

©1995 г.

ЖИДКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ С ВЫРОЖДЕННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ

В.М.Глазов, В.Б.Кольцов

Московский государственный институт электронной техники,
(технический университет), 103498, Москва, Россия
(Получена 21 октября 1994 г. Принята к печати 8 ноября 1994 г.)

Для металлов и полупроводников с вырожденным электронным газом теоретически установлены и экспериментально подтверждены взаимосвязи между их электронными свойствами — парамагнитной восприимчивостью и константой Холла, электропроводностью и константой Холла. Показано, что полученные взаимосвязи носят фундаментальный характер и справедливы как для упорядоченных, так и для неупорядоченных систем с вырожденным электронным газом в условиях как слабого, так и сильного рассеяния носителей заряда. Для систем с вырожденным электронным газом получена новая формула для коэффициента термоэдс и разработана методика оценочного расчета характера электронного спектра этих систем исходя из анализа физических свойств конкретной системы.

Основоположником исследований электронных свойств некристаллических материалов является профессор А.Р. Регель. Его ведущая роль в становлении этого научного направления является общепризнанной. В результате исследований перехода из твердого состояния в жидкое А.Р. Регель установил два принципиально различающихся типа плавления твердых тел, обусловленные соответствующими изменениями характера химической связи при плавлении, — переходы полупроводник-металл и полупроводник-полупроводник [1-7]. Выполненные А.Р. Регелем исследования проводимости различных по своей природе жидкостей показали, что характер образования и движения электронов не связан непосредственно с периодичностью кристаллической решетки, а определяется ближним порядком, т.е. числом ближайших соседей и абсолютной величиной межатомных расстояний. Этот критерий — критерий Иоффе-Регеля, определяющий роль ближнего порядка в формировании электронных свойств полупроводника связывает длину свободного пробега электрона с величиной межатомных расстояний [8].

Все некристаллические вещества подразделяются при этом на две большие группы. В веществах первой группы длина свободного пробега электрона достаточно велика, т.е.

$$KL \gg 1, \quad (1)$$

где K — волновой вектор электрона. Такая ситуация имеет место в расплавах большинства жидких металлов. При этом волновой вектор является хорошим квантовым числом, а поверхность Ферми близка к сферической. Отклонение плотности электронных состояний $g(\varepsilon)$ от величины $g_0(\varepsilon)$, определяемой из модели свободных электронов для веществ этой группы, невелико. В веществах второй группы длина свободного пробега мала:

$$KL \cong 1. \quad (2)$$

Такая ситуация складывается в том случае, когда в неупорядоченной структуре атомный потенциал достаточно велик, что приводит к сильному рассеянию носителей заряда. На основе критерия Иоффе—Регеля А.И. Губанов [9] и Н.Ф. Мотт [10,11] выдвинули предположение, согласно которому вблизи краев зоны проводимости и валентной зоны в некристаллических веществах состояния носителей заряда могут быть локализованы. Обширные исследования электрофизических, гальваномагнитных и магнитных свойств расплавов металлов и полупроводников, выполненные самим А.Р. Регелем [1-4], а также его коллегами и учениками [5-7], со всей очевидностью подтвердили выводы о характере плавления различных веществ.

На основе комплексного исследования электрофизических, теплофизических, гальваномагнитных и магнитных свойств расплавов различной физико-химической природы и исходя из классификации типов плавления твердых тел А.Р. Регель в конце 80-х годов сформулировал новое научное направление — исследование электронных свойств жидких полупроводников «с вырожденным электронным газом».

Признак вырожденности электронного газа имеет важное значение, так как при рассмотрении движения электронов в этом случае необходимо использование статистики Ферми—Дирака. Это обстоятельство позволило провести упрощающие преобразования ряда фундаментальных соотношений физики, неупорядоченных систем и получить важные взаимосвязи между электронными свойствами жидких полупроводников. Последовательная реализация этой идеи А.Р. Регеля были начата еще при его участии [12] и развивается его коллегами и учениками до настоящего времени [13-18].

В данной работе нами приведен вывод основных взаимосвязей между электронными свойствами расплавов с вырожденным электронным газом и рассмотрена методика оценочного расчета их электронного спектра.

1. Взаимосвязь между магнитной восприимчивостью и электропроводностью

Теория магнитной восприимчивости была развита главным образом для твердого тела [19-22]. Однако, как отмечается в работах [23,24], используемые теорией твердого тела магнетохимические методы анализа магнитной восприимчивости могут с успехом применяться и при рассмотрении экспериментальных данных по магнитной восприимчивости как жидких, так и газообразных веществ.

Обычно предполагают, что полная магнитная восприимчивость тела состоит из следующих частей [25]:

$$\chi = \chi_I + \chi_e(T) + \chi_s(T) + \chi_T(T), \quad (3)$$

где χ_I — магнитная восприимчивость ионной решетки, не зависящая от температуры, $\chi_e(T)$ — восприимчивость носителей заряда, $\chi_s(T)$ — восприимчивость примесных центров, а $\chi_T(T)$ — восприимчивость термических дефектов.

При анализе магнитной восприимчивости расплавов металлов и полупроводников можно ограничиться только двумя членами уравнения (3)

$$\chi = \chi_I + \chi_e(T), \quad (4)$$

где χ_I — вклад ионов, а $\chi_e(T)$ — вклад электронов, имеющих за пределами заполненных оболочек. Эти так называемые внешние электроны содержат в себе как валентные электроны, так и электроны проводимости [23]. В общем виде парамагнитная составляющая магнитной восприимчивости может быть записана в виде

$$\chi_p = A \int_{-\infty}^{\infty} g(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon, \quad (5)$$

где $A = 2\mu_0\mu_B$ (μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, μ_B — магнетон Бора), $g(\varepsilon)$ — функция плотности электронных состояний, а f — функция распределения.

Для расчета электропроводности в условиях как слабого, так и сильного рассеяния можно использовать формулу Кубо–Гринвуда [10,11]

$$\sigma = -\frac{2\pi\hbar^3 e^2}{m_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} |D_\varepsilon|^2 g(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (6)$$

где $|D_\varepsilon| = \int \Psi_\varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \Psi_\varepsilon d^3x$; Ψ_ε — волновая функция электрона с энергией ε_e . Вычислить D_ε можно, как отмечают авторы работ [26,27], анализируя случай примесной проводимости в германии в области низких температур вблизи перехода металл–диэлектрик, если пренебречь флуктуациями амплитуды и фазы волновой функции Ψ при переходе от одного примесного атома к другому и считать Ψ плоской волной.

Тогда

$$|D_\varepsilon|^2 = \frac{2r_i m^*}{3\hbar^2} \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^2 \varepsilon, \quad (7)$$

а

$$\sigma = -B_1 \int \frac{\partial f}{\partial \varepsilon} \varepsilon g^2(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (8)$$

где

$$B_1 = \frac{4\pi\hbar e^2 r_i^3}{3m^*}, \quad (9)$$

а r_i — среднее расстояние между примесными атомами. Однако оценка $|D_\varepsilon|$ по формуле (7) для расплавов, по-видимому, невозможна. По мнению А.Р. Регеля [12], рассуждение о пренебрежении флуктуациями амплитуды и фазы волновой функции не слишком убедительно в случае расплавов, а представление Ψ плоской волной верно только в нулевом

приближении теории свободных электронов. Такие флуктуации амплитуды и фазы волновой функции определяют существо физической картины в расплавах [12]. Кроме того, для расплавов, как отмечается в работе Мотта [11], необходимо ввести в формуле (6) еще одно структурное усреднение, т.е. вместо $\langle |D_\epsilon| \rangle$ принимать $\langle |D_\epsilon|_{av} \rangle$. Поэтому по аналогии с формулой (7) разумно принять $(\langle |D_\epsilon|_{av} \rangle)^2 = \Lambda \epsilon$ (9), где Λ — постоянная, которая зависит от температуры и может быть определена при дальнейшей детализации электронного спектра в расплавах металлов и полупроводников. Тогда формулу (8) можно переписать в виде

$$\sigma = B \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \epsilon g^2(\epsilon) d\epsilon, \quad (10)$$

где $B = \Lambda B_1$.

