

В зависимости от формы образца магн. поле может локально достигать на нек-рых участках поверхности образца значения  $H_C$  даже при напряженности приложенного поля  $H < H_C$ . В интервале приложенных полей от этой величины до  $H_C$  образец будет находиться в промежуточном состоянии, т. е. в нём будут одновременно существовать сверхпроводящие и нормальные области (домены). Напр., диапазон существования промежуточного состояния для шара:  $(2/3)H_C < H < H_C$ , для пластины в перпендикулярном магн. поле:  $0 < H < H_C$ . Значения  $H_C$  в сверхпроводящих металлах  $\sim 100$  Э (табл.).

Значения  $H_C$  при нулевой температуре (0К) для некоторых металлов (сверхпроводников 1-го рода)

Металл	Zn	Cd	Al	Ga	In	Sn	Pb
$H_C$ , Э	53	30	99	51	283	306	803

В сверхпроводниках 2-го рода различают три К. м. п.:  $H_{C1}$ ,  $H_{C2}$  и  $H_{C3}$  (рис.). При напряженности, меньшей нижнего К. м. п.  $H_{C1}$ , магн. поле не проникает в сверхпроводник на глубину, превышающую  $\lambda$ . При  $H_{C1} < H < H_{C2}$  магн. поле проникает в сверхпроводник в виде т. н. вихревых нитей (вихрей сверхпроводящего тока), причём внутри вихря вихря разрушается (т. н. смешанное состояние). Каждый вихрь несёт квант магн. потока (см. Квантование магнитного потока). При увеличении напряженности магн. поля до верхнего К. м. п.  $H_{C2}$  концентрация вихревых нитей возрастает, при  $H = H_{C2}$  сверхпроводимость в объёме образца разрушается. Следы сверхпроводимости сохра-



Фазовая диаграмма для сверхпроводника 2-го рода, имеющего форму длинного цилиндра.  $H_C$  — термодинамическое критическое поле,  $T_C$  — критическая температура.

няются до напряженности  $H = H_{C3}$  лишь вблизи поверхности образца до глубины порядка длины когерентности  $\xi$  волновой ф-ции сверхпроводящих электронов (поверхностная сверхпроводимость).

Верхнее К. м. п.  $H_{C2}$  представляет собой значение  $H$ , ниже к-рого нормальное состояние неустойчиво относительно возникновения малых зародышей сверхпроводящей фазы. Деление сверхпроводников на 1-й и 2-й род происходит в зависимости от отношения  $H_{C2}/H_C$ . У сверхпроводников 2-го рода  $H_{C2} > H_C$ . Обычно нижнее К. м. п.  $H_{C1}$  заметно ниже  $H_C$ . В диапазоне  $H_{C1} < H < H_{C2}$  возникновение сверхпроводимости не может привести к полному вытеснению магн. потока из образца, поскольку при полях  $H > H_{C1}$  полный эффект Мейснера энергетически невыгоден. В сверхпроводниках 1-го рода  $H_{C2} < H_C$  и при уменьшении поля сначала достигается К. м. п.  $H_C$ , происходит фазовый переход 1-го рода и реализуется полный эффект Мейснера.

К. м. п. для сверхпроводников 2-го рода (обычно сплавов) сильно зависят от их хим. состава. Для сплавов  $H_{C1} \sim 100$  Э,  $H_{C2}$  может достигать  $\sim 10^3$  Э и более. Напр., для  $V_3Ga$  при  $T=0$  К значение  $H_{C1} = 200$  Э,  $H_{C2} = 3 \cdot 10^6$  Э (в этом веществе  $H_C = 6 \cdot 10^3$  Э). У оксидных высокотемпературных сверхпроводников (сверхпроводников 2-го рода) наблюдается высокая анизотропия К. м. п. и критического тока.

В образцах малых размеров (тонких плёнках, полосках и т. п. с поперечными размерами, сравнимыми с  $\lambda$ ) возникновение и разрушение сверхпроводимости в магн. поле непосредственно не связано с величиной термодинамич. К. м. п., а в зависимости от поперечных

размеров образца может осуществляться путём фазового перехода как 1-го, так и 2-го рода.

