

**УДЕЛЬНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ И ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ $YBa_2Cu_3O_x$ И $Bi_2Sb_2CaCu_2O_x$ ПЛЕНОК**

С.С.РАГИМОВ, С.А.АЛИЕВ, В.М.АЛИЕВ, Р.И.СЕЛИМЗАДЕ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, г.Баку, пр.Г.Джавида, 33*

Проведено исследование температурной зависимости удельного сопротивления сверхпроводящих $YBa_2Cu_3O_x$ (3мкм) и $Bi_2Sb_2CaCu_2O_x$ (50мкм) пленок. Обнаружен полупроводниковый ход температурной зависимости удельного сопротивления для исследованных образцов, что объясняется на основе перколяционного характера проводимости. Анализируется дополнительная проводимость, обусловленная флуктуационными эффектами. Проведены расчеты согласно теории Варламова-Ливанова, и оценены энергия Ферми, межплоскостные постоянные сопаривания, длины когерентностей исследованных образцов.

Общей характерной чертой высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) является отклонение от линейности температурной зависимости удельного сопротивления ρ . Начиная с некоторой температуры T^* , сопротивление уменьшается с понижением температуры более резко, чем при высоких температурах. Более резкое уменьшение сопротивления образца ниже T^* является следствием образования при этих температурах сверхпроводящих пар [1,2]. При приближении к критической температуре перехода T_c $\rho(T)$ отклоняется от линейности на определенном интервале температур ΔT , и система переходит в СП состояние. Куперовские пары возникают в результате тепловых флуктуаций при температурах выше T_c , что, в свою очередь, создает дополнительный канал для электрического тока.

Известно, что продольные и поперечные длины когерентности в ВТСП материалах очень малы [3,4]. Короткие длины когерентности приводят к достаточно малому объему когерентности, где содержится только несколько куперовских пар. В результате этого термодинамические флуктуации играют существенную роль в таких системах, флуктуации параметра порядка сказываются на транспортных, магнитных и термодинамических свойствах.

Для исследования флуктуационной проводимости в сверхпроводниках при температурах немного выше критической T_c применяется метод добавочной проводимости (парапроводимость) [1,2,4,5].

В данной работе представлены температурные зависимости удельного сопротивления сверхпроводящих $YBa_2Cu_3O_x$ ($d=3\text{мкм}$) и $Bi_2Sb_2CaCu_2O_x$ ($d=50\text{мкм}$) пленок и анализ дополнительной проводимости исследованных образцов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.1 представлены температурные зависимости удельного сопротивления ρ $YBa_2Cu_3O_x$ и $Bi_2Sb_2CaCu_2O_x$. Как видно, характер $\rho(T)$ в нормальной фазе имеет полупроводниковый ход. Исследования, проведенные на керамических и монокристаллических образцах $YBa_2Cu_3O_x$ и $Bi_2Sb_2CaCu_2O_x$ [2,6] показали, что удельное сопротивление в базисной плоскости ab ρ_{ab} оптимально допированных образцов (т.е. ближе к составу $YBa_2Cu_3O_7$) линейно уменьшается с температурой, а сопротивление вдоль главной оси c увеличивается.

Исследование на монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ с пониженным содержанием кислорода [7,8] показали, что при уменьшении кислородного индекса возрастает анизотропия электросопротивления.

В работе [9] приводится $T_c - X$ диаграмма для системы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$. Согласно этой диаграмме при уменьшении индекса кислорода X наблюдается резкое уменьшение T_c . В работах [6,9] отмечается, что при $6,7 \leq X \leq 6,95$ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ находится в орторомбической фазе, а при $6,28 \leq X \leq 6,37$ – в несверхпроводящей тетрагональной фазе. При $6,44 \leq X \leq 6,59$ наблюдается сочетание обеих фаз.

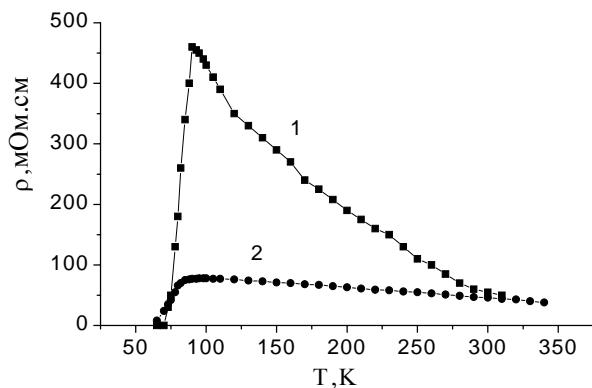


Рис.1.

