

ский Э. Д., Фюрсов О. Б., Теория крист., М., 1975; Райзер Ю. П., Физика газового разряда, М., 1967; Э. И. Асимоский.

ПРОВОД ДИЭЛЕКТРИКОВ — см. гл. Диэлектрики.
ПРОВОД МАГНИТНЫЙ в металлах — квантовое тушение равнина электронов проводимости в магн. поле H через классически запрещенные области импульсного пространства в местах обложения электронных орбит. При этом переход электронов происходит между траекториями, соответствующими энергии, равной или близкой к энергии Ферми ϵ_F и одинаковым значениям проекции p_H квазиимпульса p на H , вопреки надлежащим разным зонам. Предсказан Л. Х. Коэном (М. Н. Cohen) и Л. М. Фаликовым (L. M. Falicov, 1964), экспериментально обнаружен М. Г. Пристли (M. G. Priestley, 1963) в Mg. П. м. наблюдается при низких темп-рах и сильных полях ($H \sim 10^4 - 10^5$ Э) в чистых монокристаллах мн. металлов.

П. м. приводит к изменению энергетич. спектра электрона в магн. поле, к перестройке электронных траекторий, в частности к появлению п (или) исчезновению открытых траекторий. Эта перестройка влияет на все свойства металлов, зависящие от магн. поля. Наиб. яркие проявления — осцилляции аномально большой амплитуды ряда термодинамич. и кинетич. характеристик металла при изменении магн. поля (см. ниже).

Природа пробоя магнитного. Движение электронов с энергией $\epsilon \sim \epsilon_F$ в поле $H \ll 10^6$ Э квазиклассично, т. к. в этих условиях длина волны де Бройля электрона $\lambda \sim \hbar/p_F$ значительно меньше размеров r_H классич. траектории электрона в поле H : $r_H \propto c p_F / e H$ (p_F — фермиевский квазиимпульс электрона). Межзонные переходы из-за малости отношения $\kappa = \lambda/r_H = e \hbar H / c p_F$ (параметр квазиклассичности) могут происходить только в узких запрещенных областях импульсного пространства, где межзонный потенциальный барьер (ширина запрещенной зоны) столь мал, что орбиты разных зон подходят друг к другу на расстоянии $(\sqrt{\kappa} p_F)$, сравнимое с квантовой неопределенностью квазиимпульса $(\sqrt{e \hbar H} / c)$ в плоскости, перпендикулярной H (рис. 1). Эти области наз. центрами П. м.

Вероятность П. м. определяется ф-лой

$$W = \exp(-H_0/H), \quad (1)$$

где $H_0(\epsilon_F, p_H, H/H)$ — поле пробоя, причём $H_0 \propto \epsilon_F^2 / \epsilon_F \mu$, где $\mu = e \hbar^2 / m c$ — магнетон Бора (m — эффективная масса электрона), ϵ_F — величина потенциального барьера. Наиб. часто ϵ_F имеет минимум на плоскостях брегговского отражения. Это происходит во всех полувалентных металлах; у многих из них $H_0 = 10^4 - 10^5$ Э: Al, Be, Ga, Cd, Cr, Mg, Nb, Os, Re, Ru, Sn, Ti, Ta, Va, Zn и др. При $H_0 \leq 10^6$ Э П. м. обнаружен и у окислов нек-рых металлов. Малость ϵ_F может быть также следствием близости к структурным фазовым переходам с удвоенным периодом, встречающимся в органических квазидвумерных и квазидвумерных проводниках. Иногда малость ϵ_F обусловлена пересечением ферми-поверхности с линией конч. точек (точек вырождения зон), на к-рой $\epsilon_F = 0$.

Динамика и спектр электронов. Для описания динамики электронов в условиях П. м. необходимо рассмотреть всю сеть участков их квазиклассич. движения, связанных между собой центрами пробоя. Существуют 3 типа таких конфигураций П. м.: замкнутые конфигурации, типичные для произвольной ориентации H (рис. 2, верхний слева); одномерные периодич. конфигурации (рис. 2, верхний справа и нижний), возникающие, когда H перпендикулярно одному из векторов обратной решётки b (как правило, числа квазиклассич. участков, пересекающих границы элементарной ячейки в противоположных направлениях, равны); двумерные периодич. конфигурации (рис. 3), образующиеся в нек-рых металлах (Al, Be, Mg, Zn,