Для металлов и вырожденных полупроводников $\eta = \frac{\epsilon_F}{K_B T} > 1$, поэтому выражение для магнитной восприимчивости χ_p и электропроводности σ можно получить с помощью известной оценки интегралов (5), (10), предложенной в свое время Зоммерфельдом и Бете [20], разлагая в ряд Тейлора подынтегральные выражения по малым значениям $\frac{\epsilon - \epsilon_F}{K_B T}$. Произведя указанную процедуру, после несложных преобразований находим

$$\chi_p = Ag(\epsilon_F) \left\{ 1 + \frac{(\pi K_B T)^2}{6} \left[\frac{\partial^2 g(\epsilon)}{\partial \epsilon^2} \frac{1}{g(\epsilon)} - \left(\frac{\partial g(\epsilon)}{\partial \epsilon} \frac{1}{g(\epsilon)} \right)^2 \right] \Big|_{\epsilon = \epsilon_F} \right\}, \quad (11)$$

$$\sigma = B \left\{ \epsilon_F g^2(\epsilon_F) + \frac{(\pi K_B T)^2}{3} \left[\frac{\partial g(\epsilon)}{\partial \epsilon} \left(2g(\epsilon) + \epsilon \frac{\partial g(\epsilon)}{\partial \epsilon} \right) + \epsilon g(\epsilon) \frac{\partial^2 g}{\partial \epsilon^2} \right] \Big|_{\epsilon = \epsilon_F} \right\}. \quad (12)$$

Покажем, что если выполняется условие $\eta = \frac{\epsilon_F}{K_B T} > 1$, т.е. если электронный газ вырожден, то для рассмотренных случаев температурного изменения χ и $\sigma^{1/2}$ между ними должна существовать линейная взаимосвязь.

Перепишем соотношения (11), (12) в виде

$$\chi_p = Ag(\epsilon_F) F_\chi(T), \quad (13)$$

$$\sigma = Bg^2(\epsilon_F) F_\sigma(T), \quad (14)$$

где $F_\chi(T)$ и $F_\sigma(T)$ — зависящие от температуры части функций χ и σ , соответственно.

Из выражения (14) следует, что

$$g(\epsilon_F) = \frac{\sigma^{1/2}}{B^{1/2} F_\sigma^{1/2}(T)}. \quad (15)$$

Подставляя (15) в выражение (13), получим, что

$$\chi_p = \frac{AF\chi(T)}{B^{1/2}F_\sigma^{1/2}(T)}\sigma^{1/2} = K\sigma^{1/2}. \quad (16)$$

Чтобы нагляднее представить себе это условие, допустим, что

$$g(\varepsilon) = C\varepsilon^\alpha.$$

Тогда

$$K = \frac{A \left(1 - \frac{(\pi K_B T)^2}{6\varepsilon_F^2} \alpha\right)}{B^{1/2} \sqrt{1 + \frac{(\pi K_B T)^2}{3\varepsilon_F^2} \alpha(2\alpha + 1)}}. \quad (17)$$

Как видно, выражение (17) не зависит от вида функции $g(\varepsilon)$. Если кроме электронной парамагнитной восприимчивости χ_p имеется вклад других компонент в χ , то в соответствии с (4) полная магнитная восприимчивость будет зависеть от электропроводности следующим образом:

$$\chi = M + K\sigma^{1/2}, \quad (18)$$

т.е. магнитная восприимчивость является параболической функцией электропроводности или, иными словами, $\chi(\sigma^{1/2})$ — линейная функция, а $M = \text{const}$. В табл. 1 приведены коэффициенты уравнений линейных зависимостей магнитной восприимчивости от электропроводности (экспериментальные данные по χ и σ обработаны методом наименьших квадратов) для расплавов некоторых металлов и полупроводников с вырожденным электронным газом, а на рис. 1 и 2 в качестве примера приведены линейные зависимости магнитной восприимчивости от квадратного корня из электропроводности для расплавов германия и теллура. Полученное нами соотношение (18) позволяет сделать некоторые важные выводы относительно строения и механизма проводимости исследуемых расплавов исходя из измерений электропроводности и магнитной восприимчивости. Согласно [10,11], χ_e можно представить в виде

$$\chi_e = \chi_p + \chi_L, \quad (19)$$

где χ_p — парамагнитная составляющая, а χ_L — диамагнитная составляющая электронного газа.

Диамагнитная составляющая атома складывается из двух членов — диамагнитной составляющей ионного остова и диамагнитной составляющей валентной оболочки атома, т.е.

$$\chi_d = \chi_I + \chi_L, \quad (20)$$

и может быть представлена известным соотношением Лармора-Лавжевена [24]

$$\chi_d = -\frac{n_I e^2}{6m} \sum_{i=1}^Z \bar{r}^2, \quad (21)$$

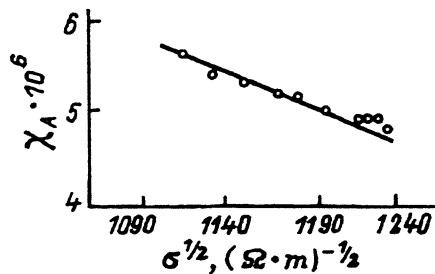


Рис. 1. Зависимость магнитной восприимчивости χ от корня квадратного из электропроводности для расплава германия.

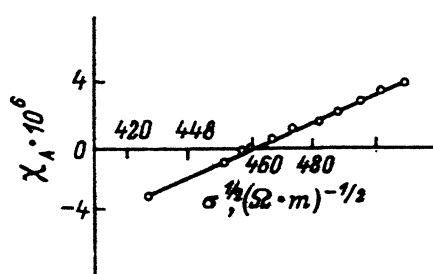


Рис. 2. Зависимость магнитной восприимчивости χ от корня квадратного из электропроводности для расплава теллура.

Таблица 1. Коэффициенты уравнений зависимостей магнитной восприимчивости от корня квадратного из электропроводности в расплавах некоторых металлов и полупроводников, соотношение (18).

