

О СВЯЗИ УПРУГИХ И СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВОЙСТВ ВТСП

В.М. Зверев, В.П. Силин, С.А. Урюпин

Показано, что учет зависимости упругих свойств высокотемпературных сверхпроводников от параметра порядка позволяет объяснить наблюдаемые в ВТСП отклонения скачка теплоемкости, изотопического эффекта и отношения сверхпроводящей щели к температуре сверхпроводящего перехода от реализующихся в теории БКШ.

Экспериментальные исследования температурной зависимости модуля всестороннего сжатия ниже температуры сверхпроводящего перехода в $\text{La}_{1,85}\text{Sr}_{0,15}\text{CuO}_4$ ¹ и в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ²⁻⁴ выявили необычно сильное увеличение жесткости с понижением температуры. В работе² обнаруженная температурная зависимость скорости звука считается пропорциональной Δ^2 -квадрату ширины сверхпроводящей щели. Надо сказать, что такая зависимость указывалась ранее⁵. Она может быть получена и на основе обычной теории БКШ, хотя не всегда количественное согласие с опытом является идеальным. Мы будем считать обнаруженное в работах¹⁻⁴ явление установленным. Более того для модуля всестороннего сжатия будем использовать формулу

$$k = k_0 + k' \Delta^2, \quad (1)$$

где соответственно для LaSrCuO согласно¹ имеем $k' = (6 \div 10) 10^{36} \text{ 1/Эрг см}^3$, а для YBaCuO согласно²⁻⁴ имеем $k' = (2 \div 3) \cdot 10^{36} \text{ 1/Эрг см}^3$, k_0 — модуль всестороннего сжатия в нормальном состоянии.

Ниже мы покажем как закономерность (1) проявляется в изменениях уравнения, определяющего температурную зависимость сверхпроводящей щели; ширины щели при нулевой температуре; значения температуры сверхпроводящего перехода; скачка теплоемкости при сверхпроводящем переходе и, наконец, изотопического эффекта.

Основная идея нашего рассмотрения заключается в том, что экспериментальная зависимость (1) делает зависящим от сверхпроводящей щели Δ тот вклад F_{ph} в свободную энергию, который определяется фононами. Так в модели соответствующих состояний Грюнрайзена такой вклад⁶ $F_{ph} = \theta(\Delta) f[T/\theta(\Delta)]$ оказывается зависящим от Δ благодаря такой зависимости дебаевской температуры $\theta(\Delta) = \theta + \theta' \Delta^2$. Поэтому приближенно имеем

$$F_{ph} = \theta f(T/\theta) + \Delta^2 \theta' \varphi(T/\theta), \quad (2)$$

где $\varphi(x) = f(x) - xf'(x)$ и $f(0) > 0$.

Отметим здесь аналогию излагаемого подхода тому, который используется в самосогласованной флуктуационно-фононной теории магнетизма металлов, и в котором аналогом формул (1) и (2) является подобная зависимость модуля упругости и свободной энергии фононов от магнитного параметра порядка⁷.

Воспользуемся для электронного вклада в свободную энергию сверхпроводника выражением⁸

$$F_e = \nu V \int_0^{\kappa\theta} d\epsilon \left\{ \frac{\Delta^2}{2\epsilon} \text{th} \frac{\epsilon}{2\kappa T_0} - \kappa T \ln \frac{1 + \text{ch}(\sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2}/\kappa T)}{1 + \text{ch}(\epsilon/\kappa T)} \right\}, \quad (3)$$

где V — объем, ν — плотность состояний на уровне Ферми, κ — постоянная Больцмана, T_0 — являлась бы температурой сверхпроводящего перехода при пренебрежении фононным вкладом

дом. Формулы (2) и (3) приводят к следующему уравнению для зависимости сверхпроводящей щели от температуры

$$\int_0^{\kappa\theta} d\epsilon \left[\frac{\text{th}(\sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2}/2\kappa T)}{\sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2}} - \frac{\text{th}(\epsilon/2\kappa T_0)}{\epsilon} \right] = \frac{2\theta'}{\nu V} \varphi\left(\frac{T}{\theta}\right). \quad (4)$$

Это уравнение отличается от обычного наличием правой части, полностью определяющей фононами и обусловленной зависимостью (1). Из уравнения (4) при нулевой температуре имеем

$$\Delta(T=0) \equiv \Delta_0 = \frac{\pi}{\gamma} \kappa T_0 \exp\left[-\frac{2\theta'}{\nu V} f(0)\right] = 1,76 \kappa T_0 \exp\left[-\frac{2\theta'}{\nu V} f(0)\right]. \quad (5)$$

Возникающее здесь изменение Δ_0 обусловлено нулевыми колебаниями. Соответственно для температуры сверхпроводящего перехода T_c формула (4) дает:

$$\ln \frac{T_0}{T_c} = \frac{2\theta'}{\nu V} \varphi\left(\frac{T_c}{\theta}\right). \quad (6)$$

