

Глава 13

СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ

13.1. Явление сверхпроводимости

Во многих металлах и сплавах и даже в сильно легированных полупроводниках при низких температурах наблюдается необычное явление: ниже некоторой критической температуры электрическое сопротивление материала неожиданно падает до нуля. Это явление было открыто в 1911 году Камерлинг-Оннесом в ртути и было названо *сверхпроводимостью*. Материалы, которые находятся в сверхпроводящем состоянии, обладают аномальными физическими свойствами. Перечислим некоторые из них.

1. Когда вещество находится в сверхпроводящем состоянии, незатухающий электрический ток в нем может существовать как угодно долго. По крайней мере, экспериментально такой незатухающий ток наблюдался в течение двух с половиной лет.

2. При критической температуре происходит фазовый переход из нормального в сверхпроводящее состояние. Теплоемкость вещества в точке фазового перехода испытывает скачок. А при понижении температуры теплоемкость электронного газа стремится к нулю не по линейному, как у нормальных металлов, а по экспоненциальному закону. Соответственно, значение энтропии в

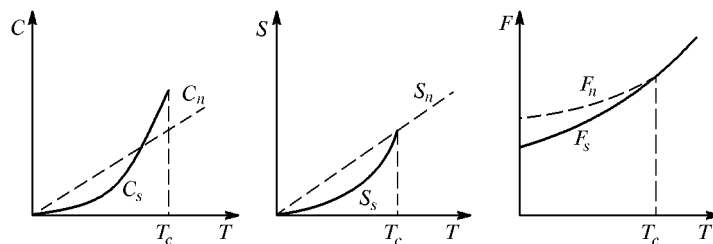


Рис. 13.1. Термодинамические параметры сверхпроводника: C — теплоемкость, S — энтропия, F — свободная энергия

сверхпроводящем состоянии ниже значения энтропии в нормальном состоянии. Этот факт свидетельствует о том, что сверхпроводящее состояние более упорядоченное, чем нормальное состояние металла (рис. 13.1).

3. Необычными оказываются и магнитные свойства вещества в сверхпроводящем состоянии. В 1933 году Мейснер и Оксенфельд обнаружили, что, если материал, обладающий сверхпроводящими свойствами и помещенный во внешнее магнитное поле, охладить ниже критической температуры, т.е. перевести его в сверхпроводящее состояние, то в этом состоянии магнитное поле будет выталкиваться из образца (рис. 13.2). Этот эффект называется *эффектом Мейснера*, и существование этого явления в сверхпроводнике указывает на то, что сверхпроводник является идеальным диамагнетиком. Но эффект Мейснера существует только до определенных величин приложенного магнитного поля.

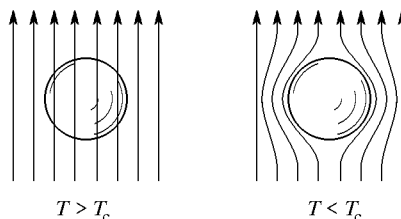


Рис. 13.2. Эффект Мейснера

Начиная с некоторого значения поля B_c , которое называется *критическим полем*, сверхпроводимость в веществе исчезает, и вещество становится нормальным металлом. То есть достаточно сильное магнитное поле разрушает сверхпроводимость.

Необходимо подчеркнуть, что свойства, перечисленные в пунктах 2 и 3, принципиально отличают сверхпроводник от идеального проводника. Если даже представить, что электроны в металле имеют бесконечную длину свободного пробега (в реальных веществах такого не бывает) и, следовательно, бесконечную проводимость, то это не приведет к аномальному поведению теплоемкости электронного газа и магнитных свойств металла.

Для понимания явления сверхпроводимости развиты два подхода. Многие важные физические свойства сверхпроводников удается описать на основе феноменологических уравнений. Причины же возникновения сверхпроводящего состояния выяснены в микроскопической теории электронов проводимости, взаимодействующих с колебаниями кристаллической решетки (фононами). Здесь следует отметить, что открытое в 1986 г. явление высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП) еще не получило удовлетворительного объяснения на микроскопическом уровне.

