

**ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ПОВЕРХНОСТНОГО ИМПЕДАНСА МОНОКРИСТАЛЛОВ
 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$**

М.Р.Трунин¹⁾, А.А.Жуков, Г.А.Емельченко, И.Г.Науменко

*Институт физики твердого тела РАН,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 22 мая 1997 г.

На частоте $\omega/2\pi = 9.4$ ГГц измерены действительная, R_s , и мнимая, X_s , части поверхностного импеданса $Z_s = R_s + iX_s$, монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$. Величины $R_s(T)$ и $X_s(T)$ линейно зависят от температуры $T < 0.3T_c$ ($T_c = 93.5$ К). В интервале $35 < T < 65$ К наблюдается максимум $R_s(T)$ и обнаружено плато $X_s(T)$. Наши экспериментальные данные, равно как и все недавние измерения $R_s(T)$ монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ при $0 < T < 1.3T_c$, хорошо описываются в рамках двухжидкостной модели, предполагающей электрон-фононное рассеяние квазичастиц.

PACS: 74.20.De, 74.25.Nf

Обнаруженные в микроволновых измерениях импеданса $Z_s = R_s + iX_s$, монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ (YBCO) [1] линейные зависимости поверхностного сопротивления $R_s(T)$ и реактанса $X_s(T)$ от температуры $T < T_c/3$ привели к широкой дискуссии о симметрии параметра порядка в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). В микроскопических моделях линейный низкотемпературный ход глубины проникновения поля $\lambda(T) = X_s(T)/\omega\mu_0$ возникает из-за обращения в нуль параметра порядка на поверхности Ферми. Согласно теории, зависимость $\lambda(T) \propto T$ имеет место: а) для $d_{x^2-y^2}$ -типа симметрии параметра порядка [2]; б) для анизотропного s -типа [3], когда рассеяние на магнитных примесях приводит к бесщелевой сверхпроводимости; в) в моделях смешанной $(d+s)$ -симметрии [4]. Механизм релаксации квазичастиц особенно существен при вычислениях действительной части импеданса $R_s(T)$. Для неупругого рассеяния на антиферромагнитных спиновых флуктуациях в случае а) [5] и электрон-фононного взаимодействия в случае б) [6] рассчитанные кривые $R_s(T)$ в области $T \sim T_c/2$ имели широкий максимум; такой максимум наблюдался в высококачественных монокристаллах YBCO. Однако линейной зависимости $R_s(T)$ при низких температурах в микроскопических моделях получено не было. В измерениях импеданса монокристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ [7] и $\text{Ba}_{0.6}\text{K}_{0.4}\text{BiO}_3$ [8] на частоте ~ 10 ГГц линейный ход поверхностного сопротивления был обнаружен в еще большем интервале температур $0 < T \leq T_c/2$. В [8] была предложена также феноменологическая модель, описывающая все указанные выше низкотемпературные особенности кривых $Z_s(T)$ в монокристаллах ВТСП.

Недавние эксперименты [9, 10, 11] с образцами YBCO продемонстрировали необходимость учета совместного вклада плоскостей CuO_2 и цепочек CuO в измеряемые величины. Это накладывает определенные ограничения на симметрию параметра порядка в YBCO. В микроволновом отклике монокристаллов [9] обнаружены новые особенности $Z_s(T)$ в промежуточной и близкой к T_c

¹⁾ e-mail: trunin@issp.ac.ru

области температур, которые не согласуются с чисто $d_{x^2-y^2}$ -волновой картиной сверхпроводящего спаривания.

В данной работе измерены температурные зависимости поверхностного импеданса монокристаллов YBCO, которые также демонстрируют отличия от уже известных результатов [1] в промежуточной области температур. В двухжидкостной модели все зависимости $R_s(T)$, наблюдаемые нами и в [1, 9], хорошо описываются в предположении об электрон-фононном механизме рассеяния квазичастиц. Учитывая общие для всех экспериментов черты поведения $\lambda(T)$ в области низких и близких к T_c температур, мы нашли формулу, описывающую кривые $\lambda^2(0)/\lambda^2(T)$ во всем температурном интервале.