Согласно этой формуле упрочнение (размягчение) упругого модуля, отвечающего $\theta' > 0$ ($\theta' < 0$), приводит к уменьшению (увеличению) T_c и уменьшению (увеличению) Δ_0 . В то же время формулы (5) и (6) позволяют записать отношение

$$2\Delta_0/\kappa T_c = (2\pi/\gamma) \exp(\Lambda) = 3,52 \exp(\Lambda), \quad (7)$$

где $\Lambda = (2\theta'/\nu V)[\varphi(T_c/\theta) - f(0)]$ не содержит вклада нулевых колебаний. Этот же параметр Λ определяет изменение скачка теплоемкости в точке фазового перехода

$$\Delta C = \frac{\pi^2}{2A_3} \nu \kappa^2 T_c (1 + p \Lambda)^2 = \frac{\pi^2}{2A_3} \nu \kappa^2 T_c \left[1 + p \ln \frac{\gamma \Delta_0}{\pi \kappa T_c}\right]^2, \quad (8)$$

где $A_3 = 1,05$, $p = d \ln[\varphi(T_c/\theta) - \varphi(0)]/d \ln(T_c/\theta)$. Приведем также выражение описывающее влияние изменения модулей (1) на изотопический эффект

$$\alpha = -\frac{d \ln T_c}{d \ln M_i} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left[\Lambda + \frac{2\theta'}{\nu V} f(0) \right] (1 + p \Lambda)^{-1} \right\}, \quad (9)$$

где M_i – масса иона. Согласно формулам (8), (9) при упрочнении упругого модуля ($\Lambda > 0$) скачок теплоемкости оказывается больше, а изотопический эффект меньше, чем в теории БКШ. Величина эффекта определяется величиной параметров p , Λ , $2\theta'f(0)/\nu V$. Оценим эти величины в модели Дебая, когда $f(0) = \varphi(0) = (9/8)\kappa N_A$, $\varphi(x) = \varphi(0) + 9\kappa N_A x^4 \int_0^x dz z^3 [\exp(z) - 1]^{-1}$, где N_A – число атомов. Используя экспериментальные данные по изменению скорости звука $^{1-4}$ и с учетом реальных параметров ВТСП 9,10 находим: $p = 4$, $\Lambda \sim (0,5 \div 1) \cdot 10^2$, $2\theta'f(0)/\nu V \sim (0,4 \div 0,6)$ для LaSrCuO; и $p = 2,7$, $\Lambda \sim (0,1 \div 0,4)$, $2\theta'f(0)/\nu V \sim (0,6 \div 2,4)$ для YBaCuO. Малость величины Λ для LaSrCuO означает, что вследствие "вымерзания" тепловых фононов рассмотренное выше изменение упругого модуля не приводит к заметному откло-

нению величин $2\Delta_0/kT_c$ (7) и ΔC (8) от реализующихся в теории БКШ. Наоборот в YBaCuO, когда уровень теплового возбуждения фононов (при $T \sim T_c$) сравнительно высок, выражения (7) — (9) приводят к $2\Delta_0/kT_c \doteq (4 \div 6)$, $\Delta C/T_c \sim (20 \div 60)$ мДж/К² моль, что близко к экспериментальным значениям $[2\Delta_0/kT_c]_{\text{exp}} \sim (4 \div 8)^{10}$, $[\Delta C/T_c]_{\text{exp}} \sim (30 \div 60)$ мДж/К² моль⁹. Иначе проявляется изменение упругости при сверхпроводящем переходе в изотопическом эффекте. Поскольку в (9) α существенно зависит от перенормировки независимой от температуры энергии нулевых колебаний, то изменение изотопического эффекта возможно, как в YBaCuO, когда $\alpha < 0,2$, так и в LaSrCuO, когда $\alpha \sim (0,3 \div 0,1)$, что согласуется с экспериментом^{11,12}.

Работа поддерживается Научным Советом по проблеме ВТСП и выполняется в рамках проекта № 622 Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

Литература

1. *Bishop D.J. et al.* Phys. Rev. B, 1987, 35, 8788.
2. *Bishop D.J. et al.* Phys. Rev. B, 1987, 36, 2408.
3. *Аншуква Н.В. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 373.
4. *Migliori A. et al.* Sol. St. Commun., 1987, 63, 827.
5. *Гейликман Б.Т., Кресин В.З.* Кинетические и нестационарные явления в сверхпроводниках, М.: Наука, 1972, с. 103.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Статистическая физика, ч. I, М.: Наука, 1974, 224.
7. *Зверев В.М., Силин В.П.* ЖЭТФ, 1987, 93, 709; Phys. B, 1989, 159, 43.
8. *Werthamer N.R.* Phys. Rev., 1963, 132, 663.
9. *Горьков Л.П., Копнин Н.Б.* УФН, 1988, 156, 117.
10. *Головашкин А.И., Мицен К.В.* Препринт ФИАН № 171, 1989, с. 29.
11. *Batlogg B. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 912.
12. *Leary K.J. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 1236.

Поступила в редакцию

14 мая 1990 г.

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