В 1935 году Ф. Лондон и Г. Лондон установили простое соотношение между полями и токами и первыми исследовали то фундаментальное свойство сверхпроводника, что магнитное поле не проникает в металл в сверхпроводящем состоянии. Рассмотрим металл с простым параболическим законом дисперсии в зоне проводимости. Представим свободную энергию как сумму трех слагаемых:

$$F = F_n - \int F_s d\mathbf{r} + E_{\text{кин}} + E_{\text{магн}}, \quad (13.1)$$

где F_n — энергия нормальной составляющей электронного газа, F_s — свободная энергия на единицу объема конденсированных электронов, $E_{\text{кин}}$ — кинетическая энергия, связанная с незатухающими токами, а $E_{\text{магн}}$ — энергия локального магнитного поля $\mathbf{b}(\mathbf{r})$. Кинетическая энергия равна:

$$E_{\text{кин}} = \frac{1}{2} \int n_s m_0 v^2(r) d\mathbf{r}, \quad (13.2)$$

где n_s — число «сверхпроводящих» электронов в 1 см^3 , $v(r)$ — скорость дрейфа электронов в точке \mathbf{r} . Уравнение (13.2) записано при условии, что поле $b(r)$ и дрейфовая скорость электронов мало изменяются в пространстве. Скорость связана с плотностью тока $j_s(r)$:

$$n_s e v(r) = j_s(r). \quad (13.3)$$

Магнитная энергия определяется соотношением:

$$E_{\text{магн}} = \int \frac{b^2(r)}{8\pi} d\mathbf{r} \quad (13.4)$$

и поле $b(r)$ связано с $j_s(r)$ уравнением Максвелла:

$$\text{rot } \mathbf{b}(\mathbf{r}) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s(\mathbf{r}). \quad (13.5)$$

Таким образом, свободная энергия (13.1) представляется в виде

$$F = F_0 + \frac{1}{8\pi} \int \left(b^2(\mathbf{r}) + \mu_L^2 (\text{rot } \mathbf{b}(\mathbf{r}))^2 \right) d\mathbf{r} + F_n, \quad (13.6)$$

где $F_0 = \int F_s d\mathbf{r}$, $\mu_L = (m_0 c^2 / (4\pi n_s e^2))^{1/2}$ имеет размерность длины.

Минимизируем свободную энергию относительно распределения поля $\mathbf{b}(\mathbf{r})$:

$$\begin{aligned} \delta F &= \frac{1}{4\pi} \int \left(\mathbf{b} \cdot \delta \mathbf{b} + \mu_L^2 \text{rot } \mathbf{b} \cdot \delta (\text{rot } \mathbf{b}(\mathbf{r})) \right) d\mathbf{r} = \\ &= \frac{1}{4\pi} \int [\mathbf{b}(\mathbf{r}) + \mu_L^2 \text{rot rot } \mathbf{b}(\mathbf{r})] \delta \mathbf{b}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 0. \end{aligned} \quad (13.7)$$

Отсюда находим, что конфигурация поля $\mathbf{b}(\mathbf{r})$ внутри образца, соответствующая минимуму свободной энергии, должна удовлетворять уравнению

$$\mathbf{b}(\mathbf{r}) + \mu_L^2 \text{rot rot } \mathbf{b}(\mathbf{r}) = 0. \quad (13.8)$$

Это уравнение называется *уравнением Лондонов*. Применим это уравнение к задаче о проникновении магнитного поля в образец. Рассмотрим простейшую геометрию: поверхность образца совпадает с плоскостью xy , и пространство с $z < 0$ является пустым (рис. 13.3). Тогда, помимо (13.8), есть уравнения Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{b} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_s, \quad (13.9)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{b} = 0. \quad (13.10)$$

1. Поле \mathbf{b} параллельно оси z . Из уравнения (13.9) следует, что $\partial \mathbf{b} / \partial z = 0$, т. е. локальное поле постоянно в пространстве. Поэтому из (13.10) $\operatorname{rot} \mathbf{b} = 0$ и $j_s = 0$. Подставив этот результат в (13.8), имеем $\mathbf{b}(\mathbf{r}) = 0$. Таким образом, поле $\mathbf{b}(\mathbf{r})$ не может быть направлено нормально к поверхности.

