

УДК 621.315.592

©1993

ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ ТИПА Ge_{1-x}Te И Cu_{2-x}Se В ОБЛАСТИ $\lambda - a$

М.А. Коржуев

Анализируются причины аномального уменьшения холловского фактора A , наблюдаемого в термоэлектрических материалах типа Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se в области высоких температур. Указанная особенность связывается в работе с происходящим в образцах при повышении температуры переходом $\lambda - a$ (где λ — средняя длина свободного пробега носителей тока, a — межатомное расстояние).

Среднетемпературные термоэлектрические материалы — теллурид германия Ge_{1-x}Te и селенид меди Cu_{2-x}Se — представляют собой самолегирующиеся нестехиометрические вырожденные полупроводниковые соединения p -типа с полуметаллическим характером проводимости (величина параметра $k_F a = 0.34 \div 1.45$ и $0.4-1.2$ соответственно, здесь k_F — импульс Ферми, $a \sim 3 \cdot 10^{-8}$ см — период решетки). Кристаллическая решетка соединений неустойчива — при нагреве сплавы Ge_{1-x}Te испытывают полиморфные переходы сегнетоэлектрического (антисегнетоэлектрического) типа $\alpha(\gamma) \rightarrow \beta$ ($T_c = 630 \div 700$ K), а сплавы Cu_{2-x}Se — суперионный фазовый переход $\alpha \rightarrow (\beta)$ ($T_c = 291 \div 430$ K) [1-4].

Температурные и концентрационные зависимости коэффициента Холла R , измеренного в слабом магнитном поле ($\omega_c \tau \ll 1$)

$$R = A/en(p), \quad (1)$$

где A — холловский фактор ($A < 0$ для дырок, $A > 0$ для электронов), $n(p)$ — концентрация электронов (дырок), $\omega_c = eH/m_c c$ — циклотронная частота, H — напряженность магнитного поля, m_c — эффективная масса проводимости, c — скорость света, τ — время релаксации, e — элементарный заряд, были исследованы ранее для $p\text{-Ge}_{1-x}\text{Te}$ [1,2] и $p\text{-Cu}_{2-x}\text{Se}$ [3-5] в широком интервале температур и составов. Наблюдали ряд особенностей $R(T, x)$, связанных с изменением положения фазовых границ $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Te}$ и $\text{Cu}/\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$, фазовыми переходами между полиморфными модификациями и при температуре плавления соединений ($T_m = 998$ и 1421 K соответственно) [1-6].

Общим для указанных материалов являлось аномальное (не соответствующее сильному фермиевскому вырождению образцов) уменьшение R в твердом состоянии при нагреве и переходе в высокотемпературную β -фазу, которое до настоящего времени не имеет четкого и убедительного толкования [1,2,4,5].

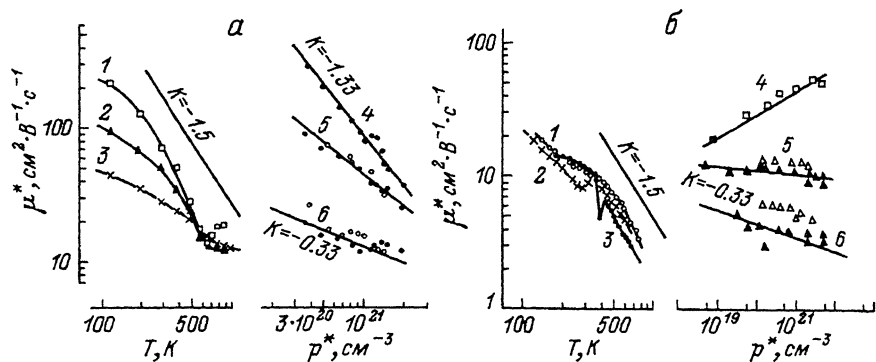


Рис. 1. Температурные (1-3) и концентрационные (4-6) зависимости холловской подвижности μ^* образцов Ge_{1-x}Te (а) и Cu_{2-x}Se (б) [2,5].

x : 1 — 0, 2 — 0.012, 3 — 0.04 (а); 1 — 0.1, 2 — 0.23, 3 — 0.01 (б).
 T (К): 4 — 4.2, 5 — 300, 6 — 750 (а); 4 — 4.2, 5 — 300, 6 — 700 (б).