Монокристаллы YBCO выращивались с использованием стандартных тиглей из диоксида циркония, стабилизированного иттрием. Расплав содержал 12÷15% молей YBCO и 88÷85% эвтектической смеси 28% BaO:72% CuO. Чистота исходных компонентов Y_2O_3 , BaO_2 и CuO составляла 99.95, 99.90 и 99.95% соответственно. Главным отличием нашего способа приготовления образцов от применявшимся в [12] (ZrO_2 тигли) и [13] ($BaZrO_3$ тигли) является значительное сокращение времени гомогенизации ростового раствора и времени роста кристаллов. Время гомогенизации раствора-расплава при $T = 1000^\circ\text{C}$ не превышало 1 ч за счет использования ускоренно-замедленного вращения тигля [14], обеспечивающего интенсивное перемешивание расплава. Рост монокристаллов проводился методом температурного перепада в течение 2÷3 мин в условиях морфологической устойчивости фронта кристаллизации. Тигель декантировался (decanted) при $T = 955^\circ\text{C}$ и охлаждался со скоростью 30°C в час до комнатной температуры. Монокристаллы насыщались кислородом при $T = 500^\circ\text{C}$ в токе кислорода, после чего их критическая температура составляла 92÷94 K. По измерениям динамической восприимчивости ширина сверхпроводящего перехода образцов не превышала 0.2 K.

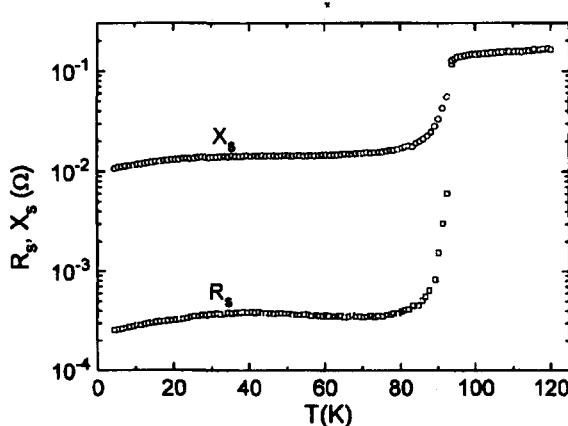


Рис.1. Температурные зависимости поверхностного сопротивления R_s и реактанса X_s в монокристалле YBCO

Поверхностный импеданс монокристаллов с характерными размерами $1.5 \times 1.5 \times 0.1$ мм³ измерялся на частоте 9.43 ГГц. Образец на торце сапфирового стержня помещался в центр сверхпроводящего ниобиевого резонатора, работающего на mode H_{011} . Микроволновое магнитное поле, параллельное оси \hat{c} кристалла, приводит к циркуляции высокочастотных токов в плоскости ab . Численные значения поверхностного сопротивления $R_s(T)$ и реактанса $X_s(T)$

определялись по стандартной процедуре [1, 15] из измеряемых в зависимости от температуры величин добротности и сдвига резонансной частоты.

На рис. 1 приведены типичные зависимости $R_s(T)$ и $X_s(T)$ в интервале температур $4.2 \leq T \leq 125$ К. В соответствии с условием нормального скин-эффекта $R_s(T) = X_s(T)$ при $T \geq T_c = 93.5$ К. Из экспериментального значения $R_s(T_c) = \sqrt{\omega\mu_0\rho(T_c)/2} \simeq 0.12$ Ом находим удельное сопротивление $\rho(T_c) \simeq 38$ мкОм·см.