2. Поле тангенциально и направлено вдоль оси x . Тогда уравнение (13.10) удовлетворяется автоматически, а из уравнения (13.9) следует, что ток j_s направлен вдоль оси y :

$$\frac{db}{dz} = \frac{4\pi}{c} j_y, \quad (13.11)$$

и из уравнения (13.8) имеем:

$$\frac{dj_s}{dz} = \frac{n_s e^2}{m_0 c} b, \quad (13.12)$$

$$\frac{d^2 b}{dz^2} = \frac{b}{\mu_L^2}, \quad \mu_L^2 = \frac{m_0 c^2}{4\pi n_s e^2}. \quad (13.13)$$

Внутри сверхпроводника решение является экспоненциально убывающим:

$$b(z) = b(0) \exp(-z/\mu_L). \quad (13.14)$$

Таким образом, проникает в образец лишь на глубину μ_L .

Уравнение Лондонов (13.8) получено при условии, что скорость $v(\mathbf{r})$, и, следовательно, плотность сверхпроводящего тока являются медленно меняющимися функциями расстояния. Однако следует уточнить, на каких расстояниях эти функции меняются мало. Кроме длины проникновения магнитного поля вглубь образца, другой фундаментальной величиной в сверхпроводнике является *корреляционная* длина или *длина когерентности* ξ_0 . Именно на

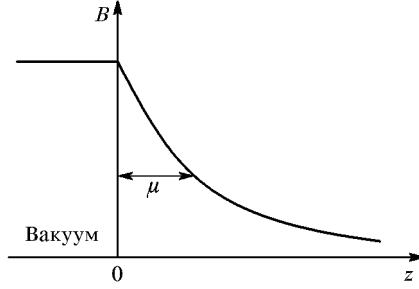


Рис. 13.3. К задаче о глубине проникновения поля

длине когерентности дрейфовая скорость электронов должна слабо меняться, чтобы было справедливо уравнение Лондонов. Понятие корреляционной длины и ее фундаментальной роли в свойствах сверхпроводников было введено в *феноменологической теории сверхпроводимости* Гинзбургом и Ландау в 1950 году. В этой теории вводится параметр порядка $\psi(r)$ такой, что выполняется:

$$\psi^*(r)\psi(r) = n_s(r), \quad (13.15)$$

и плотность свободной энергии $f_s(r)$ системы сверхпроводящих электронов представляется в виде разложения в ряд по этому параметру порядка:

$$f_s(r) = f_n + a|\psi|^2 + \frac{1}{2}\beta|\psi^4| + \frac{1}{4m_0} \left| \left(-i\hbar\nabla - 2\frac{eA}{c} \right) \psi \right|^2 + \frac{1}{8\pi} \mathbf{A} \cdot (\nabla \times \nabla \times \mathbf{A}), \quad (13.16)$$

где $a = \alpha(T - T_c)/T_c$, T_c — температура перехода в сверхпроводящее состояние, α и β — неизвестные феноменологические константы, f_n — плотность свободной энергии нормальной составляющей, \mathbf{A} — векторный потенциал. Множитель 2 при векторном потенциале учитывает тот факт, что в сверхпроводящем состоянии носителями заряда являются пары электронов.

Полная свободная энергия $F_s = \int f_s(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$ минимизируется относительно вариации функции $\psi(r)$. Получим:

$$\begin{aligned} \delta f_s(\mathbf{r}) &= \\ &= -a\psi + \beta|\psi|^2\psi + \frac{1}{4m_0} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2eA}{c} \right) \psi \times \left(-i\hbar\nabla - \frac{2eA}{c} \right) \delta\psi^* + \\ &- a\psi^* + \beta|\psi|^2\psi^* + \frac{1}{4m_0} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2eA}{c} \right) \psi^* \times \left(-i\hbar\nabla - \frac{2eA}{c} \right) \delta\psi. \end{aligned} \quad (13.17)$$

После интегрирования по частям получаем:

$$\int d\mathbf{r} (\nabla\psi)(\nabla\delta\psi^*) = - \int d\mathbf{r} (\nabla^2\psi)\delta\psi^*. \quad (13.18)$$

В результате имеем:

$$\delta \int f_s(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \int f_1(\mathbf{r}) d\mathbf{r} + \int f_2(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 0, \quad (13.19)$$

где

$$f_1(\mathbf{r}) = \left(\frac{1}{4m_0} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2eA}{c} \right)^2 - a + \beta|\psi|^2 \right) \psi d\psi^*,$$

$$f_2(\mathbf{r}) = \left(\frac{1}{4m_0} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2eA}{c} \right)^2 - a + \beta|\psi|^2 \right) \psi^* d\psi.$$

Интеграл равен нулю, если выражение под интегралом равно нулю, и тогда имеем:

$$\left(\frac{1}{4m_0} \left(-i\hbar\nabla - \frac{2eA}{c} \right)^2 + a - \beta|\psi|^2 \right) \psi = 0, \quad (13.20)$$

и такое же комплексно-сопряженное уравнение. Эти соотношения называются *уравнениями Гинзбурга–Ландау*.

