерениям распределения марганца. Отобранные таким способом образцы исследовались на однородность электрических параметров по длине, на симметричность кривых полевых зависимостей магнетосопротивления и холловского напряжения при двух противоположных направлениях тока и магнитного поля в интервале температур $4.2 \div 300$ К. Совокупность таких данных позволила отобрать для измерений однородные образцы.

Измерения велись в стационарных (до 20 кЭ) и импульсных (до 200 кЭ) магнитных полях при непосредственной записи зависимостей напряжений от магнитного поля. В стационарных магнитных полях

исследовались образцы размером $10 \times 4 \times 0.6$ мм³, а в импульсных полях — $6 \times 0.9 \times 0.4$ мм³.

В таблице приведены основные характеристики исследованных образцов. По характеру полевой зависимости и знаку постоянной Холла их можно разбить на две группы. Образцы, у которых коэффициент Холла R в области гелиевых температур положителен и убывает по величине с ростом напряженности магнитного поля, оставались положительными в исследованной области магнитных полей. К ним относятся образцы 4–6.

На рис. 1 представлены результаты измерений для образца 5. Из зависимости $R(H)$ следует, что при температурах $T < 6$ К эффект Холла полностью обусловлен дырками и уровень Ферми расположен в валентной зоне. С ростом магнитного поля и температуры коэффициент Холла уменьшается и при больших магнитных полях стремится к значению

$$R_{\infty} = [e(N_A - N_D)]^{-1}.$$

Когда в проводимости участвуют как дырки, так и электроны и при этом $\mu_n \gg \mu_p$ (μ_n, μ_p — подвижности электронов и дырок), с ростом магнитного поля достигается область магнитных полей, где $\gamma_n \gg 1$, но $\gamma_p \ll 1$ ($\gamma_n = \mu_n H, \gamma_p = \mu_p H$). В этой области $\sigma_{xy}^{(n)}$ убывает пропорционально $1/H$, а $\sigma_{xy}^{(p)}$ растет пропорционально H ($\sigma_{xy}^{(n)}, \sigma_{xy}^{(p)}$ — компоненты тензоров проводимости для электронов и дырок соответственно).

Основные параметры исследованных образцов $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ при температуре 4.2 К

№ образца	Состав, x	$(R_0 e)^{-1}, \text{см}^{-3}$	$ R_0 \sigma, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$
1	0.080	$1.6 \cdot 10^{15}$	270000
2	0.076	$4.8 \cdot 10^{15}$	162000
3	0.066	$2.2 \cdot 10^{15}$	24000
4	0.049	$3.0 \cdot 10^{17}$	1620
5	0.057	$1.2 \cdot 10^{16}$	7700
6	0.040	$2.3 \cdot 10^{16}$	2630

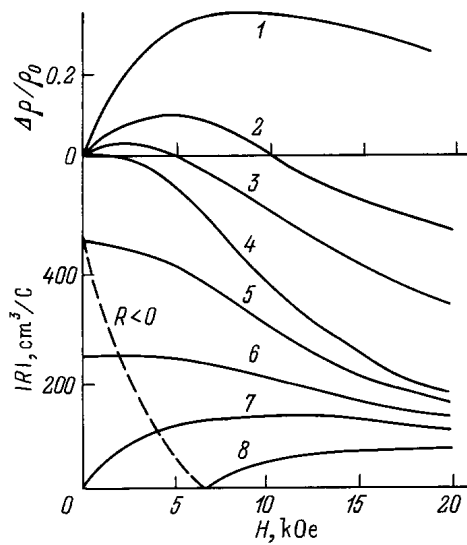


Рис. 1. Образец 5 (см. таблицу). Зависимости поперечного магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ (1-4) и коэффициента Холла R (5-8) от магнитного поля при температуре T , К: 1, 8 — 20; 2, 7 — 10; 3, 6 — 6; 4, 5 — 4.2.