№ п/п	Вещество	$10^6 \cdot \chi = (M \pm \Delta M) + (K \pm \Delta K)\sigma^{1/2}$	
		$M \pm \Delta M$	$(K \pm \Delta K), (\text{Ом}\cdot\text{м})^{1/2}$
1	Ga	(86.5 ± 1.2)	$-(4.18 \cdot 10^{-2} \pm 1.05 \cdot 10^{-3})$
2	In	(189.5 ± 4.2)	$-(1.72 \cdot 10^{-1} \pm 4.99 \cdot 10^{-3})$
3	Tl	(207.6 ± 4.9)	$-(5.38 \cdot 10^{-2} \pm 1.66 \cdot 10^{-3})$
4	Sb	(42.5 ± 1.1)	$-(4.87 \cdot 10^{-2} \pm 1.56 \cdot 10^{-3})$
5	Bi	$(11.9 \pm 2.6 \cdot 10^{-1})$	$-(1.95 \cdot 10^{-2} \pm 5.65 \cdot 10^{-4})$
6	Te	$-(146.7 \pm 4.4)$	$(2.97 \cdot 10^{-1} \pm 1.49 \cdot 10^{-3})$
7	GeTe	$(26.4 \pm 1.4 \cdot 10^{-1})$	$-(1.40 \cdot 10^{-1} \pm 1.04 \cdot 10^{-2})$
8	SnTe	$-(5.6 \pm 4.3 \cdot 10^{-1})$	$(9.16 \cdot 10^{-3} \pm 4 \cdot 10^{-4})$
9	PbTe	$-(9.1 \pm 2 \cdot 10^{-1})$	$(2.9 \cdot 10^{-2} \pm 9 \cdot 10^{-4})$
10	GeSe	$-(13.6 \pm 6.8 \cdot 10^{-1})$	$(2.8 \cdot 10^{-2} \pm 1.71 \cdot 10^{-3})$
11	SnSe	$-(18.9 \pm 1.0)$	$(2.8 \cdot 10^{-2} \pm 1.70 \cdot 10^{-3})$
12	PbSe	$-(14.7 \pm 7.4 \cdot 10^{-1})$	$(2.2 \cdot 10^{-2} \pm 1.19 \cdot 10^{-3})$
13	Ga ₂ Te ₃	$-(2.5 \pm 7 \cdot 10^{-2})$	$(1 \cdot 10^{-2} \pm 3 \cdot 10^{-4})$
14	In ₂ Te ₃	$-(3.6 \pm 9.4 \cdot 10^{-2})$	$(1.2 \cdot 10^{-2} \pm 4 \cdot 10^{-4})$
15	Bi ₂ Se ₃	$-(43.1 \pm 1.7)$	$(6.2 \cdot 10^{-2} \pm 2.5 \cdot 10^{-3})$
16	InSb	$(16.1 \pm 5.6 \cdot 10^{-1})$	$(2.9 \cdot 10^{-2} \pm 8.7 \cdot 10^{-4})$
17	Sb ₂ Te ₃	$-(47.8 \pm 1.2)$	$(7.5 \cdot 10^{-2} \pm 2.4 \cdot 10^{-3})$
18	Ge	(46.2 ± 1.6)	$-(3.80 \cdot 10^{-2} \pm 1.14 \cdot 10^{-3})$
19	ZnTe	(31.2 ± 1.1)	$-(9.6 \cdot 10^{-2} \pm 3.9 \cdot 10^{-3})$
20	CdTe	$(35.3 \pm 8.8 \cdot 10^{-1})$	$-(6 \cdot 10^{-2} \pm 2 \cdot 10^{-3})$
21	Cu ₂ S	$-(9.608541 \pm 2.8541 \cdot 10^{-2})$	$(3.555122 \pm 3.8122 \cdot 10^{-2}) \cdot 10^{-2}$
22	Cu ₂ Se	$-(17.84746 \pm 9.7465 \cdot 10^{-2})$	$(3.208306 \pm 6.93065 \cdot 10^{-2}) \cdot 10^{-2}$
23	Cu ₂ Te	$-(24.86862 \pm 0.47862)$	$(3.409708 \pm 0.188708) \cdot 10^{-2}$
24	Ag ₂ S	$-(27.215241 \pm 4.4759 \cdot 10^{-2})$	$-(1.3432769 \pm 2.82769 \cdot 10^{-2}) \cdot 10^{-2}$
25	Ag ₂ Se	$-(29.478434 \pm 2.1565 \cdot 10^{-2})$	$-(7.87861 \pm 0.10861) \cdot 10^{-3}$
26	Ag ₂ Te	$-(37.94973 \pm 1.09973 \cdot 10^{-1})$	$(3.68445 \pm 6.14454 \cdot 10^{-2}) \cdot 10^{-2}$

где n_I — концентрация ионов в плазме, m, e — соответственно масса и заряд электрона, а \bar{r} — средний радиус иона. Формула (21) справедлива при условии, что $\sum_{i=1}^Z \bar{r}^2$ имеет стационарное значение и не меняется за счет теплового движения. Если условие симметрии электронного облака нарушается, то к правой части уравнения (21) добавляется электронный вклад, обусловленный поляризационным магнетизмом Ван-Флека, χ_{VV} , т.е.

$$\chi_e = \chi_p + \chi_L + \chi_{VV} = \chi_d + \chi_{VV} + \chi_p. \quad (22)$$

Такое приближение правомерно, так как диамагнитный вклад, как отмечается в работе [22], практически не меняется, даже когда происходит переход от ковалентной к металлической связи. Коэффициент M в выражении (18) имеет смысл диамагнитной восприимчивости атома с поправкой на поляризационный вклад парамагнетизма Ван-Флека и не зависит от температуры:

$$M = \chi_d + \chi_{VV} = \chi_I + \chi_L + \chi_{VV}. \quad (23)$$

Согласно [23], χ_L можно вычислить исходя из соотношения

$$\chi_L = - \left(\frac{m_0}{m^*} \right)^2 \frac{2}{3} \mu_0 \mu_B^2 g(\epsilon_F), \quad (24)$$

где m_0 — масса свободного электрона, m^* — эффективная масса носителей заряда, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, μ_B — магнетон Бора, $g(\epsilon_F)$ — плотность электронных состояний на уровне Ферми. Квантово-механическое рассмотрение магнитной восприимчивости диамагнетика, согласно [21], приводит к соотношению

$$\chi = - \frac{N_A e^2}{6 m e} \sum_{i=1}^Z (n m | r_K |^2 n' m') + \frac{2}{3} \sum_{\substack{n', m', n, m \\ n', m' \neq n, m}} \frac{(n, m | H_0 | n', m')^2}{E_{n', m'} - E_{n, m}}, \quad (25)$$

где $(n, m | M_Z^0 | n' m')$ — матричный элемент магнитного момента, $(n, m | r_K |^2 n', m')$ — матричный элемент радиуса вектора, $E_{n, m}$, $E_{n', m'}$ — энергии невозмущенных состояний и первого возмущенного состояния. Первый член этого выражения совпадает с классической формулой Лариора-Лавжевена (21) и зависит от усреднения электронного облака при квантово-механических расчетах. Второй член связан, как мы отмечали выше, с нарушением шаровой или осевой симметрии электронного облака. Выражение (25) применимо для многоатомных систем, так как даже для двухатомных молекул практически всегда имеет место поляризационный парамагнетизм, ибо электрическое поле в молекуле никогда не имеет шаровой симметрии. Я.Г. Дорфман в работе [22] отмечает, что в случае многоатомной молекулы следует ожидать большого вклада поляризационного парамагнетизма в общую величину магнитной восприимчивости. Авторы работ [21, 28] обратили внимание на тот факт, что знаменатель второго члена в выражении (25)

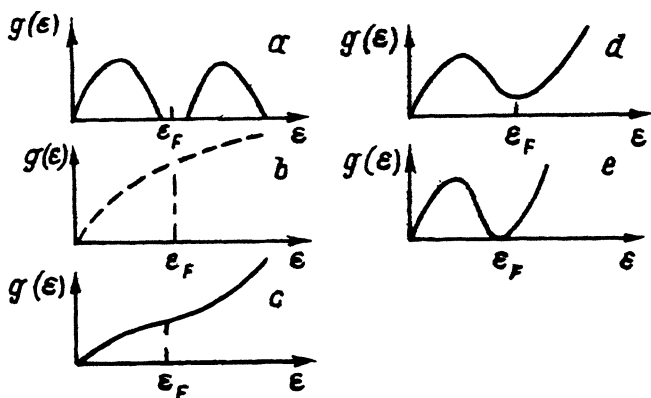


Рис. 3. Зависимость плотности электронных состояний от энергии в электронных расплавах по Н.Ф. Мотту [10,11].

a — для кристаллов; *b* — кривая для свободных электронов; *c* — кривая, имеющая точку перегиба вблизи энергии Ферми, рекомендуется для веществ, плавящихся по типу полупроводник-металл; *d* — кривая, имеющая минимум вблизи энергии Ферми; *e* — кривая, имеющая глубокий минимум вблизи энергии Ферми, — модель жидкого полупроводника.

