

Original article





In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-39-01>

UDC 539.374; 669.715

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

ОСОБЛИВОСТІ КРИСТАЛІЧНОЇ СТРУКТУРИ ТА ВПЛИВ ТРИВАЛОЇ ВИТРИМКИ В АТМОСФЕРІ ПОВІТРЯ НА ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТ ВТНП-СПОЛУК СИСТЕМИ 1-2-3 (огляд)

Л.О. Пащенко¹ , Джуньї Ду^{1,2}, А.О. Комісаров¹, З.Ф. Назиров¹ ,
К.А. Котвицька¹ , Р.В. Вовк¹ 

¹Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна

²Школа математичних наук Лоянського педагогічного університету, Лоян 471934, Китай

E-mail: rvvovk2017@gmail.com

Надійшла до редакції 2 жовтня 2023 р. Переглянуто 15 листопада 2023 р.

Прийнято до друку 20 листопада 2023 р.

Розглянуто проблему впливу дефектного ансамблю та тривалої витримки в атмосфері повітря на різні механізми електротранспорту ВТНП сполук $\text{Re}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}$ або інший рідкісноземельний іон). Обговорюються особливості кристалічної структури та впливу структурних дефектів різної морфології на електропровідність цих сполук у нормальному, псевдошлілинному та надпровідному стані, а також дослідження флуктуаційної провідності і наявності 2D-3D кросовера в ВТНП. Проведено огляд експериментальних даних, отриманих при дослідженнях впливу тривалого старіння в атмосфері повітря на різні механізми електротранспорту сполук $\text{Re}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ різного складу та технологічної передісторії. А тривалий відпал в атмосфері повітря сприяє значному розширенню температурного інтервалу реалізації псевдошлілинного стану в аб-площині, тим самим звужуючи лінійну ділянку залежності $\rho_{ab}(T)$. Вивчено вплив старіння на стійкість кисневої підсистеми та електроопір чистих та допованих алюмінієм монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ із заданою топологією плоских дефектів. Обговорюються різні теоретичні моделі, присвячені питанню впливу тривалої витримки в атмосфері повітря на електропровідність ВТНП сполук системи 1-2-3. Визначено що після тривалого старіння температурні залежності опору в шарі зберегли свій металевий характер. Апроксимація цих залежностей на основі врахування розсіювання електронів на фононах і дефектах, а також флуктуаційної провідності в 3D-моделі Асламазова-Ларкіна показала значні зміни характеристик розсіювання при старінні, в той час як температура Дебая змінилася слабо, а поперечна довжина когерентності залишилася практично постійною.

Ключові слова: кристалічна структура, монокристали $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, механізми електротранспорту, надлишкова провідність, тривале старіння.

Як цитувати: Л.О. Пащенко, Джуньї Ду, А.О. Комісаров, З.Ф. Назиров, К.А. Котвицька, Р.В. Вовк. Особливості кристалічної структури та вплив тривалої витримки в атмосфері повітря на електротранспорт ВТНП-сполук системи 1-2-3. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 39, 2023, 7–25. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-39-01>

In cites: L.O. Pashchenko, Junyi Du, A.O. Komisarov, Z.F. Nazirov, K.A. Kotvytska, R.V. Vovk. Features of the crystal structure and influence of long-term exposure in the air atmosphere on electrical transport of HTSC -compounds of system 1-2-3 (review). Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 39, 2023, 7–25. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-39-01> (in Ukrainian).

ВСТУП

Останніми роками чітко простежується тенденція до розширення поля досліджень, присвячених можливому технологічному застосуванню високотемпературних надпровідників (ВТНП) [1]. Це, в першу чергу, пов'язано з усе більш інтенсивним використанням цих сполук у сучасній мікроелектроніці, телекомунікаційних системах і т.д. Найбільш перспективними в цьому аспекті є сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (система 1-2-3), що обумовлено одразу декількома причинами: ці надпровідники володіють високою критичною температурою, що перевищує температуру рідкого азоту; в них можна відносно легко варіювати структуру і провідні властивості шляхом зміни вмісту кисню [2] і заміни складових їх компонент ізоелектронними аналогами [3]; в цих сполуках також практично завжди є площини двійникування (ДМ), що дозволяє значно розширити область можливих досліджень [5]. У той же час всі перераховані вище особливості породжують ряд супутніх питань і нових завдань. Так, наприклад, присутність у сполуках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ лабільного кисню часто призводить до виникнення в системі нерівноважного стану, який може бути індукований за допомогою температури [2, 3] або високого тиску [4]. Як правило, ці явища спостерігаються в зразках нестехіометричного за киснем складу і практично не виявляються в зразках з малим дефіцитом кисню $\delta \leq 0.15$ [5]. У той же час в літературі є ряд робіт [6, 7, 8], в яких наголошується можливість зміни надпровідних і електротранспортних властивостей в процесі тривалої витримки зразків системи 1-2-3 в атмосфері повітря. При цьому отримані експериментальні дані часто є суперечливими. Так, наприклад, у роботі [9] повідомляється про істотне поліпшення електротранспорту та підвищенні критичного струму в процесі довготривалого відпалу, водночас у [6-8] відзначається істотна деградація цих властивостей при тривалій витримці в атмосфері повітря.

Даний огляд складається з двох основних частин. У підрозділі 1 коротко наведені літературні дані про особливості кристалічної решітки та структурних дефектів сполук системи $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (1-2-3), а також їх вплив на різні режими нормального електротранспорту. У підрозділі 2 викладаються оригінальні авторські результати дослідження впливу тривалої витримки в атмосфері повітря (aging) на структурну релаксацію і електропровідність монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-y}\text{Al}_y\text{O}_{7-\delta}$ із заданою геометрією плоских дефектів.

1. Елементарна комірка і структурні дефекти різної морфології в ВТНП-системі 1-2-3 на основі ітрію

1.1. Кристалічна структура сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Структура і властивості $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ безпосередньо пов'язані з індексом δ , що характеризує вміст вакансій кисню. Методами рентгенівської та нейтронної дифракції [2] встановлено, що в межах зміни кисневої стехіометрії $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ існують дві фази. На рис. 2.1a,b показані елементарні комірки для сполук з мінімальним і максимальним вмістом кисню ($\delta = 0$ і $\delta = 1$). Елементарна комірка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ є ромбічної (Pmmm), а елементарна комірка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ - тетрагональною (P4/mmm).

