

мость параметра электрон-фононного увлечения $\delta \sim v_{pd}/v_{pe}$ [3] и параметра энергетического взаимодействия электронов с фононами P , приводящая при сильном отрыве T_e от T_p к необходимости учета энергетического взаимодействия электронов с фононами либо рассеяния фононов на дефектах, что также уменьшает аномальность температурного поля носителей тока.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность Ю. Г. Гуревичу за интерес к работе и полезные дискуссии.

Л и т е р а т у р а

- [1] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. — Письма ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 7, с. 281—283.
- [2] Басс Ф. Г., Бочков В. С., Гуревич Ю. Г. Электроны и фононы в ограниченных полупроводниках. М., 1984. 297 с.
- [3] Бочков А. В., Гуревич Ю. Г., Машкевич О. Л. — ФТП, 1986, т. 20, в. 3, с. 572—574.

Харьковский государственный университет им. А. М. Горького

Получено 13.07.1987
Принято к печати 6.11.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ И ТЕРМОЭДС ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ $\text{PbTe}_{1-x}\text{S}_x$

Лашкарев Г. В., Бродовой А. В., Радченко М. В., Демин В. Н.,
Гаськов А. М.

Повышенный интерес исследователей к полупроводниковым твердым растворам на основе соединений $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ вызван рядом причин. С одной стороны, эти вещества представляют собой перспективные материалы для электронной техники [1], что обуславливает их значительную практическую ценность. С другой стороны, узкощелевые полупроводники обладают уникальными свойствами: сильной зависимостью щели E_g от состава и температуры, большой статической диэлектрической проницаемостью, смягчением фононного спектра, наличием структурных фазовых переходов, обязанных электрон-фононному и диполь-дипольному взаимодействию, комплекс которых делает чрезвычайно интересными исследования их физических свойств.

Настоящая работа посвящена исследованиям магнитной восприимчивости (МВ) χ и термоэдс α малоизученных в настоящее время узкощелевых полупроводников $\text{PbTe}_{1-x}\text{S}_x$ ($x=0.05$). Методики измерения χ и α описаны в [2, 3].

Образцы твердых растворов $\text{PbTe}_{1-x}\text{S}_x$ получены из монокристаллов, выращенных из пара по механизму пар—жидкость—кристалл [4]. Содержание кислорода в них не превышало 10^{-4} мас % [5]. Плотность дислокаций составила $(1 \div 2) \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$. Кристаллы разрезали на шайбы толщиной 1—2 мм в направлении $\langle 100 \rangle$. Для получения образцов с различной концентрацией носителей n - и p -типа шайбы отжигали в условиях равновесия кристалл—пар.

Приведены измерения МВ на пяти образцах $\text{PbTe}_{1-x}\text{S}_x$ ($x=0.05$) в диапазоне температур $4.2 \div 300 \text{ К}$. На рис. 1 представлена типичная экспериментальная зависимость $\chi(T)$ для образцов с концентрацией носителей тока $\sim 8.0 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Кривые $\chi(T)$ для кристаллов n - и p -типа имеют качественное сходство. МВ во всем диапазоне температур диамагнитна. При $T \leq 40 \text{ К}$ наблюдаются изменение знака $\partial\chi/\partial T$ и слабый рост парамагнетизма. Исследования МВ, выполненные на монокристаллах PbTe , не обнаружили появления парамагнетизма в области $T \leq 40 \text{ К}$.

В работах [6, 7] высказано предположение о появлении структурного фазового перехода (СФП) в этих соединениях. По мнению авторов, СФП связан с неустойчивостью ионов S в узле (аналогично примеси Ge в PbTe [8]). Температура перехода T_c существенно зависит от состава твердого раствора (для $\text{PbTe}_{0.95}\text{S}_{0.05}$ $T_c=40$ К). СФП приводит к существенной перестройке зонного спектра и изменению температурного коэффициента E_g ($\partial E_g/\partial T < 0$ при $T < T_c$) [6].

Мы провели расчет $\chi(T)$ по формулам, полученным в работе [9], с использованием параметров $P_{\perp, \parallel}, m_{\parallel, \perp}^+, g_{\parallel, \perp}^+$ для PbTe. Принималось, что $E_g = (0.2 + 4.1) \cdot 10^{-4}$ Т для $T > T_c$ и $E_g = (0.2 - 1.0) \cdot 10^{-4}$ Т для $T < T_c$ [6].

