

Р.В. Вовк

Вплив площинних дефектів на розсіювання нормальних і флукуаційних носіїв в монокристалах $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y, Ho)

Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
Україна 61077 р. Харків-77пл. Свободи 4,
email: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua

У роботі проведено порівняльний аналіз нормальної і флукуаційної провідності монокристалів $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y, Ho) із заданою топологією площинних дефектів та бездвійникового однодомного зразка. Показано, що двійникові межі є ефективними центрами розсіювання нормальних і флукуаційних носіїв. При цьому значення довжини когерентності перпендикулярно базисній площині $\xi_c(0)$, отримані при апроксимації температурної залежності надлишкової провідності теоретичною моделлю Лоуренса-Донаха, задовільно узгоджуються із значеннями отриманими з магнітних досліджень для оптимально допованих киснем монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Ключові слова: флукуаційна провідність, монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, межі двійників, кросовер, довжина когерентності.

Стаття постуила до редакції 11.06.2006; прийнята до друку 15.06.2007.

Вступ

Питання реалізації різних режимів флукуаційного спаровування носіїв активно вивчається, починаючи з ранніх етапів дослідження високотемпературних надпровідників (ВТНП) [1-4]. Важливу роль при цьому відіграє склад і топологія дефектного ансамблю, який визначає умови протікання транспортного струму і механізми розсіювання носіїв. У цьому аспекті, найперспективнішими для вивчення, є сполука системи $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y або інший рідкоземельний іон), що зумовлено, з одного боку, достатньо відпрацьованою технологією їх отримання і відносною простотою заміни ітрію його ізоелектронними аналогами – з іншого. Оскільки значна частина експериментальних робіт була проведена на керамічних, плівкових і текстурованих зразках різної технологічної передісторії, багато аспектів цього питання залишаються не з'ясованими до теперішнього часу. Крім цього, в монокристалах YBaCuO , завжди присутні площинні дефекти – межі двійників (МД) [4,5], вплив яких на транспортні властивості в нормальному і надпровідному стані недостатньо вивчений, що пов'язано з експериментальними труднощами, які виникають при визначенні внеску цих дефектів. Враховуючи вищесказане, в наведеній роботі була поставлена мета вивчення еволюції режиму флукуаційної

провідності (ФП) в монокристалічних зразках з системою контрольованих площинних дефектів і різною геометрією протікання транспортного струму, а також в монодомених зразках, в яких площинні дефекти були видалені за допомогою спеціальної методики.

І. Експериментальні методики

ВТНП-монокристали сполук $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y) вирощувалися за розчин-розплавною технологією в золотому тигелі, згідно методики, детально описаної в [4]. Як відомо, при насиченні киснем в сполуках YBaCuO відбувається тетра-орто структурний перехід [4], який, у свою чергу, приводить до двійникування кристала, що мінімізує його пружну енергію. Знімок поверхні з характерною ділянкою двійникової сітки монокристала К1 показаний на рис. 1. Для резистивних досліджень відбиралися тонкі кристали з проникаючими МД, у яких були області з односпрятованими МД розміром $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$. Це дозволяло вирізати з таких монокристалів містки з односпрятованими МД шириною 0,2 мм і відстанню між потенційними контактами 0,3 мм. Містки В2 і В3 вирізалися з одного монокристала К1 (YBaCuO) в якому було дві ділянки з взаємно перпендикулярними двійниковими межами (рис. 1), містки В4 і В5 вирізалися з монокристалів К2 і К3 (обидва HoBaCuO),

відповідно, які були вирощені в одній ростовій партії і мали практично ідентичні резистивні параметри. При цьому геометрія експерименту вибиралася таким чином, щоб вектор транспортного струму \mathbf{I} був паралельним (містки В2 і В4), перпендикулярним (В3), або протікав під кутом $\alpha = 45^\circ$ (В5) до двійникових площин. Для отримання бездвійникового зразка (місток В1) була відокремлена частина кристала К1 розміром $1 \times 0,3 \times 0,2 \text{ мм}^3$ (найменший розмір відповідав напрямку осі c), після чого зразок роздвійниковувався в спеціальному осередку при температурі 720 К і тиску 30–40 ГПа, згідно методики запропонованій в [5]. Після цього, з метою отримання однорідного контрольованого вмісту кисню, зразок повторно відпалювали в атмосфері кисню протягом трьох діб. Про високу якість експериментальних зразків і однорідність розподілу кисню свідчить вузька ширина надпровідного переходу ($\Delta T_c \leq 0,5 \text{ K}$), висока критична температура ($T_c \approx 92 \text{ K}$) і низький питомий електроопір ($\rho \approx 129\text{--}163 \mu\Omega \cdot \text{cm}$). Параметри експериментальних зразків представлені в таблиці.