Рядом авторов были сделаны попытки связать указанную аномалию с развитием собственной проводимости и возможным ростом концентрации дырок p в образцах при нагреве [2]. В работах [1,4] показано, что уменьшение R в образцах Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se в области высоких температур не связано с развитием собственной проводимости или ростом p , поскольку весьма чувствительные к указанным факторам термоэдс α и поперечный эффект Нернста-Эттингсгаузена Q_{\perp} не испытывали подобного рода аномалий. Было высказано предположение, что аномальное поведение R объясняется уменьшением холловского фактора A с ростом температуры вследствие усложнения формы поверхности Ферми кристаллов с ростом энергии и появления отростков и перемычек между экстремумами с участками противоположной кривизны (как p -, так и n -типа) [1,4].

Вывод авторов [1,4] о связи спада R с уменьшением A в образцах Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se при высокой температуре является в настоящее время общепринятым [2,5]. В то же время причина аномального уменьшения A не может считаться окончательно установленной [5]. Действительно, согласно [1,4], неравенство $|A| < 1$ должно усиливаться с ростом p по мере заполнения валентной зоны соединений, что противоречит эксперименту [2,4]. Кроме того, при существенном различии топологии поверхностей Ферми Ge_{1-x}Te (L -экстремумы) и Cu_{2-x}Se (Γ -экстремум) трудно ожидать подобного поведения параметра A в указанных материалах [5].

В [5] отмечалось, что общим для исследованных термоэлектрических материалов является низкая подвижность дырок при высоких температурах ($\mu \lesssim 10 \text{ cm}^2/\text{c}$) (рис. 1), связанная с сильным разупорядочением кристаллических решеток высокотемпературных параэлектрической и суперионной β -фаз соединений, так что кинетические эффекты в образцах в области высоких температур могут развиваться при условии $\lambda \rightarrow a$, где $a \sim 3 \text{ \AA}$,

$$\lambda = v\tau = (2E_F/m_d)^{1/2} m_c \mu / e. \quad (2)$$

Здесь v и τ — скорость и среднее по энергии время релаксации дырок, E_F — энергия Ферми, μ — подвижность, m_c и m_d — эффективные массы проводимости и плотности состояний соответственно.

Условие $\lambda \rightarrow a$ соответствует переходу от проводимости по зоне с скачковому механизму проводимости. При этом коэффициент Холла R может иметь значения менее $R_0 = 1/ep$, отвечающие приближению свободных электронов ($A = 1$) [7], а при $\lambda \sim a$ и сильном рассеянии ($\mu \sim 0.2 \text{ см}^2/\text{с}$) даже изменить знак [8,9]. Меняется характер взаимодействия электронных носителей тока с внешним магнитным полем H от непосредственного, через силу Лоренца, к опосредованному, через влияние магнитного поля на движение ядер или ионов [8]. При $\lambda \rightarrow a$ кинетическое уравнение Больцмана больше неприменимо, а использование соотношений зонной теории наталкивается на трудности, связанные с действием принципа неопределенности Гейзенберга

$$\Delta E \sim \hbar/\tau, \quad (3)$$

где ΔE — неопределенность энергии, τ — время релаксации носителей заряда [10–12].

Из (3) следует, в частности, что при $\Delta E/E_F \gtrsim 1$ понятие поверхности Ферми материала теряет смысл [10], при $\Delta E/W \gtrsim 1$ (W — ширина зоны) становится неопределенным понятие энергетической зоны [11]. Поскольку условие $\Delta E/E_F \sim 1$ эквивалентно выражению [9,11]

$$k_F \lambda \sim 1 \quad (4)$$

и $k_F \lambda = (k_F a)(\lambda/a)$, то условия (3) и (4) могут достигаться с ростом температуры как позже (случай металлов, $k_F a \gg 1$), так и ранее условия $\lambda \sim a$ (случай полупроводников, $k_F a \ll 1$). В последнем случае понятие длины свободного пробега в области $\lambda \sim a$ теряет смысл. Для исследованных в работе полуметаллических образцов Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se величина $k_F a \sim 1$, так что условия (3) и (4) будут достигаться практически одновременно с условием $\lambda \sim a$.