качественно характеризует ширину запрещенной зоны у полупроводников. Поэтому наличие определенной величины поляризационного вклада в общую магнитную восприимчивость позволяет качественно судить о механизме проводимости в расплавах этих соединений. Если величина χ_{VV} положительна, то у расплавов различных соединений в энергетическом спектре имеется определенный «квазизазор» и должен реализовываться активационный механизм проводимости. Сделанное заключение относительно механизма проводимости в расплавах различных веществ хорошо согласуется с выводами о характере проводимости расплавов, сделанными на основе данных исследований их электрофизических свойств [29]. Однако необходимо отметить, что для проведения расчетов различных вкладов в магнитную восприимчивость помимо экспериментальных данных по исследованию магнитной восприимчивости и электропроводности расплавов необходимо иметь информацию о величине плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми.

2. Взаимосвязь между коэффициентом Холла и электропроводностью

Взаимосвязь между электропроводностью и коэффициентом Холла, на первый взгляд, представляется очевидной из рассмотрения простых соотношений теории свободных электронов. Однако если подойти к этому вопросу на основе связей рассматриваемых величин с плотностью электронных состояний, то выявляются новые полезные соотношения, представляющие интерес для анализа электронных свойств жидких полупроводников [15].

Информацию о величине плотности электронных состояний вблизи энергии Ферми можно получить, установив взаимосвязи между коэффициентом Холла и электропроводностью или между коэффициентом Холла и магнитной восприимчивостью.

Развивая идеи А.Ф. Иоффе и А.Р. Регеля [8], Н.Ф. Мотт [10,11] указал несколько возможных вариантов изменения плотности электронных состояний кристалла $g = g(\varepsilon)$ при нарушении упорядоченности твердого тела, например, при плавлении. На рис. 3 приведены различные зависимости плотности электронных состояний от энергии, расположенные по мере изменения характера ближнего порядка или степени связи электронов в атомной структуре. Случай a — для кристалла, b — кривая для свободных электронов, c — соответствует увеличивающемуся расстоянию между атомами. В случае d имеется провал плотности электронных состояний в интервале энергий, соответствующих запрещенной зоне кристалла. Эту область энергий принято называть «псевдощелью». В качестве характеристики глубины псевдощели, согласно Мотту [10,11], берется отношение

$$g = \frac{g(\varepsilon_F)}{g_0(\varepsilon_F)}, \quad (26)$$

т.е. отношение плотности состояний на уровне Ферми $g(\varepsilon_F)$ к рассчитанной в приближении свободных электронов $g_0(\varepsilon_F)$. Отметим, что изменение зависимости плотности электронных состояний от энергии при нарушении упорядоченности приводит к ряду особенностей в транспортных явлениях по сравнению со случаем свободных электронов.

Коэффициент Холла в расплавах с вырожденным электронным газом в неупорядоченных системах при условиях как сильного, так и слабого рассеяния теоретически анализировался в работах [25,30–32].

Так, в работе [31] на основе модели случайных фаз получено выражение для коэффициента Холла в случае вырожденного электронного газа в форме

$$R_H = \frac{R_{H_0}}{g}, \quad (27)$$

а в работе [25] для тех же самых условий Дж. Займаном получено выражение для коэффициента Холла в форме

$$R_H = \frac{R_{H_0}}{g^2}, \quad (28)$$

$$R_{H_0} = \frac{1}{en_0},$$

где R_{H_0} , n_0 — коэффициент Холла и концентрация носителей заряда в предположении полной ионизации валентной оболочки атома в расплаве, а e — заряд электрона. В работе [30] независимым путем было получено для коэффициента Холла выражение (28), а в работах [31,32] — выражения как (27), так и (28). М. Вобст [33] с сотрудниками, экспериментально изучая температурную зависимость постоянной Холла в системе In-Te, пришли к заключению, что константа Холла в этой системе описывается формулой

$$R_H = R_{H_0} g^{-3/2}. \quad (29)$$

Следовательно, чисто теоретически трудно сделать выбор между этими соотношениями и поэтому при исследовании этого вопроса можно просто принять, что

$$|R_H| = |R_0|g^\gamma, \quad (30)$$

где γ — любое действительное число. Чтобы определить значение этого коэффициента в выражении (30) необходимо установить взаимосвязи между постоянной Холла и другими электронными свойствами неупорядоченных систем. Далее такие взаимосвязи мы установим между коэффициентом Холла и электропроводностью, а также между коэффициентом Холла и магнитной восприимчивостью. Обратим внимание на тот факт, что в рассматриваемом случае как коэффициент Холла, так и электропроводность являются функциями одного параметра $g(\varepsilon_F)$ — плотности электронных состояний. Следовательно, между этими характеристиками можно установить взаимосвязь на основе параметра $g(\varepsilon_F)$.

Из выражения (14) следует, что

$$g(\varepsilon_F) = \frac{\sigma^{1/2}}{B^{1/2} F_\sigma^{1/2}(T)}, \quad (31)$$

а коэффициент Холла согласно (26), (30) равен

$$R = R_{H_0}(T) \left[\frac{g(\varepsilon)}{g_0(\varepsilon)} \right]^\gamma. \quad (32)$$

Подставляя выражение (31) в соотношение (32), получим

$$R = R_{H_0}(T) \frac{\sigma^{1/2}}{B^{\gamma/2} F_\sigma^{\gamma/2}(T) g_0^\gamma(\varepsilon)}$$

или

$$R_H = L\sigma^{\gamma/2}. \quad (33)$$

Логарифмируя уравнение (33), получим

$$\lg |R_H| = \lg L + \frac{\gamma}{2} \lg \sigma, \quad (34)$$

т.е. между $\lg |R_H|$ и $\lg \sigma$ существует линейная зависимость, построение которой дает возможность определить γ , а следовательно, и $g(\varepsilon_F)$ — реальную плотность электронных состояний вблизи энергии Ферми. Из анализа соотношения (33) следует, что γ может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Знак γ определяется температурными коэффициентами $d|R_H|/dT$ и $d\sigma/dT$. Если $d|R_H|/dT$ и $d\sigma/dT$ совпадают по знаку, то $\gamma > 0$. Если же $d|R_H|/dT$ и $d\sigma/dT$ имеют различные знаки, то $\gamma < 0$. Такой простой анализ позволяет сделать некоторые важные выводы относительно характера зависимости плотности электронных состояний от энергии. Пусть γ в выражении (32)

будет меньше нуля, а отношение R_H/R_{H_0} будет меньше единицы, т.е.

$$\frac{R_H}{R_{H_0}} = \left[\frac{g(\varepsilon_F)}{g_0(\varepsilon_F)} \right]^{-\gamma} < 1.$$

Откуда после несложных преобразований получим

$$\left(\frac{R_{H_0}}{R_H} \right)^{1/\gamma} = \frac{g(\varepsilon_F)}{g_0(\varepsilon_F)} > 1.$$

Следовательно, $g(\varepsilon_F) > g_0(\varepsilon_F)$, т.е. в этом случае мы имеем кривую, имеющую точку перегиба вблизи энергии Ферми (рис. 3, кривая с). Как мы показали выше, для электронных расплавов этот случай будет иметь место, если $d|R_H|/dt > 0$ и $d\sigma/dT < 0$ или $d|R_H|/dt < 0$ и $d\sigma/dT > 0$. Из анализа экспериментальных данных, приведенных в работах [34,35], можно выдти, что данная ситуация реализуется только для расплавов металлов, для которых $d|R_H|/dt > 0$ и $d\sigma/dT < 0$, так как у других расплавов полупроводников с вырожденным электронным газом, у которых $d|R_H|/dt < 0$ и $d\sigma/dT > 0$, отношение R_H/R_{H_0} всегда больше единицы.