Електричні контакти створювали по стандартній 4-х контактній схемі шляхом нанесення срібної пасти на поверхню кристала з подальшим під'єднанням срібних провідників діаметром 0,05 мм і тригодинним відпалюванням при температурі 200⁰С в атмосфері кисню. Така процедура дозволяла одержувати перехідний опір контактів менше одного Ома і проводити резистивні вимірювання при транспортних струмах до 10 мА в аб-площині. Вимірювання проводили в режимі дрейфу температури при двох протилежних напрямках транспортного струму для виключення впливу паразитного сигналу. Температуру вимірювали мідь-константановою термопарою, напругу на зразку і зразковому опорі – нановольтметрами В2–38. Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавались на комп'ютер.

II. Експериментальні результати і обговорення

На рис. 2 показані температурні залежності питомого електроопору в аб-площині $\rho_{ab}(T)$ для п'яти досліджених зразків і їх резистивні переходи в надпровідний стан в координатах $\rho_{ab}-T$ (вставка (а)) і $d\rho_{ab}/dT - T$ (вставка (b)). Згідно методики [2,3], положення максимуму, що відповідає точці перегину на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$, приймається за критичну температуру переходу в надпровідний стан. Як наголошувалося вище, вузька ширина надпровідних переходів $\Delta T_c < 0,5 \text{ K}$ свідчить про високу якість всіх досліджуваних зразків. В той же час, як впливає з малюнка і таблиці, найменшу ширину надпровідного переходу ($\Delta T_c \approx 0,2 \text{ K}$) має бездвійниковий зразок, а також зразки з геометрією протікання транспортного струму $\mathbf{I} \parallel \text{МД}$ (містки В2 і В4 – $\Delta T_c \approx 0,3\text{--}0,4 \text{ K}$), коли вплив двійників на процеси розсіювання носіїв

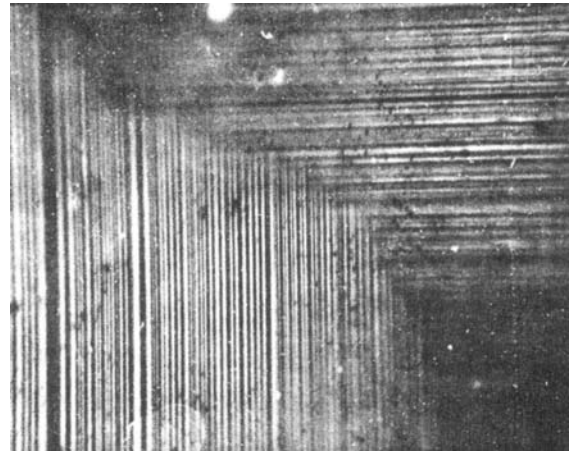


Рис. 1. Знімок ділянки поверхні кристала К1 з характерним малюнком двійникової структури, отриманий на мікроскопі МІМ-7 в поляризованому світлі (x550).

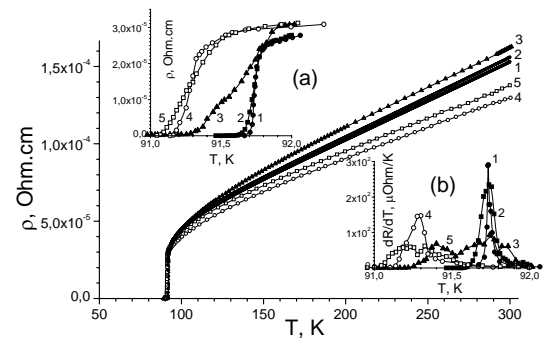


Рис. 2. Температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ для містків В1–В5 – криві 1–5, відповідно. Вставки (а) і (b) – резистивні переходи в надпровідний стан в координатах $\rho_{ab} - T$ і $d\rho_{ab}/dT - T$, відповідно. Нумерація кривих на вставках відповідає нумерації на рисунку.