В обох випадках структура є похідною від структури перовскіту з потроєним за рахунок впорядкування катіонів по типу Ва-Y-Ва значенням періоду с. Дві третини атомів міді (Cu (2)) знаходяться в тетрагональній пірамідальній координації (4 + 1) атомів кисню, причому останні зміщені з базисної площини пірамід приблизно на 0,3 Å уздовж осі с. Одна третина атомів міді (Cu (1)) знаходиться в базисних площинах і має змінну координацію за киснем (рис. 1). У структурі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (координаційне число Cu (1) дорівнює 4) можна виділити лінійні ланцюжки, утворені плоскими квадратами Cu (1) O4, витягнутими вздовж осі b. У разі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ в базисних площинах атоми кисню відсутні повністю і атоми Cu (1) мають координаційне число по кисню рівне двом. Заселеність кисневих позицій у базисних площинах визначає таким чином кисневу нестехіометрію $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

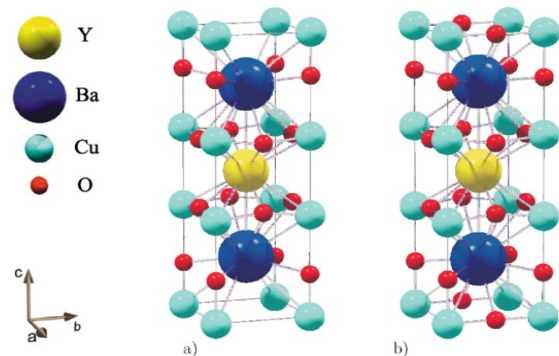


Рис. 1. Кристалічна ґратка сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Fig. 1. Crystal lattice of compound $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

1.2. Структурні дефекти у сполуці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

У бездомішкових кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, залежно від дефіциту кисню і технології синтезу, спостерігаються такі дефекти структури: точкові дефекти типу вакансій кисню, які формуються в

площинах CuO , планарні дефекти типу (001), межі двійників, дислокації і так звані $2\sqrt{2} \times 2\sqrt{2}$ структури [10], які спостерігаються при дефіциті кисню $\delta = 6.8 - 6.9$.

Плоскими дефектами є площини двійникування, які утворюються при "тетра-орто" переході і мінімізують пружну енергію кристала. Межі двійників являють собою площини, що мають тетрагональну структуру як результат присутності шарів, що містять вакансії кисню, розташовані уздовж межі двійника [11, 12]. Електронномікроскопічні дослідження показали [11], що на початковій стадії тетра-орто переходу утворюються зародки доменів, в яких формуються два сімейства когерентних поверхонь розділу (110) і (110). Це може служити причиною утворення структури типу "твіду" при перекритті близьких мікродвійників. Період такої структури залежить від вмісту кисню і може бути стимульований при допуванні тривалентним металом і, зокрема, алюмінієм [11, 12]. На початковій стадії формування мікродоменів формування ДМ відбувається за допомогою процесу дифузії структурних вакансій в CuO шарах. Розповсюдження ДМ здійснюється за допомогою руху двійникових дислокацій керованих напругою.

Лінійні дефекти (дислокації) скоріше характерні для епітаксійних плівок і текстурованих зразків. Джерелом цього типу дефектів можуть служити дислокації невідповідності, породжувані межею розділу плівка-підкладка в плівкових зразках, і дислокації невідповідності, породжувані на межі розділу фаз $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ в текстурованих плавлених зразках. Щільність дислокацій в плівках може досягати значень близько $1.4 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ [13].

Висока щільність дислокацій в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ може бути отримана при вирощуванні кристалів у процесі протікання перитектичної реакції [14], що ймовірно пов'язано з наявністю дрібних включень фази $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$. У кристалах ж вирощуваних розчин-розплавним методом щільність дислокацій становить близько $5 \times 10^3 \text{ см}^{-2}$ [15]. Відзначимо, що щільність дислокацій може бути збільшена при термомеханічній обробці матеріалів [16].

Точкові дефекти (вакансії кисню), присутні у всіх зразках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що пов'язано з нестехіометричним вмістом кисню. При цьому коефіцієнт заповнення близький до одиниці для всіх кисневих позицій, за винятком CuO (1). Залежно від вмісту кисню, можливе утворення надструктур при періодичному розподілі вакансій кисню. Щільність кисневих вакансій відносно велика і при $\delta = 0.03$ становить близько 10^{26} м^{-3} .

У літературі є також повідомлення про систематичний дефіцит міді в площинах CuO , який може досягати значень 0.09 у сполуках [17]. Точкові дефекти також можуть бути отримані при легуванні. Як правило, легуючі елементи (за винятком рідкоземельних елементів і Sr) впроваджуються в позиції Cu (1) [18]. Іони ж рідкоземельних елементів і K заміщають атоми ітрію, а Sr впроваджується в позиції атомів Ba.

Додаткові дефекти можуть бути створені при опроміненні [19, 20]. Залежно від типу частинок і їх енергії можуть бути створені як точкові, так і лінійні дефекти (треки важких частинок з високою енергією).

1.3. Вплив дефектів на транспортні властивості надпровідника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в нормальному стані

Транспортні властивості ВТНП матеріалів істотно залежать від дефектності структури і, зокрема, від вмісту кисню [21] і домішок [22, 23]. Питомий електроопір при кімнатній температурі монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з вмістом кисню близьким до стехіометричного становить $\rho_{ab} = 200 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ в ab -площині і $\rho_c = 10 \text{ мОм} \cdot \text{см}$ уздовж осі c . У досконалих монокристалах електропровідність є квазіметалевою у всіх кристалографічних напрямках [24–26]. Однак, навіть незначне відхилення від стехіометрії, $\delta \leq 0.1$, призводить до квазіполупровідникової залежності $\rho_c(T)$ при збереженні квазіметалевого характеру залежності $\rho_{ab}(T)$. Подальше зменшення вмісту кисню призводить до зменшення щільності носіїв струму, тепло- і електропровідності надпровідника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, а при дефіциті кисню $\delta \geq 0.6$ спостерігається перехід метал-ізолятор [26]. Легування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, металевими елементами, за винятком випадків обумовлених вище, призводить до заміщення атомів міді в площинах CuO . При цьому дані про ступінь впливу такої заміни значною мірою суперечливі. Наприклад, у роботі [27] повідомляється, що за даними різних авторів зростання величини ρ_{ab} в кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_7$ при $z = 0.1$ може бути менше 10 %, або вона може збільшуватися в два рази при тій же концентрації Al. Причиною такої розбіжності, ймовірно, є неоднорідний розподіл Al в об'ємі кристалів, оскільки при вирощуванні монокристалів в корундових тиглях впровадження Al відбувається неконтрольованим чином. Зокрема, про неоднорідний розподіл Al свідчать широкі переходи в надпровідний стан $T_c \approx 2 \text{ К}$. Є також істотні розбіжності і в параметрах надпровідного стану. Легування $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при заміщенні ітрію іонами рідкоземельних елементів практично не змінює транспортні характеристики нормального і надпровідного стану [25, 28]. Виняток становить

заміна атомів ітрію на празеодим. В області концентрацій $y \leq 0.05$ концентрація носіїв струму і ρ_{ab} в надпровіднику $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ слабо залежать від концентрації Pr [29]. При $y \approx 0.5$ спостерігається різке зменшення концентрації носіїв струму і при $y > 0.5$ спостерігається залежність $\rho(T)$ характерна для напівпровідників [29, 30].

Як вже зазначалося, в монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ є плоскі дефекти – межі двійників. Вплив цих дефектів на транспортні властивості в нормальному стані досліджували в роботі, в якій було показано, що двійники є ефективними центрами розсіювання носіїв струму. Згідно [31], довжина вільного пробігу електронів в монокристалах оцінюється рівною 0.1 мкм, що на порядок менше міждвійникової відстані. Тому максимальне збільшення електроопору за рахунок розсіювання може скласти 10 %. Приблизно таке збільшення опору спостерігали при протіканні струму поперек двійників, в порівнянні з опором при протіканні струму уздовж двійників [32].

