

$l \sim \hbar/\rho_F \sim a$ , равно  $a\hbar/e^2$  (в трёхмерном случае) и  $l\hbar/e^2$  (в двумерном). В веществах с большим  $\rho$  возникает локализация электронных состояний — проводимость исчезает (см. *Андерсоновская локализация*). При этом исчезновение проводимости происходит не за счёт «связывания» электронов ионами — электроны остаются коллективизированными (в том смысле, что их волновая ф-ция «размазана» на расстояния, много большие атомных).

При плавлении подвижные электроны в М. сохраняются, поэтому сохраняется большая электропроводность, хотя разрушение дальнего порядка приводит к скачкообразному росту  $\rho$  (табл. 5; см. также *Жидкие металлы*). Исключение составляют Sb, Ga, Bi, у к-рых при плавлении  $\rho$  уменьшается (для этих М. плавление сопровождается увеличением плотности).

Табл. 5.— Отношение удельных сопротивлений в твёрдой ( $\rho_t$ ) и жидкой ( $\rho_{ж}$ ) фазах при температуре плавления

Металл	Li	Na	Fe	Cu	Au	Ga	Sb	Bi
$\rho_{ж}/\rho_t$ . . . . .	1,68	1,44	1,09	2,07	2,28	0,58	0,67	0,4

Большинство М. при  $T \rightarrow 0$  К теряют сопротивление — переходят в сверхпроводящее состояние. Для таких М. зависимость  $\rho(T)$  при  $T \rightarrow 0$  К определяют, разрушив сверхпроводящее состояние магн. полем  $H > H_{кр}$  (см. *Сверхпроводимость*).

**Теплоёмкость.** Существование в М. вырожденного электронного газа большой плотности приводит к линейной зависимости теплоёмкости М. от  $T$  при низкой темп-ре (рис. 7). Вклад электронов в теплоёмкость М.

$$C_э = \alpha T; \quad \alpha = \frac{\pi^2}{3} g_F, \quad (5)$$

где  $g_F$  — суммарная (по всем частично заполненным зонам) плотность электронных состояний при  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_F$ . Измерение  $C_э$  — один из осн. методов определения  $g(\mathcal{E}_F)$  (табл. 6).

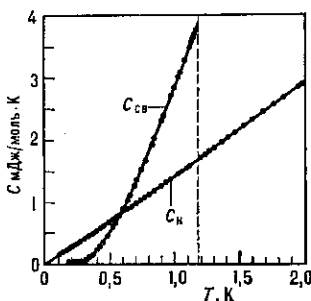


Рис. 7. Низкотемпературная теплоёмкость нормального ( $C_n$ ) и сверхпроводящего ( $C_{св}$ ) Al (при  $T < T_c$  значения  $C_n$  измерены на образцах, в которых сверхпроводимость была разрушена магнитным полем).

Табл. 6.— Значения постоянной  $\alpha$ , определённые по электронной теплоёмкости  $C_э$

Металл	Li	Be	Al	Sc	Cu
$\alpha$ , мДж/(моль·К <sup>2</sup> ) . .	1,63	0,17	1,25	10,7	0,695

Металл	Nb	Sb	Au	Bi
$\alpha$ , мДж/(моль·К <sup>2</sup> ) . .	7,79	0,11	0,729	0,008

Электроны проводимости вносят линейный по  $T$  вклад не только в теплоёмкость М., но и в его коэф. теплового расширения. Из-за этого в М. нарушается *Грюнрайзена закон*: при низких темп-рах ( $T \ll \sqrt{\vartheta_D T_F}$ ) константа в законе Грюнрайзена определяется электронной подсистемой, а при высоких  $T \gg \vartheta_D$  — фононной (колебаниями решётки).

