

Лекция 6. Электропроводность металлов и сплавов

В основе классической электронной теории металлов, развитой Друдом и Лоренцом, лежит представление об электронном газе, состоящем из свободных (коллективизированных) электронов. Электронному газу приписываются свойства идеального газа, т.е. движение электронов подчиняется законам классической статистики. Средняя скорость теплового движения электронов для комнатной температуры составляет порядка $\bar{u} \approx 10^5$ м/с.

Если считать, что атомы в металле ионизированы однократно, то концентрация свободных электронов будет равна концентрации атомов и может быть рассчитана по формуле:

$$n = \frac{\rho}{A} N_A, \quad (0.1)$$

где ρ – плотность материала, A – атомная масса, N_A – число Авогадро.

Приложение внешнего напряжения приводит к увлечению электронов в направлении действующих сил поля, т.е. электроны получают некоторую добавочную скорость направленного движения, благодаря чему и возникает электрический ток. Плотность тока в проводнике определяется выражением:

$$J = en\bar{v}_{др}, \quad (0.2)$$

где $\bar{v}_{др}$ – средняя скорость направленного движения носителей заряда (скорость дрейфа), которая составляет порядка $\bar{v}_{др} \approx 10^{-4}$ м/с.

При подстановке скорости дрейфа, получим равенство:

$$J = \frac{e^2 n E \tau}{m^*}. \quad (0.3)$$

Поскольку $\bar{u} \gg \bar{v}_{др}$, то при расчете времени свободного пробега добавку скорости $\bar{v}_{др}$ можно не учитывать:

$$\tau = L / \bar{u}, \quad (0.4)$$

где L – длина свободного пробега электронов.

Подстановка полученных соотношений в формулу для плотности тока приводит к следующему результату:

$$J = \frac{e^2 n L}{m^* \bar{u}} E = \gamma E, \quad (0.5)$$

т.е. плотность тока пропорциональна напряженности электрического поля, а это и есть аналитическое выражение закона Ома. В этом случае, выражение для удельной проводимости имеет вид:

$$\gamma = \frac{e^2 n L}{m^* \bar{u}} = \frac{e^2 n \tau}{m^*} \quad (0.6)$$

Влияние температуры и дефектов на сопротивление

Сопротивление металлов прохождению электрического тока связано с процессами рассеяния электронов проводимости. Существует два основных механизма рассеяния:

- 1) столкновение электронов с локальными неподвижными центрами – примесями, дефектами и другими нарушениями кристаллической решетки;
- 2) рассеяние электронов тепловыми колебаниями кристаллической решетки (фононами).

Траектория единичного электрона, если рассматривать ее с корпускулярной, а не волновой точки зрения, представляет собой последовательность прямых отрезков между точками столкновений. Длина любого из этих прямых отрезков, определенная как средняя из многих таких отрезков, является средним свободным пробегом. Средний промежуток времени между последовательными столкновениями частицы является средним временем свободного пробега. Все время, пока частица свободна, она может ускоряться электрическим полем. Это ускорение увеличивает скорость, которой частица уже обладает. При следующем столкновении частица отдает решетке избыток импульса, который она получила со времени последнего столкновения. При этом не обязательно при каждом столкновении передается весь приобретенный импульс. Частица может испытать несколько последовательных упругих столкновений, а затем передать накопленный излишек импульса решетке за один удар. Действительный путь частицы очень изломан, так как он постоянно прерывается столкновениями, которые частица испытывает с атомами решетки, другими частицами, примесями, поверхностями образца и т.п.

Подвижность носителей заряда, определяемая как средняя скорость направленного движения, которую приобретают носители заряда в поле с единичной напряженностью 1 В/см, пропорциональна среднему свободному пробегу и определяется частично природой механизма, ограничивающего средний свободный пробег.

При пониженных температурах ($T < 100$ К) механизмом, ограничивающим свободный пробег, являются столкновения между свободными частицами и атомами примеси, границами кристалла, свободными ячейками в решетке или другими искажениями идеальной решетки кристалла. Столкновения с атомами кристаллической решетки несут существенны при очень низких температурах. При этих температурах расположение атомов в кристалле близко к идеальному порядку, представляет собой среду для распространения электронных волн с почти идеальной периодичностью. Волна через идеальную периодическую структуру проходит без рассеяния, отражения или потерь, если структура нерассеивающая и если длина волны соответствует частоте в зоне пропускания структуры. В такой среде на распространение волн не влияет зернистость самой структуры, электронные волны совсем не "замечают" атомов решетки. Если в таком кристалле имеются посторонние атомы, свободные ячейки кристаллической решетки или же другие нарушения

