

## АНОМАЛЬНАЯ ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МЕТАЛЛОКСИДНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

А.С.Александров, С.В.Травень

Большая величина и аномальная температурная зависимость лондоновской глубины проникновения в новых высокотемпературных сверхпроводниках удовлетворительно описываются моделью тяжелого заряженного бозе-газа биполяронов.

Опубликованные данные по измерению глубины проникновения магнитного поля в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП) позволяют со всей определенностью говорить об аномальном, по сравнению с обычными сверхпроводниками, поведении этой величины. Абсолютные значения  $\lambda_H$  при гелиевых температурах достигают  $2000 \div 3000 \text{ \AA}$  для лантановых керамик<sup>1, 2</sup> и  $6000 \text{ \AA}$  для иттриевых сверхпроводников<sup>3, 4</sup>. Результаты измерений температурной зависимости  $\lambda_H(T)$ , включая область низких температур<sup>4</sup>, также свидетельствуют о ее качественном отличии от предсказываемой теорией БКШ.

В настоящей статье предложено объяснение этих особенностей в рамках теории биполяронной сверхпроводимости ВТСП, разработанной в работах<sup>5, 6</sup>.

Как было показано в<sup>7</sup>, биполяронная сверхпроводимость (БС), условием существования которой является наличие в кристалле достаточно сильного электрон-фононного взаимодействия (константа электрон-фононной связи  $\lambda \gtrsim 1$ ), представляет собой сверхтекучесть заряженного неидеального бозе-газа с короткодействующим потенциалом взаимодействия между частицами. Критическая температура БС и  $\lambda_H$  определяются очевидными соотношениями:

$$T_c \approx 3,31 \frac{n^{2/3}}{m^{**}}, \quad \lambda_H(0) = \sqrt{\frac{c^2 m^{**}}{16 \pi e^2 n}}, \quad (1)$$

где  $n$  – плотность бозе-газа,  $m^{**}$  – масса биполярона, описывающая процессы двухчастичного туннелирования в узкой зоне. Здесь и далее  $\hbar = k_B = 1$ . Подстановка в выражения (1) экспериментальных  $\lambda_H(0) = 1500 - 6000 \text{ \AA}$  приводит для иттриевой керамики ( $T_c \approx 90 \text{ K}$ ) к следующим значениям массы и плотности частиц:

$$n = (10^{24} \div 2,7 \cdot 10^{20}) \text{ см}^{-3}, \quad m^{**} = (3200 \div 14) m_e.$$

С учетом холловских измерений ( $n \approx 10^{21} \div 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) наиболее правдоподобной представляется величина  $m^{**} = (50 \div 200) m_e$ , что соответствует глубине  $\lambda_H = 2500 \div 4000 \text{ \AA}$ .

Большое значение массы свидетельствует о сильном поляронном сужении электронной зоны. Расчет температурной зависимости может быть выполнен стандартным образом с помощью температурных гриновских функций<sup>8</sup>. В первом приближении по газовому параметру  $\eta = a n^{1/3}$  ( $a$  – длина рассеяния частиц друг на друге), которое мы используем для модельного описания  $\lambda_H(T)$  легко получить:

$$\left[ \frac{\lambda_H(0)}{\lambda_H(T)} \right]^2 = 1 + \frac{1}{3n m^{**}} \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} p^2 \frac{\partial f}{\partial \epsilon}, \quad (2)$$

где  $f(\epsilon) = [\exp(\epsilon(p)/T) - 1]^{-1}$ . В том же приближении спектр квазичастиц в (2) определяется известным выражением:

$$\epsilon(p) = \sqrt{\frac{4\pi a n_0}{m^{**2}} p^2 + \left(\frac{p^2}{2m^{**}}\right)^2}, \quad (3)$$

где  $n_0 = n(1 - t^{3/2})$  — плотность частиц в конденсате,  $t = T/T_c$ .