**Теплопроводность, термоэлектрические явления.** Электроны проводимости принимают участие не только в переносе электрич. заряда, но и в переносе тепла. Вследствие большой подвижности электронов теплопроводность М. велика. Величины электропроводности и

электронной части теплопроводности М.  $\lambda$  связаны соотношением (*Видемана — Франца закон*):

$$\frac{\lambda}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3} \left( \frac{\hbar}{e} \right)^2. \quad (6)$$

Оно выполняется тем лучше, чем строже столкновения электронов можно считать упругими (при  $T \gg \vartheta_D$ , а также и при  $T = 0$  К, когда осн. причина сопротивления — столкновения с дефектами кристалла). При наличии градиента темп-ры  $\nabla T$  в М. возникает электрич. ток, или связанная с  $\nabla T$  разность потенциалов (*термоэдс*). Из-за вырождения электронного газа коэф., описывающие термоэдс и др. термоэлектрич. эффекты, малы, однако их исследование позволяет обнаружить увеличение электронов тепловыми фононами. Взаимодействия внеш. возбуждённых в М. акустич. волн с электронами проводимости приводят к возникновению тока либо разности потенциалов, пропорц. интенсивности потока фононов (см. *Акустоэлектрический эффект*). Теплопроводность сплавов ниже теплопроводности чистых М.

**Диамagnetизм и парамагнетизм М.** Электроны проводимости обладают как парамагнитными (из-за наличия у каждого электрона собств. магн. момента), так и диамгн. свойствами, обусловленными квантованием движения электронов в плоскости, перпендикулярной магн. полю (см. *Диамagnetизм*). В теории Друде — Лоренца — Зоммерфельда (с эфф. массой  $m$  электрона вместо  $m_0$ ) магнитная восприимчивость электронного газа равна:

$$\chi = \frac{3}{2} \mu_B^2 \frac{n}{\mathcal{E}_F} \left( 1 - \frac{m_0}{3m} \right); \quad kT \ll \mathcal{E}_F, \quad \mu_B H \ll \mathcal{E}_F \quad (7)$$

( $\mu_B$  — магнетон Бора). Из ф-лы (3) видно, что электронный газ в зависимости от соотношения между  $m$  и  $m_0$  может быть как диамгнитным, так и парамагнитным. Более строгое рассмотрение не изменяет этого вывода и оценки  $\mu_B$  по порядку величины, табл. 7.

Табл. 7.— Магнитная восприимчивость  $\chi$  поликристаллических металлов при  $T = 300$  К

Металлы	Li	Be	Al	Sc	Cu	Nb	Sb	Au	Bi
$\chi$ , $10^{-6}$	1,9	-1,8	1,6	17,5	-0,77	19,3	-5,3	-2,7	-13,0

В магн. восприимчивость М. вносят вклад и ионы: у непроводящих М. ионы диамгнитны, а у проводящих, как правило, парамагнитны (см. *Магнетизм*). Из-за вырождения электронного газа ( $kT \ll \mathcal{E}_F$ ) парамагн. восприимчивость электронного газа слабо зависит от  $T$  (см. *Паули парамагнетизм*). В сильном магн. поле ( $\mu H > kT$ )  $\chi$  металлич. монокристаллов осциллирует как ф-ция  $1/H$  с частотами, пропорц. площадям экстремальных сечений поверхности Ферми (эффект де Хааза — ван Альфена, см. *Квантовые осцилляции в магнитном поле*).

Нек-рые М. при понижении  $T$  переходят в магнитоупорядоченное состояние: в ферромагнитное (напр., Fe, Co, Ni), в антиферромагнитное (Ce, Mn) или в состояние с геликоидальной магнитной атомной структурой (напр., Cr, табл. 1). При этом электроны проводимости играют существен. роль в формировании магн. структур (см. *Ферромагнетизм, Антиферромагнетизм*). Упорядочение магн. моментов при понижении темп-ры — необязат. свойство осн. состояния М.; большинство непроводящих металлов остаются парамагнетиками или диамгнетиками вплоть до  $T = 0$  К.

Переход кристаллич. М. в сверхпроводящее состояние сопровождается изменением его магн. свойств: в сверхпроводящем состоянии М. в слабых полях проявляет себя как диамгнетик. Из-за *Мейснера эффекта* ср. значение магн. поля в сверхпроводнике равно 0. В сверхпроводниках 1-го рода (Sn, Pb, In и др.) это вы-