Согласно оценкам [5], при $m_c \sim m_d$ условие $\lambda \sim a$ выполняется при величине подвижности дырок в образцах Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se $\mu < 1 \div 3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, что соответствует области существования жидкой фазы $T \geq T_m$ [3,6].

В настоящей работе замечено, что учет существенного различия эффективных масс $m_d/m_c \sim 10$ в исследованных термоэлектрических материалах (вследствие многоэллипсоидальности и несферичности [13,14]) увеличивает соответствующие оценочные значения подвижности μ до $10\text{--}30 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, которые наблюдаются в твердой фазе уже при комнатной температуре (рис. 1) [2,5].

1. Оценки величин λ и ΔE

Величину m_d находили методом термоэдс исходя из измеренных значений термоэдс α и концентрации носителей тока $p = A/Re$ [7]. Величину m_c определяли из спектров ИК-отражения в области плазменного минимума [13]. Коэффициент отражения R измеряли на ИК-Фурье-спектрометре IFS 88 фирмы «Bruker» (рабочий диапазон длин волн $\lambda = 0.25 \div 500 \text{ мкм}$) при близком к нормальному ($\sim 11^\circ$) падении света с

угловой поляризацией. Перед измерениями поверхность образцов шлифовали до зеркального блеска с помощью водной суспензии окиси хрома.

Плазменные минимумы отражения наблюдали в диапазоне длин волн $\lambda = 1 \div 5$ мкм, глубина и положение минимумов изменялись в зависимости от состава сплавов.

Величину m_c рассчитывали для случая простой зоны с одним типом носителей в предположении независимости времени релаксации от энергии ($\langle \tau^2 \rangle = \langle \tau^2 \rangle$) [13]. В качестве первого приближения при расчетах использовали значение

$$m_c = e^2 p \lambda_{\min}^2 / \pi c^2 \varepsilon, \quad (5)$$

где λ_{\min} — длина волны, при которой наблюдается плазменный минимум; ε — оптическая диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon = 37.5$ для Ge_{1-x}Te [1], $\varepsilon = 11.6$ для Cu_{2-x}Se [11].

Для образцов с высокой подвижностью $\mu \gtrsim 10^4$ см²/В · с приближение (5) практически совпадает с точным значением m_c для сильнолегированных образцов с низкой подвижностью, исследованных в настоящей работе, $\lambda_{\min} < \lambda_p$, где λ_p — истинная резонансная длина волны. Соответственно значения m_c , определенные по формуле (5), оказывались заниженными и требовали уточнения [13].

Уточнение величин m_c в работе производили путем решения на ЭВМ методом итераций уравнения Лайдена [14]

$$m^3 + ABCm^2 + ADC^2m + AC^3 = 0, \quad (6)$$

где

$$A = 1/4\varepsilon(\varepsilon - 1)^2(1 + 3\Omega_0^2),$$

$$B = (\varepsilon - 1)(3\varepsilon - 1) [8\Omega_0^2 + 5 + (1/\Omega_0^2)],$$

$$C = 4\pi e^2 p(n)/m_0 \omega_{\min}^2,$$

$$D = 2(3\varepsilon - 2) (1 + 2\Omega_0^2),$$

$$m = m_c/m_0, \quad \Omega_0 = \omega_{\min} \langle \tau \rangle, \quad \omega = 2\pi c/\lambda, \quad \langle \tau \rangle = \mu m_c/e,$$

$\mu = R\sigma/A$ — подвижность носителей тока, m_0 — масса свободного электрона. Точность определения m_d составляла $\sim 5\%$, m_c — $\lesssim 10 \div 15\%$ [13].

На рис. 2 приведены полученные значения m_d/m_c и m_d/m_0 в зависимости от холловской концентрации носителей тока в образцах Ge_{1-x}Te (кривые 1,4) и Cu_{2-x}Se (кривые 2,3). Из этого рисунка видно, что величина параметра m_d/m_c в исследованных образцах достигает значительной величины (~ 10 и более) и изменяется при изменении состава образцов.

