О СТАБИЛЬНОСТИ РЕШЕТКИ ПРИ НЕФОНОННОМ МЕХАНИЗМЕ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Ю.И.Балкарей, Д.И.Хомский

В последнее время, вслед за статьей Литтла [I], появился ряд работ, рассматривающих нефононный механизм сверхпроводимости, в частности в трехмерных системах [2,3].

Взаимодействие, приводящее к сверхпроводимости, в этих работах имеет в конечном итоге стандартный вид [4]:

$$H_{int} = \frac{f}{2(2\pi)^3} \sum_{\vec{p}_1+\vec{p}_2=\vec{p}_3+\vec{p}_4} a^+_{\vec{p}_1\sigma_1} a^+_{\vec{p}_2\sigma_2} a_{\vec{p}_3\sigma_2} a_{\vec{p}_4\sigma_1}, \quad (I)$$

где эффективная константа взаимодействия $f<0$ и суммирование ограничено областью

$$\left(\varepsilon(p_i) - \varepsilon_F\right) < \Delta E.$$

Величина ΔE зависит от конкретного механизма взаимодействия и в рассмотренных моделях [3] имеет порядок ширины зоны d- электронов в переходном металле или энергии возбуждения атомов примеси.

Температура сверхпроводящего перехода определяется обычной формулой:

$$T_c = 1{,}14\,\Delta E\, e^{-1/\lambda}, \quad (2)$$

где $\lambda = |f| m P_0 / 2\pi^2$ - безразмерная константа взаимодействия (I), P_0 - импульс Ферми.

По оценкам Гейликмана $\Delta E \sim 0{,}1$–1 эв, а $\lambda \sim 1$. В этом случае T_c оказывается порядка 10^3 – 10^4 °К, что и вызывает интерес к этим моделям.

При обычном механизме сверхпроводимости с константой фрелиховского электрон-фононного взаимодействия g (соответствующая безразмерная константа $\zeta = g^2 m P_0 / 2\pi^2$) существует естественное ограничение

$$\zeta < \frac{1}{2}, \tag{3}$$

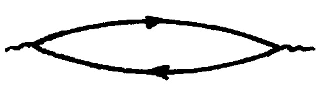
вытекающее из условия стабильности решетки [5] .

Мы рассмотрим условие устойчивости решетки при наличии дополнительного прямого электрон-электронного взаимодействия (I).

Электрон-фононное взаимодействие приводит к перенормировке затравочной частоты ω_0 фононов [5]

$$\omega(k) = \omega_0(k)\sqrt{1 + g^2 \Pi(k)} . \tag{4}$$

Здесь $\Pi(K) \approx \Pi_0(K)$ – поляризационный оператор, изображаемый простейшей диаграммой



В пределе $k \ll 2P_0$

$$g^2 \Pi_0(k) = -\frac{g^2 m P_0}{2\pi^2}\, 2 = -2\zeta. \tag{5}$$

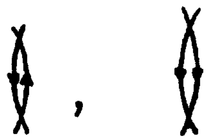
Из условия действительности перенормированной частоты (4) и получаем критерий (3).

При наличии, помимо электрон-фононного взаимодействия, прямого электрон-электронного взаимодействия (I) формула (4) остается в силе. Однако при вычислении поляризационного оператора П(К) нельзя ограничиться простейшей диаграммой, и необходимо просуммировать цепочку

 ,

где четвертная вершина связана с взаимодействием (I).

Вообще говоря, каждая петля может быть усложнена неприводимыми вставками типа



Однако, так как в четвертной вершине взаимодействие ограничено областью ширины ΔE возле поверхности Ферми, все такие вставки содержат лишний параметр малости $\Delta E/\mathcal{E}_F \leqslant 0{,}1$, и ими можно пренебречь.

В результате поляризационный оператор приобретает вид:

$$\Pi(k) = \frac{\Pi_0(k)}{1 - f\,\tilde{\Pi}_0(k)}, \tag{6}$$

где $\tilde{\Pi}_0(k)$ совпадает с $\Pi_0(K)$ при $k \leqslant \Delta E(P_0)/\mathcal{E}_F$, и равен $\frac{\Delta E}{\mathcal{E}_F}\Pi_0(K)$ при $k > \frac{\Delta E}{\mathcal{E}_F} P_0$.

Подставляя (6) в (4), приходим к естественному обобщению критерия стабильности решетки (3)

$$\varsigma + \lambda < \frac{1}{2}. \tag{7}$$

Таким образом, условие устойчивости решетки накладывает, независимо от конкретного механизма дополнительного электрон-электронного взаимодействия (I), ограничение на его константу λ. Это ограничение необходимо учитывать при оценке возможных значений критической температуры.

В большинстве металлов $\varsigma \sim 1/3 \div 1/5$. Отсюда, согласно (7), $\lambda \leqslant 1/4 \div 1/6$. Тогда при значениях $\Delta F \sim 0{,}1 \div 1$ эв, приведенных в работе Гейликмана [3], получаем $T_c \sim 10 \div 10^3$ °К. Очевидно, кроме того, что, в противоположность обычной сверхпроводимости, здесь можно надеяться получить высокие критические температуры в веществах только со слабым электрон-фононным взаимодействием.

Можно оценить температуру $T_к$, при которой впервые проявится нестабильность решетки.

Используя температурные гриновские функции [4], получаем для нее выражение (для $T_к \ll \varepsilon_F$):

$$T_k = \frac{2\sqrt{3}}{\pi}\varepsilon_F\sqrt{\frac{2}{1-2\lambda} - \frac{1}{\varsigma}}. \qquad (8)$$

Видно, что при $\lambda > \lambda_{кр} = 1/2 - \varsigma$ $T_к$ очень быстро возрастает и заведомо превышает критическую температуру сверхпроводящего перехода.

В заключение приносим глубокую благодарность В.Л.Гинзбургу и Л.В.Келдышу за обсуждение работы.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
I февраля 1966 г.

Литература

[1] W.A.Little. Phys. Rev., 134A, 1416, 1964.

[2] С.В.Вонсовский, М.С.Свирский. ЖЭТФ, 47, 1354, 1964.

[3] Б.Т.Гейликман. ЖЭТФ, 48, 1194, 1965.

[4] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М., Физматгиз, 1962.

[5] А.Б.Мигдал. ЖЭТФ, 34, 1438, 1958.