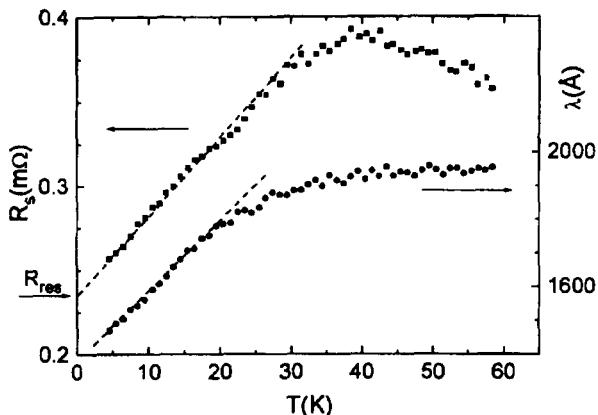


Рис.2. Низкотемпературные зависимости R_s и глубины проникновения поля $\lambda = X_s/\omega\mu_0$. Штриховые прямолинейные отрезки проведены на глаз. Указано значение $R_s(0 \text{ К}) \equiv R_{res}$

Низкотемпературное поведение $R_s(T)$ и $\lambda(T) = X_s(T)/\omega\mu_0$ демонстрирует рис. 2. При $T < 30$ К обе зависимости являются линейными. Продолжая линию $R_s(T)$ до $T = 0$, получим величину остаточного поверхностного сопротивления $R_s(0 \text{ К}) \equiv R_{res} \simeq 235$ мкОм. Аналогично находим известное для *ab*-плоскости YBCO значение $\lambda(0) \simeq 1400 \text{ Å}$. В области $T \simeq 40$ К наблюдается характерный для совершенных монокристаллов YBCO максимум $R_s(T)$. В отличие от работ [1], мы видим также плато у кривых $\lambda(T)$ или $X_s(T)$ в интервале $35 < T < 65$ К. Нечто подобное наблюдалось в микроволновых экспериментах с высококачественными эпитаксиальными пленками [16] и монокристаллами YBCO [9], где на фоне монотонной зависимости $\lambda(T)$ проявлялся горб (bump) в окрестности 60 К.

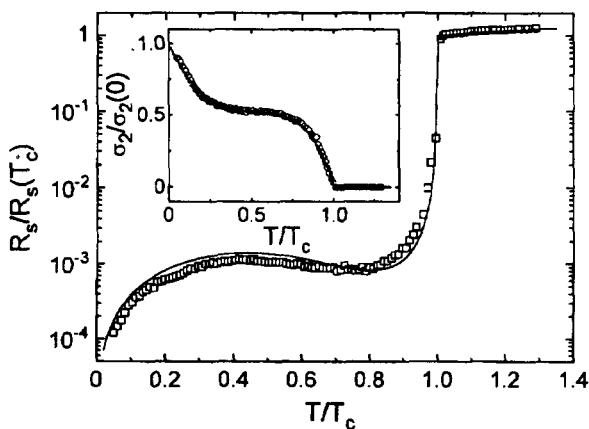


Рис.3. Сравнение рассчитанных (кривые) по формулам (1)–(3), (5) и экспериментальных (точки) температурных зависимостей поверхностного сопротивления $R_s(t)/R_s(T_c)$ и мнимой компоненты проводимости $\sigma_2(t)/\sigma_2(0)$ (вставка). Температурозависящая часть $R_s(t)$ получена из измеренной величины R_s на рис. 1 и 2 вычитанием остаточного поверхностного сопротивления R_{res} .

Попытаемся описать результаты наших измерений в терминах двухжидкостной модели, согласно которой действительная, σ_1 , и мнимая, σ_2 , части комплексной проводимости σ , ВТСП в микроволновом диапазоне частот ($\omega\tau \ll 1$) равны

$$\sigma_s \equiv \sigma_1 - i\sigma_2, \quad \sigma_1 = \frac{e^2\tau}{m} n_n, \quad \sigma_2 = \frac{e^2}{m\omega} n_s, \quad (1)$$

