

## ВЕРХНЯЯ ОЦЕНКА $T_c$ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ТРАДИЦИОННЫХ МЕХАНИЗМОВ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

А. Н. Козлов

В работе [1] 1975 года рассматривалось влияние низкочастотных фононных мод на критическую температуру сверхпроводника. В этой работе были приведены результаты численного интегрирования уравнения Элиашберга для моделей с одной и двумя эйнштейновскими пиками. Эти результаты носят общий характер. Здесь мы используем их, чтобы оценить верхний предел  $T_c$  для некоторых конкретных механизмов сверхпроводимости. Такие оценки имеют смысл в связи с наблюдением рекордно высоких  $T_c$  [2-5]. В случае одной моды  $\omega$  без дисперсии уравнение на  $T_c$  в безразмерной форме имеет вид ([1], формула (50))

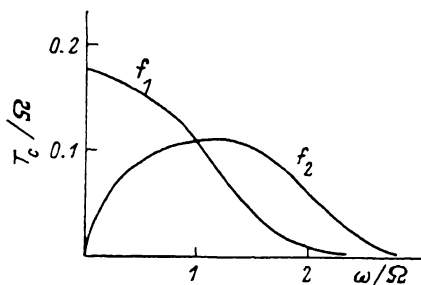
$$\left( |n| + X \sum_{k=2}^{|n|-1} \frac{2}{k^2 + l^2} \right) \tilde{\Delta}_n = X \sum_{m \neq n} \frac{\tilde{\Delta}_m}{(m-n)^2 + l^2}, \quad (1)$$

$$l = \omega/\pi T_c, \quad X = X_1 = (\Omega/\pi T_c)^2 \quad \text{или} \quad X = X_2 = \omega\Omega/(\pi T_c)^2,$$

$m$  и  $n$  — нечетные,  $k$  — четные. Зависимость  $T_c(\omega)$  приведена на рис. 1 работы [1]

$$T_c/\Omega = f_{1,2}(\omega/\Omega). \quad (2)$$

Этот рисунок воспроизведен в настоящей заметке.



Зависимость  $T_c$  от мягкой моды  $\omega$ .

1. Для фононного механизма  $X = X_1$ ,  $\Omega$  выражается через электрон-фононную вершину  $g(\mathbf{q}) = (\mathbf{e}_q \mathbf{q}) V_q (NM\omega)^{-1/2}$

$$\Omega^2 = \frac{1}{2} N(0) \int_0^{2p_F} \frac{(\mathbf{e}_q \mathbf{q})^2 V_q^2}{4MP_F^2} dq^2. \quad (3)$$

Полагая  $V_q = Z/N(0)$ ,  $N(0) = (3/2) \mathcal{E}_F$  и  $(\mathbf{e}_q \mathbf{q})^2 = q^2$ , получим

$$\Omega = Z \mathcal{E}_F (4m/3M)^{1/2}. \quad (4)$$

В пределе  $\omega \rightarrow 0$  (см. рисунок, кривая  $f_1$ )  $T_c = 0.18 \Omega$ . Пусть  $m=1$ ,  $M$  — масса атома кислорода,  $Z=1$ ,  $\mathcal{E}_F = 10^5$  К. Тогда  $T_c \approx 120$  К. Для двумерной системы  $N(0) = 1/4 \mathcal{E}_F$  и  $T_c \approx 300$  К.

2. Рассмотрим рассеяние на колеблющихся дефектах. В формуле (3) надо заменить  $(\mathbf{e}_q \mathbf{q})^2$  на  $(\mathbf{e}_q, \mathbf{p} - \mathbf{p}')^2 V_{\text{imp}}^2 N_{\text{imp}}$ . Вводя время релаксации  $\tau^{-1} = \pi N(0) V_{\text{imp}}^2 N_{\text{imp}}$ , напишем

$$\Omega = (\mathcal{E}_F \tau)^{1/2} (4m/3\pi M)^{1/2}. \quad (5)$$

Отношение этого вклада к фононному ( $Z=1$ ) равно  $(\pi\tau\mathcal{E}_F)^{-1/2}$ . Предельные значения  $T_c$  будут меньше, чем приведенные выше для фононного механизма. Рассеяние на динамических дефектах становится более существенным, когда электроны взаимодействуют через поперечную моду. Разделение обоих механизмов рассеяния имеет четкий смысл для длинноволновых фононов, т. е. когда  $p_F$  мал.

3. Оценим  $T_c$  в случае рассеяния на сегнетоэлектрической моде  $\omega$  для перехода типа порядок—беспорядок. Константа связи  $g = \mathcal{J}V_n \sim \mathcal{J}ZN^{-1}(0)$ , пропорциональная интегралу перекрытия  $\mathcal{J}$  волновых функций иона в двух эквивалентных положениях. В этом случае  $X = X_2$ ,  $\Omega = g^2 N(0) = \mathcal{J}^2 / N(0)$ ,

$$T_c = \mathcal{J}^2 N^{-1}(0) f_2(\omega N(0) \mathcal{J}^{-2}). \quad (6)$$

Как видно из рисунка,  $T_c$  обращается в нуль вместе с  $\omega$  в точке сегнетоэлектрического перехода. Максимальное значение  $f_2$  чуть больше 0.1.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Дубовский Л. Б., Козлов А. Н. ЖЭТФ, 1975, т. 68, № 6, с. 2224—2235.
- [2] Bednorz J. G., Müller K. A. Z. Phys., 1986, vol. B64, N 2, p. 189—192.
- [3] Chu C. W., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Huang Z. J., Wang Y. Q. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 4, p. 405—407.
- [4] Cava R. J., van Dover R. B., Battlog B., Rietman E. A. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 4, p. 408—410.
- [5] Wu M. K., Ashburn J. R., Torng C. J., Hor P. H., Meng R. L., Gao L., Wang Y. Q., Chu C. W. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 9, p. 908—910.

Поступило в Редакцию  
15 июля 1987 г.

## ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД «ПОЛУПРОВОДНИК—МЕТАЛЛ» В АНТИМОНИДЕ ИНДИЯ В УСЛОВИЯХ ДЕФОРМАЦИИ СДВИГОМ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

М. М. Александрова, В. Д. Бланк, А. Э. Голобоков, Ю. С. Коняев

Фазовые превращения антимионида индия под давлением изучены достаточно подробно [1]. Давление перехода «полупроводник—металл» в InSb при комнатной температуре, определенное разными авторами, колеблется от 1.9 до 3.0 ГПа [2-6]. Переход характеризуется значительным гистерезисом, который зависит от исходной структуры, ориентировки кристалла и сдвиговых напряжений [7].

Данная работа посвящена изучению влияния на фазовый переход под давлением в InSb пластической деформации сдвига, которая, как известно, приводит к уменьшению гистерезиса превращения и позволяет тем самым локализовать точку фазового равновесия [8].

Эксперименты проводились при комнатной температуре на установке с наковальнями Бриджмена, описанной в [9]. Скорость поворота наковальни  $v_x$  составляла  $5 \cdot 10^{-1}$  и  $5 \cdot 10^{-3}$  град/с. Монокристаллический образец InSb ( $N_p = 4.3 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ) размером  $30-50 \cdot 10^{-6}$  м помещался в центр предварительно опресованной бумажной таблетки. Переход регистрировался по изменению электросопротивления InSb, которое измерялось