Минимизируя полную энергию $F_s = \int f_s(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$ относительно вариации векторного потенциала и учитывая, что $\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = 4\pi\mathbf{j}/c$, получим выражение для плотности тока:

$$j = -\frac{ie\hbar}{m_0} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) - \frac{e^2}{m_0 c} \psi^* \psi A. \quad (13.21)$$

Уравнение (13.20) похоже на уравнение Шредингера, а уравнение (13.21) — это обычное квантово-механическое выражение для плотности тока частиц с массой $2m_0$ и зарядом $-2e$. В уравнения (13.21), (13.20) входят лишь два феноменологических параметра α , β , которые можно определить из двух экспериментальных данных, а потом с их помощью вычислить основные свойства данного сверхпроводника.

13.2. Длина когерентности

Найдем решение уравнения (13.20) в отсутствие внешнего поля, т. е. положим $\mathbf{A} = 0$. Тогда, в пренебрежении членом $\beta|\psi|^2$ для одномерного случая, уравнение Гинзбурга–Ландау сведется к виду

$$-\frac{\hbar^2}{4m_0} \frac{d^2\psi}{dx^2} = a\psi. \quad (13.22)$$

Решение этого уравнения пропорционально $\exp(ix/\xi_0)$, где $\xi_0 = (\hbar^2/(4m_0a))^{1/2}$.

С учетом члена $\beta|\psi|^2$ и при $\mathbf{A} = 0$ уравнение (13.22) принимает вид

$$-\frac{\hbar^2}{4m_0} \frac{d^2\psi}{dx^2} - a\psi + \beta|\psi|^2\psi = 0. \quad (13.23)$$

Найдем решение с граничными условиями $\psi = 0$ при $x = 0$ (область нормального состояния) и $\psi = \psi_0$ при $x \rightarrow \infty$ (область сверхпроводящего состояния). Решение имеет вид

$$\psi(x) = \left(\frac{a}{\beta}\right)^{1/2} \operatorname{th} \left(\frac{x}{\sqrt{2}\xi_0}\right). \quad (13.24)$$

В глубине сверхпроводника мы имеем:

$$\psi_0 = \left(\frac{a}{\beta}\right)^{1/2}. \quad (13.25)$$

Это решение отвечает свободной энергии сверхпроводящего термодинамического состояния:

$$F_s = F_n - \frac{\alpha^2(T - T_c)}{T_c^2 \beta}. \quad (13.26)$$

Если теперь приложить магнитное поле, то оно не проникает вглубь сверхпроводника, так что энергия (13.26) не изменится. Энергия же магнитного поля в (13.1) окажется большой, потому что в присутствии сверхпроводника поле деформируется. Эта дополнительная энергия равна $B^2/8\pi$. Если же поле увеличить настолько, что проигрыш в магнитной энергии будет превышать выигрыш в свободной энергии (13.26), то металл перейдет в нормальное состояние. Его энергия во внешнем магнитном поле станет ниже. Таким образом:

$$F_s = F_n - \frac{a^2}{2\beta} = F_n - \frac{B_c^2}{8\pi}, \quad (13.27)$$

где B_c — критическое поле, разрушающее сверхпроводящее состояние:

$$B_c = \left(\frac{4\pi a^2}{\beta}\right)^{1/2}. \quad (13.28)$$

Глубина проникновения поля в сверхпроводник имеет значение:

$$\mu_L = \left(\frac{m_0 c^2 \beta}{16\pi e^2 a}\right)^{1/2}. \quad (13.29)$$

Безразмерный параметр ν

$$\nu = \frac{\mu_L}{\xi_0} = \left(\frac{m_0 c \beta}{4e\hbar\pi}\right)^{1/2}, \quad (13.30)$$

имеющий смысл отношения длины проникновения к корреляционной длине, является важной характеристикой сверхпроводника. По этой величине сверхпроводники различаются на сверхпроводники первого ($\nu < 1/\sqrt{2}$) и второго ($\nu > 1/\sqrt{2}$) рода (рис. 13.4).

