

УДК 538.945+537.312.62

## ВЛАСНИЙ ПІНІНГ І НАДЛИШКОВА ПРОВІДНІСТЬ МОНОДОМЕННИХ МОНОКРИСТАЛІВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

З.Ф. Назиров, Н.М. Завгородня, Р.В. Вовк, Д.О. Лотник

Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна  
 Україна 61022 м. Харків-22 пл. Свободи 4  
 E-mail: [Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua](mailto:Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua)

Received 30 January 2012, accepted 15 February 2012

В роботі досліджено вплив кута розорієнтації між напрямком постійного магнітного поля  $H=15$  кЕ і напрямком базисної аб-площини  $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$  на температурні залежності надлишкової провідності в області переходів в надпровідний стан роздвійникованих монокристалів  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  з малим відхиленням від кисневої стехіометрії. Причини появи низькотемпературних "хвостів" (паракогерентних переходів) на резистивних переходах в надпровідний стан аналізуються в рамках моделі реалізації різних режимів фазового стану вихрової матерії.

**КЛЮЧОВІ СЛОВА:** надлишкова провідність, монокристали  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , дефіцит кисню, пінінг, 2D-3D кросовер, власний пінінг.

## СОБСТВЕННЫЙ ПИННИНГ И ИЗБЫТОЧНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МОНОДОМЕННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

З.Ф. Назиров, Н.М. Завгородня, Р.В. Вовк, Д.О. Лотник

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина  
 Украина 61022 г. Харьков-22 пл. Свободы 4

В работе исследовано влияние угла разориєнтации между направлением постоянного магнитного поля  $H=15$  кЭ и направлением базисной аб-плоскости  $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$  на температурные зависимости избыточной проводимости в области переходов в сверхпроводящее состояние раздвійникованных монокристаллов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  с малым отклонением от кислородной стехіометрии. Причины появления низкотемпературных «хвостов» (паракогерентных переходов) на резистивных переходах в сверхпроводящее состояние анализируются в рамках модели реализации различных режимов фазового состояния вихровой матерії.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** избыточная проводимость, монокристаллы  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , дефицит кислорода, пиннинг, 2D-3D кросовер, собственный пиннинг.

## INTRINSIC PINNING AND EXCESS CONDUCTIVITY OF MONODOMAIN $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ SINGLE CRYSTALS

Z.F. Nazyrov, N.M. Zavgorodnya, R.V. Vovk, D.A. Lotnik

V.N. Karazin Kharkov National University,  
 4, Svoboda sq., 61022, Kharkiv, Ukraine

In present work the influence of the disorientation angle between the direction of constant field up to 15 kOe and the ab-plane  $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$  to the temperature dependence of the excess conductivity in the temperature interval of the transition to the superconducting state in untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals with a small oxygen hypostoichiometry are investigated. Causes of low-temperature "tails" (parakogerentnyh transitions) in the resistive transitions in superconducting state are analyzed in the framework of the implementation of the various regimes of the phase state of vortex matter.

**KEY WORDS:** excess conductivity,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals, oxygen deficiency, pinning, 2D-3D crossover, intrinsic pinning.

Отримання нових функціональних матеріалів з високою струмонесучою здатністю продовжує залишатися однією з актуальних прикладних та фундаментальних задач фізики високотемпературної надпровідності (ВТНП). Важливу роль при цьому відіграє оптимізація дефектного ансамблю [1]. Як відомо [2], мала довжина когерентності  $\xi$  і велика глибина проникнення  $\lambda$  призводить до того, що пінінг в ВТНП стає ефективним і на дрібномасштабних дефектах, у тому числі вакансіях кисню [3] і домішках впровадження [4]. При цьому з'ясування ступеня впливу таких дефектів на фазовий стан вихрової матерії часто виявляється ускладненим через присутність у ВТНП-сполуках міжзеренних меж, площин двійникування (МД), кластерних включень і інших дефектів, які, у свою чергу, є досить потужними центрами пінінгу. Істотний вплив має також наявність так званого власного пінінгу, зумовленого шаруватою структурою ВТНП-сполук [3].

