

О СКАЧКЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ИЗ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО
В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ

Б.Т.Гейликман, В.З.Кресин

Соотношение $C_s(T_k)/C_n(T_k) = 2,4$ (C_s и C_n — электронные теплоемкости соответственно в сверхпроводящем и нормальном состояниях) получено в обычной теории сверхпроводимости [1] при рассмотрении изотропной модели. Учет анизотропии [2] приводит, как известно, к неравенству $\alpha = C_s(T_k)/C_n(T_k) < 2,4$, которое не выполняется для многих сверхпроводников (обзор экспериментальных данных см., например, в [3]). Рассмотрение в рамках модели Фрелха [4], точнее описывающей электрон-фононное взаимодействие, приводит к усилению этого неравенства.

Настоящая работа посвящена исследованию вопроса о величине скачка теплоемкости с точки зрения двухзонной модели. Необходимость такого исследования вызвана тем, что сверхпроводники, для которых не выполняется неравенство $\alpha < 2,4$, характеризуются наличием перекрывающихся зон (см. ниже). Двухзонная модель была впервые на основе метода μ, ν — преобразования развита в работах [5,6].

При наличии двух перекрывающихся зон (a и b) следует рассматривать две собственно-энергетические части Δ_a и Δ_b , определяющие величины соответствующих энергетических щелей и удовлетворяющие в диаграммной технике уравнениям:

$$\Delta_a = \frac{a}{a} \begin{array}{c} \uparrow \\ \text{---} D(K) \text{---} \\ \uparrow \\ \text{---} a + a \end{array} \begin{array}{c} \uparrow \\ \text{---} D(K) \text{---} \\ \uparrow \\ \text{---} a \end{array} \quad (1)$$

$$\Delta_b = \frac{b}{b} \begin{array}{c} \uparrow \\ \text{---} D(K) \text{---} \\ \uparrow \\ \text{---} b + b \end{array} \begin{array}{c} \uparrow \\ \text{---} D(K) \text{---} \\ \uparrow \\ \text{---} b \end{array} \quad (2)$$

где $F_{aa,bb}^+ = \Delta_{a,b} / (\omega_n^2 + F_{a,b}^2 + \Delta_{a,b}^2)$.

Не рассматриваются члены, содержащие $\Delta_{a,b}$ и $F_{a,b}^+$, описывающие спаривание электронов, принадлежащих разным зонам, поскольку перекрытие, при котором вблизи поверхности Ферми окажутся в разных зонах электроны с противоположными квазиимпульсами, весьма маловероятно.

Энтропия, соответствующая двум ветвям возбуждений, может быть записана при $T \rightarrow T_k$ в виде:

$$S = S_a + S_b = (\pi^2/3)T(\nu_a + \nu_b) - 1/2 \left(\nu_a \frac{\Delta_a^2}{T} + \nu_b \frac{\Delta_b^2}{T} \right) \quad (3)$$

(ν_a и ν_b - плотности состояний соответственно в a и b -полосе; аналогичный расчет для однозонной модели см. в [7]).

Решение уравнений (1), (2) позволяет определить критическую температуру T_k . Из этих же уравнений, разлагая функции F_{aa}^+ , F_{bb}^+ по степеням Δ_a , Δ_b , можно определить функции Δ_a/T и Δ_b/T при $T \rightarrow T_k$, что после подстановки соответствующих выражений в (3) приводит к следующему выражению для скачка теплоемкости:

$$\frac{C_s(T_k)}{C_n(T_k)} = 1 + 1,4F, \quad (4)$$

$$F = \frac{(g_{aa} \nu_a^2 / \lambda_0^2) + g_{bb} \nu_b^2 + 2g_{ab} \nu_a \nu_b / \lambda_0}{(g_{aa} \nu_a^2 / \lambda_0^2) + g_{bb} \nu_b^2 \lambda_0^2 + g_{ab} \nu_a \nu_b (\lambda_0 + \lambda_0^{-1})} \frac{\nu_a + \nu_b \lambda_0^2}{\nu_a + \nu_b}$$

Здесь g_{aa} , g_{bb} - константы электрон-фононного взаимодействия, описывающие электронные переходы соответственно в a -и b -полосе, g_{ab} соответствует межзонным переходам;

$$\lambda_0 = (\Delta_b / \Delta_a)_{T=T_k}; \quad \lambda_0 = \frac{g_{bb} \nu_b - g_{aa} \nu_a + \sqrt{(g_{bb} \nu_b - g_{aa} \nu_a)^2 + 4g_{ab}^2 \nu_a \nu_b}}{2g_{ab} \nu_b}$$

Как видно из (4), равенство $\alpha = 2,4$ в двухзонной модели, вообще говоря, не выполняется (в реальном случае $\lambda_0 \neq 1$). Вычисление численного значения скачка произвести, разумеется, невозможно,

поскольку для этого требуется знание констант g_{aa}, g_{bb}, g_{ab} . Однако видно, что значения $C_b/C_n > 2,4$ вполне допустимы. Для этого необходимо, чтобы были выполнены вполне естественные условия $v_b > v_a$ и $\lambda_0 > 1$, т.е. чтобы более узкой зоне δ соответствовало большее значение энергетической щели.