На рис. 3 показаны температурные зависимости холловского фактора A (кривые 1,2) образцов Ge_{1-x}Te (а) и Cu_{2-x}Se (б) различного состава, лежащих вблизи насыщенных металлом и халькогеном границ области гомогенности соединений. Величину A определяли с точностью $\sim 10\%$ по зависимостям $R(T)$ [1,5] путем сравнения холловской концентрации носителей тока с рассчитанной в предположении, что каждая нестехиометрическая вакансия Ge дает две дырки в валентную зону Ge_{1-x}Te , каждая нестехиометрическая вакансия Cu — одну дырку в валентную зону Cu_{2-x}Se ,

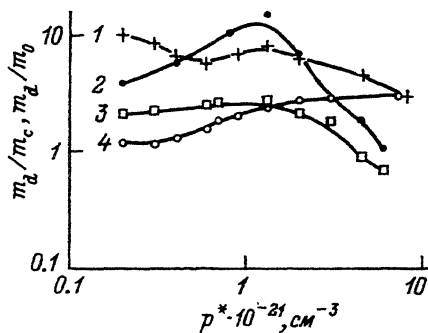


Рис. 2. Зависимости эффективных масс m_d/m_c (1,2) и m_d/m_0 (3,4) от холловской концентрации носителей тока p^* в образцах Ge_{1-x}Te (1,4) и Cu_{2-x}Se (2,3). $T = 300$ К.

а величина p не меняется с температурой вследствие сильного фермиевского вырождения образцов. На рис. 3 приведены также результаты оценки параметра неопределенности энергии $\Delta E/E_F$ по формуле (3) с учетом найденного экспериментально для Cu_{2-x}Se уменьшения m_d/m_c с ростом температуры ($\sim 0.0025 \text{ K}^{-1}$) [14] и в предположении $m_d/m_c = f(T) - \text{const}$, принятом для Ge_{1-x}Te (кривые 3,4). Энергию Ферми $E_F \sim -0.1 \div 0.6$ эВ, отсчитанную от края валентной зоны, определяли методом термоэдс в приближении стандартной зоны ($T = 300$ К) (рис. 3) [7].

Из рис. 3, а, б видно, что параметр $\Delta E/E_F$ в образцах имеет значительную величину уже при $T = 100 \div 300$ К и дополнительно возрастает по мере роста температуры. По достижении условия $\Delta E/E_F \sim 1$ величина холловского фактора образцов уменьшается по абсолютной величине относительно значения $|A| = 1$. Для образцов Ge_{1-x}Te с $x = 0.015$ эффект начинал проявляться при температуре $T \sim T_c$ (а, кривые 2,4), для образца с $x = 0.04$ — при $T < T_c$ (а, кривые 1,3), для образца Cu_{2-x}Se с $x = 0.01$ — уже при комнатной температуре (б, кривые 1,3). Для образца Cu_{2-x}Se с $x = 0.23$ наблюдали соотношения $\Delta E/E_F \ll 1$. При этом $|A| \sim 1$ и $R(T) = \text{const}$ во всей области существования твердой фазы (за исключением района T_c ; рис. 3, б, кривые 2,4), что связано с резким ростом E_F в области больших p^* и со смешанным механизмом рассеяния дырок на акустических фононах и экранированном кулоновском потенциале вакан-

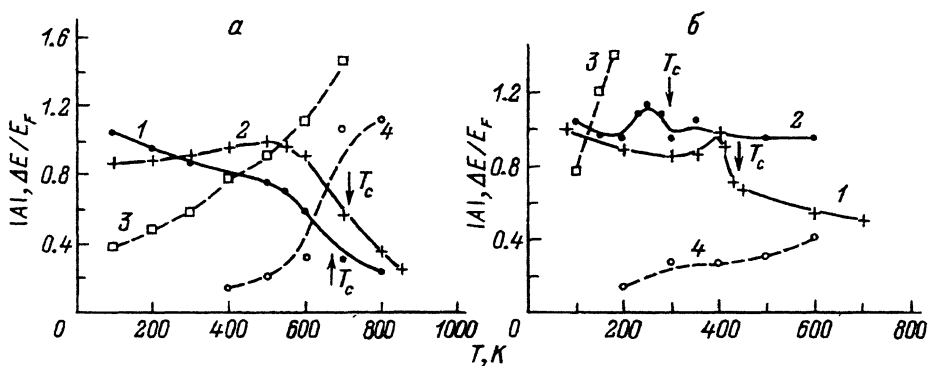


Рис. 3. Температурные зависимости холловского фактора $|A|$ (1,2) и параметра неопределенности энергии $\Delta E/E_F$ (3,4) образцов Ge_{1-x}Te (а) и Cu_{2-x}Se (б).

x : 1,3 — 0.04; 2,4 — 0.015 (а); 1,3 — 0.01; 2,4 — 0.23 (б).