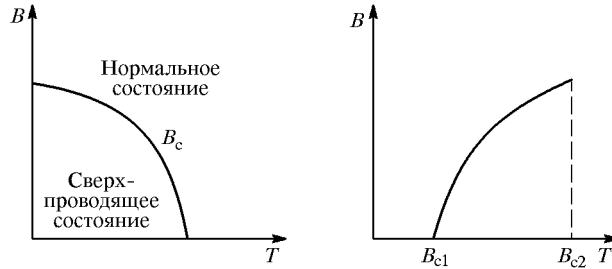


Рис. 13.4. Сверхпроводники первого и второго рода

В сверхпроводниках первого рода при полях меньше критического B_c , которое увеличивается при $T < T_c$ с понижением температуры, проникновение магнитного потока внутрь сверхпроводника не происходит. При полях больше критических сверхпроводник переходит в нормальное состояние.

В сверхпроводниках второго рода имеется два критических поля. При поле, меньшем нижнего критического значения B_{c1} , магнитный поток не проникает внутрь образца. Когда поле больше верхнего критического поля B_{c2} , весь образец переходит в нормальное состояние. При значениях $B_{c1} < B < B_{c2}$ происходит частичное проникновение поля в образец, в котором возникает сложная структура чередующихся областей с нормальными и сверхпроводящими типами проводимости.

13.3. Квантование магнитного потока

Запишем уравнение (13.21) для плотности сверхпроводящего тока в упрощенной форме, предполагая, что при данных термодинамических условиях модуль параметра порядка $|\psi|$ не меняется, а меняется в пространстве только его фаза:

$$\mathbf{j} = - \left(\frac{2e^2}{m_0 c} \mathbf{A} + \frac{\hbar c}{m_0} \nabla \psi \right) |\psi|^2. \quad (13.31)$$

Рассмотрим сверхпроводник в форме кольца (рис. 13.5). Проинтегрируем (13.31) по контуру, лежащему в глубине сверхпроводника и проходящему вокруг отверстия в кольце. Поскольку ток протекает только вблизи поверхности сверхпроводника, получим:

$$\oint \mathbf{j} d\mathbf{l} = \oint \left(\frac{2e^2}{m_0 c} \mathbf{A} - \frac{e\hbar}{m_0} \nabla \psi \right) |\psi|^2 d\mathbf{l} = 0. \quad (13.32)$$

По теореме Стокса имеем:

$$\oint \mathbf{A} d\mathbf{l} = \int \nabla \mathbf{A} d\mathbf{S} = \int \mathbf{B} d\mathbf{S} = \Phi, \quad (13.33)$$

где Φ — магнитный поток, проходящий через кольцо. Так как $|\psi|^2$

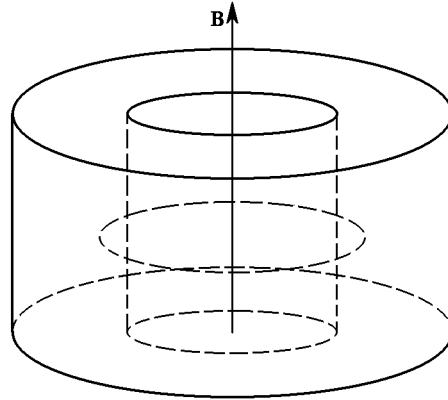


Рис. 13.5. Сверхпроводник в форме кольца. Контур интегрирования

при обходе по замкнутому контуру не меняется, фаза потока, пройдя через кольцо, изменится на $2\pi n$, где n — целое число.

$$\oint \nabla \psi d\mathbf{l} = \Delta \varphi = 2\pi n. \quad (13.34)$$

Из (13.34) и (13.33) получим:

$$|\Phi| = \frac{n\hbar c}{2e} = n\Phi_0. \quad (13.35)$$

Величина $\Phi_0 = \hbar c/2e = 2,07 \cdot 10^{-7}$ Гс \cdot см² называется *флюксоном* или *квантом потока*. Квантование потока наблюдается экспериментально.