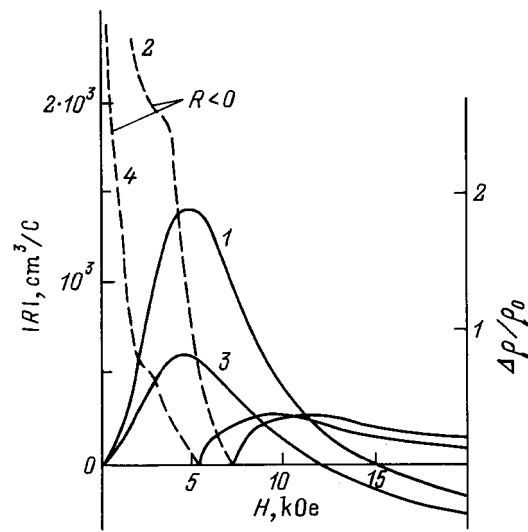


Рис. 2. Образец 3 (см. таблицу). Зависимости поперечного магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho_0$ (1, 3) и коэффициента Холла R (2, 4) от магнитного поля при температуре T , К: 1, 2 — 1.8; 3, 4 — 4.2

но), и в результате в некотором магнитном поле H_i величина σ_{xy} , так же как и коэффициент Холла, обращаются в 0. Поле H_i , согласно выражению (А.11) из работы [8], определяется равенством

$$H_i = (1/\mu_p)(n/p)^{1/2}, \quad (1)$$

где n, p — концентрации электронов и дырок. Вклад электронов в эффект Холла проявляется при приближении температуры к 10 К, в слабых магнитных полях наблюдается инверсия знака эдс Холла. С ростом температуры вклад электронов в эффект Холла возрастает, точка инверсии знака коэффициента Холла смещается к более высоким магнитным полям вследствие возрастания концентрации электронов.

Уменьшение коэффициента Холла с ростом магнитного поля при гелиевых температурах принято называть аномальным эффектом, характерным для МРТ. Имеется несколько объяснений этого эффекта, но в настоящее время предпочтительным является следующее объяснение [4]. В результате обменного взаимодействия свободных носителей заряда с локализованными магнитными моментами Mn^{++} возникают состояния связанного магнитного полярона. В этой модели концентрация свободных дырок растет с ростом магнитного поля, и этот рост особенно заметен при низких температурах. В описанной модели концентрация дырок может быть определена из соотношения $p = (eR_0)^{-1}$, а $\mu_p = \sigma R_0$, где R_0 — коэффициент Холла при $H \rightarrow 0$. Для образца 5 эти значения при $T = 1.8\text{ К}$ составляют $p = 10^{16}\text{ см}^{-3}$, $\mu_p = 7800\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, а при $T = 4.2\text{ К}$ — приведены в таблице. Отметим, что значения подвижности и концентрации для этого образца хорошо ложатся на

теоретическую зависимость (см. [3], рис. 5) подвижности дырок μ_p от концентрации рассеивающих центров при рассеянии на ионах примеси, если считать, что в образце 5 реализуется модель некомпенсированного полупроводника. В исследованных образцах 4-6 при понижении температуры от 4.2 до 1.8 К наблюдается связывание дырок магнитным поляроном, причем "разрушение" магнитного полярона происходит при более высоких магнитных полях. Например, в образце 4 это происходит при $H > 7\text{ кЭ}$, а в образце 6 при $H > 5\text{ кЭ}$. До этих магнитных полей коэффициент Холла не зависит от магнитного поля, а на зависимостях поперечного магнетосопротивления от магнитного поля появляется область обычного положительного магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho_0 > 0$. Это экспериментальные данные соответствуют модели связанного магнитного полярона [4].

Обратимся к экспериментальным данным для образцов, у которых при гелиевых температурах коэффициент Холла в слабых магнитных полях отрицателен, а в сильных магнитных полях положителен; к ним относятся данные для образцов 1-3. На рис. 2 представлены результаты для образца 3 (см. таблицу). Из зависимости коэффициента Холла от магнитного поля $R(H)$ следует, что в проводимости участвуют электроны и дырки. При гелиевых температурах в слабых магнитных полях постоянная Холла имеет отрицательный знак. Для этого образца $n = (eR_0)^{-1} = 8.7 \cdot 10^4\text{ см}^{-3}$, $\mu_n = \sigma R_0 = 8 \cdot 10^4\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 1.8\text{ К}$. При изменении температуры выше и ниже интервала 4.2 ÷ 6 К точка инверсии знака коэффициента Холла смещается по шкале магнитного поля к более