Лит.: Де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968. Н. Б. Копкин.

**КРОНЕКЕРА СИМВОЛ** — простейший тензор 2-го ранга в  $n$ -мерном пространстве, определяемый во всех системах координат равенствами

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1, & \text{если } i=j; \quad i, j=1, 2, \dots, n, \\ 0, & \text{если } i \neq j. \end{cases}$$

К. с. введён Л. Кронекером (L. Kronecker) в 1866.

Упогребляется также обобщённый Кронекера символ, тензор более высокого ранга, компоненты к-рого связаны с Леви-Чивитти символами  $\varepsilon_{i_1, i_2, \dots, i_p}$ :

$$\delta_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_p} = \varepsilon_{i_1 \dots i_p} \varepsilon^{j_1 \dots j_p} \quad \text{при } i, i_1 \dots i_p, j_1 \dots j_p \leq n.$$

Числа  $\delta_{i_1 \dots i_p}^{j_1 \dots j_p}$  равны +1 (или -1), если все индексы в

строке различны и строка индексов  $i_1, i_2, \dots, i_p$  — чётная (нечётная) перестановка строки индексов  $j_1, \dots, j_p$ , и нулю — во всех остальных случаях. Все К. с. ранга  $2p > 2n$  равны 0.

Лит.: Синг Дж., Общая теория относительности, пер. с англ., М., 1963. С. В. Молодцов.

**КРОНИГА — ПЕННИ МОДЕЛЬ** — однамерная, точно решаемая модель движения электронов в периодич. поле, иллюстрирующая природу возникновения энергетич. зон в кристалле (см. Зонная теория). Предложена Р. Кронигом (R. Kronig) и У. Дж. Пенни (W.G. Penney) в 1931. В К.—П. м. потенциал  $V(x)$ , создавае-

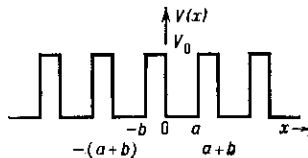


Рис. 1. Одномерный периодический потенциал  $V(x)$  в модели Кронига.

мый кристаллич. решёткой, аппроксимируется периодич. последовательностью прямоугольных потенц. ям глубиной  $V_0$  и шириной  $a$ , разделённых потенц. барьерами шириной  $b$ , так что постоянная решётки равна  $a+b$  (рис. 1). Решение ур-ния Шрёдингера с потенциалом  $V(x)$  имеет вид плоской волны, модулированной с периодом решётки:

$$\psi = u_k(x) \exp(ikx), \quad (1)$$

где  $u_k(x)$  — периодич. ф-ция с периодом  $a+b$  (см. Блоховские электроны). Из условия непрерывности ф-ции  $u_k(x)$  и её производной на границах ям ( $x=0$  и

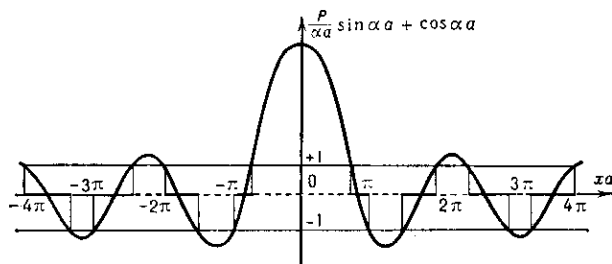


Рис. 2.

$x=a$ ) получается дисперсионное ур-ние, связывающее энергию  $\mathcal{E}$  электрона с его волновым вектором  $k$ :

$$\frac{\beta^2 - \alpha^2}{2\alpha\beta} \operatorname{sh} \beta b \sin \alpha a + \operatorname{ch} \beta b \cos \alpha a = \cos k(a+b), \quad (2)$$

где  $\alpha = (2m\mathcal{E}/\hbar^2)^{1/2}$ ,  $\beta = [2m(V_0 - \mathcal{E})/\hbar^2]^{1/2}$ ,  $m$  — масса электрона.

Ур-ние (2) упрощается, когда  $V(x)$  — периодич. последовательность дельта-функций (для этого нужно