У даній роботі наведені результати вимірювань магнітоопору в бездвійникових монокристалах  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  при фіксованому значенні магнітного поля і різних значеннях кута розорієнтації  $\alpha$  між вектором магнітного поля і напрямком базисної аб-площини. Використання в якості експериментальних зразків роздвійникованих монокристалів дозволяє виключити вплив міжзеренних меж і МД, а обрана геометрія експерименту - контрольованим чином змінювати внесок власного пінінгу.

При цьому вимірювання резистивних переходів в надпровідний стан дозволяє досліджувати вплив точкових дефектів на фазовий стан і динаміку вихрової матерії за допомогою аналізу флуктуаційних поправок у провідність, які спостерігаються в ВТНП-сполуках при температурах поблизу критичної  $T \approx T_c$  [3-5].

Мета роботи - дослідження впливу постійного магнітного поля на власний пінінг і надлишкову провідність монодомених монокристалів  $YBaCuO$  з оптимальним вмістом кисню.

### МАТЕРІАЛИ І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

Монокристали  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  вирощували за розчин-розплавною технологією в золотом тиглі, згідно методики [3]. При насиченні киснем у сполуках  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  відбувається тетра-орто структурний перехід, який, у свою чергу, призводить до вдвіннювання кристала і мінімізує його пружну енергію. Для отримання бездвійникового зразка кристал роздвійнювали в спеціальній комірці при температурі  $420^\circ\text{C}$  і тиску 30-40 ГПа, згідно з методикою, запропонованою в [6]. З метою одержання однорідного контрольованого вмісту кисню, кристал, після роздвійнювання, повторно відпалювали в атмосфері кисню протягом семи діб при температурі  $420^\circ\text{C}$ .

Електричні контакти створювали за стандартною 4-х контактної схемою, шляхом нанесення срібної пасти на поверхню кристала з наступним приєднанням срібних провідників діаметром 0.05 мм і тригодинним відпалюванням при температурі  $200^\circ\text{C}$  в атмосфері кисню. Така процедура дозволяла отримати 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 платиновим терморезистором, напругу на зразку та зразковому опорі - нановольметрами В2-38. Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавалися на комп'ютер. Критичну температуру, визначалася в точці максимуму на залежностях  $d\rho_{ab}(T)/dT$  в області надпровідного переходу.

Магнітне поле до 15 кЕ створювали електромагнітом. Обертанням магніту можна було змінювати орієнтацію поля щодо кристала. Точність орієнтації поля щодо зразка була не гірше  $0,2^\circ$ . Зразок монтували в вимірювальній комірці таким чином, щоб вектор поля  $\mathbf{H}$  завжди був перпендикулярний вектору транспортного струму  $\mathbf{j}$ .

Для дослідження резистивних переходів у надпровідний стан (НП) ми використовували метод Коувель-Фішера [7], основою якого є аналіз величини

$$\chi = \frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT}, \quad (1)$$

де  $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$  - деяка поправка в провідність, що виникає у провідній підсистемі внаслідок флуктуаційного спаровування носіїв при  $T > T_c$  [8] і визначається фазовим станом вихрової матерії при  $T < T_c$  [4,5]. Тут  $\sigma = \rho^{-1}$  - експериментально вимірюване значення провідності, а  $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$  - доданок, обчислюваний шляхом екстраполяції високотемпературної лінійної ділянки до області НП-переходу. Припускаючи, що  $\Delta\sigma$  розходиться як  $\Delta\sigma \sim (T - T_c)^{-\beta}$  при  $T \approx T_c$ , з похідної (1) випливає, що  $\chi^{-1} = \beta^{-1}(T - T_c)$ , де  $\beta$  - деякий показник, що залежить від розмірності і фазового стану флуктуаційної і вихрової підсистем [4, 5, 8]. Таким чином, ідентифікація лінійних температурних ділянок на залежностях  $\chi^{-1}(T)$  дозволяє одночасно визначати важливі розмірні показники і характерні температури динамічних фазових переходів у підсистемі надпровідних носіїв.

