

## ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СУПЕРИОННОГО $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$

Коржув М. А., Банкина В. Ф., Грузинов Б. Ф.,  
Бушмарина Г. С.

В интервале температур 77–700 К исследованы температурные зависимости коэффициента Холла  $R$ , удельного электросопротивления  $\rho$  и термоэдс  $\alpha$  сплавов селенида меди  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  ( $x=0.0003\div 0.3$ ).

Изучены особенности электрофизических свойств, связанные с суперионным фазовым переходом ( $T_c=291\div 413$  К) и низкотемпературным сверхструктурным фазовым переходом в  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$ , распадом твердого раствора с выделением меди при нагреве образцов ( $x < 0.04$ ).

Показано, что в области высоких температур длина свободного пробега дырок в  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$   $\lambda \rightarrow a$  (где  $a$  — длина межатомного расстояния), что затрудняет интерпретацию электрофизических свойств сплавов в рамках существующих теорий.

Нестехиометрический селенид меди  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  является самолегированным полупроводниковым соединением  $p$ -типа со смешанной электронной (по дыркам) и ионной (по меди) проводимостью [<sup>1</sup>, <sup>2</sup>] ( $\sigma_{э.л}/\sigma_{ион} < 10^2$ , так что вкладом последней в проводимость сплавов обычно пренебрегают [<sup>3</sup>]).

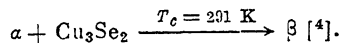
Высокая концентрация дырок в  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  ( $p$  до  $6 \cdot 10^{21}$  см<sup>-3</sup>) возникает за счет легирующего действия  $N$  однократно ионизированных вакансий меди

$$p \simeq N \simeq \frac{N_0}{V_m} x \simeq 1.98 \cdot 10^{22} x, \quad (1)$$

где  $N_0$  — число Авогадро,  $V_m$  — молярный объем [<sup>1</sup>], а ионная проводимость — в результате суперионного фазового перехода, который для образцов с  $x \leq 0.05$  имеет характер полиморфного перехода

$$\alpha \xrightarrow{T_c = 291 - 413 \text{ К}} \beta,$$

для образцов с  $x > 0.05$  — эвтектоидного превращения



(Пространственные группы симметрии фаз  $\alpha$ — $\text{Cm}$ ,  $\beta$ — $F\bar{4}3m$  [<sup>5</sup>]).

При низкой температуре в  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  наблюдали обратимые сверхструктурные переходы  $\alpha' - \alpha$  ( $T_0=158$  К,  $x=0.2$  [<sup>6</sup>];  $T_0=150$  К,  $x=0$  [<sup>7</sup>];  $T_0=182$  К,  $x=0.2$  [<sup>8</sup>]).

Электрофизические свойства  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  исследовали в [<sup>3</sup>, <sup>9-17</sup>]. Наблюдали особенности коэффициента Холла  $R$  ( $x=0.01\div 0.05$ ) [<sup>10</sup>, <sup>18</sup>], удельного электросопротивления  $\rho$  [<sup>2</sup>, <sup>3</sup>, <sup>9-17</sup>] и термоэдс  $\alpha$  [<sup>9-13</sup>, <sup>15</sup>, <sup>16</sup>] вблизи  $T_c$ ,  $\rho$  вблизи  $T_0$  ( $x=0.015\div 0.3$ ) [<sup>14</sup>].

В настоящей работе исследованы особенности электрофизических свойств вблизи  $T_c$  и  $T_0$  в образцах  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  ( $x=0.0003\div 0.3$ ). Полученные кривые интерпретированы на основе  $T-x$ -диаграммы состояния системы  $\text{Cu}-\text{Se}$  вблизи  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  (рис. 1), построенной по данным [<sup>2</sup>, <sup>4</sup>]. Линия фазового перехода  $\alpha' - \alpha$  на рис. 1 нанесена с учетом данных [<sup>6-8</sup>, <sup>13</sup>], положение фазовой границы  $\alpha + \text{Cu}/\alpha$ , данное в [<sup>2</sup>] (рис. 1, штрихи), было изменено в работе так, чтобы на линии невариантного равновесия при  $T=413$  К выполнялось правило фаз Гиббса.

