

## О КРИТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА В НЕИДЕАЛЬНЫХ КРИСТАЛЛАХ

26

*Е.Г.Максимов*

В последнее время появился целый ряд экспериментальных работ [1-4], указывающих на возможность существенного изменения критической температуры сверхпроводников, происходящего, по-видимому, за счет структурных изменений в кристалле. Последовательное вычисление сверхпроводящих характеристик неупорядоченных кристаллов, при использовании моделей с электронно-фононным взаимодействием крайне затруднительно из-за того, что само понятие фононов в неидеальном кристалле не является хорошо определенным [5,6].

Было показано однако, [5-7] что электронные свойства простых металлов, в том числе и кинетические характеристики, могут быть описаны на языке корреляционных функций ионной плотности  $S(q, \omega)$ , впервые введенных Ван Ховом при вычислении рассеяния медленных нейтронов в кристаллах.

$$S(q, \omega) = \frac{1}{N} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp(i\omega t) \langle \sum_{n, n'} \alpha_n(q) \alpha_{n'}(q) \exp[iqR_n(t)] \times \exp[-iqR_{n'}(0)] \rangle, \quad (1)$$

где  $R_n(t) = R_n(0) + v_n(t)$ ,  $N$  — число ионов в кристалле и  $\alpha_n(q)$  — амплитуда рассеяния электрона на  $n$ -ом ионе, выражающаяся в борновском приближении через псевдопотенциал электрон-ионного взаимодействия  $v_n(q)$

$$\alpha_n(q) = \frac{m}{2\pi} v_n(q),$$

где  $m$  — масса электрона. Эффективное притяжение электронов за счет их взаимодействия с ионами во втором порядке теории взаимодействий может быть записано в виде [7]

$$V_{ВЗ}(q, \omega) = (2\pi/m)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{S'(q, \omega') d\omega'}{\omega - \omega'}, \quad (2)$$

$$S'(q, \omega) = S(q, \omega) - 2\pi\delta(\omega) \frac{1}{N} \left| \sum_n a_n \exp(iqR_n) \right|^2.$$

Вычисление критической температуры для сверхпроводников со слабой связью, где можно пренебречь эффектами затухания, приводит к следующему результату

$$T_c = \omega_0 e^{-1/\lambda}, \quad (3)$$

где  $\omega_0$  – максимальная частота колебаний ионов,

$$\lambda = \frac{N(0)(2\pi)^2}{m^2} \int_0^{q_0} \frac{q dq}{2k_F^2} \int \frac{S'(q, \omega)}{\omega} d\omega, \quad (4)$$

$N(0)$  – плотность состояний электронов на поверхности Ферми,  $k_F$  – фермиевский импульс электрона. При получении формулы (3) мы пренебрегли наличием непосредственного кулоновского отталкивания, а также влиянием анизотропии. Учет всех этих эффектов не изменит качественно полученных далее результатов.

Формулы (3) и (4) позволяют связать изменение критической температуры сверхпроводника при наличии в нем дефектов с величинами непосредственно наблюдаемыми на экспериментах при высоких температурах, в частности, с изменением температурно зависящей части сопротивления металлов. Действительно сопротивление металла при высоких температурах можно записать в виде [5,6]

$$\rho(T) \Big|_{T, \theta_D} = \eta T \int_0^{q_0} q^3 dq \int_0^{\infty} \frac{S'(q, \omega) d\omega}{\omega}. \quad (5)$$

Сравнение формул (4) и (5) показывает, что изменение константы связи  $\lambda$ , можно записать в виде

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda_0} = \frac{\delta \rho(T)}{\rho_0(T)} \Big|_{T > \theta_D}, \quad (6)$$

а следовательно, изменение критической температуры

$$\frac{\Delta T}{T_c^0} = \ln \frac{\omega_0}{T_c^0} \frac{\delta \rho}{\rho}. \quad (7)$$

Расчеты показывают, что при наличии в металле слабого разупорядочения

$$\frac{\delta \rho}{\rho} = \frac{\overline{\delta R^2}}{R^2}, \quad (8)$$

где  $R$  — среднее расстояние между атомами  $\overline{\delta R^2}$  — среднеквадратичное отклонение центра тяжести атомов, от их положения в идеальной решетке.

Полученные результаты качественно хорошо согласуются с наблюдаемым на эксперименте [1–4] возрастанием критической температуры в аморфных пленках, причем как это и следует из формулы (7) возрастание наиболее заметно у сверхпроводников с большим значением  $\omega_0/T_c$ . Следует отметить наблюдаемую в этих экспериментах корреляцию между изменением критической температуры и сопротивлением, которое указывает на их линейную связь.

Количественное сравнение с экспериментальными данными затрудняется плохим знанием истинной структуры этих пленок, а также влиянием границ образцов, что по-видимому и приводит к существенной зависимости  $T_c$  от толщины.

Формула (7) позволяет также указать причины, по которым примеси оказывают малое влияние на изменение  $T_c$ . Хотя наличие примесей может приводить к существенному изменению динамики решетки, возникновению локальных и квазилокальных частот, что сильно сказывается на целом ряде физических явлений, эти эффекты обусловлены в основном изменением массы примеси. Как показано в работе [5], величина  $\Delta\rho/\rho$  при высоких температурах не зависит от массы примеси, и следовательно, все изменение в  $T_c$  связано с изменением или амплитуды рассеяния на примеси, или с изменением силовых постоянных, что в простых металлах является малой величиной.

Институт физики  
высоких давлений  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
14 марта 1969 г.

#### Литература

- [1] M.Strongin et. al. Phys. Rev. Lett., 14, 362, 1965; 14, 949, 1965; 21, 1320, 1968.
- [2] R.W.Cohen, V.Abeles. Phys. Rev., 168, 444, 1968.
- [3] Н.В.Заварицкий. Письма в ЖЭТФ, 6, 668, 1967.
- [4] Б.Г.Лазарев и др. ФММ, 25, 273, 1967.
- [5] Ю.Каган, А.П.Жернов. ЖЭТФ, 50, 1107, 1966.

[6] Н.М.Плакида. ЖЭТФ, 53, 2041, 1967.

[7] G.Ваум. Phys. Rev., 135A, 1691, 1969.

---