Теория удовлетворительно описывает эксперимент со значением параметра теории $\chi_{\text{рег}} = -30 \cdot 10^{-8}$ см³/г. Подбор $\chi_{\text{рег}}$ производили, используя алгоритм минимизации относительного отклонения расчетных точек для всех измеренных экспериментальных кривых. Сравнение экспериментальных и теоретических температурных зависимостей МВ показало, что параметры зонной структуры

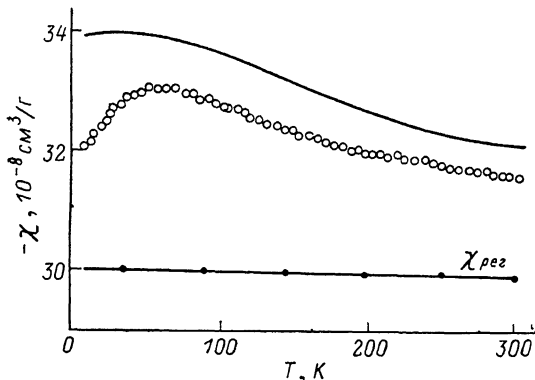


Рис. 1. Типичная температурная зависимость МВ $\text{PbTe}_{0.95}\text{S}_{0.05}$. Сплошная линия — теория.

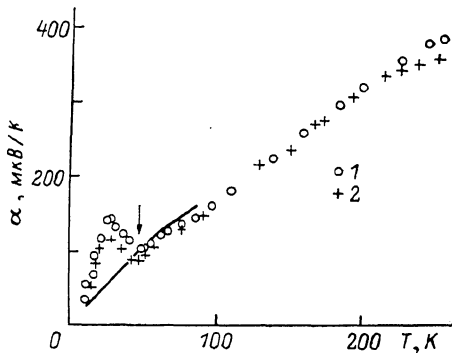


Рис. 2. Типичная температурная зависимость термоэдс $\text{PbTe}_{0.95}\text{S}_{0.05}$. Сплошная линия — теория. $p \cdot 10^{-17}$, см⁻³: 1 — 9, 2 — 6.8.

$\text{PbTe}_{0.95}\text{S}_{0.05}$ и PbTe практически совпадают. По-видимому, небольшой ион серы при $x=0.05$ слабо влияет на зонный спектр твердого раствора PbTe. Отметим, что мы не наблюдали в $\text{PbTe}_{0.95}\text{S}_{0.05}$ характерных для СФП особенностей МВ [10]. Несмотря на то что температура максимума МВ близка к T_c , экспериментальная зависимость $\chi(T)$ в области $T \leq 40$ К не может быть объяснена изменением E_g , приведенным в [6].

На рис. 2 показаны типичные экспериментальные результаты $\alpha(T)$ для $\text{PbTe}_{1-x}\text{S}_x$ состава $x=0.05$. Видно, что на зависимости $\alpha(T)$ обнаруживается ярко выраженный максимум, следующий за минимумом. Изменение концентрации НТ в пределах $(1.7 \div 30) \cdot 10^{17}$ см⁻³ не приводит к температурному сдвигу характерной особенности на $\alpha(T)$, как это наблюдалось для $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ [10]. Аналогичные максимумы на зависимостях $\alpha(T)$ наблюдались нами ранее в $\text{Pb}_{1-x}\text{Ge}_x\text{Te}$, где положение аномалии $\alpha(T)$ совпадало с температурой СФП, определенной другими методами [8].

Особенность $\alpha(T)$ может быть связана как с изменением E_g [6], так и с появлением аномального рассеяния, вызванного флуктуациями потенциала при возникновении дипольных моментов, индуцированных нецентральной примесью серы.

Нами выполнен расчет $\alpha(T)$ согласно выражению, приведенному в [11], с учетом сложной зависимости $E_g(T)$ [6] при рассеянии носителей тока на короткодействующем потенциале вакансий (рис. 2). Сравнение теоретических и экспериментальных кривых показало, что аномалии α в основном обусловлены дополнительным рассеянием, вызванным поляризованными дефектами, обусловленными нецентральными ионами серы в узле решетки. В пользу этого

свидетельствует и тот факт, что МВ не имеет особенности в области аномального рассеяния, так как она не связана с процессами переноса заряда.