Для исследований использовали литые поликристаллические образцы  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  с составом матрицы  $x=0.0003 \div 0.3$  (средний размер кристаллического зерна  $100 \div 300$  мкм), синтезированные в кварцевых ампулах при 1473 К [4]. Образцы с низкой концентрацией дырок ( $p < 2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>,  $x < 0.01$ ) получали методом сверхбыстрой закалки расплава стехиометрического состава на установке ВЧИ-100 с последующим компактированием материала при 300 К под давлением 1 ГПа.

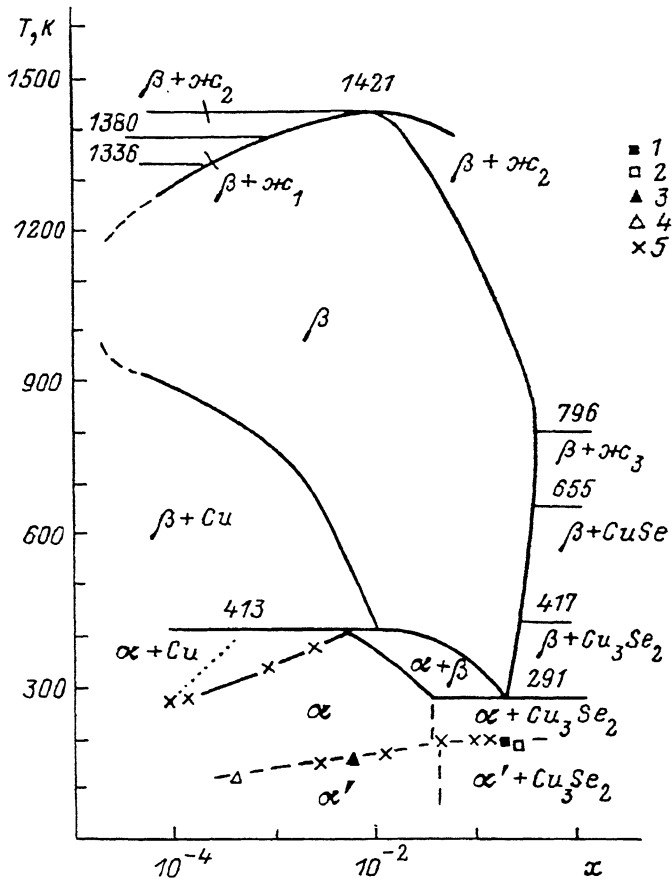


Рис. 1.  $T-x$ -диаграмма состояния системы  $\text{Cu}-\text{Se}$  вблизи  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  [2-4].

1 — [2], 2 — [4], 3 — [7], 4 — [13], 5 — данные настоящей работы.

Состав матрицы полученных образцов контролировали по величине  $R_{300\text{ К}} = R_0 = -1/ep_0$ ,  $\alpha_{300\text{ К}} = \alpha_0$  и ЭДС  $E_{300\text{ К}}(x)$  электрохимической ячейки  $\text{Cu}/\text{водный раствор } \text{CuSO}_4/\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  [2]. Измерения производили в интервале температур  $77 \div 700$  К (для некоторых образцов от 4.2 К), при измерении термоэдс  $\alpha$  использовали небольшие перепады температуры на образце ( $\sim 5$  К). Коэффициент Холла  $R$  и удельное электросопротивление  $\rho$  измеряли на переменном токе (71 Гц) в переменном магнитном поле (50 Гц) [18].

Скорость нагрева (охлаждения) образцов при измерениях составляла 5 К/мин, размеры образцов  $2 \times 8 \times 20$  мм, точность измерений  $R$ ,  $\alpha \sim 5\%$ ,  $\rho \sim 3\%$ .