идеальной структуры, они становятся рассеивающими центрами для электронных волн. Когда электронная волна отражается или рассеивается таким рассеивающим центром, электрон рассеивается вместе с нею и считается, что электрон столкнулся с этим центром. Электроны изменяют траекторию своего движения, т.е. рассеиваются. Средние свободные пробеги свободных электронов в кристалле ограничиваются этими столкновениями. У образцов с высокой концентрацией примесей рассеяние происходит часто, средние свободные пробеги малы, подвижности частиц невелики. При низких температурах свободные частицы движутся с малыми тепловыми скоростями. Медленная частица, проходящая близко к отклоняющему центру, пребывает вблизи него достаточно долго, чтобы заметно отклониться в результате взаимодействия с центром. При высоких температурах тепловая скорость частицы выше, она пролетает мимо центра так быстро, что не отклоняется значительно. Столкновение, которое при низких температурах приводит к рассеянию, при высоких температурах практически не будет заметно. Эффективность столкновения с рассеивающим центром уменьшается при увеличении температуры.

Второй основной механизм рассеяния, сравнительно несущественный при очень низких температурах, но доминирующий при температурах достаточно высоких, чтобы рассеяние на примесях стало несущественным, - рассеяние электронных волн тепловыми колебаниями кристаллической решетки. При всех температурах выше абсолютного нуля атомы кристалла вследствие тепловых колебаний смещены с их обычных мест в решетке, что с точки зрения электронных волн означает появление случайной составляющей в постоянной распространения решетки. Это обуславливает рассеяние, возрастающее при увеличении температуры, приводящее к постепенному уменьшению среднего свободного пробега, и не зависит от содержания примеси в области примесных концентраций. В любом реальном образце имеют место одновременно как примесное рассеяние, так и рассеяние тепловыми колебаниями решетки. Поэтому результирующие средние свободные пробеги оказываются короче, чем в том случае, если бы действовал какой-нибудь один из этих механизмов.

Независимость двух основных механизмов рассеяния приводит к приближенному соотношению:

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_{def}} + \frac{1}{L_{ph}}. \quad (0.7)$$

Отсюда вытекает эмпирическое правило Матиссена, согласно которому полное сопротивление данного металла $\rho_{полн.}$ определяется суммой независимого от температуры остаточного сопротивления $\rho_{ост.}$, обусловленного дефектами решетки, и сопротивления идеального кристалла $\rho_{ид.}$, обусловленного рассеянием на фононах и сильно зависящего от температуры:

$$\rho_{полн.} = \rho_{ост.} + \rho_{ид.}(T). \quad (0.8)$$

Остаточное сопротивление, в основном, связано с технологией изготовления данного образца и оно тем меньше, чем совершеннее образец. Сопротивление сплавов значительно выше, чем у чистых металлов, поскольку при образовании сплавов нарушается идеальность кристаллической решетки. Для сплавов также справедливо правило Матиссена, причем величина $\rho_{\text{ост.}}$ растет пропорционально квадрату разностей валентностей компонентов сплава.

Представления о свободных электронах позволяют легко прийти к экспериментальному закону Видемана–Франца, устанавливающему связь между проводимостью и теплопроводностью металла. Электроны в металле переносят не только электрический заряд, но и выравнивают в нем температуру, обеспечивая высокую теплопроводность. Благодаря высокой концентрации свободных электронов, электронная теплопроводность преобладает над другими механизмами переноса теплоты. Можно показать, что

$$\frac{\lambda_T}{\gamma} = 3k^2 e^{-2} T = L_0 T, \quad (0.9)$$

т.е. отношение удельной теплопроводности к удельной проводимости металла при данной температуре есть величина постоянная, не зависящая от природы проводника. Отсюда, в частности, следует, что хорошие проводники электрического тока являются и хорошими проводниками теплоты. Константа L_0 получила название числа Лоренца.

Металлический блеск также связан с наличием свободных электронов. Так как их плотность в металле достигает значений практически до 10^8 см^{-3} , то даже очень тонкий слой вблизи поверхности (больше 10^{-4} мм) отражает большую часть падающего на поверхность оптического излучения. Под влиянием падающего электромагнитного излучения, к которому относится и оптическое излучение, свободные электроны переходят в возбужденное состояние и затем при переходе в основное состояние излучают вторичные электромагнитные волны. Совокупность вторичных электромагнитных волн и создает отраженную волну.