мінімізований. Слід також відзначити, що температурні залежності $d\rho_{ab}(T)/dT$ для геометрії експерименту $\mathbf{I} \perp \text{МД}$ (місток В3) і коли кут між \mathbf{I} і МД складав $\alpha = 45^\circ$ (місток В5) характеризувалися наявністю невеликого додаткового максимуму, що, вірогідно, може бути зумовлено впливом МД, на яких можливе деяке пригнічення параметра порядку [6].

З рис. 3 видно, що залежності $\rho_{ab}(T)$ є у всіх випадках металевими. При цьому питомий електроопір при кімнатній температурі для бездвійникового кристала і орієнтації транспортного струму $\mathbf{I} \parallel \text{МД}$ приблизно на 5–7 % менше, ніж при $\mathbf{I} \perp \text{МД}$ для сполуки YBaCuO . Приблизно таке ж співвідношення спостерігається і для сполуки HoBaCuO у разі геометрії $\mathbf{I} \parallel \text{МД}$ і $\alpha = 45^\circ$. Оскільки орієнтація вектора \mathbf{I} відносно кристалографічних осей у всіх випадках однакова, таке підвищене значення ρ_{ab} при $\mathbf{I} \perp \text{МД}$ і $\alpha = 45^\circ$ можна пояснити розсіюванням носіїв струму на МД. Довжина вільного пробігу електронів в монокристалах оцінюється рівною 0,1 мкм [7], що на порядок менше

міждвійникової відстані. Тому максимальне збільшення електроопору за рахунок розсіювання на МД може складати до 10 %. Таким чином, отримане збільшення ρ_{ab} на 5-7% свідчить про ефективність розсіювання нормальних носіїв струму на МД.

Як впливає з рис. 2, температурна залежність електроопору вище 150 К близька до лінійної. Нижче цієї температури відбувається відхилення питомого опору вниз від лінійної залежності, що приводить до виникнення деякої надлишкової провідності, величину якої зазвичай визначають з рівності:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0, \quad (1)$$

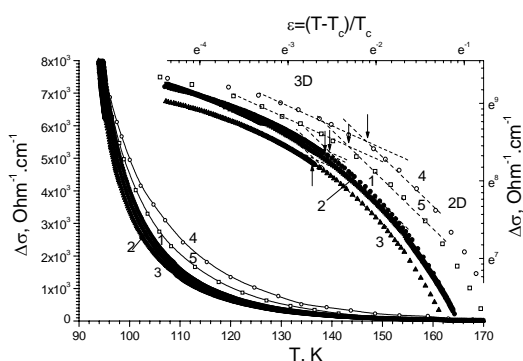


Рис. 3. Температурні залежності надлишкової провідності $\Delta\sigma(T)$ для містків В1-В5 в координатах $\Delta\sigma - T$ і $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$. Нумерація кривих

$$\Delta\sigma = \frac{e^2}{16d\hbar\varepsilon} \left\{ 1 + \left[\frac{2\xi_c(0)}{d} \right]^2 \varepsilon^{-1} \right\}^{-1/2} \quad (2)$$

Поблизу T_c , при $\xi_c \gg d$ (3D-режим) це рівняння перетвориться в [7]:

$$\Delta\sigma_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (3)$$

або оддалік T_c , при $\xi_c \ll d$ (2D-режим):

$$\Delta\sigma_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}, \quad (4)$$

де $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$. Важливе значення при аналізі експериментальних даних має точне визначення T_c .

На рис. 3 представлені температурні залежності надлишкової провідності в координатах $\Delta\sigma - T$ і $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$. При цьому, як наголошувалося вище, за T_c приймалося значення T_c^{mf} (критичної температури в наближенні теорії середнього поля), що визначалося:

$$\left(\frac{\partial^2 \rho}{\partial T^2} \right)_{T=T_c^{mf}} = 0, \quad (5)$$

відповідно максимуму на залежності $d\rho_{ab}/dT$ у області переходу в надпровідний стан [2, 3]. З рис. 3 видно, що поблизу T_c залежності $\Delta\sigma(T)$ добре апроксимуються рівнянням (3) для показника ступеня $-1/2$, що свідчить про тривимірний характер флуктуаційної надпровідності в цьому