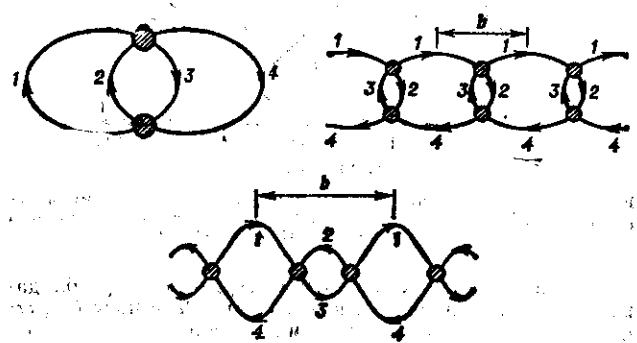
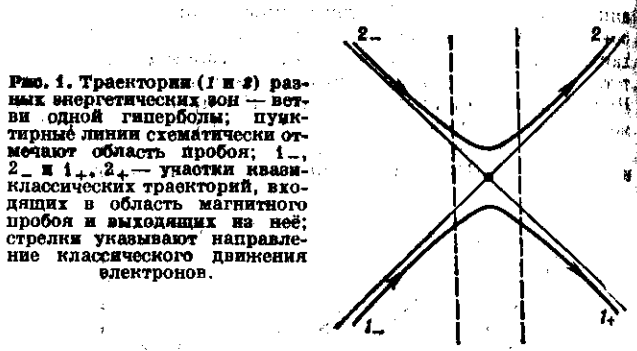


Рис. 1. Траектории (1 и 2) разных энергетических зон — ветви одной гиперболы; пунктирные линии схематически отмечают область пробоя; 1, 2 — и 1+, 2+ — участки квазиклассических траекторий, входящих в область магнитного пробоя и выходящих из неё; стрелки указывают направления классического движения электронов.

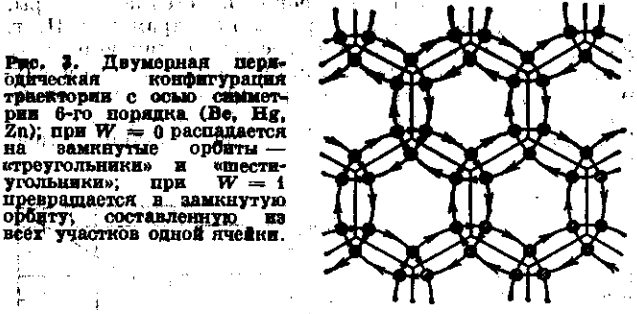


Рис. 2. Конфигурации магнитного пробоя: 1—4 — классические участки; заштрихованные кружки — области магнитного пробоя; стрелки указывают направления движения; верхний слева — замкнутая конфигурация, при $W = 0$ распадается на орбиты (1, 4) и (2, 3), при $W = 1$ — на орбиты (1, 3) и (2, 4); верхний справа — одномерная конфигурация с периодом b , при $W = 0$ распадается на замкнутые орбиты (1, 4) и (2, 3), при $W = 1$ — на открытые орбиты (1, 2), (1, 3), ... и (2, 4), ...; нижний — одномерная конфигурация, при $W = 0$ распадается на 2 открытые орбиты (1, 1, ...), (4, 4, ...) и замкнутую (2, 2), при $W = 1$ превращается в замкнутую орбиту (1, 2, 3, 4).

Sn) при ориентации H вдоль оси симметрии высокого порядка. Область П. м. на плоскости $p_H = \text{const}$ может считаться лишённой размера точкой (узлом, центром). Электрон, двигаясь по классич. траектории данной зоны (напр., 1 на рис. 1), достигает центра П. м. и здесь испытывает квантовое двухканальное рассеяние, т. к. есть отличная от 0 вероятность W перехода электрона на классич. траекторию 2 др. зоны (в этом и состоит П. м.); одноврем. существует вероятность $(1-W)$ того, что электрон останется на траектории 1-й зоны. Двухканальное рассеяние описывается унитарной S -матрицей:

$$S = \begin{pmatrix} \sqrt{1-W} \exp i\Lambda & -\sqrt{W} \\ \sqrt{W} & \sqrt{1-W} \exp(-i\Lambda) \end{pmatrix}$$

Здесь элементы s_{12}, s_{21} — амплитуды вероятности переходов электронов из одной зоны в другую ($2 \rightarrow 1, 1 \rightarrow 2$), их квадрат s_{11}, s_{11} равен вероятности П. м.