

примесей можно наблюдать в Cu, Pb, Ni, а дырочный — в W, Mo, Co.

В приближении свободных электронов можно воспользоваться соотношениями между l , σ_i и уд. электросопротивлением металла, что позволяет получить выражение для Z_{ei} , связывающее его с экспериментально измеримыми величинами:

$$Z_{ei} = -Z_0 \frac{\rho_i}{C_i \rho} \quad (4)$$

Здесь Z_0 — заряд собств. иона металла; ρ_i — остаточное сопротивление, вносимое примесными ионами; C_i — атомная концентрация примесей; ρ — полное сопротивление металла. При темп-ре 900 °C для примесей Zn в Cu $Z_{ei} = 4e$, для примесей Al — 15e, для примесей Fe — 115e. Эти примеры показывают, что в металлах сила Э. вносит гл. вклад в перенос примесей. В металле с изотропным электронным спектром (квадратичный закон дисперсии) примесные ионы увлекаются к аноду.

В чистых металлах (без дефектов и примесей) также возможен перенос собств. ионов, обусловленный Э. в. Он связан с различием сечения рассеяния электронов σ_0 на ионе, смещённом из положения равновесия на величину среднеквадратичной амплитуды тепловых колебаний, и сечением рассеяния σ_0^* на ионе, смещённом в результате большой тепловой флуктуации на величину порядка $a/2$ (a — период решётки). Эфф. заряд такого активированного иона равен

$$Z^* = Z_0 \left(1 - \frac{\sigma_0^*}{\sigma_0} \right) \quad (5)$$

Обычно $\sigma_0^* > \sigma_0$, и в металлах с изотропным электронным спектром собств. ионы увлекаются током к аноду. Для Cu при $T = 900$ °C $Z^* \approx -10 Z_0$.

В полупроводниках вследствие малой концентрации носителей заряда эффект увлечения уменьшается, но сечение рассеяния электронов и дырок на ионах значительно больше, чем в металлах. Значения Z_{ei} , сравнимые с Z_0 , реализуются в полупроводниках с большой подвижностью носителей заряда, малой диэлектрической проницаемостью и небольшой шириной запрещённой зоны (напр., InSb, InAs).

Обусловленный силой Э. в. электроперенос используется для очистки от микропримесей, при разделении изотопов, эффекты Э. в. существенно проявляются в электросварке.

Для дислокаций сила Э. в. пропорциональна сечению рассеяния носителей на дислокации σ_d . Этот параметр имеет размерность длины, в простых металлах $\sigma_d \sim b$, где b — вектор Бюргерса. В приближении свободных электронов сила увлечения, отнесённая к единице длины дислокации, имеет вид

$$F_d = \frac{j}{e} p_F \sigma_d \quad (6)$$

где j — плотность тока, p_F — ферми-импульс.

Электронное торможение дислокаций. Дислокация — один из немногих дефектов, способных перемещаться в кристалле с большой скоростью (верх. граница скорости дислокации — скорость поперечного звука). В таких случаях наряду с силой увлечения существует и сила торможения движущейся дислокации электронами. Для движущейся со скоростью V_d дислокации сила Э. в. описывается ф-лой

$$F_d = B_e (\bar{v}_{др} - V_d), \quad B_e = n_e p_F \sigma_d \quad (7)$$

Здесь $\bar{v}_{др}$ — ср. скорость дрейфа электронов, участвующих в переносе тока. Очевидно, что сила торможения существует и в отсутствие тока ($\bar{v}_{др} = 0$); она пропорциональна скорости дислокации и направлена в сторону, противоположную направлению её движения.

Действие Э. в. на движущиеся дефекты в металлах со сложным электронным спектром имеет особенность: силы увлечения ионов и дислокаций электронами и дырками направлены в противоположные стороны, тогда как силы торможения разл. группами носителей имеют одинаковый знак.