13.4. Качественные черты микроскопического подхода

Причиной возникновения сверхпроводящего состояния является взаимодействие электронов с колебаниями кристаллической решетки. За счет движения ионов кулоновское взаимодействие между электронами, которое приводит к их отталкиванию, может перенормироваться и стать эффективным взаимодействием притяжения между электронами, имеющими энергии вблизи поверхности Ферми. Это эффективное взаимодействие между электронами

с импульсами \mathbf{k} и \mathbf{k}' описывается следующим выражением:

$$V_{kk'}^{\text{eff}} = \frac{4\pi e^2}{q^2 + q_0^2} \left(1 + \frac{Q^2(q)}{\omega^2 - Q^2(q)} \right), \quad (13.36)$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$, $q_0 = 4\pi e^2 \partial n_\epsilon / \partial \mu$ — волновой вектор Томаса-Ферми, $Q(q) = \omega(q) / \epsilon(q)$ — частота фононов с учетом экранирования электронами проводимости взаимодействия между ионами, $\epsilon(q)$ — диэлектрическая проницаемость среды, ω — частота перехода электрона между состояниями \mathbf{k} и \mathbf{k}' .

Если разница энергий двух электронов имеет порядок $\hbar\omega_D$, то эти электроны могут испытывать эффективное притяжение и образовывать *связанное состояние пары электронов*. Купер, рассмотрев задачу о двух электронах с энергиями выше энергии Ферми, показал, что, каким бы слабым ни было эффективное притяжение между электронами, связанное состояние пары существует, и энергия связанной пары меньше энергии Ферми:

$$\epsilon_k = \epsilon_F - \Delta. \quad (13.37)$$

Величина Δ называется *энергетической щелью* сверхпроводника. Энергетическая щель в сверхпроводниках имеет принципиальное отличие от энергетической щели, возникающей при образовании зонной структуры электронов в периодической кристаллической решетке, рассмотренной в гл. 9. В случае сверхпроводников энергетическая щель возникает благодаря электрон-электронному взаимодействию, которое приводит к упорядочению электронов в импульсном пространстве.

Результат, полученный Купером, лег в основу *микроскопической теории сверхпроводимости*, созданной Бардиным, Купером и Шриффером в 1957 году (теория БКШ). В этой теории в качестве основного строится состояние, в котором все электроны образуют связанные пары. В такой модели каждый электрон играет двойную роль. С одной стороны, электрон обеспечивает в силу принципа Паули ограничение на разрешенные значения волновых векторов (состояний), и, таким образом, согласно результату, полученному Купером, обеспечивается возможность другим электронам образовывать *связанные пары*. С другой стороны, этот же электрон входит в состав одной из связанных пар.

В простейшей модели, когда эффективная константа взаимодействия между электронами равна постоянной величине $-V_0$ при $|\epsilon_k|$ и $|\epsilon_{k'}|$, меньших энергии $\hbar\omega_D$, и равна нулю при всех остальных значениях энергии электронов, сверхпроводящее состояние возникает при температуре

$$k_B T_c = 1,13 \hbar \omega_D \exp \left(-\frac{2}{D(\epsilon_F) V_0} \right), \quad (13.38)$$

где $D(\varepsilon_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми. Величина энергетической щели при нулевой температуре:

$$\Delta(0) = 2\hbar\omega_D \exp\left(-\frac{2}{D(\varepsilon_F)V_0}\right). \quad (13.39)$$

Из (13.39) и (13.38) следует фундаментальная формула, не зависящая от феноменологических параметров:

$$\frac{\Delta(0)}{k_B T_c} = 1,76. \quad (13.40)$$

Поскольку параметр $V_0 D(\varepsilon_F)$ в (13.39) много меньше единицы, величина щели $\Delta(0)$ много меньше дебаевской энергии $\hbar\omega_D$.

Из формул (13.39) и (13.38) следует, что величины энергетической щели и температуры перехода в сверхпроводящее состояние обнаруживают *изотопический эффект*, поскольку дебаевская энергия зависит от массы изотопов, образующих кристалл.