1.4. Флуктуаційна провідність і 2D-3D кросовер в ВТНП

Як відомо, мале значення довжини когерентності і квазішарувата структура ВТНП призводить до виникнення широкої флуктуаційної області на температурних залежностях провідності поблизу температури переходу в надпровідний стан [25, 32–39]. При цьому зміна вмісту кисню і домішок істотно впливає на процеси формування флуктуаційних куперівських пар і, відповідно, реалізацію різних режимів існування флуктуаційної провідності (ФП) при температурах вище критичної (T_c) [25, 32–35, 40]. Згідно з наявними до теперішнього часу уявленнями, область існування ФП можна умовно розділити на три характерні температурні інтервали, що визначаються співвідношенням між довжиною когерентності перпендикулярно ab -площині $\xi_c(T)$ і міжшаровою відстанню d :

- 1) $\xi_c(T) \ll d$ – 2D-область (найбільш віддалена від T_c);
- 2) $\xi_c(T) \approx d$ – 3D-область (ближча до T_c);
- 3) вузьку ділянку в безпосередній близькості до T_c – так званий режим «beyond – 3D».

Механізм виникнення останнього режиму залишається все ще до кінця не з'ясованим. Передбачається, що він відповідає так званому «паруванню першого рівня» [35, 40]. 3D-область відповідає режиму, при якому джозефсонівська взаємодія між парами реалізується у всьому обсязі надпровідника. Вважається, що в цій області основний внесок в ФП вносять куперівські пари, що спонтанно виникають при $T > T_c$ в результаті класичного

механізму, вперше описаного у відомій роботі Асламазова-Ларкіна. Згідно [41] цей внесок для ВТНП може бути записаний як:

$$\Delta\sigma_{AL}(T) = [e^2/32\hbar\xi_c(0)]\varepsilon^{1/2}, \quad (1)$$

де $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ – приведена температура (T_c – критична температура в наближенні середнього поля). При цьому $\Delta\sigma_{AL}$ практично не залежить від дефектності структури зразка.

У 2D-області двочастинкове тунелювання між шарами виключено, в результаті чого надпровідні і нормальні носії знаходяться безпосередньо в площинах провідних шарів. Важливого значення, в цьому випадку, набуває облік ступеня неоднорідності структури зразка. Питання впливу дефектності структури на ФП-режим в плівкових зразках сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ був досліджений в роботах [33, 34]. При цьому було показано, що для зразків гарної структури домінуючий внесок у ФП в 2D-області вносить додатковий внесок, обґрунтований Макі-Томпсоном і визначається як результат взаємодії флуктуаційних пар з нормальними носіями заряду. Такий внесок залежить від часу життя флуктуаційних пар і визначається процесами розпарування в конкретному зразку. Згідно [36]:

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

При наявності у зразку неоднорідностей структури залежність $\Delta\sigma(T)$ визначається моделлю Лоуренса-Доніаха [37]:

$$\Delta\sigma_{LD} = [e^2/16\hbar d](1 + 2\alpha)^{1/2}\varepsilon^{-1}. \quad (3)$$

Тут $\alpha = 2\xi_c^2(T)/d^2 = 2[\xi_c(0)/d]^2\varepsilon^{-1}$ – параметр зв'язку, а $\delta = 1.203(1/\xi_{ab}(0))(16/\pi\hbar)[\xi_c(0)/d^2]kBT\tau_\phi$ – параметр розпарування. Тут l – довжина вільного пробігу, ξ_{ab} – довжина когерентності в ab -площині і τ_ϕ – час життя флуктуаційних пар.

Слід зазначити, що важливим питанням є також те, до якої температури залежність $\Delta\sigma(T)$ може бути описана в рамках флуктуаційної теорії, оскільки, згідно з сучасними уявленнями, надлишкова провідність при температурах досить віддалених від критичної $T \gg T_c$ є наслідком прояву, так званої, «псевдоціліної аномалії». Раніше експериментально було виявлено [25], що при досить великому підвищенні температури над T_c флуктуаційна провідність зменшується швидше, ніж передбачає

теорія. Передбачалося, що причина цього полягає в недооцінці вкладу короткохвильових флуктуацій параметра порядку, в той час як він збільшується з ростом температури. У роботах Варламова з співавторами був проведений мікроскопічний розрахунок $\Delta\sigma(T)$ з урахуванням усіх компонент параметра порядку. Порівняння експериментальних даних з теорією [38, 39] проводилося, зокрема, в [42]. При цьому згоду з теорією було отримано до температур поблизу $T \approx 1.35T_c$. При подальшому зростанні температури $\Delta\sigma(T)$ зменшується швидше, ніж випливає з теорії [38, 39]. Мабуть, саме в цій температурній області відбувається перехід до псевдоцілінного режиму [42], який більш детально розглядається нами в наступному розділі.

1.5. Псевдоцілінний стан в ВТНП-сполуках

У високотемпературних надпровідниках, як впливає з їх фазової діаграми (див. рис. 2), при зміні кисневого індексу діелектрична антиферомагнітна фаза замінюється металевою, а потім і надпровідною, що не володіє впорядкованою магнітною структурою [43]. Вище точки надпровідного переходу при вмісті кисню менше оптимального було виявлено виникнення псевдоцілінної фази (значне зменшення щільності електронних станів), яке спостерігається в численних магнітних [44, 45], нейтронографічних [46], оптичних [47, 48] і ЯМР-дослідженнях [49], а також в експериментах з фотоемісії із кутовим дозволом (ARPES) [50, 51]. При резистивних вимірах ПЩ-аномалія проявляється у відхиленні $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності при зниженні температури нижче деякого характерного значення T^* [24, 33, 34, 42], що свідчить про появу деякої надлишкової провідності. На багатьох фазових діаграмах існують дві розділові лінії - «верхня» псевдоціліна (там починаються відхилення опору від лінійного закону) і «нижня» псевдоціліна (власне, псевдоціліна).

В даний час в літературних джерелах інтенсивно дискутуються два основні сценарії виникнення псевдоцілінної аномалії в ВТНП-системах. Згідно з першим, виникнення ПЩ пов'язане з флуктуаціями ближнього порядку «діелектричного» типу, наприклад, антиферомагнітними флуктуаціями, хвилями спінової і зарядової щільності і т.д. (див., наприклад, огляд [43]). Другий сценарій передбачає формування куперовських пар вже при температурах істотно вище критичної $T^* \gg T_c$ з подальшим встановленням їх фазової когерентності при $T < T_c$ [42, 52].

Модель флуктуючих антиферомагнітних кластерів в останні роки інтенсивно досліджується в теоретичних роботах М.В. Садовського зі співавторами [43, 53]. Так, наприклад, в [53] автори

узагальнили динамічну теорію середнього поля, включивши у відповідні рівняння члени, залежні від кореляційної довжини псевдоцілінних флуктуацій. Ці складові, виражаються за допомогою деякої додаткової власної енергії, що у свою чергу залежить від імпульсу і описує нелокальні динамічні кореляції, індуковані короткодійними колективними флуктуаціями типу антиферомагнітних хвиль спінової або зарядової щільності. Слід зазначити, що висновки вищезгаданої роботи ґрунтуються на результатах ARPES-досліджень, які часто використовуються для пояснення також і інших відмінних моделей псевдоціліни [50, 51].

