

УДК: 538.945

PACS: 74.25.Fy, 74.40.+k;74.72.-h

Паракогерентний перехід і 2D-3D кросовер у монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим дефіцитом кисню

А.А.Завгородній, Р.В.Вовк, М.А.Оболенський, Д.А. Лотник

Харківський національний університет ім. В.Н.Каразіна, пл. Свободи 4, 61077 Харків, Україна.

E-mail: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua

У роботі досліджено вплив кута розорієнтації між напрямком постійного магнітного поля $H=15$ кЕ і напрямком базисної аб-площини $\alpha^\circ \text{D}(H,ab)$ на температурній залежності надлишкової провідності в області переходів у надпровідний стан роздвійникованих монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії. Обговорюються причини появи низькотемпературних «хвостів» (паракогерентних переходів) на резистивних переходах, що відповідають різним режимам фазового стану вихрової матерії. При температурах $T > T_c$ температурні залежності надлишкової паропровідності інтерпретуються в рамках теоретичної моделі флуктуаційної провідності Хікамі-Ларкіна для шаруватих надпровідних систем.

Ключові слова: надлишкова провідність, монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, дефіцит кисню, пінінг, 2D-3D кросовер, довжина когерентності.

В работе исследовано влияние угла разориєнтации между направлением постоянного магнитного поля $H=15$ кЭ и направлением базисной аб-плоскости $\alpha^\circ \text{D}(H,ab)$ на температурные зависимости избыточной проводимости в области переходов в сверхпроводящее состояние раздвойникованных монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ с малым отклонением от кислородной стехиометрии. Обсуждаются причины появления низкотемпературных «хвостов» (паракогерентных переходов) на резистивных переходах, соответствующих различным режимам фазового состояния вихровой материи. При температурах $T > T_c$ температурные зависимости избыточной паропроводимости интерпретируются в рамках теоретической модели флуктуационной проводимости Хиками-Ларкина для слоистых сверхпроводящих систем.

Ключевые слова: избыточная проводимость, монокристаллы $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, дефицит кислорода, пиннинг, 2D-3D кросовер, длина когерентности.

In this work the influence of the angle between direction of static magnetic field $H=15$ kOe and ab-plane $\alpha^\circ \text{D}(H,ab)$ at temperature dependence of excess conductivity in the region of transition to the superconductivity in detwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ single crystals with the low oxygen deficiency have been investigated. The causes of low temperature “tails” appearing (paracoherent transitions) on resistive transitions that corresponds to different regimes of the vortex matter phase state are discussed. At temperatures $T > T_c$ temperature dependences of excess conductivity were interpreted in terms of Hikami-Larkin fluctuation conductivity theoretical model for layered superconductive systems.

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

Вступ

Одержання нових функціональних матеріалів з високою струмонесучою здібністю продовжує залишатися однією з актуальних прикладних і фундаментальних задач фізики високотемпературної надпровідності (ВТНП). Найважливішу роль при цьому відіграє оптимізація дефектного ансамблю [1]. Як відомо [2], мала довжина когерентності ξ і велика глибина проникнення λ приводить до того, що пінінг у ВТНП стає ефективним і на дрібномасштабних дефектах, у тому числі вакансіях кисню [3] і домішках [4]. При цьому з'ясування ступеня впливу таких дефектів на фазовий стан вихрової матерії найчастіше виявляється ускладненим через присутність у ВТНП-сполуках міжзеренних границь, площин двійникування (ПД), кластерних включень та інших дефектів, які, у

свою чергу, є досить потужними центрами пінінгу. Істотний вплив має також наявність власного «intrinsic» пінінгу, зумовленого шаруватою структурою ВТНП-сполук [3].

У даній роботі наведені результати вимірювання магнітопровідності у бездвійникових монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при фіксованому значенні магнітного поля і різних значеннях кута розорієнтації α між вектором магнітного поля і напрямком базисної аб-площини. Використання експериментальних зразків роздвійникованих монокристалів дозволяє виключити вплив міжзеренних границь і ПД, а обрана геометрія експерименту – контрольованим чином змінювати внесок intrinsic пінінгу.