Рассмотрим другой случай, когда $\gamma > 0$ и $R_H/R_{H_0} > 1$. Отсюда следует, что $(R_H/R_{H_0})^{1/\gamma} = g(\varepsilon_F)/g_0(\varepsilon_F) > 1$, т.е. и в этом случае мы имеем кривую плотности электронных состояний, имеющую точку перегиба вблизи энергии Ферми. Это возможно, если $d|R_H|/dt > 0$ и $d\sigma/dT > 0$ или $d|R_H|/dt < 0$ и $d\sigma/dT < 0$. Здесь, как следует из данных работ [34,35], это будет иметь место для тех расплавов полупроводников с вырожденным электронным газом, у которых $d|R_H|/dt < 0$ и $d\sigma/dT < 0$. В третьем случае $\gamma < 0$, $R_H/R_{H_0} > 1$

$$\left(\frac{R_{H_0}}{R_H} \right) = \left[\frac{g(\varepsilon_F)}{g_0(\varepsilon_F)} \right]^{-\gamma} > 1.$$

Отсюда

$$\left(\frac{R_H}{R_{H_0}} \right)^{1/\gamma} = \frac{g(\varepsilon_F)}{g_0(\varepsilon_F)} < 1,$$

т.е. $g(\varepsilon_F) < g_0(\varepsilon_F)$. Здесь мы имеем кривую с минимумом вблизи энергии Ферми (рис. 3, кривая е). Для электронных расплавов это будет иметь место, если $d|R_H|/dt < 0$ и $d\sigma/dT > 0$ или $d|R_H|/dt > 0$ и $d\sigma/dT < 0$. Этот случай, как видно из экспериментальных результатов работ [34,35], является самым распространенным и реализуется как для расплавов металлов, так и для расплавов полупроводников с вырожденным электронным газом. Наконец, в четвертом случае $\gamma > 0$, а $R_H/R_{H_0} < 1$

$$\left(\frac{R_H}{R_{H_0}} \right) = \left[\frac{g(\varepsilon_F)}{g_0(\varepsilon_F)} \right]^{\gamma} < 1.$$

$$\left(\frac{R_H}{R_{H_0}}\right)^{1/\gamma} = \left[\frac{g(\varepsilon_F)}{g_0(\varepsilon_F)}\right] < 1,$$

т.е. $g(\varepsilon_F) < g_0(\varepsilon_F)$. Это возможно, если $d|R_H|/dt > 0$ и $d\sigma/dT > 0$ или $d|R_H|/dt < 0$ и $d\sigma/dT < 0$. Однако, как следует из приведенных результатов работ [34,35] по исследованию электропроводности и постоянной Холла, этот случай не может быть реализован в расплавах металлов и вырожденных полупроводников. На рис. 4,5 в качестве примера приведены зависимости $\lg \sigma \sim f(\lg R_H)$ для расплавов германия и кремния, а также для расплавов сульфида и селенида меди. Рассчитав γ по уравнению (34), можно видеть (табл. 2), что для расплавов кремния и германия $\gamma > 0$, а для расплавов сульфида и селенида меди $\gamma < 0$. Это обстоятельство позволяет сделать вывод, что у германия и кремния зависимость плотности электронных состояний от энергии представляет собой кривую, имеющую вблизи энергии Ферми точку перегиба (рис. 3, кривая с). Напротив, у расплавов сульфида, селенида и теллурида меди $\gamma < 0$, что позволяет заключить, что для данных расплавов зависимость плотности электронных состояний от энергии представляет собой кривую с минимумом (рис. 3, кривая е). Следует отметить, что выводы относительно характера зависимости плотности электронных состояний от энергии, сделанные на основе анализа электропроводности и коэффициента Холла, подтверждаются результатами исследований других физических свойств, приведенных для этих расплавов, в частности, в работе [36].

В табл. 2, кроме коэффициентов γ , приведены значения фактора Мотта g , характеризующие глубину псевдощели рассматриваемых расплавов. Так, расплавы сульфида и селенида меди характеризуются довольно глубокой псевдощелью, тогда как для расплава германия и кремния, в особенности для расплава германия, характерно незна-

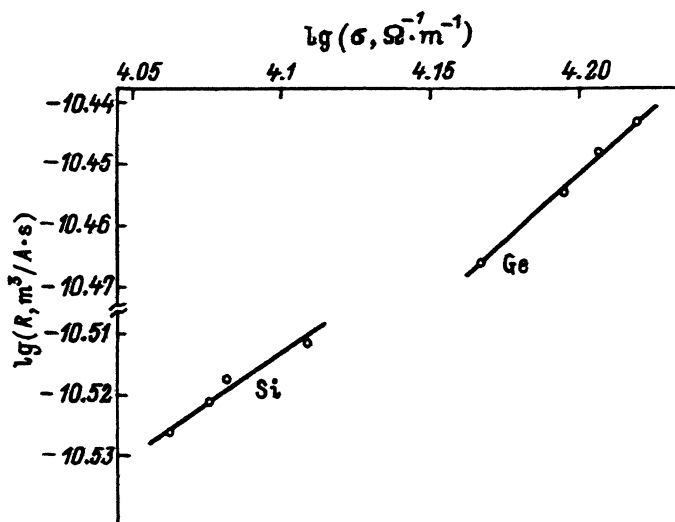


Рис. 4. Взаимосвязь между величиной электропроводности и постоянной Холла расплавов кремния и германия.

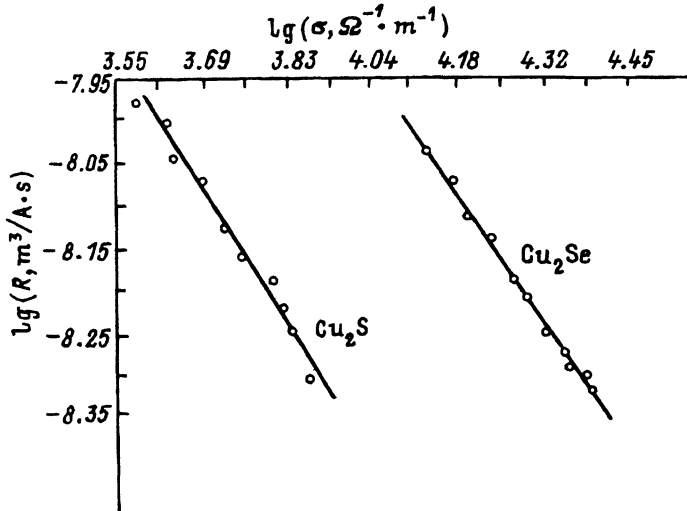


Рис. 5. Взаимосвязь между величиной электропроводности и постоянной Холла расплавов сульфида и селенида меди.

чительное отличие значений плотности электронных состояний $g(\epsilon_F)$ от значений плотности электронных состояний $g_0(\epsilon_F)$, рассчитанных по теории свободных электронов.