### РЕЗУЛЬТАТИ І ОБГОВОРЕННЯ

На рис.1 показані температурні залежності електроопору в базисній аб-площині  $\rho_{ab}(T)$ , виміряні при  $H=0$  (крива 1) та фіксованому магнітному полі  $H = 15$  кЕ при різних кутах  $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$  (криві 2-9). Як видно з рисунка, при зниженні температури від 300 К,  $\rho_{ab}(T)$  зменшується майже лінійно до деякої характерної температури  $T^* \approx 180$  К. Нижче цієї температури починається систематичне відхилення експериментальних точок вниз від лінійної залежності, що свідчить про появу надлишкової провідності  $\Delta\sigma$ , про яку говорилося вище. Згідно з сучасними уявленнями, подібна поведінка залежностей  $\rho_{ab}(T)$  при температурах  $T \gg T_c$  зумовлена проявом так званої "псевдоціліної аномалії" (ПЦ), яка більш детально обговорюється нами в [9]. Слід також зазначити, що прикладання магнітного поля і зміна кута  $\alpha$  при температурах  $T > 1,15 T_c$ , в межах похибки експерименту, не впливає на поведінку кривих  $\rho_{ab}(T)$ , одночасно приводячи до значного розширення безпосередньо надпровідного переходу, порівняно з різким

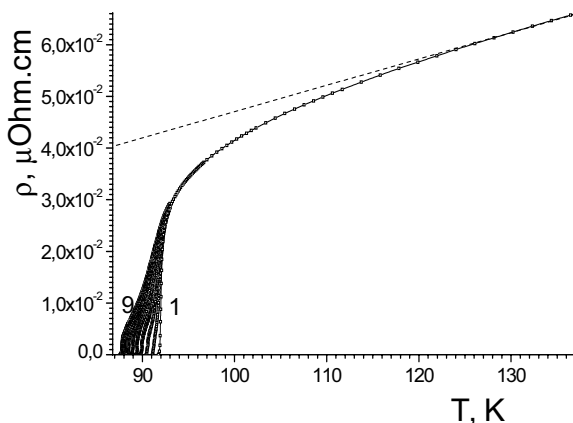


Рис.1. Температурні залежності електроопору  $\rho_{ab}(T)$  монокристала  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  для  $H=0$  (крива 1) і  $H=15$  кЕ, отримані при  $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ :  $0^\circ$ ;  $5^\circ$ ;  $10^\circ$ ;  $20^\circ$ ;  $30^\circ$ ;  $45^\circ$ ;  $60^\circ$  і  $90^\circ$  - криві 2 - 9, відповідно. Пунктирною лінією на рисунку показана екстраполяція лінійної ділянки.

( $\Delta T_c \approx 0,3$  K) переходом, що спостерігається при  $H=0$ . При цьому видно, що на хвості надпровідних

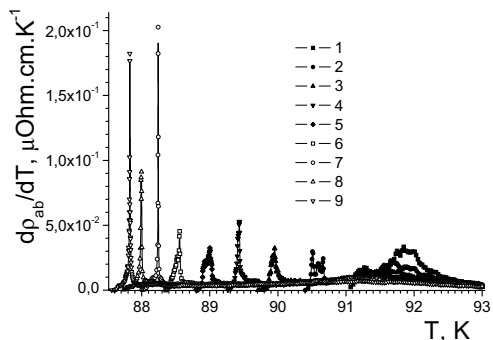


Рис.2. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристала  $YBa_2Cu_3O_{7.5}$  в координатах  $d\rho_{ab}/dT - T$ . Позначення кривих відповідає рис.1.

переходів спостерігається різкий "кінк", який також проявляється у вигляді гострого низькотемпературного піку на температурних залежностях похідної  $d\rho_{ab}(T)/dT$  (рис. 2). Як видно з рис. 2, пік присутній для всіх значень  $\alpha$ , при цьому його висота збільшується в міру зростання величини  $\alpha$ . Згідно з [3,4], поява таких особливостей на температурних залежностях  $\rho_{ab}(T)$  і  $d\rho_{ab}(T)/dT$  свідчить про реалізацію в системі фазового переходу першого роду, що відповідає плавленню вихрової решітки.