### Э к с п е р и м е н т а л ь н ы е р е з у л ь т а т ы и и х о б с у ж д е н и е

На рис. 2 показаны температурные зависимости коэффициента Холла  $R$  (кривые 1-4) и удельного электросопротивления  $\rho$  (кривые 5-10) сплавов  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  различного состава.

Согласно рис. 1, все исследованные образцы по составу можно разбить на три группы: I —  $x < 0.01$ , для которых существенны процессы выделения (растворения) меди в твердом растворе, связанные с зависимостью от температуры положения фазовой границы  $\alpha(\beta) + \text{Cu}/\alpha(\beta)$ ; II —  $0.01 \leq x \leq 0.05$ , в которых происходит фазовый переход  $\alpha - \beta$ ; III —  $x > 0.05$ , в которых фазовый переход  $\beta \rightarrow \alpha$  осложнен эвтектоидным распадом.

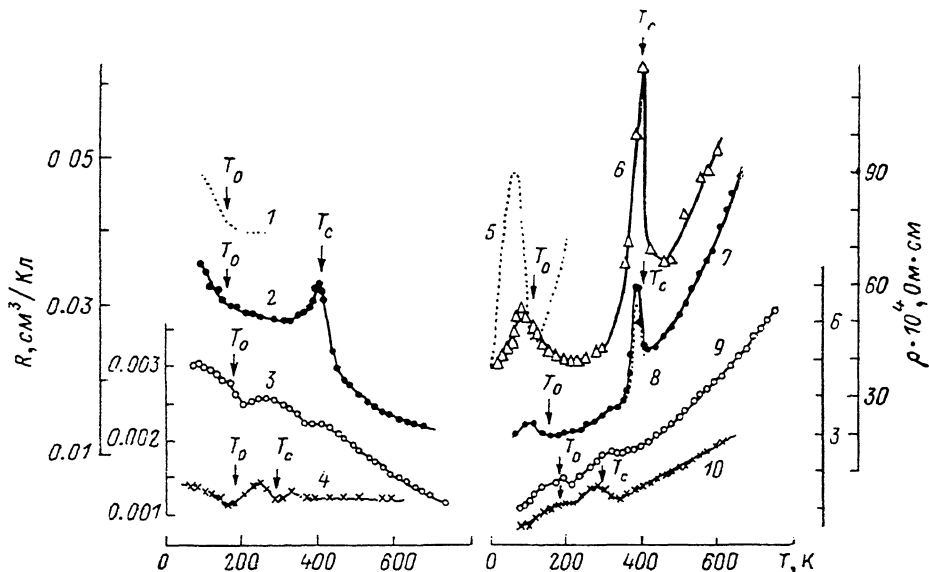
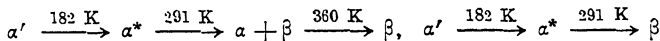


Рис. 2. Кривые нагрева коэффициента Холла  $R$  (1—4) и удельного электросопротивления  $\rho$  (5—10) сплавов  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$ .

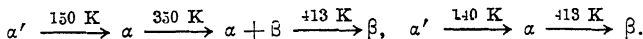
$x$ : 1 — 0.0088; 2, 7 — 0.01; 3, 9 — 0.1; 4, 10 — 0.23; 5 — 0.0005; 6 — 0.003;  $\rho_0$ ,  $\text{cm}^{-3}$ : 1 —  $1.75 \cdot 10^{22}$ ; 2, 7 —  $2.2 \cdot 10^{20}$ ; 3, 9 —  $2.5 \cdot 10^{21}$ ; 4, 10 —  $5 \cdot 10^{21}$ ; 5 —  $9.1 \cdot 10^{18}$ ; 6 —  $6 \cdot 10^{19}$ ; 7 — [9]; 3, 4, 7, 9, 10 — литые образцы; 5 — монокристалл [13]; 6 — металлокерамика; 8 — расчет  $\rho$  по формуле (2).