сий меди, приводящим к слабому изменению μ при увеличении x и p в области температур $T \gtrsim 300$ К (рис. 1) [5].

В Ge_{1-x}Te в области температур $T \gtrsim 300$ К доминирует акустический механизм рассеяния дырок, ведущий к уменьшению μ (рис. 1) и сохранению режима $\Delta E/E_F \sim 1$ и $A < 1$ с ростом x и p . В результате для всех образцов Ge_{1-x}Te наблюдали уменьшение коэффициента Холла R в области высоких температур [1,2]. Режим $R(T) = \text{const}$ в Ge_{1-x}Te ранее наблюдали только для ряда образцов, легированных 1.5 ат.% Bi, где рассеяние на кулоновских компонентах потенциала ионов примеси и вакансий Ge в области больших x и p также, видимо, оказывалось существенным [15].

Из рис. 3 следует, что в соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга (3) понятие «сложной формы поверхности Ферми» можно использовать для Ge_{1-x}Te при $T < T_c$, для образцов Cu_{2-x}Se с малыми x — при $T < 300$ К, с большими x — во всем интервале температур. При $\Delta E/E_F \rightarrow 1$ поверхность Ферми соединений размывается, так что говорить о ее мелкомасштабных деталях («отростки и перемычки» [1]) в β -фазе, по-видимому, не имеет смысла.

На рис. 4 приведены зависимости $A = R/R_0 = f(\lambda/a)$, построенные по температурным и концентрационным зависимостям $R = f(x, T)$ сплавов Ge_{1-x}Te (б) и Cu_{2-x}Se (в) различного состава [1,5] в сравнении с рядом жидких металлов, обладающих низкой подвижностью электронов $\mu \sim 0.2 \div 1 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ (а) [16-18]. При расчетах величины параметра λ/a по формуле (2) для Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se использовали значение межатомного расстояния $a = 3 \text{ \AA}$, $\mu = \mu^*/A$, где $\mu^* = R\sigma$ — холловская по-