3. Взаимосвязь между коэффициентом Холла и магнитной восприимчивостью

Подставляя соотношение (13) в формулу (32), получим выражение

$$R_H = R_{H_0} \left(\frac{\chi_p}{AF\chi(T)} \right)^\gamma. \quad (35)$$

Перепишем выражение (35) в виде

$$\chi_p = \frac{AF\chi(T)R_H^{1/\gamma}}{R_{H_0}^{1/\gamma}}. \quad (36)$$

Таблица 2. Коэффициенты уравнения (34) и величины $g = g(\epsilon_F)/g_0(\epsilon_F)$, характеризующие глубину псевдощели для расплавов кремния, германия, а также халькогенидов меди

Вещество	γ	$g = g(\epsilon_F)/g_0(\epsilon_F)$
Si	0.6	1.1
Ge	1.06	1.06
Cu ₂ S	-2.26	0.08
Cu ₂ Se	-2.06	0.07
Cu ₂ Te	-5.5	0.45

Согласно [21], уравнения (4), (22) можно представить в виде

$$\chi = \chi_d + \chi_{VV} + \beta\chi_p, \quad (37)$$

где $\beta(m, r_s)$ — фактор, учитывающий электрон-электронное взаимодействие. Подставляя выражение (36) в выражение (37), получим

$$\chi = \chi_d + \chi_{VV} + \frac{\beta AF\chi(T)R_H^{1/\gamma}}{R_{H_0}^{1/\gamma}} \quad (38)$$

или

$$\chi = P + M(T)R_H^{1/\gamma}. \quad (39)$$

Продифференцировав выражение (39) по параметру R_H , получим следующее соотношение:

$$\frac{dx}{dR_H} = \frac{\beta AF\chi(T)}{R_{H_0}^{1/\gamma}} \frac{1}{\gamma} R_H^{1/\gamma-1}. \quad (40)$$

Логарифмируя обе части уравнения (40), придем к соотношению

$$\lg \frac{dx}{dR_H} = Q + \frac{1-\gamma}{\gamma} \lg R_H, \quad (41)$$

где

$$Q = \frac{1}{\gamma} \frac{\beta AF\chi(T)}{R_{H_0}^{1/\gamma}}.$$

Отсюда легко вычисляется коэффициент γ . Расчеты, проведенные для расплавов германия и кремния, а также для халькогенидов меди и серебра, хорошо согласуются со значениями величин, приведенными в табл. 2

4. Коэффициент термоэдс расплавов с вырожденным электронным газом

Как известно, термоэдс неупорядоченной системы может быть представлена формулой Кубо-Гринвуда [10,11]:

$$S\sigma = \frac{K_B}{e} \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_\epsilon \frac{\epsilon - \epsilon_F}{K_B T} \frac{df(\epsilon, T)}{d\epsilon} d\epsilon, \quad (42)$$

где K_B — постоянная Больцмана, e — заряд электрона,

$$\sigma_\epsilon = \frac{2\pi\hbar^3 e^2}{m_0^2} |D_\epsilon|^2 g(\epsilon). \quad (43)$$

Выражение (43), согласно соотношению (9), можно представить в виде

$$\sigma_\epsilon = \frac{4\pi\hbar^3 e^2 \Lambda}{m_0^2} \epsilon g^2(\epsilon). \quad (44)$$

Разлагая в ряд Тейлора подинтегральное выражение (42) по малым значениям $\frac{\varepsilon - \varepsilon_F}{K_B T}$, так же как и в предыдущих случаях, после несложных преобразований находим

$$S = - \frac{\frac{\pi^2 K_B^2 T}{3e} g(\varepsilon_F) \left[g(\varepsilon) + 2e \frac{\partial g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right] \Big|_{\varepsilon = \varepsilon_F}}{\varepsilon_F g^2(\varepsilon_F) + \frac{(\pi K_B T)^2}{3} \left(\frac{\partial g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \left[2g(\varepsilon) + \varepsilon \frac{\partial g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right] + \varepsilon g(\varepsilon) \frac{\partial^2 g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon^2} \right) \Big|_{\varepsilon = \varepsilon_F}}. \quad (45)$$

Отметим, что соотношения (11), (12), (45) можно существенно упростить, если знать зависимость плотности электронных состояний от энергии для каждого конкретного вещества, которую, как мы показали выше, можно найти из анализа экспериментальных данных по исследованию эффекта Холла.

5. Спектры электронных состояний в полупроводниковых расплавах с вырожденным электронным газом

Для дальнейшей детализации электронного спектра в расплавах различных веществ с вырожденным электронным газом необходимо прежде всего определить положение уровня Ферми. Такую информацию можно получить из решения системы трех уравнений — соотношения (16) — для парамагнитной восприимчивости электронного газа, соотношения (45) для термоэдс и соотношения (18) описывающего взаимосвязь между парамагнитной восприимчивостью и электропроводностью. Если зависимость плотности электронных состояний от энергии представляет собой кривую с минимумом, как, например, в случае расплавов сульфида, селенида и теллурида меди, то

$$\frac{\partial g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} = 0, \quad \text{а} \quad \frac{\partial^2 g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon^2} > 0. \quad (46)$$

Тогда уравнения (11), (45) можно представить в следующем виде:

$$\chi_p = 2\mu_0 \mu_B g(\varepsilon_F) \left\{ \left[1 + \frac{(\pi K_B T)^2}{6} \frac{1}{g(\varepsilon)} \frac{\partial^2 g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon^2} \right] \Big|_{\varepsilon = \varepsilon_F} \right\}, \quad (47)$$

$$S = - \frac{\pi^2 K^2 T}{3e \varepsilon_F \left(\left[1 + \frac{(\pi K_B T)^2}{3} \frac{1}{g(\varepsilon)} \frac{\partial^2 g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon^2} \right] \Big|_{\varepsilon = \varepsilon_F} \right)}. \quad (48)$$

Решая уравнение (48) совместно с уравнениями (47) и (16) относительно параметра ε_F , получим

$$\varepsilon_F = \frac{\mu_0 \mu_B^2 g(\varepsilon_F) \pi^2 K_B^2 T}{3eS (K \sigma^{1/2} - \mu_0 \mu_B^2 g(\varepsilon_F))}. \quad (49)$$

Напротив, для расплавов, у которых зависимость плотности электронных состояний от энергии представляет собой кривую, имеющую точку перегиба вблизи энергии Ферми, имеем

$$\frac{\partial^2 g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon^2} = 0, \quad \text{а} \quad \frac{\partial g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \neq 0. \quad (50)$$

Таблица 3. Параметры межатомного взаимодействия в расплавах халькогенидов меди и серебра

Вещество	$g_0(\varepsilon_F) \cdot 10^{-46}$, Дж $^{-1}$ ·м $^{-3}$	$g(\varepsilon_F) \cdot 10^{-46}$, Дж $^{-1}$ ·м $^{-3}$	g	ε_F , эВ	$\Delta\varepsilon$, эВ	$\sigma_{\text{exp}} \cdot 10^{-2}$, (Ом·м) $^{-1}$	$\sigma_{\text{lim}} \cdot 10^{-2}$, (Ом·м) $^{-1}$
Cu ₂ S	6.962	0.529	0.08	-0.04	0.23	38	145.4
Cu ₂ Se	6.761	0.493	0.07	-0.03	0.18	131	144.5
Cu ₂ Te	6.451	2.881	0.45	-0.17	0.31	540	145.1