Перекрытие зон для сверхпроводящих элементов является, по-видимому, не исключением, а правилом; в частности, все элементы, для которых экспериментальное значение $C_b(T_k)/C_n(T_k) > 2,4$, обладают неоднородной структурой. В самом деле, среди этих элементов есть Nb ($\alpha = 3,07$), Ta ($\alpha = 2,58$) и V ($\alpha = 2,57$), являющиеся переходными металлами. Такие же элементы, как Sn ($\alpha = 2,6$), Al ($\alpha = 2,6$) и In ($\alpha = 2,65$), переходными не являются, однако и у них имеет место заметное перекрытие зон (см., например, [8]).

В работе [10] показано, что эффект перекрытия зон приводит к зависимости T_k от концентрации немагнитных примесей (при малых концентрациях $\delta T_k \sim l^{-1}$, l - длина пробега). Такая зависимость наблюдалась экспериментально у Sn , Al , Ta и In [9], что также подтверждает сказанное о характере зонной структуры в этих элементах. у Tl ($\alpha = 2,15$) указанная зависимость не наблюдается, поэтому естественно, что для него выполняется условие $\alpha < 2,4$, справедливое в однозонной модели. Весьма мал эффект перекрытия и у Zn ($\alpha = 2,25$), Cd ($\alpha = 2,2$), Ga ($\alpha = 2,4$), для которых $\alpha \leq 2,4$.

При наличии двух щелей наблюдается отклонение в низкотемпературной области зависимости теплоемкости от обычной экспоненциальной зависимости. При $T \rightarrow 0$ основной вклад в теплоемкость вносит, естественно, меньшая щель, что приводит к некоторому замедлению падения функции $C_3(T)$. Это наблюдается у Nb , V , Ta [11]. Возможно, что и в случае Pb , для которого экспериментальные данные по теплоемкости при $T \rightarrow 0$ можно объяснить наличием двух щелей: $\Delta_1 = 2,05 T_k$ и $\Delta_2 = 0,55 T_k$, существование двух щелей связано не с анизотропией, как предполагается в [12], а перекрыванием зон (согласно [8] у Pb имеются три перекрывающиеся зоны. В поглощении электромагнитных волн главную роль играет щель Δ_1 , но возможно, что

тонкая структура спектра поглощения связана также с наличием второй щели [13] .

Таким образом, мы видим, что температурный ход теплоемкости существенно изменяется при наличии перекрывающихся энергетических зон. Существенно иной оказывается и величина скачка теплоемкости при переходе из сверхпроводящей в нормальную фазу. Неоднозонная модель делает возможным большие, чем в изотропной однозонной модели, значения $C_2/C_n|_{T=T_k}$.

Московский государственный
заочный педагогический
институт

Поступило в редакцию
22 ноября 1965 г.

Литература

- [1] J.Bardeen, L.N.Cooper, J.R.Schrieffer. Phys. Rev., 108, 1175, 1958.
- [2] В.Л.Покровский. ЖЭТФ, 40, 641, 1961.
- [3] Дж.Бардин, Дж.Шриффер. Новое в изучении сверхпроводимости. Физматгиз, 1962, стр. 66, В.Л.Покровский, М.С.Рывкин. ЖЭТФ, 43, 92, 1962.
- [4] Т.К.Мелик-Бархударов. ФТТ, 7, 1368, 1965.
- [5] В.А.Москаленко. ФММ, 8, 503, 1959.
- [6] H.Suhl, B.T.Mattias, L.N.Walker. Phys. Rev. Lett., 3, 552, 1959.
- [7] А.А.Абрикосов, И.М.Халатников. УФН, 65, 551, 1958.
- [8] Дж.Займан. Электроны и фононы, гл. 2. Изд. иностр. лит., 1962.
- [9] B.A.Lynton, B.Serin. Phys. Rev., 112, 70, 1958; Э.А.Линтон. Сверхпроводимость, гл. 12. Изд. иностр. лит., 1964.
- [10] В.А.Москаленко, М.Е.Палистрант. ЖЭТФ, 49, 770, 1965.
- [11] L.Shen, N.Senozan, N.Phillips. Phys. Rev. Lett., 14, 1025, 1965.
- [12] B.J.C.van der Hoeven, Jr., P.H.Keesom. Phys. Rev., 137A, 103, 1965.
- [13] Э.А.Линтон. Сверхпроводимость. Изд. иностр. лит., 1964, стр. 113.