На рис. 3 показані резистивні переходи в надпровідний стан в координатах  $\chi^{-1} - T$ . Видно, що в високотемпературній області НП-переходу у всіх кривих спостерігається досить протягла лінійна ділянка з кутом нахилу  $\beta \approx 0,5$ , що, згідно з [8], свідчить про реалізацію в системі тривимірного (3D) режиму існування флуктуаційних носіїв. При цьому ділянка, яка відповідає 3D режиму, є істотно нестійкою в магнітному полі, що узгоджується з результатами, отриманими в [3-5]. При подальшому віддаленні від  $T_c$  у бік високих температур відбувається подальше збільшення абсолютного значення  $\beta$ , що може свідчити про реалізацію в системі 3D-2D кросовера [3,4,8].

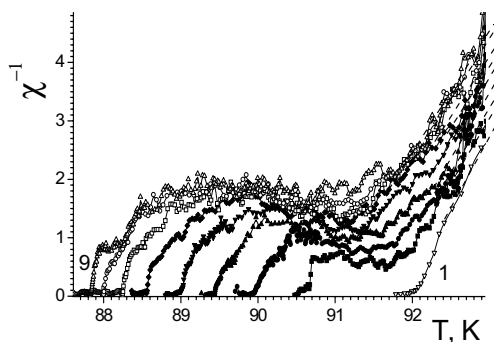


Рис.3. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристала  $YBa_2Cu_3O_{7.5}$  у координатах  $\chi^{-1} - T$ . Позначення кривих відповідає рис.1. Пунктирними лініями на рисунку показана екстраполяція ділянок, що відповідають 3D ФП-режиму.

Прикладання магнітного поля і збільшення кута  $\alpha$  призводить до значної трансформації форми НП-переходу, яка виражається в появі додаткового низькотемпературного максимуму, так званого "паракогерентного переходу". При цьому, зміщення такого переходу в бік низьких температур супроводжується значним одночасним зростанням амплітуди і ширини піку по мірі збільшення кута  $\alpha$ . Подібна поведінка може бути обумовлено зменшенням, із зростанням  $\alpha$ , частки власного піннінгу і, відповідно, зростанням ролі об'ємного піннінгу. Це, у свою чергу, може сприяти переходу від фази впорядкованої вихрової решітки до фази, так званого "вихорового" або "бреггівського" скла, що зумовлено аккомодациєю вихрової системи до хаотичного потенціалу піннінгу. Іншими словами, хаотичний потенціал піннінгу порушує дальній порядок вихрової решітки, тим самим пригнічуючи фазовий перехід першого роду і стимулюючи реалізацію склоподібного стану вихорів. При цьому на резистивних переходах з'являються протяглі "хвости", амплітуда яких менше опору в'язкій течії потоку  $\rho_{ff}$ , що, ймовірно, визначається частковим піннінгом вихрової рідини. У нашому випадку роль такого потенціалу можуть грати кисневі вакансії.

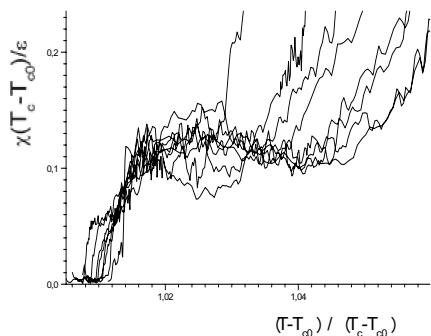


Рис.4. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристала  $YBa_2Cu_3O_{7.5}$  у зведених координатах  $\chi(T_c-T_{c0})/\epsilon_\alpha - (T-T_{c0})/(T_c-T_{c0})$ . Позначення кривих відповідає рис.1.

Як було показано в [5], у разі реалізації в системі стану "бреггівського скла" на залежностях  $\chi(T)$  повинен спостерігатися скейлінг у зведених координатах  $\chi(T_c-T_{c0}) - (T-T_{c0})/(T_c-T_{c0})$ , де  $T_{c0}$  - критична температура кінця переходу в паракогерентній області, яка визначається в точці

перетину лінійної ділянки, апроксимуючої, так звану, паракогерентную область, з всією температур, а  $T_c$  - температура, що відповідає середньопольовій критичній температурі, яка визначається в точці максимуму на залежностях  $d\rho_{ab}(T)/dT$  [3].