Важлива особливість сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – можливість відносно легко одержувати задану концентрацію точкових дефектів за допомогою зміни

вмісту кисню [5]. При цьому вимірювання резистивних переходів у надпровідний стан (чутливих до такої концентрації) дозволяє досліджувати вплив точкових дефектів на фазовий стан і динаміку вихрової матерії за допомогою аналізу флуктуаційних поправок у провідність, що спостерігаються у ВТНП-сполуках при температурах поблизу критичної $T \approx T_c$ [6].

Методика експеримента

Монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вирощували за розчин-розплавною технологією у золотому тиглі, згідно з методикою [5]. При насиченні киснем у сполуках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ відбувається тетра-орто структурний перехід, який, у свою чергу, приводить до вдвіннювання кристала, яке мінімізує його пружну енергію. Для одержання монодоменого зразка кристал роздвінювали у спеціальному осередку при температурі 420°C і тиску 30-40 ГПа, згідно з методикою запропонованою в [7]. З метою одержання однорідного контрольованого вмісту кисню, кристал, після роздвінювання, додатково відпалювали у атмосфері кисню протягом семи діб при температурі 420°C .

Електричні контакти створювали по стандартній 4-х контактній схемі шляхом нанесення срібної пасти на поверхню кристала з наступним приєднанням срібних провідників діаметром 0.05 мм і тригодинним відпалюванням при температурі 200°C у 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 електричного сигналу. Температуру вимірювали платиновим терморезистором, напругу на зразку і зразковому опорі - нановольтметрами В2-38. Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавалися на комп'ютер. Критичну температуру, визначали у точці максимуму на залежностях $\rho_{ab}(T)/dT$ в області надпровідного переходу [8]. Для зменшення вмісту кисню зразок повторно відпалювали протягом двох діб у потоці кисню при температурі 620°C . Усі вимірювання проводили не менше ніж через сім діб після завершення відпалювання з метою виключення впливу релаксаційних дефектів. Магнітне поле до 15 кЕ створювали електромагнітом. Обертанням магніту можна було змінювати орієнтацію поля відносно кристалу. Точність орієнтації поля щодо зразка була не гірше 0.2° . Зразок монтували у вимірювальному осередку таким чином, щоб вектор поля \mathbf{H} завжди був перпендикулярним вектору транспортного струму \mathbf{j} .

Для дослідження резистивних переходів у надпровідний стан (СП) ми використовували метод Коувель-Фішера [9], основою якого є аналіз величини

$$\chi = \frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT}, \text{ де } \Delta\sigma = \sigma - \sigma_0 - \text{деякий внесок у}$$

провідність, що виникає у провідній підсистемі внаслідок флуктуаційного спарювання носіїв при $T > T_c$ [10] і зумовлений фазовим станом вихрової матерії при $T < T_c$ [6]. Тут $\sigma = \rho^{-1}$ – експериментально вимірюване значення провідності, а $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ – регулярний від'ємний доданок, отримуваний екстраполяцією високотемпературної лінійної ділянки до області НП-переходу. Припускаючи, що $\Delta\sigma$ розходиться як $\Delta\sigma \sim$

$$T - T_c)^{\beta} \text{ при } T \approx T_c, \text{ з похідної } \chi = \frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT} \text{ слідує, що}$$

$\chi^{-1} = \beta^{-1}(T - T_c)$, де β - деякий показник, що залежить від вимірності і фазового стану флуктуаційної і вихрової підсистем [6,10]. Таким чином, ідентифікація лінійних температурних ділянок на залежностях $\chi^{-1}(T)$ дозволяє одночасно визначати важливі вимірні показники і характерні температури динамічних фазових переходів у підсистемі надпровідних носіїв.

Експериментальні результати та їх обговорення

На рис.1 показані резистивні переходи в НП-стан експериментального зразка, що вимірювались при $H=0$ (крива 1) і фіксованому магнітному полі $H = 15$ кЕ при різних кутах $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, \mathbf{ab})$ (криві 2-9). На вставці виділена крива, отримана для $\alpha=60^\circ$ і показані характерні температури T_{c0} , T_M і T_c , що, відповідно, визначаються у кінці резистивного переходу у НП-стан, у точці плавлення вихрової решітки, а також відповідають критичній температурі у наближенні середнього поля [3,6,8]. Видно, що у високотемпературній області НП-переходу у всіх кривих спостерігається досить протягла лінійна ділянка з кутом нахилу $\beta \approx 0.5$, що згідно [10] свідчить про реалізацію у системі тривимірного (3D) режиму існування флуктуаційних носіїв. При цьому ділянка, що відповідає 3D режиму, є суттєво нестійкою у магнітному полі, що узгоджується з результатами, отриманими в [6]. При наступному віддаленні від T_c у бік високих температур відбувається подальше збільшення абсолютного значення β , що може свідчити про реалізацію у системі 3D-2D кросовера, про що більш докладно буде сказано нижче.

Прикладання магнітного поля і збільшення кута α приводить до істотного розширення НП-переходу в порівнянні з різким ($\Delta T_c \approx 0.3$ К) переходом, що спостерігається при $H=0$. При цьому також відбувається значна трансформація форми НП-переходу, що виражається у появі додаткового низькотемпературного максимуму. Цей максимум швидко зміщується у бік низьких температур по мірі збільшення кута α з одночасним зростанням амплітуди і ширини піка. Тут слід зазначити, що

вищезгадане розширення НП -переходу більш ніж у триє перевершувало розширення, що спостерігалось в оптимально допованих киснем бездвійникових монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [3] при такому ж значенні магнітного поля і аналогічній геометрії експерименту. В [3] спостерігався різкий «кінк», який автори пояснювали проявом фазового переходу першого роду, що відповідає плавленню вихрової решітки. Як відомо з літератури [2,3], присутність у системі сильних центрів пінінгу приводить до розмивання такого кінку і переходу від фази упорядкованої вихрової решітки до фази, так званого «вихорового» або «бреггівського» скла, що зумовлено акомодациєю вихрової системи

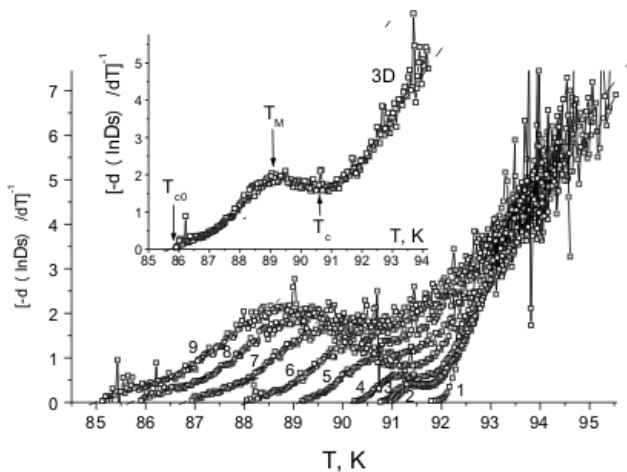


Рис.1. Надпровідні переходи монокристалу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для $H=0$ (крива 1) і $H=15$ кЕ, отримані при $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$: 0; 5; 10; 20; 30; 45; 60 і 90° - криві

2-9, відповідно, у координатах $\left[\frac{-d(\ln \Delta \sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$.

На вставці виділена крива, отримана для $\alpha=60^\circ$. Стрілочками показані характерні температури T_{c0} , T_M і T_c (див. текст).

до хаотичного потенціалу пінінгу. Іншими словами, хаотичний потенціал пінінгу 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 «хвости», амплітуда яких менша опору в'язкого плинину потоку ρ_{fp} , що, ймовірно, визначається частковим пінінгом вихрової рідини.

У нашому випадку роль такого потенціалу можуть відігравати кластери кисневих вакансій. На користь останнього припущення свідчать дослідження впливу відпалювання при кімнатних температурах на надлишкову провідність, проведені нами для цих же зразків в [11]. Безпосередньо після відпалювання в атмосфері кисню при температурі 500° С кристал мав критичну температуру $T_c \approx 91,75$ К. Потім кристал було витримано при кімнатній температурі протягом тижня. Як було показано в [11], це привело до зменшення

електричного опору в нормальному стані $\rho(300$ К) на $\approx 3\%$ і до збільшення T_c на $\approx 0,25$ К. Такі зміни узгоджуються з концепцією формування кластерів кисневих вакансій у процесі впорядкування вакансійної підсистеми [11], що приводить до зменшення концентрації центрів розсіювання носіїв струму в основному об'ємі кристала і, відповідно, зменшення опору $\rho(300$ К). Також, беручи до уваги куполоподібну форму залежності $T_c(\delta)$ з максимумом величини $T_c \approx 93$ К при $\delta \approx 0,93$ [12], можна припустити, що перерозподіл лабільного кисню приводить до фазового розширення в об'ємі кристала і утворення фаз-кластерів, що відрізняються величиною T_c . Враховуючи наявність перколяційних шляхів протікання струму по основному об'єму кристала, цей процес, у свою чергу, повинен приводити до збільшення вимірюваної величини T_c . Таким чином можна припустити, що у досліджуваному монокристалі співіснує точковий потенціал пінінгу, який створюється ізольованими кисневими вакансіями, і об'ємний потенціал пінінгу з пригніченим параметром порядку, зформований кластерами кисневих вакансій.

Як було показано в [6], у випадку 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, що визначається в точці перетину лінійної ділянки, апроксимуючої, так звану, паракогерентну область, з віссю температур, а T_c – температура, що відповідає середньо польовій критичній температурі і визначається у точці максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ [8].

На рис.2 показані ці криві, масштабовані як $\chi(T_c - T_{c0})/\epsilon_\alpha - (T - T_{c0}) / (T_c - T_{c0})$. При цьому ми враховували зміну внеску власного пінінгу з ростом кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$, за допомогою приведення величини $\chi(T_c - T_{c0})$ з урахуванням параметра анізотропії $[2] \epsilon_\alpha = (\sin^2 \alpha + \epsilon^2 \cos^2 \alpha)^{1/2}$, де $\epsilon=6\div 9$. Як видно з рис.2, на експериментальних кривих найкращий скейлінг спостерігається у паракогерентній області при $T < T_M$. При більш високих температурах розбіжність кривих стає істотною, очевидно внаслідок впливу пінінгу надпровідних флуктуацій на кластерних включеннях.

Як відзначалося раніше, вище T_c на отриманих експериментальних залежностях спостерігаються особливості, що відповідають кросоверу між різними ФП-режимами. Як було показано в роботі [13], загальний вираз для флуктуаційної парапровідності $\Delta\sigma(T, H)$ шаруватих надпровідників у магнітному полі може бути записаний у виді:

$$\Delta\sigma(T, H) = \Delta\sigma_{AL}(T, H) + \Delta\sigma_{MT}(T, H) \quad (1)$$

де

$$\Delta\sigma_{AL}(T, H) = \frac{e^2}{16\hbar d \varepsilon} \times \left\{ \frac{1}{(1+2\alpha)^{1/2}} - \frac{(2+4\alpha+3\alpha^2)b^2}{4(1+2\alpha)^{5/2}\varepsilon^2} + \dots \right\} \quad (2)$$

флуктуаційна провідність Асламазова- Ларкіна [10];

$$\Delta\sigma_{MT}(T, H) = \frac{e^2}{8\hbar d (1-\alpha/\delta)\varepsilon} \times \left\{ \ln \left(\frac{\delta(1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha})}{\alpha(1+\delta+\sqrt{1+2\delta})} \right) - \left[\frac{\delta^2}{\alpha^2} \frac{1+\delta}{(1+2\delta)^{3/2}} - \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^{3/2}} \right] \frac{b^2}{6\varepsilon} \right\} \quad (3)$$

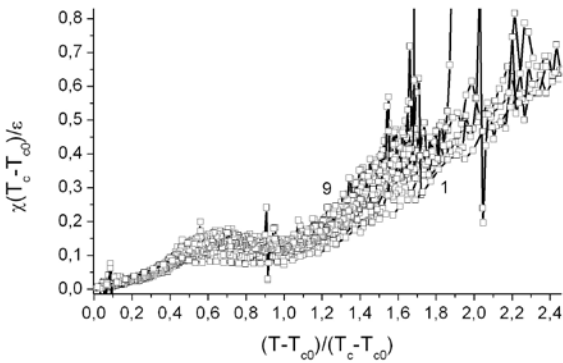


Рис.2. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристалу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ у зведених координатах $\chi(T_c - T_{c0})/\varepsilon_\alpha - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$. Позначення кривих відповідають позначенням на рис.1.

флуктуаційна провідність Макі-Томпсона [14], зумовлена взаємодією не спарованих носіїв струму із флуктуаційними куперівськими парами; d – товщина двовимірного шару; $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ – зведена температура,

$$\alpha = 2\xi_c^2(0)/d^2\varepsilon; \quad b = (2e\xi_{ab}^2(0))/\hbar H;$$

$$\delta = (16/\pi) \left(\xi_c^2(0)/d^2 \right) (kT\tau_\varphi/\hbar); \quad \xi_{ab}(0) - \text{довжина}$$

когерентності в базисній площині, а τ_φ – характерний термін збою параметра порядку.

Поклавши $\xi_c(0) \approx 2 \text{ \AA}$, $d \approx 11.7 \text{ \AA}$ [15], $\tau_\varphi \approx \hbar/2k_b T_c$, можна оцінити еволюцію відносного внеску кожної зі складових у рівнянні (1) $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ у міру віддалення вище по температурі від точки переходу в надпровідний стан у нульовому магнітному полі, як це було запропоновано в [16]. Аналіз виразів (2) і (3) показує, що хоча в інтервалі температур

$T_c < T < 1.1 T_c$ компонента $\Delta\sigma_{MT}(T, H=0)$ у порівнянні з $\Delta\sigma_{AL}(T, H=0)$ значно слабкіше залежить від температури, співвідношення $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ зменшується більше ніж удвічі при зростанні температури від $1.005 T_c$ до $1.1 T_c$. Це, у свою чергу, може свідчити про значне зростання інтенсивності розсіювання куперівських пар нормальними носіями.

Слід також зазначити, що, як показав аналіз, усі отримані залежності $\Delta\sigma(T, H)$ в інтервалі температур $1,08 - 1,2 T_c$ (вставка (а) до рис.3) задовільно апроксимуються залежністю:

$$\Delta\sigma_D = A_D \varepsilon^{-\beta}, \quad (4)$$

для двовимірного випадку ($A_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d}$ і $\beta \approx -1$ [10]),

тоді як при $T < 1,08 T_c$ поведінка $\Delta\sigma(T, H)$ добре відповідає залежності (4) для тривимірного випадку (

$$A_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar \xi_c(0)} \text{ і } \beta \approx -1.2 \text{ [10]). Як впливає із (4), у}$$

точці 2D-3D кросоверу:

$$\xi_c(0)\varepsilon_0^{-1/2} = d/2 \quad (5)$$

У цьому випадку, визначивши величину ε_0 у точці перетину двох прямих, що відповідають показникам ступенів -0.5 і -1 на залежностях $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$ і використовуючи літературні дані про залежність міжплощинної відстані від δ [15] ($d \approx 11.7 \text{ \AA}$), можна обчислити значення $\xi_c(0)$.

На вставці (а) до рис.3 показані температурні залежності $\Delta\sigma(T)$ у координатах $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$. Видно, що поблизу T_c ці залежності задовільно апроксимуються прямими з кутом нахилу $\text{tg}\beta_1 \approx -0.5$, який відповідає показнику ступеня $-1/2$ у рівнянні (4), що, очевидно, свідчить про тривимірний характер флуктуаційної надпровідності у цьому температурному інтервалі. При наступному підвищенні температури швидкість зменшення $\Delta\sigma$ суттєво зростає ($\text{tg}\beta_2 \approx -1$), що, у свою чергу, можна розглядати як вказівку на зміну вимірності флуктуаційної провідності. Проведені розрахунки показали, що у процесі зміни кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ не відбувається істотної зміни величини довжини когерентності (яка у нашому випадку склала $\xi_c(0) \approx 1,68 \pm 0,03 \text{ \AA}$).

Слід також зазначити, що якщо визначати температуру переходу у ФП-режим T_f по точці відхилення величини $\ln\Delta\sigma$ вгору від лінійної залежності $\ln\Delta\sigma(T)$ [17] (див. рис.3), можна оцінити відносну довжину існування ФП -режиму як: $t_f = (T_f - T_c)/T_c$. Результати розрахунків показують, що при збільшенні кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ відбувається загальне відносне розширення температурного інтервалу, у якому реалізується режим флуктуаційної парапровідності від $t_f \approx 0,8589$ при $\alpha=0$ до $t_f \approx 0,9991$ при $\alpha=90^\circ$. Ймовірно,

це пов'язано з пригніченням так званого «beyond 3D» - режиму і посиленням довгохвильових флуктуацій, які дають найбільш істотний внесок у парапровідність поблизу T_c . У той же час, як було показано в [17], недооцінка внеску короткохвильових флуктуацій параметра порядку приводить до більш швидкого, у порівнянні із передбачуваними теорією, зменшення величини $\Delta\sigma$ при досить значному віддаленні від T_c у бік високих температур. Мікроскопічний розрахунок флуктуаційного внеску в провідність із урахуванням усіх компонент параметра порядку був проведений у

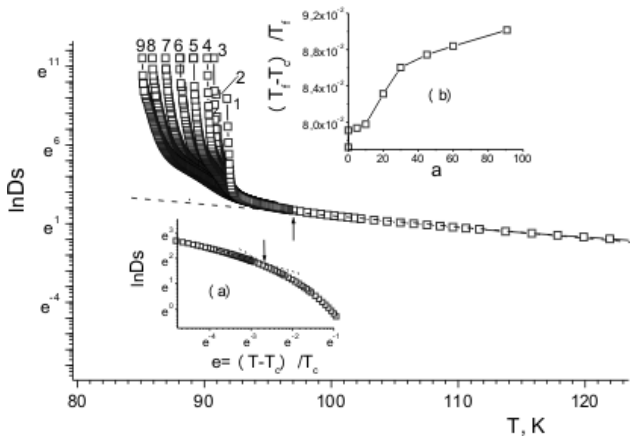


Рис.3. Температурні залежності надлишкової провідності монокристалу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в аб-площині в координатах $\ln\Delta\sigma$ - T . Позначення кривих відповідають позначенням на рис.1. Вставка (а): залежність $\ln\Delta\sigma$ ($\ln\sigma$) при нульовому магнітному полі. Стрілочками на рисунку і вставці показані точки ПЩ-ФП переходу і 2D-3D кросоверу, відповідно. Вставка (b): кутова залежність відносної ширини $tf=(T_f-T_c)/T_f$ флуктуаційного режиму.

роботах Варламова з співавторами [18]. Порівняння наших даних з теорією [18] показало, що, як і у випадку бездомішкових плівкових зразків $YBaCuO$ [17], $\Delta\sigma$ може бути описана в межах поліпшеної теорії ФП до температур близько $1.25 T_c$. Ймовірно, саме в цій температурній області відбувається перехід до псевдоцілинного режиму, який більш детально аналізується нами в [19].

Висновки

Таким чином, із усього вищесказаного можна зробити висновок про те, що прикладання постійного магнітного поля до монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з малим дефіцитом кисню, на відміну від аналогічних, оптимально допованих киснем зразків, приводить до появи додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній аб-площині в області резистивних переходів у надпровідний стан. Збільшення кута $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ приводить до одночасного зростання амплітуди і ширини піку, що відповідають цьому переходу, і його зміщенню в область більш низьких температур. Це може бути наслідком зменшення з ростом α внеску

власного intrinsic пінінгу вихрової підсистеми і посилення ролі об'ємного пінінгу, зумовленого наявністю в структурі експериментального зразка кластерів кисневих вакансій. Внаслідок цього, при температурах нижчих критичної $T < T_c$, відбувається пригнічення динамічного фазового переходу виду вихрова рідина - вихрова решітка і формування в системі переходу виду вихрова рідина - вихрове «брегівське» скло. Безпосередньо поблизу T_c ФП задовільно описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна для шаруватих надпровідних систем. При цьому збільшення кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ приводить до загального відносного розширення температурного інтервалу реалізації режиму флуктуаційної парапровідності, що може бути пов'язане з посиленням ролі довгохвильових флуктуацій параметра порядку.

1. Chroneos A.I., Goulatis I.L., and Vovk R.V. Acta Chim. Slov. **54**, 179 (2007).
2. A.V.Bondarenko, A.A.Zavgorodniy, D.A.Lotnik, M.A.Obolenskii, R.V.Vovk, and E.V.Biletskiy. FNT **34**, 645 (2008).
3. W.K. Kwok et al. // Phys. Rev. Lett. **69**, 3370 (1992)
4. А.А.Завгородній, Р.В.Вовк, М.А.Оболенський, А.В. Самойлов. ФНТ **36**, №1, 143 (2010).
5. R.V.Vovk, M.A.Obolenskii, A.V.Bondarenko, I.L.Goulatis, A.V.Samoilov. J. Alloys and Compounds **464**, 58 (2008).
6. R.M. Costa, I.C. Riegel, A.R. Jurelo, J.L. Pimentel Jr. Journal of Magnetism and Magnetic Materials **320**, e493 (2008).
7. J.Giapintzakis, d.M.Ginzberg, P.D.Han, J. Low Temp. Phys. **77**, №1-2, 155 (1989)
8. L.Mendonca Ferreira, P.Pureur, H.A.Borges and P.Lejay, Phys. Rev. B **69**, 212505 (2004).
9. J.S. Kouvel, M.E. Fischer. Phys. Rev. **136**, A1626 (1964).
10. Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин // ФТТ **10**, №4, 1104 (1968).
11. Р.В.Вовк, М.А.Оболенський, А.А.Завгородній, А.В.Бондаренко, И.Л.Гулатис, Н.Н.Чеботаев. ФНТ **33**, №8, 931 (2007).
12. J.L. Tallon, C. Bernhard, H. Snaked, R. L. Hitterman, J.D. Jorgensen. Phys. Rev. B **51**, 12911 (1995).
13. S. Hikami, A.I. Larkin. Modern Phys. Lett. B **2** 693 (1988).
14. J.B. Bieri, K.Maki and R.S. Thompson . Phys. Rev. B. **44**, 4709 (1991)
15. 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. Physica C **254**, 44 (1995)
16. Н.Е. Алексеевский, А.В. Митин, В.И. Нижанковский, Е.П. Хлыбов, В.В. Евдокимова, Г.М. Кузьмичев. СФХТ **2**, №10, 40 (1989)
17. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А.Бойков. ФТТ **45**, №7, 1168 (2003).
18. L. Reggani, R. Vaglio, A.A. Varlamov. Phys. Rev. B **44**, 9541 (1991)
19. R.V. Vovk, M.A. Obolenskiy, A.A. Zavgorodniy, D.A. Lotnyk, K.A. Kotvitskaya. Physica B **404**, 3516 (2009).