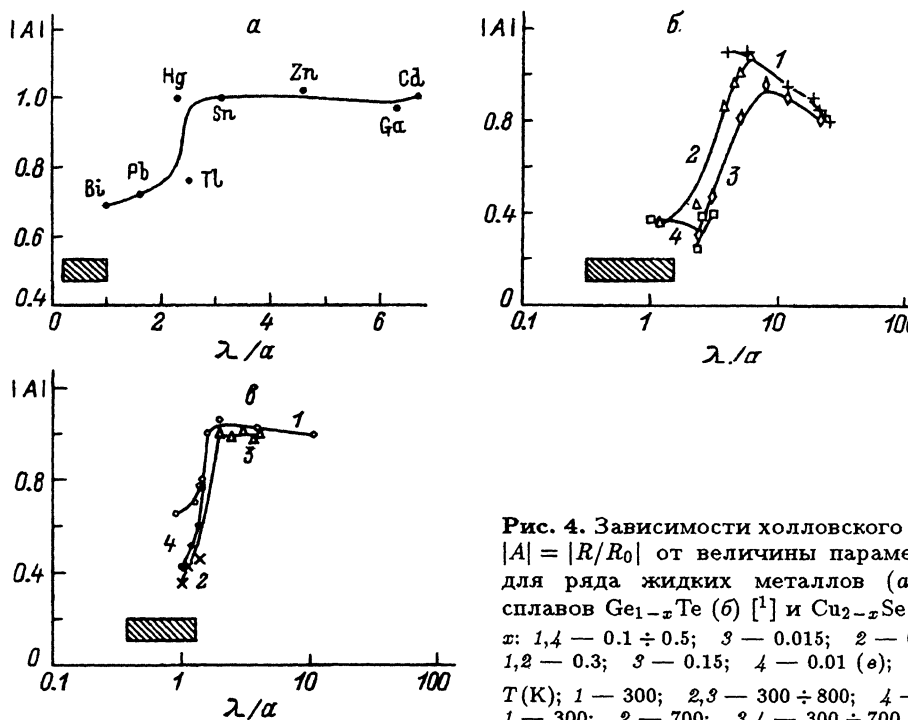


Рис. 4. Зависимости холловского фактора $|A| = |R/R_0|$ от величины параметра λ/a для ряда жидких металлов (а) [10,12], сплавов Ge_{1-x}Te (б) [1] и Cu_{2-x}Se (в) [5].
 x : 1,4 — 0.1 ÷ 0.5; 3 — 0.015; 2 — 0.05 (б);
 1,2 — 0.3; 3 — 0.15; 4 — 0.01 (в);
 T (К): 1 — 300; 2,3 — 300 ÷ 800; 4 — 800 (б);
 1 — 300; 2 — 700; 3,4 — 300 ÷ 700 (в).

дырочность дырок, σ — электропроводность образцов; для расплавов a принимали равным диаметру атомов [1,5]. На рис. 4 приведены также области, где достигается условие $k_F \lambda \sim 1$ для образцов различных составов (заштрихованы). Для металлов импульс Ферми оказывался большим $k_F \sim 0.5 \div 1.6 \cdot 10^8$ см (a) и область $k_F \lambda \sim 1$ была смещена в сторону меньших значений λ/a по сравнению с Ge_{1-x}Te ($k_F \sim 0.11 \div 0.48 \cdot 10^8$ см) (b) и Cu_{2-x}Se ($k_F \sim 0.14 \div 0.38 \cdot 10^8$ см) (e).

В остальном поведение коэффициента Холла R/R_0 в образцах Ge_{1-x}Te (b) и Cu_{2-x}Se (e) оказывалось подобным случаю жидких металлов, где при величине параметра $\lambda/a < 2 \div 4$ наблюдалось уменьшение холловского фактора A на 30–70% [16–21]. Кроме того, поскольку кинетические явления в образцах Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se в исследованном интервале температур и концентраций также развивались при условии $k_F \lambda > 1$ (рис. 4), понятие длины свободного пробега дырок λ в образцах сохраняло свой смысл [7–10]. Таким образом, по аналогии со случаем жидких металлов уменьшение величины R сплавов Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se в области температур выше комнатной можно связать с переходом $\lambda \rightarrow a$.

2. Обсуждение полученных результатов

Для качественного объяснения аномального уменьшения величины A при переходе $\lambda \rightarrow a$ в жидких металлах (рис. 4, a) Мотт [17] использовал поликристаллическую модель жидкости, в рамках которой при $\lambda \gg a$ жидкость рассматривалась как изотропное тело ($A = 1$, теория Займана [7]), а при уменьшении λ до размеров кристаллитов система проявляла анизотропию подобно поликристаллу. При этом величина A могла отклоняться от единицы. Соображения [17], однако, не могут быть непосредственно применены к сплавам Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se , сохраняющим кристаллическую решетку во всей области существования твердой фазы.

Количественное выражение для коэффициента Холла делокализованных электронов в предельном случае $\lambda = a$ ($\mu \sim 0.24$ см²/В·с) было получено Фридманом [22] для аморфных и жидких полупроводников

$$R = C/neg, \quad (7)$$

где $C \sim 0.7$; $g = N(E_F)/N_f(E_F) < 1$; $N(E_F)$ — плотность электронных состояний на уровне Ферми; $N_f(E_F)$ — то же в приближении свободных электронов, что при $g < 0.7$ дает $R > R_0$. (Для расплавов Te и Te-Se было получено другое выражение $R \sim 1/g^2$ [23]).

Знак R в (7) не зависит от типа проводимости образцов, а определяется минимальным числом узлов кристаллической решетки m , необходимым для реализации элементарного скачка носителя тока ($\text{sign } R = (-1)^m$) [7,22]. Обычно $m = 3$ и знак R всегда отрицательный (как при положительной, так и при отрицательной термоэдс α), с чем обычно связывают так называемые « p - n -аномалии», наблюдаемые в ряде аморфных и жидких полупроводников p -типа [7,21]. Исходя из принципа непрерывности, можно предположить, что в таких материалах при изменении знака R в переходной области $\lambda \gtrsim a$ должно выполняться соотношение $|A| < 1$ [21].

Результаты настоящей работы (рис. 2, 3) показывают, что сплавы Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se в высокотемпературной области существования твердой фазы попадают именно в указанную выше переходную область $\lambda \gtrsim a$.