У недавній, великій теоретичній роботі був застосований підхід, заснований на наближенні в рамках теорії ефективного поля. Слід зазначити, що обґрунтована в роботі [54], фазова діаграма не містить кривої переходу в фазу «слабкої» псевдоціліни. При цьому передбачається, що спін-спінові флуктуації, що приводять до псевдоцілінних ефектів, утворюються не на локалізованих моментах, а в зоні провідності.

Як зазначалося вище, концепція некорельованих електронних пар або, так званих, спарених кластерів [55] при поясненні природи псевдоцілінної аномалії в ВТНП також досить широко обговорюється в науковій літературі. Серед робіт, які відстоюють цю точку зору, слід зазначити теорію кросовера від механізму БКШ до механізму бозе-ейнштейнівської конденсації (БЕК), в якій були отримані температурні залежності псевдоціліни для випадку слабого і сильного парування [56, 57]:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \frac{\Delta(0)}{2} \cdot \frac{T}{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2(0)}} \exp\left(-\frac{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2(0)}}{T}\right), \quad (4)$$

де Δ – величина псевдоціліни, а μ – хімпотенціал. Автори роботи докладно викладають свою точку зору на природу псевдоціліни вкупатах, що базується на уявленні про нескорельовані пари, проте в статті вони пишуть, що у своєму розгляді не враховують вплив антиферомагнітних спінових флуктуацій.

Спроба об'єднати обидві концепції була зроблена в роботі в якій особливу увагу приділено саме верхній межі «слабкої» псевдоціліни. Аналітичний розгляд, що проведено в [58], ґрунтується на уявленні про резонуючу валентну зону, вперше запропонованому у відомій RVB-моделі Андерсона [59, 60]. При цьому, однак, авторами передбачається, що в даній системі присутні зони як бозевського (b-RVB) так і фермієвського (f-RVB) типів. У той час як бозевська зона відповідальна за «сильну» псевдоціліну, фермієвська, відповідно, – за «слабку». Згідно з такими уявленнями в області «сильної» псевдоціліни, яка

розташовується відразу за кривою надпровідного переходу, знижена щільність станів обумовлена існуванням нескорельованих куперівських пар. В області ж «слабкої» псевдоцілини, що знаходиться вище на фазовій діаграмі (рис. 2), існує орбітальний магнітопорядкований стан, який руйнується при більш високих температурах. Однак, як було показано в роботах Боярського (див. [61] і посилання в ній), вся сукупність наведених авторами статті [58] міркувань і фактів містить в собі численні внутрішні суперечності. При цьому досі не було отримано жодних серйозних експериментальних доказів її справедливості.

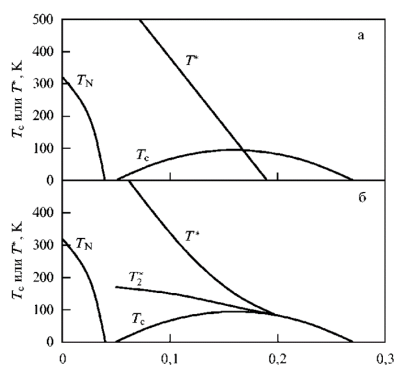


Рис. 2. Варіанти фазової діаграми ВТНП-купратів згідно [43].

Fig. 2. Variants of the phase diagram of HTSC-cuprates according to [43].

2. Вплив старіння на стійкість кисневої підсистеми і електроопір чистих і допованих алюмінієм монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ із заданою топологією плоских дефектів

Заміна складових компонент сполук $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ є важливим інструментом пошуку емпіричних шляхів поліпшення їх технологічних параметрів. При цьому відомо, що заміна ітрію рідкоземельними елементами, за винятком празеодиму (аномалія празеодиму), пригнічуючого надпровідні параметри сполуки, слабо впливає на їх фізичні характеристики в нормальному і надпровідному стані [3, 62]. Важливу роль відіграє часткова заміна міді такими елементами як золото, срібло і алюміній [63–65, 27]. Золото і срібло в малих концентраціях покращують провідність цих сполук і перешкоджають деградації їх надпровідних властивостей в процесі старіння [63, 64]. Дані про вплив алюмінію на електротранспортні властивості сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ все ще залишаються остаточно нез'ясованими. Так, наприклад, в роботі [27] повідомлялося про незначне збільшення електроопору в базисній площині ρ_{ab} в кристалах $YBa_2Cu_{3-y}Al_yO_{7-\delta}$ при $y \leq 10\%$, а в роботі [65] спостерігалось двократне збільшення величини ρ_{ab} при тій же концентрації

алюмінію. Причиною такої розбіжності, ймовірно, був неоднорідний розподіл алюмінію в об'ємі кристала, оскільки при вирощуванні кристалів у алундових тиглях впровадження алюмінію відбувається неконтрольованим чином. Зокрема, про неоднорідний розподіл алюмінію свідчать широкі переходи в надпровідний стан $\Delta T_c \geq 2K$ і їх ступінчаста форма [27, 65]. Є також істотний розкид в параметрах надпровідного стану. Слід також зазначити, що допування алюмінієм призводить до зменшення в кілька разів періоду двійникової надструктури, а при великих концентраціях - формування структури пересічних двійникових доменів типу "твід" [11]. Двійникові межі (ДМ), будучи протяжними плоскими дефектами, сприяють посиленню процесів пінінгу [66], що розширює область їх можливого застосування при одержанні високих магнітних полів. У той же час наявність ДМ часто ускладнює дослідження резистивних характеристик через складність визначення їх внеску в електропровідність ВТНП-сполук. Відкритим залишається і питання впливу допування алюмінієм на процеси старіння. З урахуванням вищесказаного, в цій роботі було досліджено вплив тривалої витримки в атмосфері повітря на різні режими провідності чистих і допованих алюмінієм монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з високою критичною температурою T_c і системою односпрямованих ДМ при орієнтації вектора транспортного струму $I \parallel$ ДМ, коли вплив двійників на процеси розсіювання носіїв мінімальний.

2.1. Нормальний електроопір

Монокристали $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і $YBa_2Cu_{3-y}Al_yO_{7-\delta}$ вирощували в золотому тиглі за розчин-розплавною технологією, докладно описаною в попередньому розділі. Електроопір в ab -площині вимірювали за стандартною 4-х контактною методикою на постійному струмі до 10 мА. Температуру зразка визначали платиновим терморезистором. Перші (тестові) вимірювання електроопору в базисній ab -площині були проведені безпосередньо після вилучення кристалів з розплаву і насичення киснем до оптимального значення ($\delta \leq 0.1$). Після цього кристали зберігали в скляному контейнері аж до повторного проведення вимірювань, які були проведені через 6 років. Резистивні вимірювання проводили як повторне тестування зразка безпосередньо перед проведенням досліджень динаміки магнітного потоку в зразках.

На рис. 3 (а) представлений знімок поверхні кристала допованого Al з характерним малюнком двійникової сітки.

Як відомо, домішки тривалентних іонів є центрами дефектоутворення, при підвищенні

щільності яких період доменної двійникової структури зменшується. Наслідком цього є перекриття близьких мікродвійників і утворення структури типу "твід" [11]. Як видно з рисунка, в досліджених кристалах $YBa_2Cu_{3-y}Al_yO_{7-\delta}$, «твідова» структура не спостерігалася, що, ймовірно, пов'язано з малою концентрацією Al, а міждвійникова відстань була в два-три рази менше, ніж в чистих кристалах.