Поскольку эвтектоидный распад приводит к сложным гистерезисным зависимостям электрофизических свойств  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$ , для его предотвращения образцы группы III перед началом измерений быстро охлаждали до температуры жидкого азота [4, 14].

Соответственно при нагреве в образцах с  $x=0.1$  и  $0.23$  (группа III) должна наблюдаться последовательность фазовых переходов



[здесь  $\alpha^*$  —  $\alpha$ -фаза с  $x=0.1$  и  $0.23$ , неустойчивая в равновесных условиях (рис. 1)], а в образцах с  $x=0.01$  (группа II) и с  $x=0.003$  (группа I)



Переходы сопровождалась особенностями  $R(T)$  и  $\rho(T)$  (рис. 2), особенности  $R$  вблизи  $T_0$  и  $T_c$  в сплавах с  $x \geq 0.1$  наблюдали в настоящей работе впервые.

Особенности  $R$  и  $\rho$  вблизи  $T_0$  в сплавах с  $x \leq 0.01$  наблюдали ранее [9, 13] (рис. 2, кривые 1, 5), однако их не связывали со сверхструктурным фазовым переходом  $\alpha' - \alpha$ , а объясняли изменением механизма рассеяния дырок [13], активацией примесных уровней [9], переходом металл ( $d\rho/dT > 0$ ) — полупроводник ( $d\rho/dT < 0$ ) [1].

Особенности  $R$  и  $\rho$ , наблюдавшиеся на кривых 1—4, 9, 10 (рис. 2) вблизи фазовых переходов  $\alpha' - \alpha$ ,  $\alpha' - \alpha^*$  и  $\alpha^* - \beta$ , были смещены в сторону низких

температур относительно значений  $T_0$  и  $T_c$ , определенных из рентгеновских, дилатометрических и калориметрических данных [4, 6-8]. Это может указывать на определяющую роль спонтанной деформации кристаллической решетки  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  ниже  $T_0$  и  $T_c$  в определении указанных особенностей.

Для количественных оценок деформационного вклада в  $R$  и  $\rho$  вблизи  $T_0$  и  $T_c$  необходимо знание констант эласто-холл-эффекта и эластосопротивления  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$ , отсутствующее в настоящее время.

В аномалии  $R$  и  $\rho$  вблизи  $T_c=413$  К в сплаве  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  с  $x=0.01$  (группа II) дополнительный вклад вносит расслоение кристалла на фазы различного состава в двухфазной области ( $\alpha+\beta$ ). Для  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  имеем  $[\partial^2 R(\rho)^{\alpha,\beta}/dx^2] > 0$  [10, 14], поэтому в двухфазной области ( $T=350 \div 413$  К) наблюдается резкий

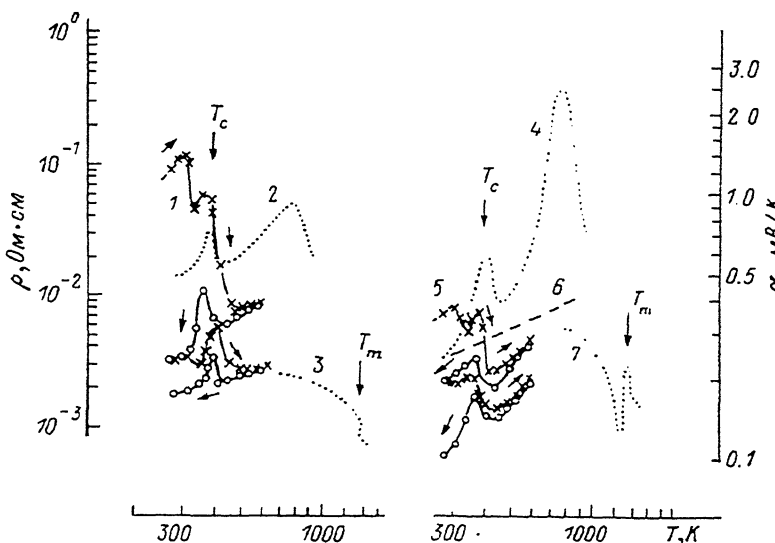


Рис. 3. Кривые удельного электросопротивления  $\rho$  (1—3) и термоэдс  $\alpha$  (4—7) при термоциклировании (1, 5) и нагреве (2—4, 7) образцов  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$ .