Температурная зависимость удельного сопротивления: 1- $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, 2- $\text{Bi}_2\text{Sb}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$.

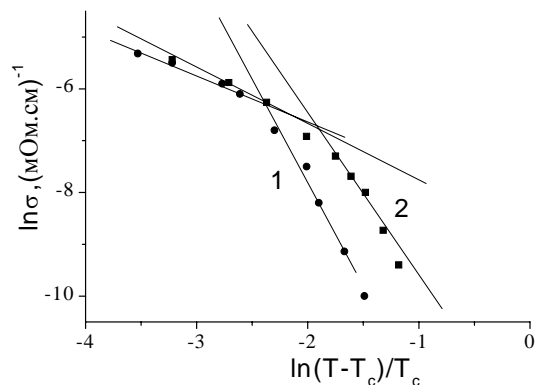


Рис.2.

Зависимость приведенной электропроводности от температуры: 1- $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, 2- $\text{Bi}_2\text{Sb}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$

В основном на иттриевых ВТСП керамиках, монокристаллах, тонких пленках в нормальной фазе наблюдается металлический ход зависимости удельного сопротивления. Однако в некоторых случаях как в иттриевых, так и в висмутовых образцах [5,10] в нормальной фазе наблюдается полупроводниковый ход $\rho(T)$.

Причина изменения характера зависимости $\rho(T)$ в квазидвумерных ВТСП в настоящее время окончательно не установлена. Согласно [10] основная трудность обусловлена тем, что в области температур, где ρ_c превышает предел Мотта-Иоффе-Регеля [10] ($\rho_M \sim 10^{-2} \text{ Ом}\cdot\text{см}$) квазидвумерный ВТСП уже нельзя рассматривать как трехмерный анизотропный металл. В этом случае возникает проблема описания нормального состояния CuO_2 -плоскости, играющей основную роль в появлении сверхпроводимости.

Для объяснения механизма температурной зависимости сопротивления в квазидвумерных ВТСП выдвинуто несколько моделей, среди них модель межслоевого туннелирования [10,11] и теоретические модели, в которых предполагается, что основные состояния для плоскости CuO_2 выходят за рамки обычной Ферми-жидкости [12,13].

В первой модели характер переноса носителей вдоль оси c связывается с особенностями динамики заряда в CuO_2 -плоскости. Кроме этого основная роль отводится флуктуационной природе аномалий сопротивления квазидвумерных ВТСП [14].

В работе [15] показано, что учет сильных 2D сверхпроводящих флуктуаций при $T > T_c$ приводит к избыточной проводимости в CuO_2 -плоскости и, как следствие, к полупроводниковой зависимости сопротивления $\rho(T)$. Однако следует остановиться и на одном важном аспекте связанным с неоднородной структурой исследуемых образцов. Процесс переноса заряда при всех значениях кислородного индекса происходит по двум различным каналам: в плоскости ab , когда металлическая проводимость возникает из-за допирования плоскостей CuO_2

дырками, и вдоль оси c (по активационному механизму) [9]. В образцах $YBa_2Cu_3O_x$ с $X < 7$ цепочки $\dots Cu-O-Cu \dots$ вдоль оси ab разорваны, однако оставшиеся атомы кислорода могут создавать локализованные состояния для электронов и “вытягивать” их из плоскости CuO_2 , что и приводит к переносу дырок между плоскостями вдоль оси c . Реальную микроструктуру объемного образца можно представить как одномерную цепь из последовательно соединенных монокристаллов с $E \perp c$ (металлическая проводимость) и $E \parallel c$ (полупроводниковая проводимость). Поэтому в предположении одновременного действия двух механизмов переноса заряда: металлического в плоскостях CuO_2 и полупроводникового вдоль оси c , для электросопротивления образца можно написать

$$\rho = a(1 + bT) + e^{\gamma/T}, \quad (1)$$

где a , b , γ постоянные.