Таблиця

Параметри експериментальних зразків

місток	T_c , К	ΔT_c , К	$\rho_{ab}(300)$, $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	ε_0	$\text{tg}\alpha_{3D}$	$\text{tg}\alpha_{2D}$	$\xi_c(0)$, Å
В1 (без двійників)	91,734	0,2	153	$0,070 \pm 0,005$	-0,501	-1,008	$1,55 \pm 0,06$
В2 (I МД)	91,738	0,3	156	$0,065 \pm 0,005$	-0,498	-1,017	$1,49 \pm 0,06$
В3 (I ⊥ МД)	91,743	0,5	163	$0,057 \pm 0,005$	-0,512	-1,044	$1,40 \pm 0,06$
В4 (I МД)	91,301	0,4	129	$0,103 \pm 0,005$	-0,489	-0,998	$1,88 \pm 0,06$
В5 ($\alpha = 45^\circ$)	91,325	0,5	138	$0,092 \pm 0,005$	-0,505	-1,015	$1,77 \pm 0,06$

де σ_0 – значення провідності, визначуване шляхом екстраполяції лінійної ділянки $\sigma = (A + BT)^{-1}$ до нульового значення температури, а σ – експериментальне значення провідності у нормальному стані. Згідно з існуючими уявленнями, розмірність електронної підсистеми шаруватих надпровідників визначається співвідношенням між ξ_c – довжиною когерентності вздовж осі c і d – товщиною двовимірного шару. У разі $d < \xi_c$ взаємодія між флуктуаційними парами реалізується у всьому об'ємі надпровідника (3D-режим), при $d > \xi_c$ така взаємодія можлива тільки безпосередньо в надпровідних шарах (2D-режим). Основні теоретичні моделі, що описують режим ФП в шаруватих надпровідниках були запропоновані Асламазовим-Ларкіним [8] і Лоуренсом-Доніахом [9]. Згідно [9], температурна залежність ФП дається рівнянням:

температурному інтервалі. При подальшому підвищенні температури кут нахилу залежності $\ln\Delta\sigma(\ln\varepsilon)$ помітно зростає, що, у свою чергу, можна розглядати як вказівку на зміну розмірності ФП. Як впливає з (3) і (4), в точці 2D-3D кросовера повинна виконуватись рівність:

$$\xi_c(0)\varepsilon^{-1/2} = d/2. \quad (6)$$

Тоді, визначивши значення ε_0 в точці 2D-3D кросовера і приймаючи $d = 11,7$ Å для $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) [10] можна визначити величину $\xi_c(0)$. Результати розрахунків, проведених по формулі (6), а також характерні значення тангенса кута нахилу функції $\ln\Delta\sigma(\ln\varepsilon)$ приведені в таблиці. Проте, слід відзначити, що застосування такої розрахункової методики не дозволяє враховувати можливу похибку резистивних вимірювань при визначенні флуктуаційних величин в просторово неоднорідних системах, пов'язаних з наявністю малих включень іншої фази навіть в монокристалах високої якості [6]. Тому, при порівнянні з експериментальними даними,

$\xi_c(0)$, d і T_c в рівняннях (2)-(4) зазвичай є підгоночними параметрами, а також вводиться додатковий скейлінговий множник, так званий С-фактор, що дозволяє враховувати неоднорідність розподілу транспортного струму для кожного конкретного зразка [1]. Найкраще узгодження з експериментальними даними, при аналізі, проведеному по цій методиці, було одержане для рівняння (2). При цьому значення довжини когерентності $\xi_c(0)$ склали величину $2 \pm 0,3 \text{ \AA}$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при орієнтації $\mathbf{I} \perp \text{МД}$ і $2,2 \pm 0,3 \text{ \AA}$ для бездвійникового зразка, а також при орієнтації $\mathbf{I} \parallel \text{МД}$. У цьому аспекті показує порівняння отриманих результатів з даними вимірювань магнітної сприйнятливості [11], у яких визначався діамagnetний внесок області з високою T_c пропорційний об'ємному вмісту цієї фази. Значення ξ_c , отримані з цих експериментів, склали $\xi_c = 2,3 \pm 0,5 \text{ \AA}$, що є більш близьким до значень, розрахованих по другій методиці. Проте, при розрахунках, як по першій, так і по другій методиці, різниця між значеннями величини $\xi_c(0)$, для геометрії експерименту $\mathbf{I} \perp \text{МД}$,

$\alpha = 45^\circ$ і $\mathbf{I} \parallel \text{МД}$, а також бездвійникового зразка, складає від 10 до 14%, що свідчить про ефективність впливу МД на процеси формування флуктуаційних куперівських пар.