$x$ : 1, 5 — 0.0004; 2, 4 — 0.0008; 3, 7 —  $\sim 0.01$ ;  $\rho_n$ , см<sup>-2</sup>: 1, 5 —  $7 \cdot 10^{18}$ ; 2, 4 —  $1.6 \cdot 10^{19}$ ; 3, 7 — литые образцы [14]; 2, 4 — монокристалл [15]; 1, 5 — металлокерамика; 6 — расчет  $\alpha$  для образца с  $x=0.0008$  стандартная зона, акустический механизм рассеяния).

рост  $R$  и  $\rho$  (рис. 2, кривые 2, 7) [3, 11, 12]. Возможность быстрого расслоения  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  на фазы различного состава связана с суперионной природой материала [3].

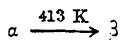
На рис. 2 приведены результаты расчета изменения  $\rho$  при переходе образца с  $x=0.01$  в двухфазную область ( $\alpha+\beta$ ) (кривая 8). Расчет проводили по формуле

$$\rho(T) = \nu^\alpha \rho^\alpha(T) (1 - \nu) + \nu^\beta \rho^\beta(T) \nu, \quad (2)$$

где  $\nu$  — объемная часть  $\beta$ -фазы в образце, соответствующей последовательному включению областей  $\alpha$ - и  $\beta$ -фаз в токовую цепь. Значения  $\rho^{\alpha,\beta}(T)$  при расчетах находили экстраполяцией, величину  $\nu$  приравняли к соответствующей мольной части, которую определяли по правилу рычага из рис. 1. Соответствующие расчеты для  $R$  приведены в [12].

Из рис. 2 (кривые 7, 8) и данных [3, 11, 12] следует, что расчетные зависимости  $R$  и  $\rho$  вблизи  $T_c$  в образцах группы II ( $x=0.01 \div 0.05$ ) качественно согласуются с экспериментом, при этом пик  $\rho(T)$  оказывается смещенным относительно  $T_c=413$  К в сторону низких температур на  $\sim 20$  К.

В образце с  $x=0.003$ , который испытывал фазовый переход



без перехода в двухфазную область ( $\alpha+\beta$ ) (рис. 1), наблюдали дальнейший рост максимума  $\rho$  и его смещение к температуре  $T_c=413$  К (рис. 2, кривая 6), что

может указывать, например, на дополнительное рассеяние дырок на мягких модах.

В образце с  $x=0.0004$  (группа I) при нагреве наблюдали распад твердого раствора с выделением меди (рис. 3). В результате электросопротивление  $\rho$  и термоэдс  $\alpha$  образца с ростом температуры уменьшались, за исключением области  $T \sim T_c = 413$  К, где наблюдался аномальный рост  $\rho$  и  $\alpha$ , связанный с фазовым переходом  $\alpha-\beta$ , и области  $T \geq 300$  К, где процессы распада были затруднены (рис. 3, кривые 1, 5).

Соответственно зависимости  $\rho$  и  $\alpha$  носили гистерезисный характер и не воспроизводились после охлаждения образцов (рис. 3). Из рис. 3 видно, однако, что после первого цикла нагрев—охлаждение процесс распада твердого раствора не завершался ( $x \sim 0.0025$ ,  $p_0 = 5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>), последующее термоциклирование вблизи  $T_c$  (рис. 3, кривые 1, 5) изменяло состав матрицы образца до равновесного при  $T \sim T_c$  ( $x \sim 0.01$ ,  $p_0 = 2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>) (рис. 4). Обратные процессы растворения меди в твердом растворе при температуре ниже и выше  $T_c$  (рис. 4) в образце не наблюдались вследствие, видимо, коалесценции выделений [19].