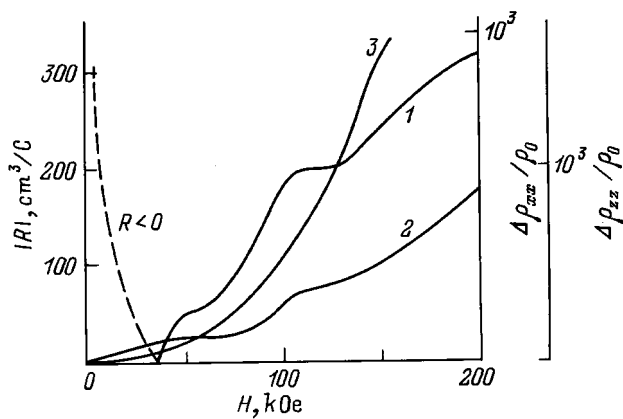


Рис. 3. Образец 1 (см. таблицу). Зависимости коэффициента Холла R (1), продольного (2) и поперечного (3) магнетосопротивлений от магнитного поля при 4.2 К.

высоким полям из-за изменения соотношения электронного и дырочного вкладов в проводимость, т.е. в соответствии с формулой (1). Если при $T > 6$ К это связано с увеличением концентрации свободных электронов, то при понижении температуры от 4.2 до 1.8 К дырки связываются, концентрация свободных дырок уменьшается и переход H_i также смещается к более сильным магнитным полям. Максимум на кривой поперечного магнетосопротивления также объясняется тем, что вклад в проводимость свободных дырок изменяется с магнитным полем. При $H > H_i$ электроны выключены из процесса проводимости, концентрация же дырок увеличивается вследствие разрушения магнитным полем состояния связанного полярона. Для узкощелевого МРТ (образец 2) максимум поперечного магнетосопротивления расположен при магнитном поле $H = 6$ кЭ, соответствующем инверсии коэффициента Холла. Максимум продольного магнетосопротивления смещен к более сильным полям $H = 10$ кЭ.

Наиболее существенно магнитное вымораживание в образце 1 с составом, близким к переходу от бесщелевого к узкощелевому материалу (рис. 3). В этом образце область магнитных полей $H < 40$ кЭ, где проводимость осуществляется в основном электронами, сменяется при $H > 40$ кЭ областью, где проводимость реализуется дырками, а при более высоких магнитных полях — областью вымораживания, причем наблюдается резкое, примерно в тысячу раз, увеличение магнетосопротивления.

Во всех исследованных образцах при высоких магнитных полях наблюдается вымораживание дырок на акцепторные уровни, хотя в работе [4] вымораживание дырок наблюдалось лишь в образцах, где преобладал электронный вклад в проводимость.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 94-02-03910).

Список литературы

- [1] А.Б. Давыдов, Б.Б. Поникагов, И.М. Цидильковский. ФТП, **15**, 881 (1991).
- [2] Н.Б. Брандт, В.В. Мошалоков, А.О. Орлов, Л. Скрбек, И.М. Цидильковский, С.М. Чудинов. ЖЭТФ, **84**, 1059 (1983).
- [3] А.В. Германенко, Л.П. Зверев, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут, Н.П. Гавалешко, В.М. Фрасуняк. ФТТ, **26**, 1754 (1984).
- [4] А.В. Германенко, Л.П. Зверев, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. ФТТ, **27**, 1857 (1985).
- [5] А.В. Германенко, Л.П. Зверев, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков, О.Э. Рут. ФТП, **20**, 80 (1986).
- [6] А.В. Германенко, В.В. Кружаев, Г.М. Миньков. ФТП, **20**, 141 (1986).
- [7] Я. Фурдина, Я. Косут. Полумангнитные полупроводники (М., Мир, 1992).
- [8] И.М. Цидильковский, Г.И. Харус, Н.Г. Шелушина. Примесные состояния и явления переноса в бесщелевых полупроводниках (Свердловск, УНЦ АН СССР, 1987).

Редактор Т.П. Полянская

Galvanomagnetic Phenomena in p -Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te solid solutions

R.I. Bashirov, R.R. Bashirov, V.A. Elizarov, A.Yu Mollaev

Kh. I. Amirkhanov Institute of Physics,
Russian Academy of Sciences,
367003 Makhachkala, Russia

Abstract Galvanomagnetic effects of homogeneous samples of p -Hg $_{1-x}$ Mn $_x$ Te solid solutions have been investigated at stationary and pulse magnetic fields up to 200 kOe in the range of temperatures 1.8 ÷ 300 K. Magneto-polar origin of anomalous dependences of Hall coefficient on magnetic field at helium temperatures was corroborated. The shift of the Hall coefficient inverse point agrees with the model of bonded magnetopolaron. Freezing of holes to acceptor levels at high magnetic fields was observed for all samples.