

Таблица 11.2. Температура сверхпроводящего перехода некоторых сплавов и соединений

Соединение	T_c, K	Соединение	T_c, K
TiO ₂	3,44	La _{2-x} Ba _x CuO ₄₋₆	35
La ₃ In	10,4	La _{2-x} Sr _x CuO ₄₋₆	40
Nb ₃ Au	11,5	YBa ₂ Cu ₃ O ₇₋₆	90
MoN	12,0	Bi ₂ Sr ₂ CaCu ₂ O ₆	85
NbN	16,0	BiSrCa _{n-1} Cu _n O _x	120
Nb ₃ Al	17,5	Tl ₂ Ba ₂ Ca ₂ Cu ₃ O _x	125
Nb ₃ Sn	18,5	(0 < b < 1)	
Nb ₃ Al _{0,8} Gc _{0,2}	20,9		
Nb ₃ Ge	23,4		

книги в литературе появились сообщения об обнаружении сверхпроводников с $T_c=168, 180$ и даже $240 K$. Однако в контрольных экспериментах такие значения T_c не были подтверждены.

11.3. ИДЕАЛЬНЫЙ ДИАМАГНЕТИЗМ

В 1933 году В. Мейсснер и Р. Оксенфельд, изучая распределение магнитного потока вокруг оловянных и свинцовых образцов, охлажденных в магнитном поле ниже температуры их сверхпроводящих переходов, обнаружили, что при $T < T_c$ магнитный поток выталкивается из образца (рис. 11.3). Таким образом, было установлено, что в сверхпроводящем состоянии образцы становятся идеальными диамагнетиками, в которых

магнитная индукция $\vec{B}=0$. Как выяснилось впоследствии, идеальный диамагнетизм присущ всем сверхпроводникам ($T < T_c$). Явление, заключающееся в том, что внутри сверхпроводника магнитная индукция равна нулю, получило название *эффекта Мейсснера—Оксенфельда*.

Отметим, что этот результат не является просто следствием исчезновения сопротивления, хотя в идеальном проводнике (с $\rho=0$) при определенных условиях и может возникнуть подобный эффект.

Действительно, из закона Ома $\vec{E}=\rho \cdot \vec{j}$ следует, что при конечном значении \vec{j} и $\rho \rightarrow 0$ электрическое поле в образце должно быть равно нулю. При этом условии, как видно из уравнения Максвелла,

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{d\vec{B}}{dt} \quad (11.2)$$

должно быть $\frac{d\vec{B}}{dt}=0$, т. е. магнитная индукция в образце

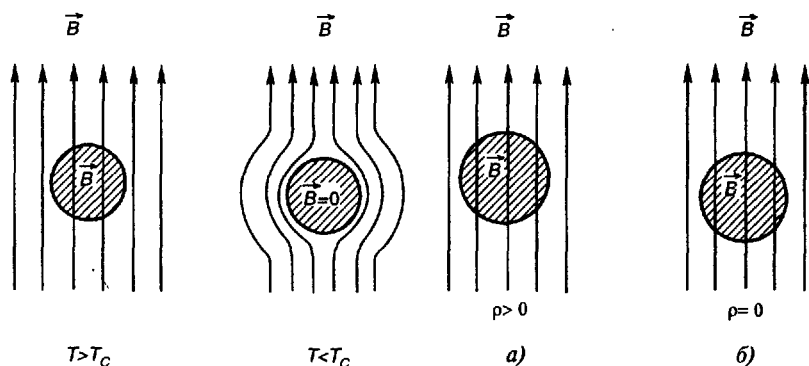


Рис. 11.3. Выталкивание магнитного потока из сверхпроводящего образца

Рис. 11.4. Идеальный проводник в магнитном поле

должна остаться такой, какой была до перехода к состоянию с $\rho=0$.

Предположим, что образец, который при охлаждении может перейти к гипотетическому состоянию с нулевым сопротивлением, помещен в магнитное поле \vec{B} при температуре выше переходной (рис. 11.4, а). Поскольку для большинства металлов (кроме ферромагнетиков) относительная магнитная проницаемость μ очень мало отличается от единицы, магнитная индукция внутри образца фактически равна магнитной индукции приложенного магнитного поля. Именно это значение \vec{B} должно сохраниться при переходе к состоянию с $\rho=0$ (рис. 11.4, б).

Таким образом, сверхпроводники — это нечто большее, чем идеальные проводники. Кроме нулевого сопротивления они обладают еще одним фундаментальным свойством — идеальным диамагнетизмом.

Исчезновение магнитного поля внутри сверхпроводника связано с появлением при его охлаждении ниже T_c в магнитном поле незатухающих поверхностных токов, которые создают внутри образца магнитное поле, равное по величине и противоположное по знаку внешнему полю. Результатом является полная компенсация магнитного поля внутри образца.

В то же время магнитное поле не может быть вытолкнуто из всего объема сверхпроводника вплоть до самой поверхности, т. к. это означало бы, что на поверхности магнитное поле падает скачком от величины B до нуля. Для обеспечения такого скачка поля необходимо иметь на поверхности образца бесконечную плотность тока, что, естественно, невозможно. Следовательно, магнитное поле немного проникает в сверхпроводник

с поверхности. Магнитное поле спадает от величины B на самой поверхности практически до нуля в тонком приповерхностном слое толщиной λ . Именно в этом слое текут незатухающие экранирующие токи. Величина λ называется глубиной проникновения и имеет обычно порядок 10^{-3} — 10^{-6} см.

Идеальный диамагнетизм сверхпроводника, т. е. его свойство выталкивать магнитный поток из своего объема, приводит к тому, что внутри сверхпроводника не может протекать электрический ток, т. к. он создавал бы внутри сверхпроводящего образца магнитное поле. Из этого следует, что не только экранирующие токи, но и ток, создаваемый внешним источником (например, батареей), должен протекать в тонком поверхностном слое, в который проникает магнитное поле.

11.4. КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Выталкивание магнитного поля из сверхпроводника, о котором говорилось выше, наблюдается только в слабых полях. Если же напряженность магнитного поля превышает некоторую критическую величину H_c , то сверхпроводящее состояние разрушается, т. е. образец переходит в нормальное состояние, в котором поле проникает внутрь образца. Это критическое магнитное поле уменьшается от некоторого значения H_{c0} при $T=0$ К до нуля при $T=T_c$. Экспериментально было обнаружено, что критические поля для различных сверхпроводников уменьшаются с ростом температуры в соответствии с выражением:

$$H_c(T) = H_{c0} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]. \quad (11.3)$$

На рис. 11.5 графически изображена зависимость $H_c(T)$, называемая фазовой диаграммой сверхпроводника. Область под кривой $H_c(T)$ соответствует сверхпроводящему состоянию, область над кривой — нормальному состоянию. Ясно, что сверхпроводник можно перевести в нормальное состояние, увеличивая либо температуру, либо магнитное поле, либо то и другое одновременно (показано стрелками). Разрушение сверхпроводимости магнитным полем является обратимым. Различные сверхпроводники имеют различные критические поля H_{c0} . Это можно видеть из таблицы 11.3.

Зная H_{c0} и T_c (таблица 11.1) и пользуясь формулой (11.3), можно найти критическое поле сверхпровод-

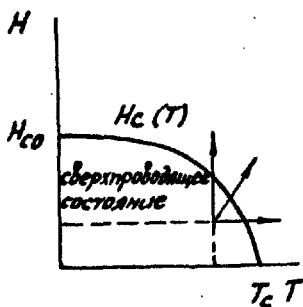


Рис. 11.5. Зависимость критического магнитного поля от температуры