По низкотемпературным спадам  $\rho$  на кривых типа 5 (рис. 3) было уточнено положение фазовой границы  $\alpha + \text{Cu}/\alpha$  в  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  (рис. 1).

Однако в ряде сплавов  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  с  $x < 0.01$  процессы распада твердого раствора при нагреве не наблюдались (рис. 2, кривая 6,  $x=0.003$ ; рис. 3, кривые 2, 4, монокристалл с  $x=0.0008$ ), что может быть связано с трудностью образования зародышей новой фазы в указанных образцах.

В отсутствие распада величины  $\rho$  и  $\alpha$  в образце с  $x=0.0008$  [15] с ростом температуры возрастали до значений  $\rho_{\text{max}} = 0.2$  Ом·см и  $\alpha_{\text{max}} = 2.6$  мВ/К при 800 К, рекордных для  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$ , и лишь затем уменьшались из-за развития собственной проводимости при приближении к температуре плавления соединения  $T_m$  (рис. 3, кривые 2—4, 7).

Таким образом, все особенности электрофизических свойств сплавов  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  (рис. 2, 3) могут быть качественно интерпретированы на основе  $T-x$ -диаграммы состояния системы  $\text{Cu}-\text{Se}$  вблизи  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  (рис. 1).

Попытки количественных расчетов кинетических коэффициентов  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  приводят к предположению о нестандартности зонной структуры соединения [1, 10, 14]. В частности, для согласования экспериментальных зависимостей термоэдс  $\alpha$   $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  с рассчитанными для стандартной зоны и акустического механизма рассеяния (рис. 3, кривые 4, 6) постулируется рост эффективной массы плотности состояний в сплавах  $m_d \sim T^{0.9}$  в области высоких температур [10].

Уменьшение коэффициента Холла  $R = A/e\rho \sim T^n$  ( $n = -0.8 \div -0.9$  для  $x = 0.01$  и  $0.1$ ;  $n = -0.3$  для  $x = 0.23$ ; рис. 2, кривые 2—4) при  $T > T_c$  объясняли в [10] уменьшением абсолютного значения холловского фактора  $A$  вследствие усложнения формы поверхности Ферми  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  с энергией по аналогии с  $\text{Ge}_{1-x}\text{Te}$  [18].

На сложную форму поверхности Ферми и многоэллипсоидальность зонной структуры  $\text{Ge}_{1-x}\text{Te}$  ( $L_p$ -экстремумы) указывает существенное различие эффективной массы плотности состояний  $m_d = 1.2 \div 4m_0$  и оптической эффективной массы  $m_s = 0.1m$  [18, 19].

Для  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$   $m_d = 2 \div 3m_0$ ,  $m_s = 0.2 \div 0.4 m_0$  ( $T = 300$  К) [1, 14], однако многоэллипсоидальность, видимо, отсутствует (один  $\Gamma_p$ -экстремум [20]), а форма поверхности Ферми близка к сферической ( $A = -1$  при  $T = 300$  К, что подтверждается выполнением соотношения (1) [1, 14]).

В то же время температурные зависимости электрофизических свойств  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  (рис. 2, 4) и  $\text{Ge}_{1-x}\text{Te}$  [18, 19] подобны. Поэтому можно предположить, что рост  $m_d$  и уменьшение  $R$  при  $T > T_c$  в  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  (и, возможно, в  $\text{Ge}_{1-x}\text{Te}$ ) не связаны со сложной формой поверхности Ферми соединений.