где n_s – плотность сверхпроводящих, а n_n – нормальных носителей, имеющих одинаковые заряды e и массы m ; τ – время релаксации. Полная концентрация носителей n при любой температуре $t \equiv T/T_c \leq 1$ равна сумме $n_n(t) + n_s(t)$. Проводимость $\sigma_s(t)$ связана с поверхностным импедансом локальным соотношением

$$Z_s(t) = R_s(t) + iX_s(t) = \sqrt{i\omega\mu_0/\sigma_s(t)}. \quad (2)$$

На вставке к рис. 3 показана измеренная (кружки) температурная зависимость $\lambda^2(0)/\lambda^2(t) = \sigma_2(t)/\sigma_2(0) = n_s(t)/n$. При данных значениях $n_s(t)/n$ и, следовательно, $n_n(t)/n = 1 - n_s(t)/n$ единственной недостающей для определения проводимости $\sigma_s(t)$ в (1) и импеданса $Z_s(t)$ в (2) функцией температуры является $\tau(t)$. Для описания экспериментальных зависимостей $R_s(T)$ используем выражение

$$\frac{1}{\tau(t)} = \frac{1}{\tau(T_c)} \frac{\beta + t^5}{1 + \beta}, \quad (3)$$

где $\beta \approx \tau(T_c)/\tau(0) \ll 1$ – численный параметр [8]. Выражение (3) соответствует низкотемпературному пределу формулы Блоха–Грюнайзена, которую можно представить в виде

$$\frac{1}{\tau(t)} = \frac{1}{\tau(T_c)} \frac{\beta + t^5 \mathcal{J}_5(\kappa/t)/\mathcal{J}_5(\kappa)}{1 + \beta}, \quad \mathcal{J}_5(\kappa/t) = \int_0^{\kappa/t} \frac{z^5 e^z dz}{(e^z - 1)^2}, \quad (4)$$

где $\kappa = \Theta/T_c$, Θ – дебаевская температура. При $\kappa \gg 1$ из (4) следует (3).

Полагая $\beta = 0.2$ в (3) и взяв экспериментальные значения $n_s(t)/n = \sigma_2(t)/\sigma_2(0)$, $\omega\tau(T_c) = (\rho(T_c)\sigma_2(0))^{-1} = 0.004$, из (1) и (2) находим зависимость $R_s(t)/R_s(T_c)$, изображенную кривой на рис. 3, которая практически совпадает с измеренными величинами (квадраты) во всем интервале температур. Отсюда делаем вывод об определяющей роли электрон-фононного механизма рассеяния в формировании сигнала $R_s(T)$.

Попробуем теперь описать саму зависимость $\sigma_2(t)/\sigma_2(0)$, замечая, что ее линейный участок при низких температурах и крутой наклон кривых на рис. 3 вблизи T_c присущи всем измерениям импеданса высококачественных монокристаллов YBCO. Линейный низкотемпературный ход $\lambda(T)$ и $R_s(T)$ в модели [8] хорошо описывался функцией $n_s(t) \propto (1-t)^\alpha$, где α – численный параметр. На вставке к рис. 3 производная $(1/\sigma_2(0))d\sigma_2(t)/dt = (1/n)d\sigma_s(t)/dt$ при $t = 1$ равна -4 . Это значение совпадает с известным из двухжидкостной модели Гортера–Казимира ($n_s(t) \propto (1-t^4)$) и, как было показано в ряде работ [17], соответствует превышающей единицу средней величине электрон-фононного взаимодействия. Для произвольной температуры $T \leq T_c$ запишем

общее выражение, которое соответствует указанному поведению $n_s(t)$ в обоих пределах, низких и близких к T_c температур:

$$n_s/n = (1-t)^\alpha(1-\delta) + \delta(1-t^{4/\delta}), \quad (5)$$

где $0 < \delta < 1$ – весовой множитель. Линия, изображающая функцию (5) при $\alpha = 5.5$ и $\delta = 0.5$, отлично совпадает с экспериментальными значениями $\sigma_2(t)/\sigma_2(0)$.