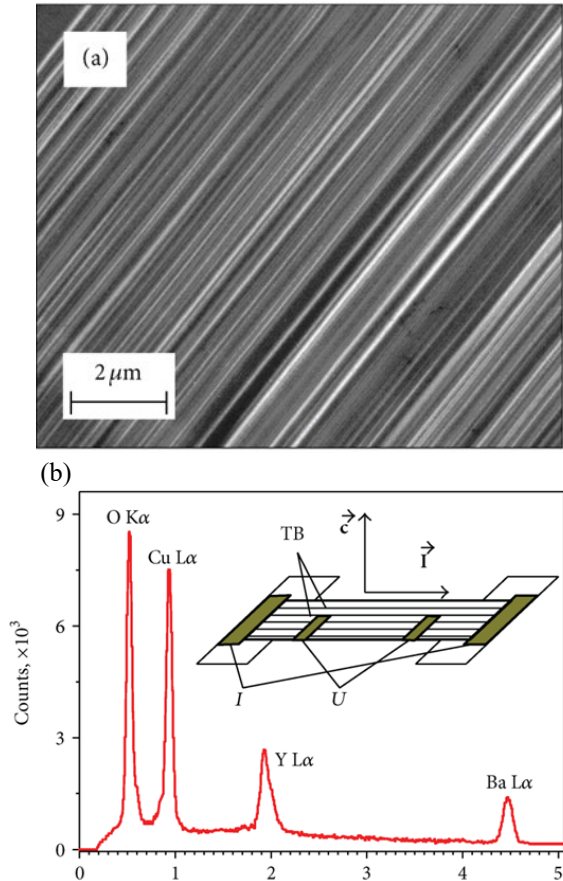


Рис. 3. Фотографія ділянки кристала K2 з односпрямованими межами (а) і геометрія експерименту (б).

Fig. 3. Photograph of a section of K2 crystal with unidirectional boundaries (a) and the geometry of the experiment (b).

Температурні залежності питомого електроопору в ab -площині $\rho_{ab}(T)$ кристалів K1 і K2, виміряні до і після тривалої витримки в атмосфері повітря, показані на рис. 4 (а) і (б), відповідно. Резистивні переходи в надпровідний стан цих же зразків в координатах $\rho_{ab} - T$ і $d\rho_{ab}/dT - T$ показані на відповідних вставках.

Видно, що у всіх випадках залежності є квазіметалевими, проте відношення $\rho_{ab}(300K) / \rho_{ab}(0K)$, отримане до і після тривалої

витримки в атмосфері повітря істотно зменшилось для кристалів K1 і K2 від 40 до 31 і від 12 до 8, відповідно (значення $\rho_{ab}(0K)$ визначалося інтерполяцією лінійної по температурі ділянки залежності $\rho_{ab}(T)$, як це показано на рис. 4). У той же час питомий електроопір в ab -площині для кристалів K1 і K2, при кімнатній температурі зріс від 155 до 209 і від 421 до 453 мкОм·см, а їх критичні температури знизилися від 92 до 90.8 і від 92.05 до 90.85 К, відповідно. При цьому ширина резистивного переходу в надпровідний стан ΔT_c значно збільшилася для обох зразків (від 0.3 і 0.5 до ≈ 1 К для K1 і K2, відповідно), а сам перехід придбав східчасту форму. Параметри досліджених зразків представлені в таблиці. Використовуючи літературні дані по залежності T_c від концентрації кисню можна зробити висновок про те, що його вміст у процесі витримки незначно (на 1–2 %) зменшився в обох кристалах і знаходиться в межах $\delta \leq 0.15$ [67]. Збільшення ширини резистивних переходів кристалів K1 і K2 свідчить про зниження ступеня однорідності досліджуваних зразків [3, 5], а ступінчаста форма, яка спостерігається після витримки – про появу ознак фазового розшарування в їх об'ємі. Останнє припущення підтверджується наявністю чітко вираженого додаткового піку на залежності $d\rho_{ab}/dT - T$ кристала K1 і ряду дрібніших піків на аналогічних залежності кристала K2. Згідно з [3], такі піки відповідають T_c різних фаз в об'ємі кристала.

Як впливає з отриманих результатів, відносна зміна резистивних параметрів в процесі старіння у бездомішкового кристала K1 була істотно більше, ніж у допованого алюмінієм кристала K2. Оскільки у всіх зразках вектор I був орієнтований паралельно ДМ, то ця відмінність не могла бути зумовлена підвищеною щільністю ДМ в кристалі з добавкою Al, що має меншу міждвійникову відстань. Спостережуване в процесі старіння збільшення ρ_{ab} ймовірно може бути викликано зменшенням щільності носіїв струму або появою ефективних центрів розсіювання, про що також свідчить зміна співвідношення $\rho_{ab}(300K) / \rho_{ab}(0K)$. Роль таких центрів може грати зростаюче число вакансій, що виникають у процесі тривалої витримки зразків в атмосфері повітря і підвищують ступінь нестехіометричності сполуки, ймовірно, в результаті часткової втрати кисню. При цьому, як зазначалося вище, у кристала K2 істотно збільшилася кількість піків на залежності $d\rho_{ab}(T)/dT$, що, можливо, свідчить про збільшення числа різних фазових включень (фаз-кластерів 1997 [68]) в об'ємі досліджуваного зразка.

Як відомо, домішки тривалентних іонів алюмінію, що має значно менший іонний радіус, ніж у

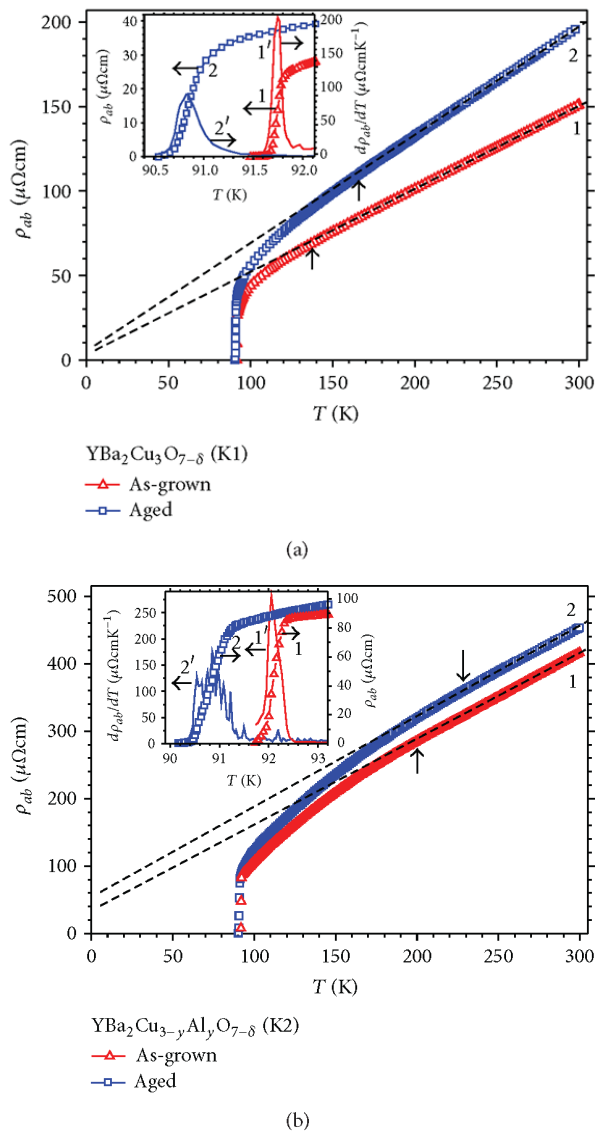


Рис. 4. Залежності $\rho_{ab}(T)$ для монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (a) і $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-y}\text{Al}_y\text{O}_{7-\delta}$ (b), до і після тривалого відпалу в повітрі, криві 1 і 2, відповідно. Стрілочки показують середньопольові температури переходу в псевдощільний режим, T^* . На вставках показані надпровідні переходи в $\rho_{ab} - T$ і $d\rho_{ab}/dT - T$ координатах для тих же зразків. Нумерація кривих на вставках відповідає нумерації на рисунку.