Как отмечалось выше, толщина исследуемых образцов 3 мкм и 50 мкм. В силу того, что длины когерентностей в ВТСП образцах порядка $2 \div 30 \text{ \AA}$, эти пленки толстые и неоднородны. Поэтому в этих пленках должен наблюдаться перколяционный характер проводимости, благодаря чему проводимость будет иметь полупроводниковый ход зависимости.

Как известно, в области фазового перехода (ФП) на проводимость существенно влияют сверхпроводящие флуктуации. Известно, что одним из дискутируемых вопросов в физике ВТСП является дополнительная проводимость в области T_c , обусловленная увеличением вклада в проводимость сверхпроводящих флуктуаций. Известно, что существуют два флуктуационных вклада в проводимость. Прямой вклад, теоретически обоснованный Асламазовым и Ларкиным (АЛ) [1], возникает в результате спонтанного образования выше T_c куперовских пар, создаваемых флуктуациями. Дополнительный вклад, введенный Маки и Томпсоном (МТ) [16] в развитие АЛ теории, трактуется как результат взаимодействия уже существующих флуктуационных пар с нормальными носителями заряда и определяется процессами распаривания в конкретном образце. Вклад МТ зависит от времени жизни флуктуационных пар и доминирует в области двумерных 2D флуктуаций в случае слабого распаривания. АЛ механизм доминирует в трехмерной 3D области ФП вблизи T_c . Таким образом, при приближении температуры к T_c на эксперименте должна наблюдаться смена флуктуационных механизмов. В слоистых структурах, к которым относятся и ВТСП, АЛ вклад обычно определяется моделью Лоуренса-Дониаха (ЛД), которая предсказывает плавный размерный кроссовер от 2D к 3D флуктуационному поведению при $T \rightarrow T_c$.

В рамках теории Гинзбурга-Ландау флуктуационная поправка к проводимости для ВТСП материалов была вычислена Варламовым и Ливановым [17]. Согласно этой теории дополнительная проводимость имеет вид

$$\Delta\sigma = \left(\frac{e^2}{16\hbar d} \right) \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^{-1} \left[1 + J \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)^{-1} \right]^{-1/2}, \quad (2)$$

где $J = (2\xi_c(0)/d)^2$ - постоянная межплоскостного спаривания. Из уравнения (1) видно, что при высоких температурах $T \gg T_c$ (где $J \ll \varepsilon$, $\varepsilon = \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right)$), $\Delta\sigma$

пропорциональна ε^{-1} (2D – проводимость), а при приближении к температуре перехода T_c (где $J \gg \varepsilon$), $\Delta\sigma$ изменяется пропорционально $\varepsilon^{-1/2}$ (3D – проводимость).

На Рис.2 представлена зависимость $\ln \Delta\sigma/\sigma$ от $\ln(T - T_c)/T_c$ для исследованных образцов. Согласно экспериментальным данным, по (2) была вычислена температура перехода 2D-3D флуктуационной проводимости для исследованных

образцов (91К- $\text{Bi}_2\text{Sb}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ и 95,2К - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$). Была оценена энергия Ферми для этих образцов согласно экспериментальным данным и соотношению [18]

$$\sigma/\Delta\sigma = (E_F/k_B T_{c0})(1/BC)[\varepsilon/(1+\varepsilon)], \quad (3)$$

где А, В и С - постоянные. Получено, что энергия Ферми для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($E_F=0,2\text{эВ}$) и $\text{Bi}_2\text{Sb}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ($E_F=0,12\text{эВ}$), соответственно. Оценена также постоянная межплоскостного спаривания J (0,056 - $\text{Bi}_2\text{Sb}_2\text{CaCu}_3\text{O}_x$ и 0,028 - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$), длина когерентности ξ_0 (1,82Å- $\text{Bi}_2\text{Sb}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ и 96, 2,3Å - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$). Выше было отмечено, что чем больше параметр межплоскостного спаривания, тем больше анизотропия проводимости сверхпроводника. В данном случае меньшее значение J для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ чем $\text{Bi}_2\text{Sb}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ показывает, что иттриевый образец менее анизотропен, чем висмутовый. В случае $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ анизотропия сопротивления (ρ_c/ρ_{ab}) увеличивается с уменьшением содержания кислорода.