На рис. 4 показаны температурные (кривые 1—3) и концентрационные (кривые 4—6) зависимости холловской подвижности  $\mu = R_0/\rho$  в сплавах  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$ . При  $T = 4.2$  К величина  $\mu$  в  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  возросла с ростом  $p$  (рис. 4, кривая 4), что связано с преобладанием рассеяния дырок на экранированном кулоновском потенциале заряженных вакансий меди в области низких температур [14], при  $T = 700$  К  $\mu \sim p^{-1/3}$ , что соответствует акустическому механизму рассеяния [21], при этом  $\mu \sim T^n$ , где  $n = -1.5$  и менее (кривые 1—3) [10].

В переходной области температур ( $T=300$  К) величина  $\mu$  практически не зависела от  $p$  (рис. 4, кривая 5).

Обращают на себя внимание малые значения подвижности дырок в образцах  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  при высокой температуре (рис. 4) ( $\mu \sim 3 \div 10$  см<sup>2</sup>/В.с. для  $\text{Ge}_{1-x}\text{Te}$   $\mu \sim 10$  см<sup>2</sup>/В.с при  $T=700$  К [19]), при которых средняя длина свободного пробега дырок оказывается близкой к величине межатомного рассеяния  $a \sim 3 \cdot 10^{-8}$  см:

$$\lambda = v\tau = \sqrt{\frac{2E_F m_d}{e}} \mu \sim a, \quad (3)$$

где  $v$  и  $\tau$  — скорость и среднее по энергии время релаксации дырок,  $E_F$  — энергия Ферми [21].

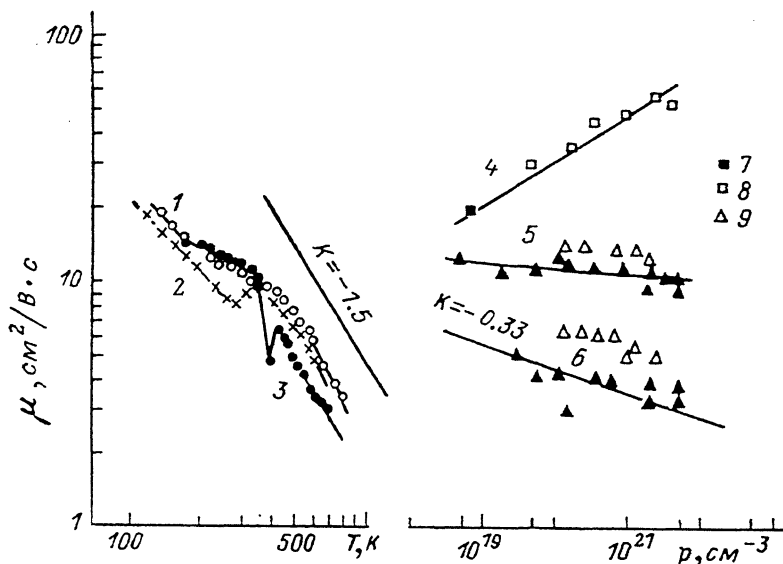


Рис. 4. Температурные (1—3) и концентрационные (4—6) зависимости холловской подвижности  $\mu = R_0/\rho$  образцов  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$ .

x: 1 — 0.1, 2 — 0.23, 3 — 0.01; T, К: 4 — 4.2, 5 — 300, 6 — 700; 7 — [12], 8 — [14], 9 — [10].

Используя величины  $m_d$  и  $E_F$  [14] для сплавов  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  с  $x=0.01 \div 0.23$ , из соотношения (3) получаем, что условие  $\lambda \sim a$  выполняется при значениях подвижности дырок в образцах  $\mu \sim 2.3 \div 0.9$  см<sup>2</sup>/В.с (и приблизительно при тех же значениях  $\mu$  в  $\text{Ge}_{1-x}\text{Te}$  с  $x=0.012 \div 0.051$ ).

Условие  $\lambda \sim a$  соответствует переходу от проводимости по зоне к скачковому механизму проводимости [22], при этом стандартные выражения зонной теории, используемые для расчетов кинетических коэффициентов в области  $\lambda \gg a$ , оказываются неприменимыми [21—24].