В теории БКШ предсказывается также, что в нулевом магнитном поле вблизи температуры перехода энергетическая щель $\Delta(T)$ изменяется по закону:

$$\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \approx 1,74 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{1/2}, \quad (13.41)$$

таким образом, величина $\Delta(T)$ пропорциональна параметру порядка ψ , введенного в феноменологической теории Гинзбурга–Ландау.

13.5. Эффекты туннелирования

Рассмотрим два металла, разделенные тонким слоем диэлектрического материала. Проблема туннелирования электронов из металла в металл включает в себя переходы между состояниями каждого металла с n и $n + \Delta n$ частицами. Чиавер экспериментально обнаружил, что при низкой температуре между нормальным металлом и сверхпроводником, которые разделены тонкой пленкой диэлектрика, ток отсутствовал до определенной величины приложенного напряжения (рис. 13.6). Как только произведение напряжения на заряд Ue становилось больше значения энергетической щели Δ , ток появлялся. Зависимость тока от напряжения в слоистой системе «нормальный металл–диэлектрик–сверхпроводник» обусловлена одночастичными процессами туннелирования электронов из одного металла в другой.

В 1962 году Джозефсон показал, что в системе «сверхпроводник–диэлектрик–сверхпроводник», наряду с одночастичным тун-

нелированием, имеется такого же порядка вероятность туннелирования сверхпроводящей пары. Из этого факта следует, что даже в

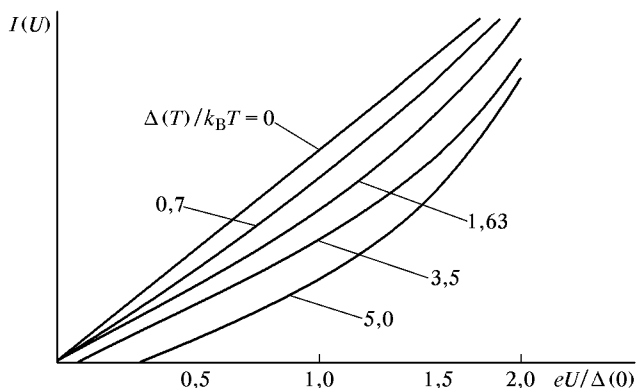


Рис. 13.6. Вольт-амперная характеристика системы «металл–диэлектрик–металл»

отсутствие внешнего напряжения через диэлектрический контакт между двумя сверхпроводниками может течь ток (*стационарный эффект Джозефсона*).

13.6. Высокотемпературные сверхпроводники

С момента открытия в 1911 году эффекта сверхпроводимости все последующие годы шел интенсивный поиск таких материалов, которые бы обладали сверхпроводящими свойствами при более высоких температурах. Однако все известные металлы, разнообразные сплавы на их основе и сильно легированные полупроводники претерпевают фазовый переход в сверхпроводящее состояние при очень низких температурах. Максимальное значение $T_c = 23,2$ К для таких материалов было получено на пленке Nb_3Ge и, несмотря на все усилия повысить температуру перехода T_c , эта величина оставалась рекордной до 1986 года.

В 1986 году Беднорц и Мюллер сообщили, что в системе $La_{1,35}Ba_{0,15}CuO_4$ они обнаружили сверхпроводящие свойства при температуре выше 35 К. За открытием сверхпроводимости в системе $La-Ba-Cu-O$ последовало открытие нескольких десятков соединений, имеющих температуру перехода в сверхпроводящее состояние в сто и более кельвинов. В наиболее изученном к настоящему времени материале $YBa_2Cu_3O_7$ температура перехода в сверхпроводящее состояние составляет $T_c = 90$ К.

Все соединения с высокотемпературной сверхпроводимостью имеют сложную атомную структуру. Характерной особенностью для них является наличие либо плоскостей CuO_2 , либо как плоскостей, так и цепочек CuO . Принято считать, что плоскости CuO_2

играют определяющую роль в сверхпроводимости данных соединений.

Высокотемпературные сверхпроводники обладают многими интересными свойствами, отличными от свойств «классических» сверхпроводников, и попытки объяснения этих свойств в рамках уже развитой теории сверхпроводимости БКШ наталкиваются на определенные трудности: многие экспериментально наблюдаемые свойства в этой теории не находят объяснения.

В настоящее время продолжают интенсивные поиски новых веществ с еще более высокими значениями T_c .