В области низких температур (где $\lambda \gg a$) для сплавов справедливы уравнение Больцмана, приближения эффективной массы, времени релаксации и может быть введено понятие поверхности Ферми. Особенности кинетических коэффициентов для Ge_{1-x}Te при этом могут быть удовлетворительно объяснены в рамках многозонной модели (L-экстремумы) при учете сложной формы и анизотропии экстремумов ($K_m \sim 2$) и их расщепления по шкале энергий в соотношении 1:3 в α -фазе и 2:2 в γ -фазе [2]. То же справедливо и для Cu_{2-x}Se [24], где носители тока располагаются в экстремумах, лежащих вблизи точки Γ зоны Бриллюэна [25].

В области высоких температур в отличие от R ряд других кинетических коэффициентов сплавов (электропроводность σ , термоэдс α , коэффициент Нернста-Эттингсгаузена N_{\perp}) при перенормировке эффективных масс в разумных пределах удовлетворительно описывается теми же соотношениями, что и при $\lambda \gg a$ [1,2,4,5], что может указывать на сохранение в определенной степени зонного механизма переноса дырок, лоренцевского механизма эффекта Холла, понятий m , λ и τ в указанной области ($\mu \sim 3 \div 10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$).

Действительно, переход к режиму $\lambda = a$ и « p - n -аномалию» наблюдали только в расплаве Ge_{1-x}Te ($\mu \sim 0.4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) [3]. В расплаве p - Cu_{2-x}Se , обладающем более высокой подвижностью носителей тока ($\mu \sim 1.3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), знаки R и α , согласно [6], совпадали и соответственно режим $\lambda = a$, видимо, не достигался вообще. (В твердом состоянии образцы Cu_{2-x}Se обладали меньшей, чем Ge_{1-x}Te , подвижностью дырок (рис. 1) и большими значениями параметра $\Delta E/E_F$ вследствие более сильной степени разупорядочения кристаллической решетки, характерной для суперионной фазы [5]).

Вместе с тем существенное увеличение параметра $\Delta E/E_F$ при $\lambda \gtrsim a$ (рис. 3) ведет к деградации поверхности Ферми соединений и размытию ее мелкомасштабных частей [10,11], квазиимпульс не сохраняется и элементарные акты рассеяния дырок становятся существенно неупругими [11,12], возрастает анизотропия рассеяния дырок, которые в этом случае совершают перемещения между соседними узлами кристаллической решетки, связанными жесткими угловыми соотношениями. В то же время величина $\Delta E/E_F$, видимо, все еще недостаточно велика, чтобы ликвидировать многоэллипсоидальность, на что указывает сохранение различия m_d и m_c в образцах при высокой температуре [14].

Таким образом, в кристаллах Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se в области высоких температур реализуются начальные стадии перехода к скачковой проводимости, затрагивающие лишь наиболее чувствительные к переходу кинетические коэффициенты R .

Соответствующая количественная теория кинетических коэффициентов сплавов в переходной области $\lambda \gtrsim a$ в настоящее время детально не разработана [7-11]. Отдельные соображения об особенностях конкуренции зонного и скачкового механизма проводимости в твердых телах приведены в [8-12].

Итак, в работе показано, что кинетические эффекты в Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se в твердой фазе при высокой температуре развиваются при условии $\lambda \rightarrow a$ и $k_F\lambda \rightarrow 1$. Переход к режиму $\lambda \rightarrow a$ и $k_F\lambda \sim 1$ в образцах определяется следующими факторами: 1) относительно низкой подвижностью носителей тока μ в области высоких температур, связанной с сильным электрон-фононным взаимодействием в сегнетоэлектрике-полупроводнике Ge_{1-x}Te и в суперионном проводнике Cu_{2-x}Se [2,5]; 2) большими значениями параметра $m_d/m_c \sim 10$, которые, в частности, ответственны за высокие термоэлектрические характеристики материалов [26].

В результате поведение коэффициента Холла R в кристаллических вырожденных полупроводниках Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se оказывается подобным другим сильно неупорядоченным системам (например, жидким металлам: рис. 3), что подтверждает принцип универсальности явления проводимости в различных физических телах [7-11].