На рис.4 показані ці криві, масштабовані як  $\chi(T_c-T_{c0})/\epsilon_\alpha - (T-T_{c0})/(T_c-T_{c0})$ . При цьому ми враховували зміну власного внеску піннінгу зі збільшенням кута розорієнтації  $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, \mathbf{ab})$ , за допомогою приведення величини  $\chi(T_c-T_{c0})$  з урахуванням параметра анізотропії [2,3]  $\epsilon_\alpha = (\sin^2 \alpha + \epsilon^2 \cos^2 \alpha)^{1/2}$ , де  $\epsilon = 6 \div 9$ . Як видно з рис.4, на експериментальних кривих задовільний скейлінг спостерігається в паракогерентній області при  $T < T_M$ . При

більш високих температурах розбіг кривих стає істотним, вочевидь внаслідок зростання впливу флуктуаційних ефектів.

### ВИСНОВКИ

Таким чином, із усього вищесказаного можна зробити висновок про те, що прикладання постійного магнітного поля до монокристалів  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  призводить до появи додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній  $ab$ -площині в області резистивних переходів у надпровідний стан.

Збільшення кута  $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ , призводить до одночасного зростання амплітуди і ширини піку, який відповідає цьому переходу, і його зміщенню в область більш низьких температур. Це може бути наслідком зменшення із зростанням  $\alpha$  внеску власного піннінгу вихрової підсистеми і посилення ролі об'ємного піннінгу, обумовленого наявністю в структурі експериментального зразка кисневих вакансій. Внаслідок цього, при температурах нижче критичної  $T < T_c$ , проявляється динамічний фазовий перехід виду вихрова рідина - вихорове "брегтівське" скло.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Chroneos A.I., Goulatis I.L., Vovk R.V. Atomic Scale Models for  $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$  and  $\text{R}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$  Compounds (R= Y and Lanthanides) // Acta Chim. Slov. – 2007. – Vol.54. – P. 179-184.
2. Bondarenko A.V., Zavgorodniy A.A., Lotnik D.A., Obolenskii M.A., Vovk R.V. Creep and depinning of vortices in nontwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.87}$  single crystal // Fizika Nizkikh Temperatur.- 2008.- Vol.34.- P. 645-652.
3. Vovk R.V. et. al Effect of small oxygen deficiency on the para-coherent transition and 2D-3D crossover in untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  single crystals // Journal of Alloys and Compounds. – 2011. – Vol.509. – P.4553–4556.
4. Zavgorodniy A.A., Vovk R.V., Obolenskiy M.A., Samoylov A.V. Magnitosoprotivlenie i 2D-3D krossover v legirovannykh alyuminiem monokristalakh  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{-zAlzO}_7\text{-}\delta$  s sistemoy odnonapravlennykh dvoynikovykh granits // FNT.- 2010. – T.36, №1. - S.143-147.
5. Costa R.M., Riegel I.C., Jurelo A.R., Pimentel J.L.Jr. Coherence transition in polycrystalline  $\text{Y}_{0.95}\text{Tb}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  superconductors // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. - 2008. - Vol.320. –P. e493-e495.
6. Giapintzakis J., Ginzberg D.M., Han P.D. A method for obtaining single domain superconducting  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  single crystals // J. Low Temp. Phys. -1989. - Vol.77, №1/2. - P.155-161.
7. Kouvel J.S., Fischer M.E. Detailed Magnetic Behavior of Nickel Near its Curie Point // Phys. Rev. – 1964. -Vol.136. – P. A1626–A1632.
8. Aslamazov L.G., Larkin A.I. Vliyanie fluktuatsiy na svoystva sverkhprovodnikov pri temperaturakh vyshe kriticheskoy // FTT. - 1968. - T.10, №4. -S.1104-1111.
9. Vovk R.V., Obolenskiy M.A., Zavgorodniy A.A., Bondarenko A.V., Gulatis I.L., Chebotaev N.N. Vliyanie pereraspredeleniya labil'nogo kisloroda na psevdoshchelevoe sostoyanie v bezdvoynikovykh monokristallakh  $\text{YVa}_2\text{SuzO}_7\text{-kh}$  // FNT. - 2007. - T.33, №8. -S.931-934.