В этом случае уравнения (11), (45) будут иметь следующий вид:

$$S = - \frac{\frac{\pi^2 K_B^2 T}{3e} g(\varepsilon_F) \left[g(\varepsilon) + 2\varepsilon \frac{\partial g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right] \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_F}}{\varepsilon_F g^2(\varepsilon_F) + \frac{(\pi K_B T)^2}{3} \left[\frac{\partial g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \left(2g(\varepsilon) + \varepsilon \frac{\partial g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right) \right] \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_F}}, \quad (51)$$

$$\chi_p = 2\mu_0 \mu_B g(\varepsilon_F) \left\{ 1 - \frac{(\pi K_B T)^2}{6} \left(\frac{\partial g(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \frac{1}{g(\varepsilon)} \right)^2 \Big|_{\varepsilon=\varepsilon_F} \right\}. \quad (52)$$

Откуда ε_F с учетом соотношения (16) можно записать следующим образом:

$$\varepsilon_F = - \frac{\frac{\pi^2 K_B^2 T}{3e} g(\varepsilon_F) + \frac{2(\pi K_B T)}{\sqrt{3}} S g^{1/2}(\varepsilon_F) \sqrt{\frac{2\mu_0 \mu_B^2 - K\sigma^{1/2}}{\mu_0 \mu_B^2}}}{S g(\varepsilon_F) + \frac{S(2\mu_0 \mu_B^2 g(\varepsilon_F) - K\sigma^{1/2})}{\mu_0 \mu_B^2} + \frac{2\pi K_B}{\sqrt{3}} g^{1/2}(\varepsilon_F) \sqrt{\frac{2\mu_0 \mu_B^2 - K\sigma^{1/2}}{\mu_0 \mu_B^2}}}. \quad (53)$$

В выражениях (49), (53) присутствует единственная неизвестная величина $g(\varepsilon_F)$ — плотность электронных состояний на уровне Ферми. Данный параметр можно определить из экспериментальных данных по исследованию эффекта Холла.

Из соотношений (26), (30) следует, что

$$g(\varepsilon_F) = g_0(\varepsilon_F) \left(\frac{R_H}{R_{H_0}} \right)^{1/\gamma},$$

где γ — коэффициент уравнения (30), а $g_0(\varepsilon_F)$ — плотность электронных состояний на уровне Ферми в приближении теории свободных электронов, которую, согласно [21], можно вычислить по соотношению

$$g_0(\varepsilon) = \frac{4\pi m_0 n_0^{1/3}}{h^2} \left(\frac{3}{8\pi} \right)^{1/3}, \quad (54)$$

где m_0 — масса свободных электронов, а n_0 — концентрации носителей заряда, равная

$$n_0 = \frac{Z \cdot N_A}{V_A}. \quad (55)$$

Здесь Z — число электронов на внешней оболочке атома, N_A — число Авогадро, V_A — атомный объем.

В табл. 3 в качестве примера приведены численные значения плотности электронных состояний на уровне Ферми, а также рассчитанные по соотношению (49), (50) положения уровня Ферми электронного газа расплавов халькогенидов меди относительно середины квазизазора. Если в кристаллических материалах перенос заряда обычно осуществляется по разрешенным зонам, то в неупорядоченных материалах имеется несколько каналов электронного переноса. Это, во-первых, — канал диффузионного переноса по делокализованным состояниям вблизи края подвижности ($\epsilon \gtrsim \epsilon_C$ или $\epsilon \lesssim \epsilon_V$) и, во-вторых, канал прыжкового переноса по локализованным состояниям вблизи уровня Ферми. Вследствие этого обстоятельства наблюдается разница в энергии активации, рассчитываемая на основе различных кинетических свойств. Наиболее информативным параметром, характеризующим механизм электронного переноса, является холловская подвижность, температурная зависимость которой дает возможность оценить энергию активации и сделать вывод о доминирующем влиянии того или иного механизма переноса носителей заряда в рассматриваемой системе. На рис. 6 представлена температурная зависимость $\lg \mu_H$ от $1/T$ для расплавов халькогенидов меди.

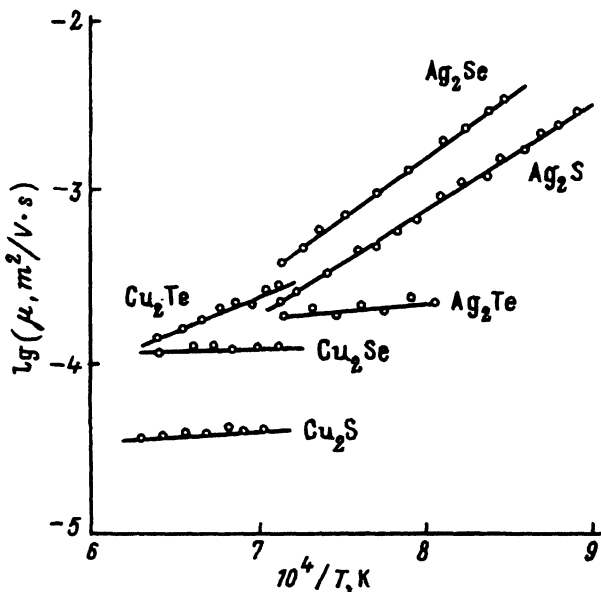


Рис. 6. Зависимость μ_H от $1/T$ для расплавов халькогенидов меди и серебра.

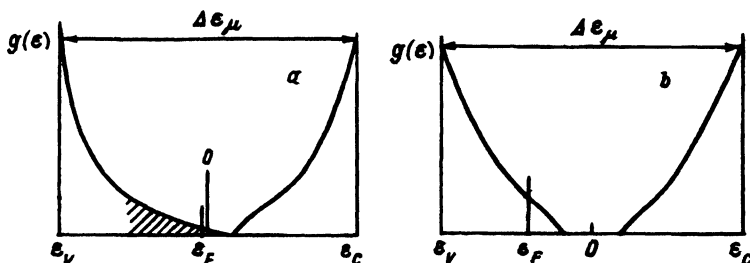


Рис. 7. Модели спектров электронных состояний в расплавах халькогенидов меди и серебра.

Анализируя результаты вычисления энергии активации по подвижности совместно с результатами расчета положения уровня Ферми, можно отметить следующее (табл. 3). Для расплавов соединений Cu_2S , Cu_2Se уровень Ферми лежит вблизи середины квазизазора. Что же касается расплава Cu_2Te , то уровень Ферми лежит в валентной зоне, в результате чего реализуется модель вырожденного дырочного полупроводника и перенос носителей заряда происходит по валентной зоне (рис. 7, б).

