

ков рентгеновскими методами показало, что при понижении температуры металла ниже T_c не происходит никаких изменений ни в симметрии решетки, ни в ее параметрах. Более того, было установлено, что свойства твердого тела, зависящие от колебаний кристаллической решетки, такие, как температура Дебая и решеточный вклад в теплоемкость — одни и те же в нормальной и сверхпроводящей фазах. Все это позволило сделать вывод, что сверхпроводимость не связана с какими-либо изменениями кристаллической структуры.

С другой стороны, в 1950 г. Е. Максвелл и независимо от него Ч. Рейнольдс с сотрудниками установили, что образцы сверхпроводника, изготовленные из различных изотопов, обладают различными критическими температурами. При этом критическая температура оказывается обратно пропорциональной корню квадратному из массы изотопа

$$T_c \sim \frac{1}{\sqrt{m}}. \quad (11.4)$$

Таким образом, *изотопический эффект* свидетельствует о том, что хотя кристаллическая решетка при переходе в сверхпроводящее состояние и не изменяется, она играет существенную роль в возникновении сверхпроводимости. Зависимость T_c от массы изотопа дает основание предположить, что для сверхпроводимости важное значение имеют колебания решетки. Других причин зависимости T_c от числа нейтронов в ядре атома нет.

11.6. ЭЛЕКТРОННЫЙ ВКЛАД В ТЕПЛОЕМКОСТЬ

В главе 6 было показано, что температурная зависимость теплоемкости нормального (несверхпроводящего) металла в области низких температур определяется формулой (6.66):

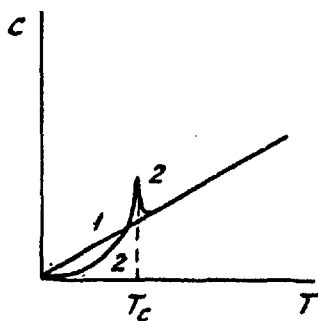
$$C = \gamma_D T^3 + \gamma_{el} T,$$

где первый член представляет собой теплоемкость решетки, второй — теплоемкость фермиевского электронного газа. Поскольку вблизи 0 К теплоемкость, связанная с колебаниями решетки, спадает быстрее электронной теплоемкости, при $T \ll$

$\ll \frac{\theta_D}{10}$ доминирует электронный вклад и в области низких температур теплоемкость нормального металла линейно растет с температурой (рис. 6.11).

Охлаждение сверхпроводника приводит, во-первых, к тому, что при $T = T_c$ теплоемкость сначала скачком увеличивается, а затем уменьшается (рис. 11.8). Скачок теплоемкости при T_c происходит без появления скрытой теплоты. Это означает, что

Рис. 11.8. Низкотемпературная теплоемкость нормального (1) и сверхпроводящего (2) металла



сверхпроводящий переход является фазовым переходом второго рода.

Во-вторых, при $T < T_c$ зависимость теплоемкости от температуры описывается выражением вида

$$C = \gamma_D T^3 + a e^{-\frac{\Delta}{k_B T}} \quad (11.5)$$

Решеточный (фононный) вклад в теплоемкость остается таким же, как для нормального металла, а вклад электронного газа существенно изменяется. Он описывается уже не линейным по температуре членом, а экспоненциальной зависимостью вида

$\exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)$. Такой зависимости следует ожидать для системы, у которой возбужденные энергетические состояния отделены от основного состояния энергетической щелью 2Δ . С этим мы сталкивались уже при обсуждении собственной проводимости полупроводников. Все это означает, что *сверхпроводимость связана с какими-то коренными изменениями поведения электронов проводимости*. Если из эксперимента попытаться оценить ширину энергетической щели, возникающей в спектре электронов, то она, оказывается, имеет порядок $k_B T_c$.

11.7. ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Еще в 30-х годах указывалось на то, что сверхпроводящее состояние может быть разрушено с помощью электромагнитного излучения соответствующей частоты. При этом излучение должно быть поглощено сверхпроводником. Проведенные впоследствии эксперименты подтвердили данные предположения. На рис. 11.9 схематически изображена частотная зависимость коэффициента поглощения электромагнитных волн в сверхпроводнике. Видно, что существует некоторая критическая частота