Итак, в рамках предлагаемой двухжидкостной модели описываются все наблюдаемые особенности температурной зависимости импеданса YBCO. Формулы (1)–(5) описывают наши измерения $Z_s(T)$ и на других монокристаллах YBCO, выращенных аналогичным способом. Кроме того, мы проверили применимость модели для описания экспериментальных результатов [1, 9] других авторов.

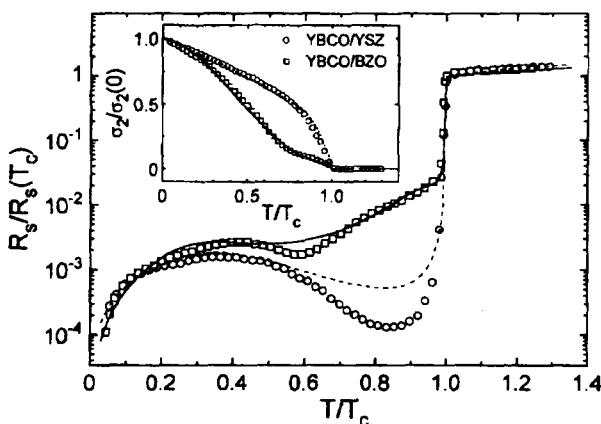


Рис. 4. Кружки – экспериментальные данные для монокристалла YBCO(YSZ), квадраты – YBCO(BZO), взятые из работы [9]. Штриховые и сплошные линии – расчеты по формулам (1)–(5) модели

На рис. 4 приведены данные, взятые из работы [9]. Кружки соответствуют измерениям [1] в монокристаллах YBCO, выращенных с использованием ZrO_2 -тиглей (YSZ) [12]. Единственным отличием от измерений [1] являются слишком малые значения $R_s(T)$ в области температур жидкого азота: наблюдаемая величина $R_s(77 \text{ K})$ в [1] всегда превышала $R_s(4.2 \text{ K})$. Измеренное значение $\omega\tau(T_c) = 0.003$. Рассчитанные по формулам (1)–(3), (5) зависимости изображены штриховыми кривыми и хорошо согласуются с экспериментальными значениями при $\alpha = 0.8$, $\beta = 0.01$, $\delta = 0.3$.

Квадраты на рис. 4 соответствуют новым результатам [9], полученным на кристаллах YBCO из $BaZrO_3$ -тиглей (BZO) [13]. Видны две отличительные особенности: относительно малый интервал $0 < T \ll T_c$ с линейным ходом $\sigma_2(t)$, быстро переходящим в квадратичный по мере увеличения температуры, и заметный подъем $R_s(t)/R_s(T_c)$ при $t > 0.5$, резко возрастающий в непосредственной близости к T_c . Тем не менее, взяв экспериментальные значения $\sigma_2(t)/\sigma_2(0)$ и $\omega\tau(T_c) = 0.004$ и используя для $1/\tau(t)$ выражение (4) с $\beta = 0.02$ и $\kappa = 4$, получим из (1) и (2) зависимость $R_s(t)/R_s(T_c)$, изображенную сплошной кривой на рис. 4 и демонстрирующую все особенности эксперимента (квадраты). Это еще раз подтверждает вывод об электрон-фононном механизме релаксации квазичастиц в YBCO. Переход от линейного к квадратичному режиму в $\sigma_2(t)$ при $t \ll 1$ можно описать, введя дополнительный множитель

$(1 + \eta t)$ в первое слагаемое для $n_s(t)$ в (5); тогда при $\alpha = 2.2$, $\eta = 2$, $\delta = 0.04$ получим сплошную линию на вставке к рис. 4.

Таким образом, несмотря на имеющуюся разницу в измеряемых зависимостях $Z_s(T)$ монокристаллов YBCO, приготовленных разными способами, все особенности этих зависимостей описываются в рамках рассмотренной двухжидкостной модели.