Поскольку проблема коэффициента Холла R в веществах с низкой подвижностью в настоящее время окончательно не решена, в особенности в наиболее сложной для изучения переходной области $\lambda \gtrsim a$, сплавы Ge_{1-x}Te и Cu_{2-x}Se , в которых при изменении температуры перекрывается широкий диапазон изменения параметра λ/a ($1 < \lambda/a < 20$) (рис. 4), могут быть использованы как удобные модельные объекты для построения соответствующей теории.

Благодарю А.В.Лаптева за получение оптических спектров материалов.

Список литературы

- [1] Грузинов Б.Ф., Константинов П.П., Мойжес Б.Я., Равич Ю.И., Сысоева Л.М. // ФТП. 1976. Т. 10. № 3. С. 497-503.
- [2] Коржуев М.А. Теллурид германия. М.: Наука, 1986. 103 с.
- [3] Глазов В.М., Кольцов В.Б., Курбатов В.А. // ФТП. 1986. Т. 20. № 8. С. 1422-1423.
- [4] Восканян А.А., Инглизян П.Н., Шевченко Я.М., Шмакова Т.Б. // ФТП. 1980. Т. 14. № 4. С. 804-806.
- [5] Коржуев М.А., Банкина В.Ф., Грузинов Б.Ф., Бушмарина Г.С. // ФТП. 1989. Т. 23. № 9. С. 1545-1551.
- [6] Глазов В.М., Мамедов С.М., Бурханов А.С. // ФТП. 1985. Т. 19. № 11. С. 1976-1981.
- [7] Мотт Н., Девис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1982. 633 с.
- [8] Зырянов П.С., Клиндер М.И. Квантовая теория явлений электронного переноса в кристаллических полупроводниках. М.: Наука, 1976. 450 с.
- [9] Звягин И.П. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М.: Изд-во МГУ, 1984. 189 с.
- [10] Брандт Н.Б., Чудинов С.М. Энергетические спектры электронов и фононов в металлах. М.: Изд-во МГУ, 1980. 341 с.
- [11] Као К., Хуанг В. Перенос электронов в твердых телах. М.: Мир, 1984. Ч. 1. 350 с. Ч. 2. 368 с.
- [12] Бонч-Бруевич В.Л., Звягин И.П., Кайпер Р., Миронов А.Г., Эндерлайн Р., Эссер Б. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М.: Наука, 1981. 384 с.
- [13] Драбкин И.А., Жукова Т.Б., Нельсон И.В., Сысоев Л.М. // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1979. Т. 15. № 7. С. 1194-1197.
- [14] Gorbachev V.V., Putilin I.M. // Phys. Status Solidi (b). 1973. V. 16. N 2. P. 553-559.
- [15] Абрикосов Н.Х., Коржуев М.А. // Сб. «Легирование полупроводников». М.: Наука, 1982. С. 265-270.
- [16] Greenfield A.J. // Phys. Rev. 1964. V. 135. N 6a. P. 1589-1595.
- [17] Mott N.F. // Phyl. Magazine. 1966. V. 13. N 125. P. 989-1014.

- [18] Белашенко Д.К. Явления переноса в жидких металлах и полупроводниках. М.: Атомиздат, 1970. 398 с.
- [19] Allgaier R.S. // Phys. Rev. 1968. V. 165. N 3. P. 775-781.
- [20] Beer A.C. Galvanomagnetic Effects in Semiconductors. Acad. Press. N.Y.-London, 1963. 460 p.
- [21] Катлер М. Жидкие полупроводники. М.: Мир, 1980. 254 с.
- [22] Fridman L. // J. Non-Crist. Solids. 1971. V. 6. N 4. P. 329-345.
- [23] Fukuyama H., Ebisawa H., Wada J. // Progr. Theor. Phys. 1969. V. 42. N 3. P. 494-511.
- [24] Коржуев М.А., Лаптев А.В. // ФТП. 1986. Т. 20. № 5. С. 828-833.
- [25] Garba E.J.D., Jacobs R.L. // Physica. 1986. V. 138 B+C. N 3. P. 253-260.
- [26] Грязнов О.С., Мойжес Б.Я., Шмаков А.Н. // ФТП. 1981. Т. 15. № 4. С. 805-808.

Институт металлургии
им.А.А.Байкова РАН
Москва

Поступило в Редакцию

4 марта 1993 г.

В окончательной редакции

1 июля 1993 г.