1. Л.Г.Асламазов, А.И.Ларкин, *ФТТ*, **10** (1968) 1104.
2. А.П.Соловьев, Н.У.Habermeyer and Т.Нааге, *ФНТ*, **28** (2002) 146.
3. Н.Е.Алексеевский, А.В.Митин и др., *СФХТ*, **2** №8 (1989) 60.
4. P.Mandal, A.Podder and S.Das, *J.Phys.Condens.Matter*, **6** (1994) 5689.
5. С.С.Рагимов, В.М.Алиев и др., *ISJAE*, **23** №3 (2005) 70.
6. В.А.Финкель, *ФНТ*, **28** (2002) 952.
7. Y.Iye, T.Tamegai, T.Sakakibara, T.Goto, N.Miura, H.Takeya, and H.Takei, *Physica*, **C26** (1988) 153.
8. В.Н.Зверев, Д.Б.Шовкун, *Письма в ЖЭТФ*, **72** (1993) 103.
9. E.Bonetti, E.G.Campari, and S.Mantovari, *Physica*, **C196** (1992) 7.
10. Г.Г.Сергеева, В.Ю.Гончар, А.В.Войцень, *ФНТ*, **27** (2001) 634.
11. P.W.Anderson, *Science*, **268** (1995) 1154.
12. V.Emery, S.A.Rivelson, and O.Zachar, *Phys.Rev.*, **B56** (1997) 6120.
13. С.М.Varma, *Phys.Rev.*, **B61** (2000) R3804.
14. Y.Zha, S.L.Cooper, and D.Pines, *Phys.Rev.*, **B53** (1996) 8253.
15. L.B.Ioffe, A.I.Larkin, A.A.Varlamov, and L.Yu, *Phys.Rev.*, **B47** (1993) 8936.
16. K.Maki, *J.Low Temp. Phys.*, **14** (1974) 419.
17. А.А.Варламов, Д.В.Ливанов, *ЖЭТФ*, **98** (1990) 584.
18. P.Villiers, R.Doyle and V.Gridin, *J.Phys.Condens.Matter.*, **4** (1992) 9401.

YBa₂Cu₃O_x və Bi₂Sb₂CaCu₂O_x İFRATKEÇİRİCİ TƏBƏQƏLƏRİN XÜSUSİ MÜQAVİMƏTİ VƏ ƏLAVƏ KEÇİRİCİLİYİ

S.S.RƏHİMOV, S.A.ƏLİYEV, V.M.ƏLİYEV, R.İ.SƏLİMZADƏ

İfratkeçirici $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (3мкм) və $\text{Bi}_2\text{Sb}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (50мкм) təbəqələrdə xüsusi müqavimətin temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir. Xüsusi müqavimətin temperatur asılılığının yarımkeçirici xarakterli olması müşahidə edilmiş və keçiriciliyin perkolyasiya xarakterli olması ilə izah edilmişdir. Fluktuasiya effektləri ilə əlaqədar olan əlavə keçiricilik analiz edilmişdir. Varlamov-Livanov nəzəriyyəsinə əsasən hesablamalar aparılmış, Fermi enerjisi, laylararası qarşılıqlı təsir parametri və koherentlik uzunluqları qiymətləndirilmişdir.

SPECIFIC RESISTIVITY AND ADDITIONAL CONDUCTIVITY OF SUPERCONDUCTING YBa₂Cu₃O_x AND Bi₂Sb₂CaCu₂O_x FILMS

S.S.RAGIMOV, S.A.ALIEV, V.M.ALIEV, R.I.SELIMZADE

The temperature dependences of specific resistance of superconducting films of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ (3mkm) and $\text{Bi}_2\text{Sb}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ (50mkm) have been investigated. The semiconducting behavior of resistance course of investigated samples, which is explained on the percolation character of conductivity has been observed. The paraconductivity related by fluctuation effects has been analyzed.

The calculations on the Varlamov-Livanov theory have been done and the Fermi energy, interlayer coupling constant and coherent lengths of investigated samples has been estimated.

Редактор: М.Алиев