Fig. 4. Dependencies of $\rho_{ab}(T)$ for $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (a) and $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-y}\text{Al}_y\text{O}_{7-\delta}$ (b) single crystals, before and after long-term annealing in air, curves 1 and 2, respectively. The arrows show the mean field temperatures of the transition to the pseudogap regime, T^* . The insets show superconducting transitions in $\rho_{ab} - T$ and $d\rho_{ab}/dT - T$ coordinates for the same samples. The numbering of the curves in the insets corresponds to the numbering in the figure.

міді, є центрами дефектоутворення. При цьому атоми алюмінію можуть утворювати характерне для них октаедричне оточення з атомів кисню що, в свою чергу, може сприяти розпаду провідної підсистеми на кілька фаз з різними T_c .

Присутність таких фаз може проявлятися у вигляді сходинки на резистивних переходах в надпровідний стан (і відповідних піків в координатах $d\rho_{ab}/dT - T$) [3, 5], а також змінювати механізм протікання дифузійних процесів і, тим самим, ймовірно зменшуючи інтенсивність деоксигенації об'єму експериментального зразка.

2.2. Надлишкова провідність і псевдощільна аномалія

Як видно з рис. 4, при зниженні температури нижче деякого характерного значення T^* відбувається відхилення $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності, що свідчить про появу деякої надлишкової провідності, яка, згідно з сучасними уявленнями, обумовлена переходом до псевдощільного режиму (ПЩ) [69, 70, 57].

В даний час в літературних джерелах інтенсивно дискутуються два основні сценарії виникнення псевдощільної аномалії в ВТНП-системах. Згідно з першим, виникнення ПЩ пов'язане з флуктуаціями ближнього порядку «діелектричного» типу, що мають місце у недодопованих складах (див. наприклад огляд [69]). Другий сценарій передбачає формування куперовських пар вже при температурах істотно вище критичної $T^* \gg T_c$ із подальшим встановленням їх фазової когерентності при $T < T_c$ [70, 57].

Як видно з таблиці 1 і рис.4, тривалий відпал призводить до суттєвого звуження області лінійної залежності $\rho_{ab}(T)$ обох кристалів у порівнянні з вихідними зразками, а температура T^* зміщується в область високих температур на 54 К і 29 К для монокристалів K1 і K2, відповідно, що свідчить про відповідне розширення температурного інтервалу існування надлишкової провідності.

Температурна залежність надлишкової провідності зазвичай визначається з рівності:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0, \quad (5)$$

де $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ – провідність, обумовлена екстраполяцією лінійної ділянки в нульове значення температури, а $\sigma = \rho^{-1}$ – експериментально визначене значення провідності у нормальному стані.

Отримані експериментальні залежності $\Delta\sigma(T)$ представлені на рис. 5 в координатах $\ln\Delta\sigma - 1/T$. Видно, що в досить широкому температурному інтервалі ці залежності мають вигляд прямих, що відповідає їх опису експоненційною залежністю виду:

$$\Delta\sigma \sim \exp(\Delta^*_{ab}/T), \quad (6)$$

де Δ^*_{ab} – величина, що визначає деякий термоактиваційний процес через енергетичну щілину – «псевдощілину». Величина Δ^* , отримана з (6) для наших експериментальних зразків, приведена в таблиці 1. Видно, що тривалий відпал призводить до значного зниження абсолютного значення величини псевдощілини $\Delta^*_1/\Delta^*_2 \approx 1.34$ і $\Delta^*_1/\Delta^*_2 \approx 1.28$ для кристалів K1 і K2, відповідно.

Таблиця 1.

Резистивні параметри зразків до і після тривалого відпалювання.

Зразки		T_c, K	$\rho_{ab}(300), \mu\Omega \cdot cm$	T^*, K	Δ^*_{ab}, meV	ϵ_0	σ_{3D}	σ_{2D}	$\xi_c(0), \text{Å}$
K1	До відпалу	92	155	143	87.2	0.065	-0.509	-1.124	1.49
	Після відпалу	90.8	209	172	65.3	0.034	-0.512	-0.992	1.98
K2	До відпалу	92.05	421	199	58.1	0.157	-0.506	-0.990	2.32
	Після відпалу	90.85	453	228	45.5	0.188	-0.495	-1.017	2.54

2.3. Температурна залежність псевдощілини і БКШ-БЕК кросовер

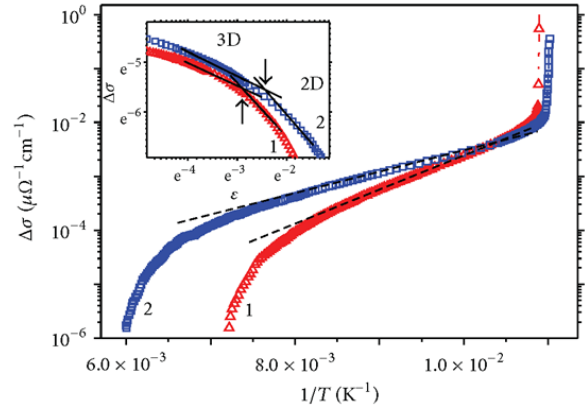
Серед теоретичних робіт, які відстоюють сценарій формування куперовських пар вже при температурах істотно вище критичної $T^* \gg T_c$ з подальшим встановленням їх фазової когерентності при $T < T_c$, слід зазначити теорію кросовера від механізму БКШ до механізму бозе-ейнштейнівської конденсації (БЕК) [56], в якій були отримані температурні залежності псевдощілини для випадку слабого і сильного паруння. У загальному вигляді ці залежності описуються рівнянням:

$$\Delta(T) = \Delta(0) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{T}{\Delta(0)}} \exp\left[-\frac{\Delta(0)}{T}\right] \left[1 + \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\sqrt{x_0^2 + 1} - 1}{T/\Delta(0)}}\right) \right], \quad (7)$$

де $x_0 = \mu/\Delta(0)$, μ – хімпотенціал системи носіїв; $\Delta(0)$ – величина енергетичної щілини при $T = 0$, а $\operatorname{erf}(x)$ – функція похибок.

