

щие сопротивления R_{ij} в e^{10} (в $2,2 \cdot 10^4$) раз. Поэтому для вычисления проводимости всей сетки необходимо использовать методы протекания теории, к-рые дают выражение для проводимости:

$$\delta \approx \frac{e^2 v_0}{LkT} \exp(-\xi_c). \quad (5)$$

Здесь ξ_c — т. н. порог протекания по случайным узлам с критерием связности $\xi_{ij} \leq \xi_c$, при к-ром все пары доноров с $\xi_{ij} \leq \xi_c$ образуют бесконечный кластер, пронизывающий весь образец. Длина кластера

$$L \approx r_h \xi_c^{\nu}, \quad (6)$$

где r_h — ср. длина прыжка, а ν — критич. индекс, зависящий от размерности решётки: $\nu_2 = 1,33$, $\nu_3 = 0,88$.

Наиб. просто задача о вычислении ξ_c решается для относительно высоких темп-р, когда для типичной пары ближайших доноров с $r_{ij} = N_d^{-1/3}$ первое слагаемое в (1) много больше второго. В этом случае

$$\xi_c = 2r_c/a + \mathcal{E}_3/kT, \quad (7)$$

где $r_c = 0,865 N_d^{-1/3}$ — т. н. перколяционный радиус, а $\mathcal{E}_3 = \langle \mathcal{E}_{ij} \rangle$. Ср. энергия $\langle \mathcal{E}_{ij} \rangle$ определяется легированием и степенью компенсации образца $K \equiv N_A/N_D$ (N_A — концентрация акцепторов):

$$\langle \mathcal{E}_{ij} \rangle = (e^2 N_d^{1/3} / \mathcal{E}) \cdot F(K). \quad (8)$$

Здесь $F(K)$ — безразмерная ф-ция (табулирована).

При $K \rightarrow 0$ величина $F(K) = 0,99$; при росте степени компенсации $F(K)$ сначала убывает, проходит через минимум при $K \approx 0,5$ и возрастает как $(1-K)^{-1/3}$ при $K \rightarrow 1$. При $K \ll 1$ ф-ла (7) справедлива при $T \ll T_{кр} \equiv \mathcal{E}_3/k \ln(1/K)$, а при $T > T_{кр}$ проводимость зависит от T лишь степенным образом.

Прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. При низких темп-рах, когда $\mathcal{E}_3/kT > 2r_c/a$, значит. вклад в П. п. дают не все локализов. состояния примесной зоны, а только их небольшая часть, попадающая в «оптимальную» энергетич. полосу $\pm \xi_c kT$ вокруг уровня Ферми. При уменьшении T ширина опт. полосы уменьшается (несмотря на рост ξ_c), а расстояния между попавшими в неё локализов. состояниями растут; П. п. в этом режиме наз. П. п. с переменной длиной прыжка (VRH — variable range hopping). Если плотность состояний $g(\mathcal{E})$ постоянна внутри полосы, то для ξ_c справедлив закон Мотта:

$$\xi_c = (T_0/T)^{1/(1+d)}, T_0 = \beta_d / [g(\mathcal{E}_F) k a^d], \quad (9)$$

где d — размерность пространства, коэф. $\beta_2 = 13,8$, $\beta_3 = 21,2$.

В слаболегированных полупроводниках, где основной причиной разброса энергетич. уровней является кулоновский потенциал заряженных примесей, плотность состояний на уровне Ферми квадратично обращается в 0 (кулоновская щель). В этом случае

$$\xi_c = (T_0/T)^{1/(1+d)}, T_0 = \beta_d e^2 (k\epsilon a), \quad (10)$$

где $\beta_2 = 6,2$, $\beta_3 = 2,8$.

Прыжковая проводимость в аморфных полупроводниках практически всегда носит характер VRH и наблюдается при значительно более высоких темп-рах, чем в слаболегированных кристаллич. полупроводниках, из-за большей плотности состояний. Вид зависимости $\sigma(T)$ определяется структурой $g(\mathcal{E})$ и сильно зависит от материала и способа приготовления образца. У многих аморфных полупроводников наблюдается зависимость (10).