Подстановка (3) в (2) дает:

$$\left[\frac{\lambda_H(0)}{\lambda_H(T)}\right]^2 = 1 - \frac{1}{6} \frac{t^{3/2}}{\Gamma(\frac{3}{2}) \zeta(\frac{3}{2})} \int_0^\infty \frac{x^{3/2} dx}{\text{sh}^2(\frac{\xi}{2})}, \quad (4)$$

где

$$\xi = \sqrt{x^2 + \delta x}, \quad \delta = 4[\zeta(3/2)]^{3/2} \eta \frac{1 - t^{3/2}}{t}.$$

Здесь  $\Gamma(x)$  — гамма-функция,  $\zeta(x)$  — дзета-функция Римана. Несколько слов о том, как скажется на полученных результатах анизотропия кристалла. Вводя тензор обратных масс  $(1/m^{**})_{ik}$ , в котором массы частиц в плоскости  $(x, y)$  будем считать равными и обозначать как  $m_{\parallel}^{**}$ , а в направлении оси  $z$  —  $m_{\perp}^{**}$ , мы получим для глубин проникновения  $\lambda_H''$ ,  $\lambda_H^{\perp}$  результат, аналогичный (1), в котором вместо массы  $m^{**}$  нужно подставлять  $m_{\perp}^{**}$  и  $m_{\parallel}^{**}$ , соответственно. (Под  $\lambda_H''$  мы подразумеваем глубину проникновения в плоскости  $(x, y)$ ). Температурная зависимость величины  $\lambda_H(0)/\lambda_H(T)$  останется прежней.

Для сравнения с экспериментом были использованы результаты работы <sup>4</sup>, причем из приведенных в ней данных были выбраны полученные на образцах с наибольшим размером зерен и наибольшей диамагнитной экранировкой, как наиболее надежные. На рис. 1 представлено сравнение низкотемпературных данных с теоретической кривой ( $\eta = 0,02$ ), а на рис. 2 сравнение приведено для всего интервала температур. Степенной характер зависимости в области низких температур качественно отличается от закона  $(1 - (T/T_c)^4)^{1/2}$ , интерполирующего эксперимент для обычных сверхпроводников типа БКШ (пунктирная кривая) и может быть удовлетворительно описан в модели заряженного короткодействующего бозе-газа.

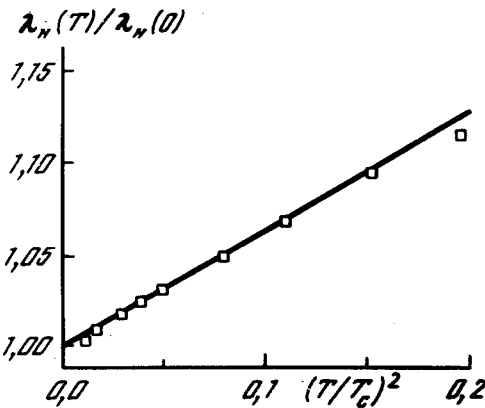


Рис. 1

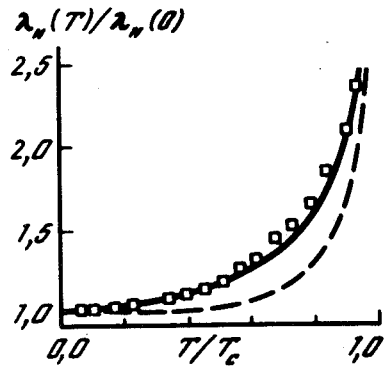


Рис. 2

Дальнействующий кулоновский потенциал в новых ВТСП может быть подавлен экрани-

ровкой легкими носителями из широких зон, а в случае их отсутствия — гигантской величиной статической диэлектрической проницаемости решетки, которая, в принципе, может достигать значений  $\epsilon = 10^5$  как в  $\text{BaBiPbO}$ . При этом соответствующая плазменная частота колебаний тяжелой заряженной бозе-жидкости будет достаточно мала:

$$\omega_p = \frac{c}{\sqrt{\epsilon} \lambda_H} \lesssim 20 \text{ К} \quad (5)$$