Нами проведены исследования однородности образцов с помощью оже-микронзонда ДЖАМЦ-10С при комнатной температуре. Неоднородности состава по сере составляют $\sim 60\%$. В таких неоднородных системах взаимодействие между диполями обуславливает переход в состояние дипольного стекла и не связано с перестройкой зонного спектра.

Рост парамагнетизма при $T \leq 40$ К (рис. 1) можно связать с дипольными примесями (нецентральными атомами серы), которые поляризуют решетку [12] и увеличивают парамагнетизм Ван-Флека. Следует отметить сильную неустойчивость амплитуды и ширины пика α в области аномального рассеяния.

Таким образом, имеющиеся в нашем распоряжении экспериментальные факты свидетельствуют в пользу того, что аномалии α и МВ в $\text{RbTe}_{0.95}\text{S}_{0.05}$ обязаны диполь-дипольному взаимодействию, возникающему вследствие нецентральности иона серы. При $T \leq 40$ К образуется фаза дипольного стекла.

Л и т е р а т у р а

- [1] Harman T., Melngailis J. — In: Appl. Sol. St. Sci. / Ed. by R. Wolfe, N. Jersey. USA, 1974, p. 1.
- [2] Lashkarev G. V., Migley D. F., Shevchenko A. O. — Phys. St. Sol. (b), 1974, v. 63, p. 663.
- [3] Лашкарев Г. В., Радченко М. В., Орлецкий В. Б., Слынько Е. И., Старик П. И. — ФТП, 1980, т. 14, в. 3, с. 490—495.
- [4] Демин В. П., Букреева И. Г., Гаськов А. М., Зломанов В. П., Новоселов А. В. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1986, т. 22, в. 1, с. 33—35.
- [5] Богданов А. А. — В кн.: Тез. докл. VII Всес. конф. по методам получения и анализа высокочистых веществ. Горький, 1985, с. 25.
- [6] Абдуллин Х. А., Лебедев А. И., Гаськов А. М., Демин В. Н., Зломанов В. П. — Письма ЖЭТФ, 1984, т. 40, в. 6, с. 229—231.
- [7] Абдуллин Х. А., Демин В. Н., Лебедев А. И. — ФТТ, 1986, т. 28, в. 4, с. 1020—1025.
- [8] Вугмейстер Б. Е., Глинчук К. Д. — УФН, 1985, т. 146, в. 3, с. 459—493.
- [9] Фальковский Л. А., Бродовой А. В., Лашкарев Г. В. — ЖЭТФ, 1981, т. 80, в. 1, с. 334—348.
- [10] Багинский В. М., Кикодзе Р. О., Лашкарев Г. В., Радченко М. В. — Препринт ИФ АН УССР, № 16. Киев, 1978. 16 с.
- [11] Lashkarev G. V., Baginski V. M., Kikodze R. O., Radchenko M. V. — In: Physics of Semiconductors. Conf. Ser. N 43 / Ed. by B. Wilson. Bristol—London, p. 596—600.
- [12] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. Спиновые стекла. М., 1984. 264 с.

Институт проблем материаловедения
АН УССР
Киев

Получено 5.08.1987
Принято к печати 16.11.1987

ФТП, том 22, вып. 4, 1988

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В СВЕРХРЕШЕТКЕ МНОГОДОЛИННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА, ОБРАЗОВАННОЙ КОГЕРЕНТНЫМИ ВОЛНАМИ

Дыкман И. М., Томчук П. М.

В предыдущей работе [1] рассматривался многодолинный полупроводник донорного типа с практически полностью ионизованными при температуре T_0 донорными уровнями. Было показано, что освещение такого полупроводника когерентными лучами с частотой ω , меньшей ϵ_g/\hbar (ϵ_g — ширина запрещенной зоны), но много большей T_0/\hbar , не изменяя средней концентрации электронов проводимости (задаваемой равномерно распределенной концентрацией доноров), нагревает их и перераспределяет по объему и между долинами. При таком перераспределении образуются весьма совершенные сверхрешетки электронной кон-