

В металлах при низких темп-рах электроны проводимости не только проводят ток, но и играют важную роль в тепловых свойствах. Линейная зависимость теплоёмкости и коэф. теплового расширения металла от темп-ры при $T \rightarrow 0$ К объясняется тем, что электроны, подчиняющиеся Ферми — Дирака статистике, сильно вырождены. Вырождение сохраняется практически при всех темп-рах, т. к. темп-ра вырождения $T_F = \epsilon_F / k$ для хороших металлов $\sim 10^4$ К. Поэтому при высоких темп-рах теплоёмкость металлов неотличима от теплоёмкости диэлектриков.

Благодаря вырождению электронов в металлах в процессах переноса (электропроводность, теплопроводность) участвуют только электроны, энергия которых $\epsilon \approx \epsilon_F$, т. е. электроны, расположенные вблизи поверхности Ферми.

Так, уд. электропроводность металла можно записать в виде

$$\sigma = \frac{e^2}{12\pi^3 \hbar^3} S l,$$

где S — площадь поверхности Ферми, l — ср. длина свободного пробега электронов. Температурные зависимости σ и уд. сопротивления $\rho = 1/\sigma$ определяются температурной зависимостью длины свободного пробега l . При $T \gg \vartheta_D$ гл. механизм рассеяния — рассеяние электронов на фононах, при $T \ll \vartheta_D$ важную роль играет рассеяние на дефектах кристалла, в частности на поверхности образца.

Большая часть теплоты в металлах переносится электронами проводимости. В широком диапазоне темп-р существует соотношение между электропроводностью и электронной теплопроводностью (*Видемана — Франца закон*).

Термоэлектрич. явления (*термоэдс, Зельтве эффект* и др.) также являются следствием участия электронов в переносе тепла. Магн. поле изменяет электропроводность и теплопроводность и служит причиной *галльваномагнитных явлений* и *термогалльваномагнитных явлений* (см. *Долла эффект, Нернста — Эттингсхаузена эффект* и др.).

Коэф. отражения эл.-магн. волн металлом близок к 1, т. к. эл.-магн. волны благодаря *скин-эффекту* практически не проникают в металл: глубина δ проникновения при низких частотах равна $c/\sqrt{2\pi\sigma\omega}$ (ω — частота волны). В оптич. диапазоне $\delta = c/\omega_0 \sim 10^{-5}$ см (ω_0 — плазменная частота электронов; см *Мета.диоптика*).

Поверхности Ферми, как правило, имеют сложную форму. Разнообразие формы поверхностей Ферми у разл. металлов обычно выявляется в их поведении в достаточно сильном магн. поле.

В полупроводниках при $T > 0$ К часть электронов из валентной зоны и примесных уровней переходит в возбуждённое состояние — появляются электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Благодаря этому при комнатной темп-ре полупроводник обладает заметной электропроводностью. Осн. параметром, определяющим число электронов и дырок в полупроводнике при тепловом возбуждении, служит ширина запрещённой зоны — мин. расстояние между валентной зоной и зоной проводимости.

Возбуждение полупроводника может быть вызвано освещением. Электроны, поглощая фотоны, переходят в зону проводимости и в валентной зоне образуются дырки. Особенности полупроводников в том, что их свойства легко изменяются при сравнительно слабых внешних воздействиях (*изменение темп-ры, давления, освещение, введение примесей* и т. п.). На этом основаны многочисл. применения (см. *Полупроводниковые приборы*).

Электропроводность полупроводников определяется числом носителей n и подвижностью μ электронов и дырок:

$$\sigma = \sum_s n e^2 \mu.$$

Экспоненциальная зависимость σ от темп-ры — следствие экспоненциальной зависимости от T числа носителей n . В нек-рых полупроводниках (напр., в Те), легированных большим числом примесей, при низких темп-рах участвует

вырождение газа носителей, что сближает их с металлами (*сильно легированные полупроводники*).