Электронное торможение дислокаций играет значит. роль в кинетике пластич. деформации металлов при низких темп-рах. В частности, при переходе металла в сверхпроводящее состояние вследствие куперовского спаривания электронов (см. *Сверхпроводимость*) происходит резкое уменьшение силы Э. в.: в сверхпроводнике коэф. B_e пропорционален числу нормальных возбудений, k -рое экспоненциально убывает при темп-рах ниже темп-ры перехода. Это явление приводит к особенностям механич. свойств *сверхпроводников*: эффекту разупрочнения (повышения пластичности) металла при N — S -переходе и обратному эффекту при S — N -переходе; появлению специфич. особенностей *вязкости* металлов в окрестности и ниже темп-ры перехода и т. п.

Лит.: Фикс В. Б., Ионная проводимость в металлах и полупроводниках (Электроперенос), М., 1969; Каганов М. И., Кравченко В. Я., Напик В. Д., Электронное торможение дислокаций в металлах, «УФН», 1973, т. 111, в. 4, с. 655. В. Д. Напик.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ — теоретич. модель, описывающая поведение *электронов проводимости* в электронных проводниках. В модели Э. г. пренебрегают кулоновским взаимодействием между электронами. Оправданное пренебрежения кулоновским взаимодействием (на качеств. уровне) служит, во-первых, существование ионов кристаллич. решётки, эл.-статич. заряд к-рых в среднем компенсирует заряд электронов, а, во-вторых, экранирование зарядов, существенно уменьшающее радиус действия кулоновских сил.

Электроны движутся в периодич. поле кристаллич. решётки. Поэтому состояние отд. электрона определяется его квазиимпульсом p и номером энергетич. зоны s (см. *Зонная теория*). Закон дисперсии (зависимость энергии \mathcal{E}_s электрона в зоне s от квазиимпульса p) — сложная периодич. ф-ция. Э. г. — газ частиц со сложным законом дисперсии.

Как и свободные электроны, частицы Э. г. подчиняются *Ферми — Дирака статистике*. Э. г. — газ *фермионов*. Малое число электронов в полупроводниках (по сравнению с металлами) иногда позволяет для описания свойств Э. г. в полупроводниках использовать *Больцмана статистику*.

Частицы Э. г. рассеиваются на фонах, друг на друге (межэлектронное рассеяние) и на любых нарушениях периодичности кристаллич. решётки (см. *Рассеяние носителей заряда*). Поэтому они имеют конечную длину свободного пробега l , конечное время жизни $\tau = l/v$, где v — тепловая скорость электрона. Чем лучше выполняются неравенства

$$\frac{h}{l} \ll p; \quad \frac{h}{\tau} \ll \mathcal{E}(p),$$

тем Э. г. ближе к идеальному газу.

Модель Э. г. позволяет вычислить многие термодинамич. и кинетич. характеристики электронных проводников. В нек-рых случаях (в полупроводниках) Э. г. может иметь темп-ру, отличную от темп-ры решётки (см. *Горячие электроны*). Под воздействием высокочастотных эл.-магн. полей Э. г. металлов и полупроводников (особенно в постоянном магн. поле) ведёт себя как электронная или электронно-дырочная плазма (см. *Плазма твёрдых тел*); об Э. г. под действием сильного давления см. в ст. *Экстремальное состояние вещества*.

Исторически первым и простейшим вариантом модели Э. г. была теория металлов Друде — Лоренца, в к-рой Э. г. рассматривался как идеальный газ (см. *Друде теория металлов*). Теория Друде — Лоренца сменила *Зоммерфельда теория металлов*, в к-рой учтено вырождение Э. г. Теория Э. г. по Друде — Лоренцу сохраняет своё значение для полупроводников, если принять во внимание, что число частиц Э. г. зависит от темп-ры, а *эффективная масса* носителей заряда отлична от массы свободного электрона. Этим учитывается взаимодействие электронов с кристаллич. решёткой.

В электронной теории металлов наряду с моделью Э. г. используется модель *электронной ферми-жидкости*, когда необходимо и возможно учесть межэлектронное взаимодействие (см. *Квантовая жидкость*). Реально это удаётся