

§ 43. Сверхпроводимость металлов

Явление сверхпроводимости металлов представляет собой сверхтекучесть электронной ферми-жидкости в них, подобную сверхтекучести рассмотренного в предыдущих параграфах вырожденного ферми-газа. Разумеется, во многих важных отношениях электронная жидкость и ферми-газ являются существенно различными физическими системами. Но в то же время основные физические моменты, относящиеся к свойствам энергетического спектра, в обоих случаях остаются одинаковыми. Обсудим качественным образом вопрос о том, какие именно черты рассмотренной выше модели можно перенести и в какой мере на электроны в металлах.

Важной особенностью металла является анизотропия его электронного энергетического спектра в противоположность изотропии спектра рассмотренного ферми-газа. Это обстоятельство, однако, не мешает возникновению феномена Купера, для которого существен лишь сам факт существования резкой ферми-поверхности (какой бы ни была ее форма) и конечность плотности числа состояний на ней. Необходимо также, чтобы электроны с противоположными импульсами и спинами имели одну и ту же энергию, т. е. находились бы оба на ферми-поверхности. Это требование автоматически обеспечивается симметрией по отношению к обращению времени. Можно сказать, что спариваются электроны в состояниях, получающихся друг из друга обращением времени.

Далее следует вопрос о знаке взаимодействия электронов в металле. В очень упрощенном смысле можно сказать, что это взаимодействие складывается из кулонового отталкивания, экранированного на межатомах расстояниях, и из взаимодействия через решетку. Последнее описывается как результат обмена виртуальными фононами и имеет характер притяжения (§ 64). В случае, если последнее взаимодействие «перевешивает», металл при достаточно низких температурах станет сверхпроводником.

Существенно, что во взаимодействии через обмен фононами участвуют только электроны, лежащие в сравнительно узком слое p -пространства вблизи ферми-поверхности; толщина этого слоя $\sim \hbar\omega_D$ и мала по сравнению с химическим потенциалом электронов μ (ω_D — дебаевская частота кристалла). Поэтому, если пользоваться для описания сверхпроводимости моделью слабо неидеального ферми-газа, то под параметром обрезания $\tilde{\epsilon}$ в (39,19) надо понимать величину ¹⁾

$$\tilde{\epsilon} \sim \hbar\omega_D \quad (43,1)$$

(вместо $\tilde{\epsilon} \sim \mu$).

¹⁾ Тем самым, кстати, отпадает вопрос о расходимости интеграла (39,16) при больших импульсах (ср. примечание на стр. 189).

Что касается предположения о слабости взаимодействия, то реально для всех сверхпроводников

$$T_c \ll \hbar\omega_D \ll \mu. \quad (43,2)$$

Сделанное в § 39 предположение, однако, подразумевает нечто большее: малость константы связи g , приводящую к большому значению безразмерного показателя экспоненты в (39,19). В данном случае это требование выражается условием

$$\ln(\hbar\omega_D/T_c) \gg 1 \quad (43,3)$$

— должно быть велико не только отношение $\hbar\omega_D/T_c$, но и его логарифм. Это условие реально выполняется значительно хуже¹⁾.

С учетом всех реальных отличий электронной жидкости в металле от модели слабо неидеального ферми-газа теория сверхпроводимости становится очень сложной. В то же время оказывается, что уже простая теория, основанная на указанной модели, во многих отношениях хорошо описывает свойства сверхпроводников, причем не только качественно, но даже и количественно. Как уже упоминалось, эта теория была построена Бардином, Купером и Шриффером; в этой связи о модели ферми-газа со слабым притяжением между частицами говорят как о модели БКШ.

§ 44. Сверхпроводящий ток

Двум видам движения в электрически нейтральной сверхтекучей жидкости (жидкий гелий) отвечают в случае сверхпроводящего металла два вида электрических токов, могущих протекать в нем одновременно. *Сверхпроводящий ток* не переносит тепла и не сопровождается диссипацией энергии и может иметь место в термодинамически равновесной системе; *нормальный ток* связан с выделением джоулева тепла. Будем обозначать плотности сверхпроводящего и нормального токов как \mathbf{j}_s и \mathbf{j}_n ; полная плотность тока $\mathbf{j} = \mathbf{j}_s + \mathbf{j}_n$.

Ряд важных заключений о свойствах сверхпроводящего тока можно сделать безотносительно к какой-либо частной модели уже из самого факта появления новой макроскопической величины — конденсатной волновой функции $\Xi(t, \mathbf{r})$.

Как и в § 26, введем фазу Φ этой функции:

$$\Xi(t, \mathbf{r}) = |\Xi| e^{i\Phi}. \quad (44,1)$$

Подобно тому как в жидком гелии градиент фазы Φ определяет, согласно (26,12), скорость сверхтекучего движения \mathbf{v}_s , так

¹⁾ Отношение $\hbar\omega_D/T_c$ меняется в пределах от примерно 10 для Pb до 300 для Al и Cd.