В данной работе рассмотрены особенности температурной зависимости поверхностного импеданса высококачественных монокристаллов YBCO. Измеренные нами кривые (рис. 3) занимают промежуточное положение среди уже известных [1] и совсем недавних [9] результатов, представленных соответственно кружками и квадратами на рис. 4. Сохраняя общие черты при низких температурах, экспериментальные зависимости различаются в промежуточной и близкой к T_c областях температур. В отсутствие общепринятой микроскопической модели микроволнового отклика мы предлагаем описание наблюдаемых особенностей во всем температурном интервале в рамках простой феноменологической модели. Следствия этой модели могут оказаться существенными как при сравнении с другими экспериментами, так и для построения микроскопической теории ВТСП.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру и Г.Э.Цыдынжапову за ценные замечания. Работа выполнена в рамках проектов Российского фонда фундаментальных исследований (97-02-16836) и Государственной программы "Сверхпроводимость" (96-060).

-
1. D.A.Bonn, S.Kamal, K.Zhang, et al., Phys. Rev. B **50**, 4051 (1994); J.Mao, D.H.Wu, J.L.Peng, et al., Phys. Rev. B **51**, 3316 (1995); T.Jacobs, S.Sridhar, C.T.Rieck, et al., J. Phys. Chem. Solids **56**, 1945 (1995).
 2. P.J.Hirschfeld and N.Goldenfeld, Phys. Rev. B **48**, 4219 (1993); H.Won and K.Maki, Phys. Rev. B **49**, 1397 (1994).
 3. S.D.Adrian, M.E.Reeves, S.A.Wolf, et al., Phys. Rev. B **51**, 6800 (1995); A.A.Golubov, M.R.Trunin, A.A.Zhukov, et al., Pis'ma v ZhETF **62**, 477 (1995).
 4. C.O'Donovan and J.P.Carbonne, Phys. Rev. B **52**, 4568 (1995); H.Kim and E.J.Nicol, Phys. Rev. B **52**, 13576 (1995).
 5. P.J.Hirschfeld, W.O.Putikka, and D.J.Scalapino, Phys. Rev. B **50**, 4051 (1994).
 6. A.A.Golubov, M.R.Trunin, A.A.Zhukov, et al., J.Phys. I France **6**, 2275 (1996).
 7. T.Jacobs, S.Sridhar, Q.Li, et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 4516 (1995); S.F.Lee, D.C.Morgan, R.J.Ormeno, et al., Phys. Rev. Lett. **77**, 735 (1996).
 8. М.Р.Трунин, А.А.Жуков, Г.Э.Цыдынжапов и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 783 (1996).
 9. H.Srikanth, B.A.Willemsen, T.Jacobs, et al., Report No. <http://xxx.lanl.gov/abs/cond-mat/9610032>.
 10. R.Cagnon, S.Pu, B.Ellman, et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 1976 (1997).
 11. C.J.Stevens, D.Smith, C.Chen, et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2212 (1997).
 12. R.Liang, P.Dossanjh, D.A.Bonn, et al., Physica C **195**, 51 (1992).
 13. A.Erb, E.Walker, and R.Flükiger, Physica C **258**, 9 (1996).
 14. E.O.Shultz-DuBois, J. Cryst. Growth **12**, 81 (1971).
 15. М.Р.Трунин, А.А.Жуков, А.Т.Соколов, ЖЭТФ **111**, 696 (1997).
 16. N.Klein, N.Tellmann, H.Schulz, et al., Phys. Rev. Lett. **71**, 3355 (1993).
 17. A.A.Mikhailovsky, S.V.Shulga, A.E.Karakosov, et al., Solid State Comm. **80**, 511 (1991); R.T.Collins, Z.Schlesinger, and F.Holtsberg, Phys. Rev. B **43**, 3701 (1991); O.V.Dolgov, E.G.Maksimov, A.E.Karakosov, et al., Solid State Comm. **89**, 827 (1994).