Электронные свойства аморфных тел зависят от того, в какой области (разрешённой или квазиразрешённой) расположен уровень Ферми. Существование в аморфных телах аналога зонной структуры объясняет их деление на *аморфные металлы* (см. также *Металлические стёкла*), диэлектрики и полупроводники. Наиб. детально изучены аморфные полупроводники (напр., халькогенидные стёкла). Существование квазиразрешённой зоны обнаруживается оптич. исследованиями, к-рые подтверждают «заполнение» запрещённой зоны квазилокальными уровнями (хвосты плотности состояний). Специфич. особенность аморфных полупроводников — *прыжковая проводимость* — объясняет характерную зависимость подвижности носителей от темп-ры: $\mu \propto \exp[-(T_0/T)^{1/4}]$ (закон Мотта, $T_0 \approx 10^6 - 10^8$ К) в условиях, когда вероятность теплового возбуждения мала (при низкой темп-ре). Электроны «выбирает» себе место для «прыжка», так чтобы достигался максимум вероятности перехода из одного состояния в другое.

У мн. металлов при охлаждении ниже нек-рой темп-ры T наблюдается полная потеря электросопротивления — металл переходит в сверхпроводящее состояние. Явление *сверхпроводимости* объясняется притяжением между электронами, обусловленным обменом фононами. При этом образуются электронные (куперовские) пары, возникает «конденсат», способный двигаться без сопротивления. Устойчивость сверхпроводящего состояния обеспечена наличием энергии связи электронов в паре, благодаря чему зона энергий элементарных возбуждений отделена энергетич. щелью от энергии осн. состояния (см. *Сверхпроводники*).

Магнитные свойства. При достаточно высоких темп-рах все Т. т. либо диамагнитны, либо парамагнитны. В первом случае вектор намагничённости $M = \chi H$, направленный против магн. поля H , — результат обшей прецессии всех электронов Т. т. в магн. поле (см. *Лармора прецессия, Диамагнетизм*). Электроны проводимости благодаря квантованию их движения в плоскости, перпендикулярной H , также вносят вклад в M , причём у металлов он того же порядка, что *магнитная восприимчивость* ионного остова (см. *Ландау диамагнетизм*). Парамагнетизм — следствие ориентации магн. моментов атомов и электронов проводимости в магн. поле. При высоких темп-рах парамагн. восприимчивость убывает обратно пропорц. темп-ре (*Кюри закон*). Непереходные металлы составляют исключение. Их парамагн. восприимчивость аномально мала и слабо зависит от темп-ры, что связано с вырождением электронного газа (см. *Паули парамагнетизм*). Наличие магн. моментов у атомов, ионов и электронов проводимости и связанное с этим расщепление электронных уровней энергии в магн. поле (*Зеемана эффект*) приводит к *электрошумному парамагнитному резонансу* (ЭПР). Структура магн. уровней очень чувствительна к тому, в каком окружении находится частица. Поэтому ЭПР — важнейший источник информации о расположении атомов в элементарной ячейке кристалла, *химической связи*, дефектах и т. п.

При понижении темп-ры многие парамагнетики при нек-рой критич. темп-ре T_c переходят либо в ферро- (точка Кюри), либо в антиферромагн. (точка Нелля) состояния, для к-рых характерна упорядоченная ориентация магн. моментов атомов в отсутствие внешнего поля. Характер упорядочения зависит от сил действующих между магн. моментами атомов. Непереходные металлы, как правило, остаются парамагнитными вплоть до $T = 0$ К. Магнитноупорядоченные Т. т. при $T < T_c$ обладают специфич. квазичастицами — магнонами — элементарными носителями магн. беспорядка (см. *Ступовые волны*). Температурная зависимость числа магнонов объясняет температурную зависимость намагничённости ферромагнетика и др. свойства магнетиков.

Силы упорядочивающие магн. моменты, имеют квантовое происхождение, хотя обусловлены электростатич. взаимодействием между электронами (см. *Магнетизм*,