

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-

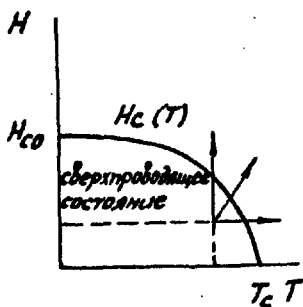


Рис. 11.5. Зависимость критического магнитного поля от температуры

Таблица 11.3. Значения H_{c0} для различных сверхпроводников

Сверхпроводник	H_{c0} , А/м
Al	0,79
Cd	0,24
Ga	0,41
In	2,2
Hg	3,3
Os	0,5
Re	1,6
Ta	6,6
Tl	1,4
Sn	2,4

ника при любой температуре.

По характеру проникновения магнитного поля в сверхпроводники последние подразделяют обычно на два вида.

Сверхпроводники 1 рода. Проникновения в них магнитного поля не происходит до тех пор, пока напряженность поля не превысит значение $H_c(T)$. Если поле больше этого значения, то весь образец возвращается в нормальное состояние и имеет место полное проникновение поля.

Сверхпроводники 2 рода. В этих сверхпроводниках существует два критических поля $H_{c1}(T)$ и $H_{c2}(T)$. При поле, меньшем нижнего критического значения $H_{c1}(T)$, магнитный поток не проникает в образец. Если магнитное поле превышает верхнее критическое значение $H_{c2}(T)$, то весь образец переходит в нормальное состояние и наблюдается полное проникновение поля. При $H_{c1} < H < H_{c2}$ происходит частичное проникновение магнитного потока, возникает так называемое *смешанное состояние*, при котором, как предположил А. А. Абрикосов, и это впоследствии было доказано экспериментально, поле проникает в сверхпроводящий образец в виде тонких вихревых нитей. Таким образом, в образце создается сложная структура из чередующихся нормальных и сверхпроводящих областей.

Смешанное состояние в сверхпроводнике 2-го рода называют иногда *фазой Шубникова*.

На рисунках 11.6 и 11.7 показано изменение магнитной индукции B внутри сверхпроводников 1-го и 2-го рода соответственно при возрастании напряженности H приложенного магнитного поля.

Магнитная индукция внутри нормальных металлов (неферромагнитных), для которых $\mu=1$, пропорциональна напряженности магнитного поля $B=\mu_0 H$ (пунктирная линия). Поскольку, однако, в сверхпроводнике наблюдается идеальный диамагнетизм (за исключением тонкого приповерхностного слоя тол-

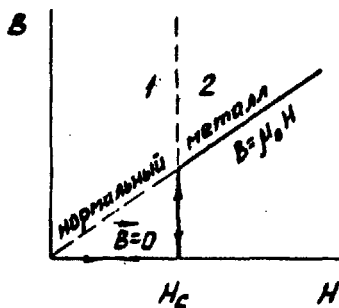


Рис. 11.6. Магнитное поле внутри сверхпроводника первого рода во внешнем поле H . 1 — сверхпроводящее, 2 — нормальное состояние

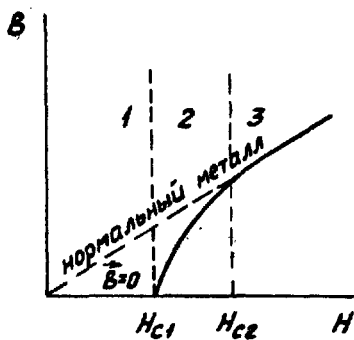


Рис. 11.7. Среднее магнитное поле в сверхпроводнике второго рода во внешнем магнитном поле H : 1 — сверхпроводящее, 2 — смешанное, 3 — нормальное состояние

щиной λ), магнитная индукция в образце остается равной нулю при всех полях с напряженностью, меньше H_c (или H_{c1} для сверхпроводников 2-го рода). При $H=H_c$ наблюдается переход сверхпроводника 1-го рода в нормальное состояние и магнитная индукция внутри образца становится отличной от нуля.

В сверхпроводниках 2-го рода в интервале $H_{c1} < H < H_{c2}$ формируется смешанное состояние. Если поле превышает H_c (H_{c2} — для сверхпроводника 2-го рода), то сверхпроводник ведет себя как нормальный металл.

Существование для сверхпроводников критического магнитного поля H_c приводит к тому, что через сверхпроводник нельзя пропустить ток, плотность которого превышает некоторое критическое значение j_c . При плотности тока, большей j_c , сверхпроводимость разрушается. Протекающий по сверхпроводнику ток создает магнитное поле. Напряженность этого поля тем больше, чем больше плотность тока. При достижении напряженности H_c сверхпроводящее состояние разрушается.

11.5. КРИСТАЛЛИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА И ИЗОТОПИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

При изучении сверхпроводящего состояния вполне естественно вставал вопрос: не связано ли возникновение сверхпроводимости с какими-либо изменениями кристаллической структуры? Иначе говоря, зависит ли сверхпроводимость от решетки атомных остовов или она связана с электронной системой?

Исследование кристаллической структуры сверхпроводни-