Однако возникает вопрос — может ли уровень Ферми лежать вблизи середины квазизазора, а полупроводник при этом быть вырожденным полупроводником, что следует из оценки предельной концентрации носителей заряда [37] и сравнения с концентрацией носителей заряда, полученной из данных по эффекту Холла. Оказывается может, если основываться на концепции А.И. Губанова [9] о «хвостах плотности электронных состояний», которые распространяются в глубь запрещенной зоны. В таком случае уровень Ферми лежит в хвосте плотности состояний валентной зоны, вследствие чего и наступает вырождение электронного газа (рис. 7, а, б). Но возникает также вопрос — если расплавы соединений Cu_2S , Cu_2Se и Cu_2Te суть вырожденные полупроводники, то почему в таком случае они почти на порядок отличаются по величине электропроводности. Рассматривая рассчитанные значения фактора Мотта g для расплавов соединений Cu_2S , Cu_2Se и Cu_2Te , можно отметить следующее. Для соединений Cu_2S и Cu_2Se фактор Мотта $g \ll 0.3$, а для Cu_2Te — $g > 0.3$. Следовательно, согласно оценкам Мотта [10,11] электронные состояния в соединениях Cu_2S и Cu_2Se должны быть локализованными и перенос носителей заряда будет осуществляться по локализованным состояниям в хвосте валентной зоны за счет термически активированных прыжков дырок (рис. 7, а), чем и объясняется пониженная величина электропроводности расплавов Cu_2S и Cu_2Se . Нужно отметить, что оценки Н.Ф. Мотта через фактор g достаточно приближенны. Например, не ясен вопрос будут ли состояния в хвостах плотности электронных состояний в вырожденных полупроводниках локализованы или, напротив, делокализованы, когда фактор Мотта $g \approx 0.3$. Ответ на этот вопрос, на наш взгляд, можно получить воспользовавшись критерием А.Р. Регеля (1). После несложных преобразований уравнения (1) легко прийти к выражению для электропроводности:

$$\sigma \geq \frac{e^2 n^{1/3}}{\hbar(3\pi^2)^{2/3}} \quad (56)$$

Подставляя в выражение (56) соотношение для предельной концентрации носителей заряда [37], в итоге получаем

$$\sigma_{\text{lim}} \geq 3.882 \cdot 10^2 T^{1/2} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}, \quad (57)$$

где T выражена в К. Если экспериментальная электропроводность для вырожденного полупроводника равна или больше, чем рассчитанная по соотношению (57), то мы имеем дело с вырожденным полупроводником, у которого уровень Ферми лежит либо в валентной зоне, либо в зоне проводимости, либо в ее хвостах, что по сути дела одно и то же.

Если $\sigma_{\text{exp}} < \sigma_{\text{lim}}$, то в этом случае мы имеем дело с локализованными состояниями в хвостах зоны проводимости, либо валентной зоны.

Из результатов приведенных расчетов (табл. 3) можно сделать такие же выводы, как и на основе анализа положения уровня Ферми в рассматриваемых расплавах, что перенос носителей заряда происходит в расплавах Cu_2S и Cu_2Se по локализованным состояниям, а в расплаве Cu_2Te реализуется обычный активационный механизм переноса. Резюмируя вышеизложенное можно отметить, что теперь мы располагаем возможностью оценочного расчета характера электронного спектра неупорядоченных систем с вырожденным электронным газом исходя из анализа конкретных физических свойств конкретной системы. Данный подход может быть с успехом использован для расчета спектров электронных состояний как аморфных, так и стеклообразных материалов, которые, как известно, широко применяются в качестве материалов электронной техники.

Список литературы

- [1] А.Р. Регель. *О связи строения жидкостей с их электрическими свойствами*. В кн.: *Строение и физические свойства вещества в жидком состоянии* (Киев, Изд-во Киев. ун-та, 1954) с. 117.
- [2] А.Р. Регель. *О связи электронной проводимости жидкостей с их структурой*. В кн.: *Вопросы теории и исследования полупроводников и процессов полупроводниковой металлургии* (М., Изд-во АН СССР, 1955) с. 12.
- [3] А.Р. Регель. *Исследование по электронной проводимости жидкостей*. Автореф. докт. дис. (Л., 1956).
- [4] А.Р. Регель. *Исследование электронной проводимости металлов сплавов и интерметаллических соединений в жидком состоянии*. В кн.: *Структура и свойства жидких металлов* (М., ИМЕТ им. А.А. Байкова, АН СССР, 1959) с. 3.
- [5] А.Р. Регель, В.М. Глазов. *Вестн. АН СССР*, № 7, 75 (1967).
- [6] А.Р. Регель, В.М. Глазов, А.Н. Крестовников. *Физика и химия обраб. материалов*, № 3, 118 (1967).
- [7] А.Р. Регель, В.М. Глазов. *Периодический закон и физические свойства электронных расплавов* (М., Наука, 1978).
- [8] A.F. Ioffe, A.R. Regel. *Progr. Semicond.*, 4, 239 (1960).
- [9] А.И. Губанов. *Квантово-электронная теория аморфных проводников* (М.; Л., Наука, 1963).
- [10] Н.Ф. Мотт, Е.А. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1974).
- [11] Н.Ф. Мотт, Е.А. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., Мир, 1982).
- [12] А.Р. Регель, В.М. Глазов, В.Б. Кольцов. *ФТП*, 23, 1129 (1989).
- [13] В.М. Глазов, В.Б. Кольцов, А.И. Фараджов. *ФТП*, 21, 2152 (1987).
- [14] В.М. Глазов, В.Б. Кольцов, А.И. Фараджов. *Изв. АН СССР. Неорг. матер.*, 24, 1237 (1988).
- [15] В.М. Глазов, В.Б. Кольцов. *ФТП*, 27, 775 (1993).
- [16] В.М. Глазов, А.И. Фараджов. *ФТП*, 22, 2156 (1988).
- [17] В.М. Глазов, А.И. Фараджов. *ФТП*, 22, 1929 (1988).
- [18] В.М. Глазов, А.И. Фараджов. *Изв. АН СССР. Неорг. матер.*, 27, 2523 (1991).
- [19] С.В. Гонсовский. *Современное учение о магнетизме* (М.; Л., ГИТТЛ, 1952).
- [20] R.S. Demincally. *Rev. Sci. Inst.*, 21, 273 (1950).
- [21] С.В. Вонсовский. *Магнетизм* (М., Наука, 1971).
- [22] Я.Г. Дорфман. *Магнитные свойства и строение вещества* (М., Гостехиздат, 1955).
- [23] G. Busch, S. Yuan. *Phys. Kondens Materic*, N 1, 37 (1963).
- [24] Г. Буш, Г. Винклер. *Определение характеристических параметров полупроводников* (М., Иностран. лит., 1959).

- [25] J.M. Ziman. *Adv. Phys.*, **16**, 551 (1967).
- [26] И. М. Цидильковский, Г. А. Матвеев, Л. Г. Лончиков. *ФТП*, **20**, 515 (1986).
- [27] Г. Бете, А. Зоммерфельд. *Электронная теория металлов* (М., 1938).
- [28] Н. Н. Сирота. *Некоторые вопросы химической связи в полупроводниках*. В сб.: *Химическая связь в полупроводниках и твердых телах* (Минск, Наука и техника, 1965) с. 12.
- [29] В. М. Глазов, В. Б. Кольцов, А. С. Бурханов. *ФТП*, **28**, 7 (1994).
- [30] H. Fukuyama, H. Ebisawa, V. Wada. *Prog. Theor. Phys.*, **42**, 494 (1969).
- [31] L. Fridman. *J. Non-Cryst. Sol.*, **6**, 329 (1971).
- [32] L. E. Valentine, M. Huberman. *Phys. C: Sol. St. Phys.*, **10**, 4991 (1977).
- [33] H. U. Tschirner, R. Wolf, M. Wobst. *Phil. mag.*, **31**, 237 (1975).
- [34] В. М. Глазов, В. Б. Кольцов, С. В. Сиротюк. *Электрон. техн., сер. 6* (1310), *Материалы*, 45 (1987).
- [35] В. М. Глазов, В. Б. Кольцов, С. В. Сиротюк. *Электрон. техн., сер. 6* (1347), *Материалы*, 50 (1988).
- [36] А. Р. Регель, В. М. Глазов. *Физические свойства электронных расплавов* (М., Наука, 1980).
- [37] К. С. Шифрин. *ЖТФ*, вып. 4, 40 (1944).

Редактор В. В. Чалдышев

Liquid semiconductors having degenerate electron gas

V. M. Glazov, V. B. Kol'tsov

Moscow State Institute of Electronic Technology, 103498 Moscow