Висновки

1) збільшення електроопору на лінійній ділянці залежностей $\rho_{ab}(T)$ у разі орієнтації вектора транспортного струму $\mathbf{I} \perp \text{МД}$, $\alpha = 45^\circ$ в порівнянні з $\mathbf{I} \parallel \text{МД}$ і бездвійниковим зразком, свідчить про ефективність розсіювання нормальних носіїв на МД;

2) залежності надлишкової провідності $\Delta\sigma(T)$ задовільно описуються теоретичною моделлю Лоуренса-Доніаха;

3) наявність у кристалах МД може сприяти посиленню процесів розпаровування флуктуаційних носіїв, тим самим, подовжуючи область лінійної залежності $\rho(T)$ у аб-площині і зміщуючи точку 2D-3D кросовера.

- [1] B. Oh, K. Char, A.D. Kent et al. Upper critical field, fluctuation conductivity, and dimensionality of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ // *Phys. Rev. B*, **37**, pp. 7861-7864 (1988).
- [2] H.A. Borges and M.A. Continentino. Pressure study of the paraconductivity of high T_c superconductors // *Solid State Commun.*, **80**, pp. 197-199(1991).
- [3] L. Mendonca Ferreira, P. Pureur, H.A. Borges and P. Lejay. Effect of pressure on the fluctuation conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ // *Phys. Rev. B*, **69**, pp. 212505 (2004).
- [4] M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, and N.N. Chebotaev. Localization effects and pseudogap state in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with different oxygen content // *ФНТ*, **32(6)**, сс. 746-752 (2006).
- [5] J. Giapintzakis, D.M. Ginzberg, P.D. Han. A method for obtaining single domain superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals // *J. Low Temp. Phys.*, **77(1/2)**, pp. 155-161 (1989).
- [6] Л.Ф. Рыбальченко, И.К. Янсон, Р.Л. Бобров и др. Избыточная проводимость микроконтактов из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в интервале 100-200 К // *ФНТ*, **16(1)**, pp. 58-64 (1990).
- [7] В.В. Мошалков, И.Г. Муттик, Н.А. Самарин. Сверхпроводимость и локализация в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ // *ФНТ*, **14(9)**, 988-992 (1988).
- [8] Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин. Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводников при температурах выше критической // *ФТТ*, **10(4)** pp. 1104-1111 (1968).
- [9] W.E. Lawrence and S. Doniach. Theory of layer structure superconductors // *Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, Japan, 1970*, edited by E. Kanda (Keigaku, Tokyo), p. 61 (1970).
- [10] G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, A.P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale and D. Niarchos. X-ray diffraction and infrared investigation of $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ and $\text{R}_{0.5}\text{Pr}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ compounds ($R = \text{Y}$ and lanthanides) // *Physica*, **254**, pp. 44-62 (1995).
- [11] M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, V.I. Beletskii. Carrier transfer kinetics phase transition and fluctuation enhanced phenomena in YBaCuO // *ФНТ*, **16(9)** pp. 574-577 (1990).

R.V. Vovk

Effect of Flat Defects on Scattering of Normal and Fluctuation Carriers in $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y, Ho}$) Single Crystals

Kharkov National University, 4 Svoboda Sq., 61077 Kharkov, Ukraine
email: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua

In this work the comparative analysis of normal and fluctuation in-plane conductivity of $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y, Ho}$) single crystals with the given topology of flat defects and untwinned onedomains sample are realized. It is shown that twin boundaries are the effective centers of scattering of normal and fluctuation carriers. Value of the off-plane coherence length $\xi_c(0)$, got during approximation of temperature dependence of excess conductivity by the Lawrence-Doniach theoretical model, satisfactorily conform to the values got from magnetic researches for optimal doped by oxygen of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals.