

PACS: 74.25.Fy, 74.40.+k;74.72.-h; УДК 538.945+537.312.62

ВПЛИВ ПОПЕРЕЧНОГО МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ФЛУКТУАЦІЙНУ ПАРАПРОВІДНІСТЬ ЛЕГОВАНИХ АЛЮМІНІЄМ МОНОКРИСТАЛІВ YBa₂Cu_{3-z}Al_zO_{7-δ} З ЗАДАНОЮ ТОПОЛОГІЄЮ ДВІЙНИКОВИХ МЕЖ

Р.В. Вовк

*Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна
Україна, 61077, м. Харків-77, пл. Свободи, 4
email: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua
Поступила до редакції 14 березня 2007 р.*

В роботі досліджено вплив постійного магнітного поля до 12,7 кЕ на температурні залежності електропровідності легованих алюмінієм монокристалів YBaCuO з системою односпрямованих двійникових меж. В базисній аб-площині визначені температурні залежності надлишкової паропровідності і польова залежність довжини когерентності $\xi_c(0,H)$ вздовж осі *c*. Температурні залежності надлишкової паропровідності інтерпретуються в межах теоретичної моделі флукуційної провідності Хікамі-Ларкіна для шаруватих надпровідних систем. Обговорюються причини пригнічення тривимірних надпровідних флукуцій та немонотонної залежності $\xi_c(0,H)$ в слабких магнітних полях при орієнтації вектора магнітного поля вздовж осі *c*.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: флукуційна провідність, монокристали YBa₂Cu₃O_{7-δ}, легування, межі двійників, кросовер, довжина когерентності.

Як відомо, високотемпературні надпровідні сполуки (ВТНП) характеризуються наявністю широкої флукуційної ділянки на температурних залежностях провідності в базисній аб- площині як наслідок їх квазішаруватої структури і малого значення довжини когерентності [1-5]. При цьому, зміна вмісту кисню та легування домішками істотно впливає на процеси формування флукуційних куперівських пар і, відповідно, реалізацію різних режимів існування флукуційної провідності (ФП) при температурах вище критичної (*T_c*) [6,7]. Найбільш вивченою, в цьому аспекті, є сполука YBa₂Cu₃O_{7-δ}, що зумовлено достатньо відпрацьованою технологією синтезу і відносно простотою заміни складових цього надпровідника їх ізоелектронними аналогами. Це, в свою чергу, відкриває нам шлях для моделювання провідних характеристик і визначення емпіричних шляхів підвищення критичних параметрів ВТНП. Особливу цікавість в цьому аспекті представляє часткова заміна Cu на Al, котра приводить до відсутності «віялоподібного» розширення резистивного переходу в надпровідний стан [2-4], який завжди спостерігається в бездомішкових зразках YBa₂Cu₃O_{7-δ} [8]. Причина такої поведінки залишається дотепер остаточно нез'ясованою. Слід зазначити, що перераховані особливості повинні істотно впливати на реалізацію режиму флукуційної надпровідності, який, як добре відомо, є «передвісником» переходу до власне надпровідного становища [6,9-11].

З урахуванням вищесказаного, в роботі була поставлена мета дослідження впливу постійного магнітного поля до 12,7 кЕ при орієнтації **H**||**c** на флукуційну провідність монокристалів YBa₂Cu_{3-z}Al_zO_{7-δ} (*z*≤0,5) з односпрямованою системою площинних дефектів, яка дозволяла відповідним чином регулювати процеси розсіювання носіїв струму.

МАТЕРІАЛИ І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

Монокристали YBa₂Cu_{3-z}Al_zO_{7-δ} вирощували розчин-розплавним методом в золотому тиглі при слабкому поздовжньому градієнті температури згідно методики [2,5]. Для резистивних вимірювань відбирались тонкі кристали, які мали ділянки з односпрямованими площинними дефектами – межами двійників (“twin boundaries” – ТВ) розміром близько 0,5x0,5 мм² і товщиною 0,04 мм. Це дозволяло вирізати з таких монокристалів містки з односпрямованими ТВ шириною 0,2 мм і відстанню між потенційними контактами 0,3 мм. При цьому місток вирізали таким чином, щоб вектор транспортного струму **I_{ab}** був паралельним площинам двійників, як це схематично зображено на вставці (а) до рис. 1. Методика виготовлення експериментальних зразків і створення електроконтактів більш детально описана в [2,5]. Магнітне поле до 12,7 кЕ створювали електромагнітом. Обертанням магніту можна було змінювати орієнтацію поля відносно кристала. Точність орієнтації поля щодо зразка була не гірша 0,2°. Місток монтувався у вимірювальному осередку так, щоб вектор поля **H** завжди був перпендикулярний вектору транспортного струму. Точність вимірювання температури складала 0,005 К.

РЕЗУЛЬТАТИ І ОБГОВОРЕННЯ

Температурні залежності питомого електроопору в аб-площині $\rho_{ab}(T)$ монокристала YBa₂Cu_{3-z}Al_zO_{7-δ} при різних магнітних полях представлені на рис.1. Резистивні переходи в надпровідний стан цього ж зразка в координатах $\rho_{ab} - T$ і $d\rho_{ab}/dT - T$ показані на рис.2. Критична температура кристала в нульовому магнітному

полі, що визначалася по точці максимуму на залежності $d\rho_{ab}(T)/dT$ у області резистивного переходу в надпровідний стан згідно методики [6], дорівнювала 92,1 К при ширині переходу $\Delta T_c \leq 0,5$ К. Питомий електроопір в ab-площині при кімнатній температурі складав близько 420 мкОм·см. Згідно літературних даних, високі значення критичної температури $T_c \approx 92$ К відповідають концентрації алюмінію в кристалі $z \leq 0,05$ [1-4] і концентрації кисню $\delta \leq 0,1$ [7]. В той же час, вузька ширина переходу в надпровідний стан $\Delta T_c \leq 0,5$ К свідчить про рівномірний розподіл кисню і Al в об'ємі кристалу.

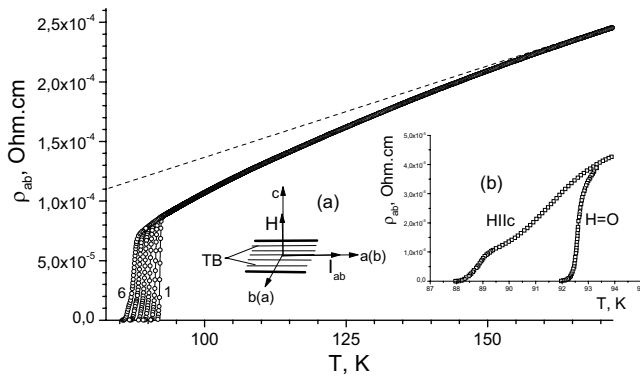


Рис. 1. Температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ монокристала $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ для $H=0; 1,9; 4,5; 7,3; 10; 12,7$ кЕ, криві 1 - 6, відповідно.

Пунктирною лінією показана екстраполяція лінійної ділянки експериментальної залежності.

На вставці (а) показане схематичне зображення геометрії експерименту. Вставка (b): схематичне зображення розширення температури $T_c(H)$ резистивного переходу в надпровідний стан в магнітному полі $H || c$ для випадку бездомішкової сполуки $YBaCuO$ згідно [8].

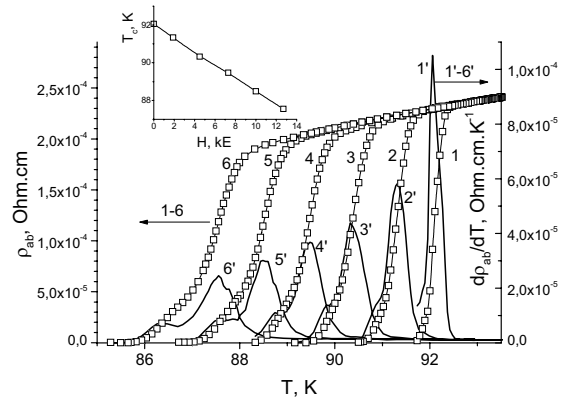


Рис. 2. Переходи в надпровідний стан монокристала $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ при різних значеннях магнітного поля в координатах $\rho_{ab} - T$ і $d\rho_{ab}/dT - T - T_c$, криві 1-6 і 1'-6', відповідно.

Нумерація кривих відповідає нумерації на рис. 1.

На вставці показана польова залежність критичної температури $T_c(H)$.

При зниженні температури від 300 до 200 К $\rho_{ab}(T)$ зменшується фактично лінійно, що вказує на квазіметалеву поведінку провідності в цьому температурному інтервалі. При цьому магнітне поле практично не впливає на поведінку залежностей $\rho_{ab}(T)$ при $T \geq 1,15 T_c$, що узгоджується з літературними даними для чистих зразків $YBaCuO$ [8]. Як відзначалося вище, однією з характерних особливостей бездомішкових сполук $YBaCuO$ є значне розширення переходу в надпровідне становище в зовнішньому магнітному полі [8], як це схематично показано на вставці до рис.1. Це розширення пояснюється тим, що в магнітних полях менших другого критичного H_{c2} існує вихорова рідина, кристалізація якої в присутності слабого безпорядку відбувається у вигляді фазового переходу першого роду [2-5]. В нашому випадку вплив магнітного поля зводиться в основному до майже еквідистантного зміщення вниз по температурі резистивного переходу в надпровідний стан і слабкому його розширенню, про що детальніше буде сказано нижче. При цьому критична температура монотонно знижується з ростом магнітного поля, як це видно зі вставки до рис. 2. В той же час, зниження температури до $T \leq 200$ К приводить до відхилення $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності, що свідчить про появу деякої надлишкової провідності, температура залежність якої зазвичай визначається з рівняння:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0, \tag{1}$$

де $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ – провідність, що визначається екстраполяцією лінійної ділянки в нульове значення температури, а $\sigma = \rho^{-1}$ – експериментальне значення провідності у нормальному стані. З теорії [9] відомо, що поблизу T_c надлишкова провідність зумовлена процесами флуктуаційного спаровування носіїв, внесок яких в провідність при $T > T_c$ для двох (2D) і тривимірного (3D) випадків визначається ступеневими залежностями виду:

$$\Delta\sigma_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}, \tag{2}$$

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

де $\varepsilon=(T-T_c)/T_c$, e – заряд електрона, $\xi_c(0)$ – довжина когерентності вздовж осі c при $T>0$ і d – характерний розмір двовимірного шару.

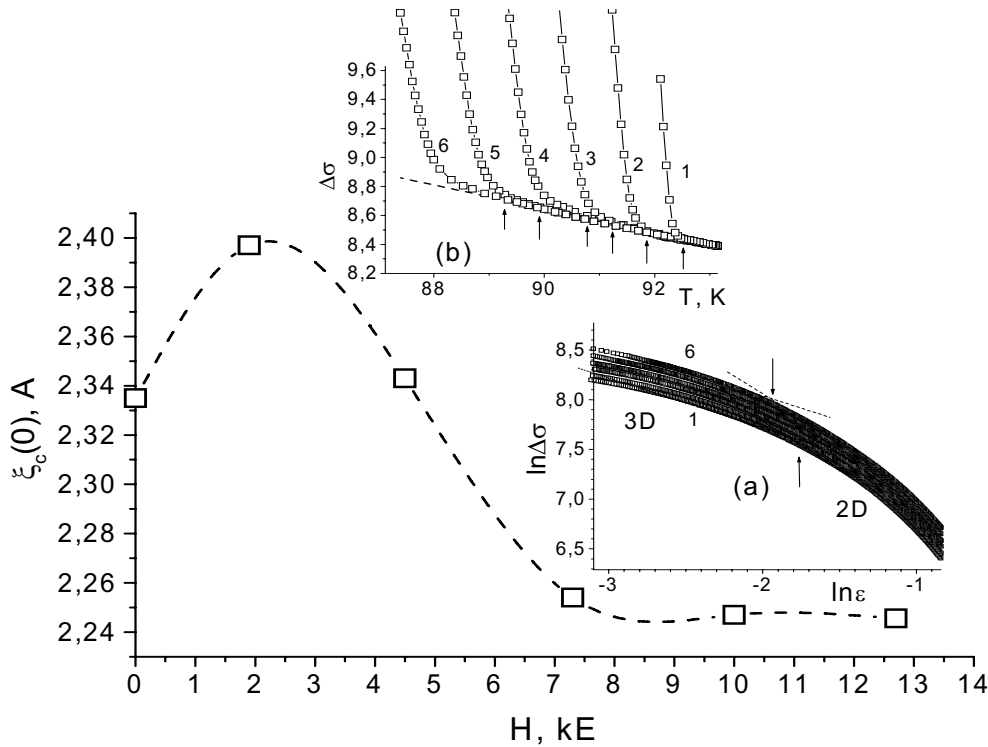


Рис. 3. Польова залежність довжини когерентності перпендикулярно базисній площині $\xi_c(0, H)$.

Вставки (а) і (б): температурні залежності надлишкової провідності в ab -площині в координатах $\ln \Delta\sigma - \ln \varepsilon$ і $\ln \Delta\sigma - T$ при різних значеннях магнітного поля. Позначення кривих на вставках відповідає позначенням на рис. 1. Пунктирними лініями на вставці (а) показана апроксимація експериментальних залежностей прямими з кутом нахилу $\text{tg} \alpha_1 \approx -0,5$ (3D - режим) і $\text{tg} \alpha_2 \approx -1,0$ (2D - режим). Стрілками показані точки 2D-3D кросовера. Пунктирною лінією на вставці (б) показана екстраполяція лінійної ділянки залежності $\ln \Delta\sigma - T$. Стрілками показані точки переходу до ФП-режиму.

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 $\text{tg} \alpha_1 \approx -0,5$, який відповідає показнику ступеня $-1/2$ в рівнянні (4), що, очевидно, свідчить про тривимірний характер флуктуаційної надпровідності в цьому температурному інтервалі. При подальшому підвищенні температури швидкість зменшення $\Delta\sigma$ істотно зростає ($\text{tg} \alpha_2 \approx -1$), що, у свою чергу, можна розглядати як вказівку на зміну вимірності флуктуаційної провідності.

Як було показано в роботі [10], загальний вираз для флуктуаційної парaproвідності $\Delta\sigma(T, H)$ шаруватих надпровідників в магнітному полі може бути записано у вигляді:

$$\Delta\sigma(T, H) = \Delta\sigma_{AL}(T, H) + \Delta\sigma_{MT}(T, H), \quad (4)$$

де

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

флуктуаційна провідність Асламазова- Ларкіна [9];

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

флуктуаційна провідність Макі-Томпсона [11], зумовлена взаємодією неспарованих носіїв струму з флуктуаційними куперівськими парами; $\alpha = 2\xi_c^2(0)/d^2\varepsilon$; $b = (2e\xi_{ab}^2(0)/\hbar H)$;

$\delta = (16/\pi)(\xi_c^2(0)/d^2)(kT\tau_\phi/\hbar)$; $\xi_{ab}(0)$ - довжина когерентності в базисній площині, а τ_ϕ – характерний термін збою параметра порядку. Решта позначень та ж, що і в (2), (3).

Поклавши $\xi_c(0) \approx 2,4 \text{ \AA}$, $d \approx 11,7 \text{ \AA}$ [12], $\tau_\phi \approx \hbar/2k_B T_c$, можна оцінити еволюцію відносного внеску кожної з складових у рівнянні (4) $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ у міру віддалення вгору по температурі від точки переходу в надпровідний стан в нульовому магнітному полі, як це було запропоновано в [13]. Аналіз виразів (5) і (6) показує, що хоча в інтервалі температур $T_c < T < 1,25 T_c$ компонента $\Delta\sigma_{MT}(T, H=0)$ в 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 $1,25 T_c$. Це, у свою чергу, може свідчити про значне зростання інтенсивності розсіювання куперівських пар нормальними носіями.

Слід також відзначити, що, як показав аналіз, всі отримані залежності $\Delta\sigma(T, H)$ у інтервалі температур $1,15 - 1,25 T_c$ задовільно апроксимуються залежністю (2), що відповідає двовимірному випадку (вставка (а) до рис.2), тоді як при $T < 1,1 T_c$ поведінка $\Delta\sigma(T, H)$ добре відповідає залежності (3) для тривимірного випадку. Як впливає з (2) і (3), в точці 2D-3D кросовера:

$$\xi_c(0)\epsilon_0^{-1/2} = d/2. \quad (7)$$

В цьому випадку, визначивши величину ϵ_0 в точці перетину двох прямих, що відповідають показникам ступеня $-0,5$ і -1 на залежностях $\ln\Delta\sigma - \ln\epsilon$ і використовуючи літературні дані про залежність міжплощинної відстані від δ [12] ($d \approx 11,7 \text{ \AA}$), можна обчислити значення $\xi_c(0)$.

Із вставки до рис.2, на якій показана польова залежність $\xi_c(0, H)$, видно, що крива $\xi_c(0, H)$ характеризується яскраво вираженим максимумом у області магнітних полів $H \approx 2 \text{ кЕ}$. Ймовірно, ця особливість може бути пов'язана з деяким пригніченням надлишкової флуктуаційної провідності при посиленні дисипації, як наслідок зміщення надпровідних флуктуацій в зразку під дією сили Лоренца. У свою чергу, зменшення $\Delta\sigma$, згідно (3), повинно приводити до зростання величини $\xi_c(0, H)$, що і спостерігається в нашому випадку. При подальшому збільшенні поля його вплив виявлятиметься в зменшенні кореляційної функції флуктуацій, що повинно позначитися на силі піннінгу флуктуацій [14] і збільшенні градієнта характерної об'ємної густини флуктуаційної енергії. В цьому випадку зростання величини $\xi_c(0, H)$ зміниться її зменшенням.

Слід також відзначити, що якщо визначити температуру переходу в ФП-режим T_f по точці відхилення величини $\ln\Delta\sigma$ вгору від лінійної залежності $\ln\Delta\sigma(T)$ [15] (див. вставку (b) до рис.3), можна оцінити відносну протяжність існування ФП -режиму як: $t_f = (T_f - T_c)/T_c$. Результати розрахунків показують, що під впливом магнітного поля відбувається загальне відносне звуження температурного інтервалу, в якому реалізується режим флуктуаційної парапровідності від $t_f \approx 0,1594$ в нульовому магнітному полі до $t_f \approx 0,1473$ при $H=12,7 \text{ кЕ}$. Вірогідно, це пов'язано з пригніченням при зростанні магнітного поля довгохвильових флуктуацій, які дають найістотніший внесок в парапровідність поблизу T_c . В той же час, як було показано в [15], недооцінка внеску короткохвильових флуктуацій параметра порядку приводить до більш швидкого, у порівнянні з передбаченнями теорії, зменшення величини $\Delta\sigma$ при достатньо значному віддаленні від T_c у бік високих температур. Мікроскопічний розрахунок флуктуаційної поправки в провідність з урахуванням всіх компонент параметра порядку був проведений в роботах Варламова з співавторами [16]. Порівняння наших даних з теорією [16] показало, що, як і у випадку бездомішкових плівкових зразків $YBaCuO$ [15], $\Delta\sigma$ може бути описана в межах поліпшеної теорії ФП до температур близько $1,35 T_c$. Вірогідно, саме в цій температурній області відбувається перехід до псевдошліниного режиму, який детальніше аналізується нами в [17].

ВИСНОВКИ

Таким чином, з всього вищесказаного можна зробити висновок, що відхилення від лінійності залежностей $\rho_{ab}(T)$ при $T_c < T < 1,35 T_c$ в монокристалах $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ ($z \leq 0,5$) може бути задовільно пояснене в межах теорії флуктуаційної надпровідності [9,10]. При цьому безпосередньо поблизу T_c ФП добре описується тривимірною моделлю Асламазова-Ларкіна. Докладання магнітного поля приводить до істотного звуження температурного інтервалу існування тривимірних надпровідних флуктуацій. Немонотонна залежність величини $\xi_c(0)$ від магнітного поля, ймовірно, може бути пов'язана з пригніченням надлишкової флуктуаційної провідності в області слабких магнітних полів.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. R.B. Van Dover, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak, D.A. Rudman, J.Y. Juang, and J.A. Cutro Extraordinary effect of aluminum of aluminum substitution on upper critical field of $Ba_2YCu_3O_7$ // Phys. Rev. B. – 1989. – Vol.39. – P.2932-2935.
2. М.А. Оболенський, А.В. Бондаренко, В.А. Шкловский, М. Эль-Сидави, Р.В. Вовк, А.В. Самойлов, Д. Ниархос, М. Писсас, Г. Каллиас, А.Г. Сиваков Сверхпроводящие параметры и динамика вихрей в допированных алюминием монокристаллах $YBaCuO$ // ФНТ. – 1995. – Т.21, №12. – С.1200-1207.
3. R.H. Koch, V. Foglietti, W.J. Gallagher Experimental evidence for vortex glass superconductivity in $YBa_2Cu_{3-y}Al_yO_{7-x}$ //

- Phys. Rev. Lett. – Vol. 68, №15. – P.1511-1514.
4. Н.Я. Фогель, И.М. Дмитренко, В.Г. Черкасова Кроссовер в температурной зависимости поля H_{c2} орторомбических монокристаллов $YBa_2Cu_3O_x$ // ФХТ. – 1989. – Т.2, №8. – С.115-119.
 5. А.В. Бондаренко, В.А. Шкловский, Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, А.А. Продан Пиннинг и динамика магнитного потока в монокристалле $YBaCuO$ при движении вихрей вдоль границ двойников // ФНТ. – 1997. – Т.23, №12. – С.1281-1288; А.В. Бондаренко, М.Г. Ревякина, А.А. Продан, М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, Т.Р. Ароури Анизотропия крипа вихрей в монокристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с однонаправленными границами двойников // ФНТ. – 2001. – Т.27, №3. – С.275-293.
 6. L. Mendonca Ferreira, P. Pureur, H.A. Borges and P. Lejay Effect of pressure on the fluctuation conductivity of $YBa_2Cu_3O_7$ // Phys. Rev. B. – 2004. – Vol.69. – P.212505-1 – 212505-4.
 7. P. Schleger, W.N. Hardy and B.X. Yang Thermodynamics of oxygen in $YBa_2Cu_3O_x$ between 450 °C and 650 °C // Physica C. – 1990. – Vol.176. – P.261-273.
 8. T.K. Worthington, F.H. Holtzberg, C.A. Field Resistive transition of crystalline $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ in magnetic fields // Cryogenics. – 1990. – Vol.30, №5. – P.417-421.
 9. Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводника при температуре выше критической // ФТТ. – 1968. – Т.10, №4. – С.1104-1111.
 10. S. Hikami, A.I. Larkin. Theory of layer structure superconductors // Modern Phys. Lett. – 1988. – Vol.B2. – P.693-698.
 11. J.B. Bieri, K.Maki and R.S. Thompson Nonlocal effect in magnetoconductivity of high- T_c superconductors // Phys. Rev. B. – 1991. – Vol.44, №9. – P.4709-4711.
 12. 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 $RBa_2Cu_3O_7$ and $R_{0.5}Pr_{0.5}Ba_2Cu_3O_7$ compounds (R=Y and lanthanides) // Physica C. – 1995. – Vol.254. – P.44-62.
 13. Н.Е. Алексеевский, А.В. Митин, В.И. Нижанковский, Е.П. Хлыбов, В.В. Евдокимова, Г.М. Кузьмичев Флуктуационная сверхпроводимость и примесные фазы в перовскитоподобных системах и перспективы повышения T_c // СФХТ. – 1989. – Т.2, №10. – С.40-55.
 14. M. Daeumling, J. M. Seutjens, and D.C. Larbalestier Oxygen defect flux pinning and ultra-grain granularity in $YBa_2Cu_3O_7$ // Nature (London). – 1990. – Vol.346, №26. – P.332-334.
 15. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А.Бойков Величина и температурная зависимость псевдощели в $YBaCuO$, полученные из резистивных измерений // ФТТ. – Т.45, №7. – С.1168-1176.
 16. L. Reggani, R. Vaglio, A.A. Varlamov. Fluctuation conductivity of layered high- T_c superconductors: A theoretical analysis of recent experiments // Phys. Rev. B. – 1991. – Vol.44, №17. – P.9541-9546.
 17. М.А. Оболенский, Р.В. Вовк, А.В. Бондаренко, and N.N. Chebotaev Localization effects and pseudogap state in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with different oxygen content // ФНТ. – 2006 – Т.32, №6. – С.746-752.

EFFECT OF THE TRANSVERSAL MAGNETIC FIELD ON FLUCTUATION PARA-CONDUCTIVITY OF $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ SINGLE CRYSTALS ALLOYED BY ALUMINIUM WITH THE GIVEN TOPOLOGY OF TWIN BOUNDARIES

R.V. Vovk

*V.N. Karazin Kharkov National University
Svoboda sq. 4, Kharkov, 61077, Ukraine.
email: Ruslan.V.Vovk@univer.kharkov.ua*

In this work, effect of the magnetic field up to 12.7 kE on temperature dependences of conductivity of $YBaCuO$ single crystals alloyed by an aluminium with the system of the unidirectional twin boundaries are investigated. On the basis of the resistivity measured temperature dependences of excess paraconductivity and field dependence off-plane coherent length $\xi_c(0,H)$ were determined. Temperature dependences of excess paraconductivity discussed in terms of the Hikami - Larkin theory of the fluctuation conductivity for layered superconductivity systems. The reasons of suppression of three-dimensional superconductivity fluctuations and field dependence off-plane coherent length $\xi_c(0,H)$ in the weak magnetic fields during the orientation of vector of the magnetic field along c axis are discussed.

KEYWORDS: fluctuation conductivity, $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals, twin boundaries, crossover, alloy, coherence length.