В частности, при  $\lambda \rightarrow a$  коэффициент Холла  $R$  может иметь значения, меньшие значений, предсказываемых обычной формулой  $|R| = 1/ep$ , а при  $\lambda \sim a$  и сильном рассеянии даже изменить знак ( $A > 0$  для дырок) [22, 24].

К сожалению, влияние перехода  $\lambda \rightarrow a$  на поведение кинетических коэффициентов проводников в настоящее время теоретически не исследовано [22—24], что затрудняет интерпретацию электрофизических свойств сплавов  $\text{Cu}_{2-x}\text{Se}$  в рамках существующих теорий.

#### Список литературы

- [1] Горбачев В. В. Полупроводниковые соединения A<sup>IV</sup>B<sup>VI</sup>. М., 1980. 132 с.
- [2] Ishikawa T., Miatani S. // J. Phys. Soc. Japan. 1977. V. 42. N 1. P. 159—167.
- [3] Ogorelec Z., Celustka B. // J. Phys. Chem. Sol. 1969. V. 30. N 1. P. 149—155.
- [4] Абрикосов Н. Х., Банкина В. Ф., Коржуев М. А., Демьянский Г. К., Теплов О. А. // ФТТ. 1983. Т. 25. В. 10. С. 2911—2916.

- [5] Milat O., Vičić Z., Rusčić B. // Sol. St. Ionics. 1987. V. 23. N 1-2. P. 37—47.
- [6] Stevels A. L. N. // Phys. Res. Rep. 1969. Suppl. 9. P. 38—51.
- [7] Алиев Н. Г., Ибрагимова П. Г., Бабаев С. Х. // Деп. Аз. НИИНТИ. Баку, 1987. № 769.
- [8] Iwazumi T., Iida S., Teraichi H. // J. Phys. Soc. Japan. 1983. V. 52. N 6. P. 1884—1885.
- [9] Астахов О. П., Иванова А. Б. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1974. Т. 10. В. 3. С. 546—547.
- [10] Восканян А. А., Инглизян П. Н., Лалыкин С. П., Плюкто И. А., Шевченко Я. М. // ФТП. 1978. Т. 12. В. 11. С. 2096—2099.
- [11] El Akkad F., Mansour B., Hendeza T. // Mater. Res. Bull. 1981. V. 16. N 5. P. 535—539.
- [12] Алексеева Г. Т., Инглизян П. Н., Константинов П. П., Лалыкин С. П. // Материалы для термоэлектрических преобразователей. Л., 1987. С. 40—41.
- [13] Kerimov K. G., Musaev A. M., Aliiev F. Yu., Rustamov A. G., Manafly E. I. // Phys. St. Sol. (a). 1974. V. 5. N 3. P. K191—K193.
- [14] Коржуев М. А., Лаптев А. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 5. С. 828—833.
- [15] Abdullaev G. B., Alyarova Z. A., Asadov G. A. // Phys. St. Sol. 1967. V. 21. N 2. P. 461—464.
- [16] Астахов О. П., Лобанков В. В. // ТВТ. 1972. Т. 10. В. 4. С. 905—906.
- [17] Глазов В. М., Мамедов С. М., Бурханов А. С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 11. С. 1976—1978.
- [18] Грузинов Б. Ф., Константинов П. П., Мойжес Б. Я., Равич Ю. И., Сысоева Л. М. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 3. С. 497—503.
- [19] Коржуев М. А. Теллурид германия и его физические свойства. М., 1986. 104 с.
- [20] Garba E. J. D., Jacobs R. L. // Physica. 1986. V. BC138. N 3. P. 253—260.
- [21] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М., 1977. 672 с.
- [22] Мотт Н., Девис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. Т. 1, 2. М., 1982. 663 с.
- [23] Займан Дж. Модели беспорядка. М., 1982. 591 с.
- [24] Звягин П. П. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М., 1984. 189 с.

Институт металлургии им. А. А. Байкова  
АН СССР  
Москва

Получена 13.02.1989  
Принята к печати 3.04.1989