У граничному випадку $x_0 \rightarrow \infty$ (слабого паруння) аналітичний вираз (7) набуває вигляду:

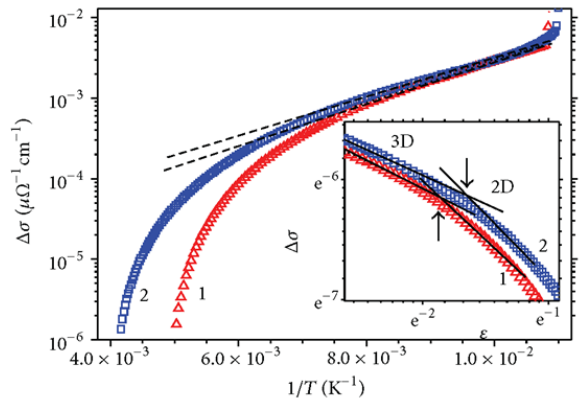
$$\Delta(T) = \Delta(0) - \Delta(0) \sqrt{2\pi\Delta(0)T} \exp\left[-\frac{\Delta(0)}{T}\right], \quad (8)$$



YBa₂Cu₃O_{7-δ} (K1)

▲ As-grown
■ Aged

(a)



YBa₂Cu_{3-y}Al_yO_{7-δ} (K2)

▲ As-grown
■ Aged

(b)

Рис. 5. Температурні залежності надлишкової провідності в ab -площині для монокристалів YBa₂Cu₃O_{7-δ} (a) і YBa₂Cu_{3-y}Al_yO_{7-δ} (b), до і після тривалого відпалу в повітрі, в координатах $\ln\Delta\sigma - 1/T$ і $\ln\Delta\sigma - \ln\epsilon$ (вставки). Нумерація кривих відповідає нумерації на рис. 4. Пунктирними лініями на рис. 5 показана апроксимація рівнянням (5), а прямими лініями - апроксимація з кутом нахилу $\operatorname{tg}\alpha_1 \approx -0.5$ (3D режим) і $\operatorname{tg}\alpha_2 \approx -1.0$ (2D режим). Стрілочками показані точки 2D-3D кросовера.

Fig. 5. Temperature dependences of excess conductivity in the ab -plane for YBa₂Cu₃O_{7-δ} (a) and YBa₂Cu_{3-y}Al_yO_{7-δ} (b) single crystals, before and after long-term annealing in air, in coordinates $\ln\Delta\sigma - 1/T$ and $\ln\Delta\sigma - \ln\epsilon$ (inset). The numbering of the curves corresponds to the numbering in fig. 4. Dashed lines in fig. 5 shows the approximation by equation (5), and the straight lines show the approximation with the tilt angle $\operatorname{tg}\alpha_1 \approx -0.5$ (3D mode) and $\operatorname{tg}\alpha_2 \approx -1.0$ (2D mode). Arrows indicate the 2D-3D crossover points.

добре відомого в теорії БКШ. У той же час для межі сильних взаємодій в 3-х мірному випадку ($x_0 < -1$) формула (8) переходить в:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \frac{8}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-x_0} \left(\frac{\Delta(0)}{T} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2(0)}}{T} \right]. \quad (9)$$

У той же час, як було показано в роботі [42], при досить високій точності вимірювань значення псевдощільності в широкому інтервалі температур можна визначити із залежностей $\rho_{ab}(T)$ (електроопір в базисній площині) при температурах нижче деякого характерного значення T^* (температури відкриття псевдощільності).

Експоненціальна залежність $\Delta\sigma(T)$ вже спостерігалася раніше на зразках $YBaCuO$. Як було відомо з літератури (див., наприклад [42, 71], апроксимація експериментальних даних може бути істотно розширена за допомогою введення співмножника $(1 - T/T^*)$. У цьому випадку надмірна провідність виявляється пропорційною щільності надпровідних носіїв $n_s \sim (1 - T/T^*)$ і обернено пропорційною числу пар $\sim \exp(-\Delta^*ab/kT)$, зруйнованих тепловим рухом:

$$\Delta\sigma \sim \left(1 - \frac{T}{T^*}\right) \exp\left(\frac{\Delta^*ab}{T}\right). \quad (10)$$

При цьому T^* розглядається як середньо-польова температура надпровідного переходу, а температурний інтервал $T_c < T < T^*$ в якому існує псевдощільний стан, визначається жорсткістю фази параметра порядку, який, у свою чергу, залежить від дефіциту кисню або концентрації допуючого елемента. Таким чином, використовуючи методику [42], з експериментальної кривої $\ln\Delta\sigma$ можна побудувати температурну залежність $\Delta^*_{ab}(T)$ аж до T^* .

На рис. 6 показані температурні залежності псевдощільності монокристалів допованих алюмінієм в наведених координатах $\Delta^*_{ab}(T)/\Delta_{\max} - T/T^*$ (Δ_{\max} – значення Δ^*_{ab} на плато оддалік від T^*) отримані при різному тиску.

Залежність $\Delta^*(T)/\Delta(0)$ від T/T^* , розраховані згідно (8), (9) в наближенні середнього поля в рамках теорії кросовера БКШ-БЕК [56, 57] для значень параметра кросовера $\mu/\Delta(0) = 10$ (межа БКШ), -2, -5, -10 (межа БЕК) показані на рис. 6 пунктирними лініями. Видно, що в міру зростання величини прикладеного тиску, відбувається зміщення експериментальних кривих від залежностей виду (9) до (8). Така поведінка якісно подібно еволюції залежностей $\Delta^*_{ab}(T)$, що спостерігалася для зразків

$ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Re = Y, Ho) при зниженні ступеня кисневої стехіометрії. Це побічно підтверджує висунуте раніше припущення про часткову втрату кисню в обсязі експериментального зразка в процесі тривалої витримки в атмосфері повітря.

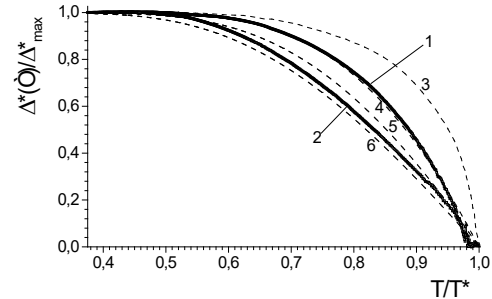


Рис. 6. Температурна залежність ПЩ для монокристала $YBa_2Cu_{3-y}Al_xO_{7-\delta}$ в координатах $\Delta^*(T)/\Delta_{\max} - T/T^*$, де Δ_{\max} – величина Δ^* на плато вдалині від T^* . Нумерація кривих відповідає рис. 4. Пунктирними лініями показані залежності $\Delta^*(T)/\Delta(0) - T/T^*$ розраховані згідно [72] для величини параметра кросовера $\mu/\Delta(0) = 10$ (межа БКШ, крива 3) і $\mu/\Delta(0) = -2, -5, -10$ (межа БЕК, криві 4–6).

Fig. 6. Temperature dependence of the PC for the $YBa_2Cu_{3-y}Al_xO_{7-\delta}$, single crystal, in the coordinates $\Delta^*(T)/\Delta_{\max} - T/T^*$, where Δ_{\max} is the value of Δ^* on the plateau at a distance from T^* . The numbering of the curves corresponds to fig. 4. Dotted lines show the dependences $\Delta^*(T)/\Delta(0) - T/T^*$ calculated according to [72] for the value of the crossover parameter $\mu/\Delta(0) = 10$ (BKSH limit, curve 3) and $\mu/\Delta(0) = -2, -5, -10$ (BEC limit, curves 4–6).