Важно отметить, что модель короткодействующего заряженного бозе-газа с бесщелевым спектром возбуждений позволяет понять на первый взгляд противоречащие друг другу эксперименты по обнаружению щели в инфракрасных и туннельных спектрах и ее отсутствию в зависимости  $\lambda_H(T)$ . Как уже отмечалось<sup>6</sup>, в первом случае проявляется квазищель, обусловленная более низкой плотностью состояний линейного спектра возбуждений (3) в области низких энергий по сравнению с одночастичной плотностью состояний в нормальном бозе-газе ( $T \geq T_c$ ). Длина свободного пробега носителей в новых ВТСП с удельным сопротивлением  $\rho \approx 100$  мкОм·см оказывается как минимум на порядок больше, чем длина когерентности ( $\xi_0 \approx 10 \text{ \AA}$ ). Поэтому большая величина  $\lambda_H(0)$  при плотностях носителей  $n > 10^{21} \text{ см}^{-3}$  на наш взгляд однозначно свидетельствует об их аномально большой эффективной массе. Последние результаты измерений  $\lambda_H$  для монокристаллов<sup>9, 10</sup> в целом подтверждают существование обсуждаемых аномалий  $\lambda_H$ , ранее полученных на керамических образцах. Например, абсолютные значения  $\lambda_H(0)$ , полученные в экспериментах на монокристаллах  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , составляют:  $\lambda_H'' = 1480 \text{ \AA}$  и  $\lambda_H^\perp = 5110 \text{ \AA}$ <sup>9</sup>. Измерения температурной зависимости  $\lambda_H(T)$  на монокристаллах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ <sup>10</sup> со всей убедительностью подтверждают результаты работы<sup>4</sup>, которые были выбраны нами для сравнения с теорией. Интерпретация имеющихся к настоящему времени результатов экспериментов по  $\mu\text{SR}$  затруднена, на наш взгляд, сложностью распределения магнитного поля в керамиках.

Мы видим, таким образом, что эксперименты по измерению  $\lambda_H$  довольно хорошо описываются моделью тяжелого заряженного бозе-газа. Природа самих заряженных бозонов, в принципе, может быть различной. Однако, туннельные эксперименты, измерение теплоемкости, теплопроводности, термоэдс, изотопического эффекта и некоторые другие эксперименты свидетельствуют в пользу биполярной природы тяжелых носителей<sup>11</sup>.

#### Литература

1. Гребенник В.Г., Дугинов В.Н., Жуков В.А. и др. Письма в ЖЭТФ, (Приложение), 1987, 46, 215.
2. Aepli G. et al. Phys. Rev. B, 1987, 35, 7129.
3. Ishida I. et al. Jap. J. App. Phys., 1987, 26, L2003.
4. Cooper J.R. et al. Phys. Rev. B, 1988, 37, 638.
5. Alexandrov A., Ranninger J. Phys. Rev. B, 1981, 23, 1796; Phys. Rev. B, 1981, 24, 1164; Alexandrov A., Ranninger J., Robaszhiewicz S. Phys. Rev. B, 1986, 33, 4526.
6. Александров А.С. Письма в ЖЭТФ, (Приложение) 1987, 46, 128.
7. Александров А.С., Самарченко Д.А., Травень С.В. ЖЭТФ, 1987, 93, 1007.
8. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. Методы квантовой теории поля в статистической физике М.: Физматгиз, 1962.
9. Ishikawa Y. et al. Proceedings of the International Conference on High Temperature Superconductors and Materials and Mechanisms of Superconductivity. North-Holland, Amsterdam, 1988, 1471.
10. Cooper J.R. et al. Ibid., p. 1491.
11. Alexandrov A. Phys. Rev. B, 1988, 38, 925.