Неомические эффекты в П. п. наступают в электрич. полях, когда напряжение eEL , падающее на корреля-

ционной длине бесконечного кластера, становится больше или порядка kT , и для критич. сопротивлений сетки Миллера и Абрахамса оказывается неверным выражение (3), полученное разложением по малому параметру eU/kT . При $T \ll \mathcal{E}_3/k$ и в области VRH электропроводность $\sigma(E) \equiv j(E)/E$ экспоненциально растёт с полем. Для $E > E_c \equiv kT/eL$ в пределе $\xi_c \gg 1$

$$\sigma(E) \approx \sigma(0) \exp [CV \sqrt{eEL/kT}], \quad (11)$$

где C — численный коэф. Выражение (11) справедливо для $\xi_c > 30$, а при соответствующих эксперименту значениях $\xi_c \approx 10-20$ зависимость $\ln[\sigma(E)/\sigma(0)]$ от E близка к линейной.

Прыжковая проводимость в переменной электрич. поле связана со смешением носителей лишь на конечные расстояния. Поэтому при частоте поля $\omega > \sigma$ проводимость определяется не бесконечным кластером, а переходами электронов между парами конечных кластеров, состоящих из доноров, связанных сопротивлениями с $\xi_{ij} < \xi(\omega) \equiv \ln(v_0/\omega)$. При больших частотах, когда разница $\xi_c - \xi(\omega)$ становится не мала по сравнению с ξ_c , проводимость определяется поглощением энергии в изолиров. парах локализованных состояний. При относительно малых частотах и высоких темп-рах, когда $\hbar\omega \ll kT$, основным механизмом поглощения являются релаксац. потери, а при $\hbar\omega \gg kT$ — резонансное (бесфононное) поглощение фотонов.

Лит.: Шкловский Б. И., Неомическая прыжковая проводимость, «ФТП», 1976, т. 10, в. 8, с. 1440; Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Энергетические свойства легированных полупроводников, М., 1979; Нгуен Ван Лиен, Шкловский Б. И., Эфрос А. Л., Энергия активации прыжковой проводимости слабо легированных полупроводников, «ФТП», 1979, т. 13, с. 2192; Звягин И. П., Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках, М., 1984.

Е. И. Левин.

ПРЯМОЗОННЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ — полупроводники, в энергетич. спектре к-рых «потолок» валентной зоны \mathcal{E}_v и дно зоны проводимости \mathcal{E}_c соответствуют одному и тому же значению квазимпульса. Межзонное поглощение эл.-магн. излучения в П. п. сопровождается прямыми (вертикальными) переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости без изменения квазимпульса, поскольку волновой вектор фотона пренебрежимо мал по сравнению с вектором обратной решётки. К П. п. относятся GaAs, InSb и др.

Э. М. Әнштейн.

ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — процессы, в к-рых вносимая в ядро энергия передаётся преим. одной или небольшой группе нуклонов. П. я. р. вызываются всевозможными налетающими на ядро частицами — от γ -квантов до многозарядных ионов, во всём доступном диапазоне энергий (до неск. ГэВ). Для П. я. р. характерны сильная угл. анизотропия вылета частиц и сравнительно слабая зависимость сечения σ от энергии налетающих частиц \mathcal{E} . Ядро, образующееся в результате П. я. р., находится, как правило, либо в слабо возбуждённом, либо в основном состоянии.

П. я. р. были открыты в нач. 50-х гг. 20 в. Первыми были обнаружены реакции дейтронного срыва (d, p) и p, d на лёгких ядрах. Образующиеся в этих реакциях протоны и дейтроны вылетают в основном вперёд (в направлении пучка налетающих частиц). Известны П. я. р., в к-рых нуклон или группа нуклонов переходит от одного из сталкивающихся ядер к другому (реакции передачи), реакции квазиупругого рассеяния ($p, 2p$), процессы с выбиванием из ядра дейтронов, т. е. реакции (p, pd), и т. д.

Особенности П. я. р. могут быть объяснены, если допустить, что вылетевшие из ядра частицы получили энергию и импульс в процессе непосредств. взаимодействия с налетающей частицей. Предполагается, что П. я. р. происходят на периферии ядра, где плотность нуклонов мала, вследствие чего частица, получившая достаточную энергию от внеш. агента, имеет