2.4. Флуктуаційна парaproвідність і 2D-3D кросовер

Як впливає з рис. 5, в міру наближення до T_c відбувається різке зростання величини $\Delta\sigma$. З теорії [73] відомо, що поблизу T_c надлишкова провідність зумовлена процесами флуктуаційного парування носіїв, внесок яких в провідність при $T > T_c$ для двох (2D) і тривимірного (3D) випадків визначається ступеневими залежностями виду:

$$\Delta\sigma_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}, \quad (11)$$

$$\Delta\sigma_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar \xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (12)$$

де $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$, e – заряд електрона, $\xi_c(0)$ –

довжина когерентності вздовж осі c при $T \rightarrow 0$ і d – характерний розмір двовимірного шару. У нашому випадку T_c , визначалася в точці максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ в області надпровідного переходу (вставки до рис. 4).

На відповідних вставках до рис. 5 представлені температурні залежності $\Delta\sigma(T)$ в координатах $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$. Видно, що поблизу T_c ці залежності задовільно апроксимуються прямими з кутом нахилу $\text{tg}\alpha_1 \approx -0.5$, відповідним показником ступеня $-1/2$ в рівнянні (11), 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 розмірності флуктуаційної провідності. Як випливає з (11) і (12), в точці 2D-3D кросовера:

$$\xi_c(0)\varepsilon_0^{-1/2} = d/2. \quad (13)$$

У цьому випадку, визначивши значення ε_0 і використовуючи літературні дані про залежність міжплощинної відстані від δ [19] ($d \approx 11.7 \text{ \AA}$), можна обчислити значення $\xi_c(0)$. Проведені розрахунки показали, що в процесі старіння, відбувається зміна величини довжини когерентності від $\xi_c(0) = 1.49 \text{ \AA}$ до $\xi_c(0) = 1.98 \text{ \AA}$ у кристала К1 і від $\xi_c(0) = 2.32 \text{ \AA}$ до $\xi_c(0) = 2.54 \text{ \AA}$ у кристала К2, а також значно зміщується по температурі точка 3D-2D кросовера (таблиця і рис. 5).

2.5. Еволюція електроопору бездомішкових монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у процесі тривалого старіння

Використання різних технологічних пристроїв на основі ВТНП вимагають вивчення питання про стійкість їх електрофізичних характеристик протягом тривалого часу експлуатації. Крім того, мікроскопічний механізм високотемпературної надпровідності досі залишається нез'ясованим [25]. Тому дослідження зміни електротранспортних параметрів високотемпературних надпровідників в процесі їх старіння є актуальною фундаментальною та прикладною задачею сучасної фізики твердого тіла [64]. Зокрема, ключем до розуміння природи ВТНП можуть виявитися їх властивості не тільки в надпровідному, але і в нормальному стані [25, 74]. До їх числа можна віднести виникнення в ВТНП-сполуках флуктуаційної провідності в широкій області температур [75, 76], переходів виду метал - діелектрик [77], некогерентного електротранспорту [78, 79] та ряду інших цікавих явищ [25]. При цьому, надзвичайно цікавим видається

вивчення впливу тривалого відпалу при кімнатній температурі в повітрі [64, 80–82] на перераховані вище електротранспортні особливості ВТНП-зразків.

Найбільш затребуваними є ВТНП-сполуки системи $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що обумовлено одразу декількома причинами. По-перше, ці сполуки мають критичну температуру $T_c = 90 \text{ K}$, що перевищує температуру кипіння рідкого азоту [83]. По-друге, присутність у системі 1-2-3 лабільного кисню сприяє виникненню в системі процесів структурної релаксації. Це дозволяє контрольованим чином впливати на їх електротранспортні характеристики. Слід зазначити, що, незважаючи на надзвичайно велику кількість робіт з вивчення електротранспорту в ВТНП (див., напр. [25, 64, 74–77]), накопичених за ці роки, лише невелика їх частина [64, 80–82] була присвячена впливу тривалого відпалу в повітрі. При цьому отримані експериментальні дані найчастіше є досить суперечливими. Певну роль при цьому відіграє той факт, що накопичений експериментальний матеріал був отриманий на зразках з дуже різною технологічною передісторією (плівкових, керамічних, текстурованих, і т.д.) [80–84]. Додаткові труднощі у сполуках 1-2-3 виникають через наявність у системі протяжних плоских дефектів – меж двійникування (ДМ) [79, 84, 85], визначення вкладу яких в процеси розсіювання носіїв струму найчастіше наштовхується на певні експериментальні труднощі.

У цьому підрозділі наведені результати дослідження впливу тривалого старіння при кімнатній температурі (до 17 років) на провідність в ab -площині оптимально допованих киснем монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ високою критичною температурою $T_c = 90 \text{ K}$

Монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вирощували в золотом тиглі за розчин-розплавною технологією, докладно описаною в першому розділі. Електроопір в ab -площині вимірювали за стандартною 4-х контактною методикою на постійному струмі до 10мА. Температуру зразка визначали платиновим терморезистором. Перші (тестові) вимірювання електроопору в базисній ab -площині були проведені безпосередньо після вилучення кристала з розплаву і насичення киснем до оптимального значення ($\delta \leq 0.1$). Після цього кристал зберігали в скляному контейнері аж до повторного проведення вимірювань, які були проведені через 6 і 17 років.

Температурні залежності питомого електроопору в ab -площині, $\rho_{ab}(T)$, виміряні до і після тривалого старіння зразка при кімнатній температурі в повітрі, показані на рис. 7. Видно, що на залежностях $\rho_{ab}(T)$, зберігається досить протяжна лінійна ділянка, однак відхилення від лінійної залежності в процесі тривалого відпалу в повітрі істотно зміщується в область високих

температур.

Резистивні переходи в надпровідний стан показані на рис. 8. в координатах $d\rho_{ab}(T)/dT - T$. У початковому стані спостерігається 1 надпровідна фаза (1 максимум $d\rho_{ab}/dT$), після 6 років старіння цей максимум розширюється, що свідчить про зниження ступеня однорідності надпровідної фази [68], і після 17 років старіння видно 3 максимуми $d\rho_{ab}/dT$, тобто 3 надпровідні фази, які відрізняються, очевидно, величиною відхилення від кисневої стехіометрії. Таким чином, старіння призводить до фазового розшарування зразка, причому високотемпературні фази трохи шунтують одна одну, тобто ці фази мають макроскопічні розміри (співмірні з розмірами зразка) і розташовані послідовно. Ширина максимумів $d\rho_{ab}/dT$, тобто ширина переходу в надпровідний стан, ΔT_c , при тривалому старінні значно збільшилася, що означає погіршення однорідності всередині фаз. У таблиці 2 наведені величини T_c , ΔT_c і обчислені з [87, 88] значення кисневого дефіциту, δ . З табл. 2 і рис. 8 видно, що фаза з $0.33 < \delta < 0.45$ ($\langle \delta \rangle \approx 0.04$) присутня постійно і її можна вважати основною, але після 17 років старіння з'являються фази з більшим і меншим значеннями δ .

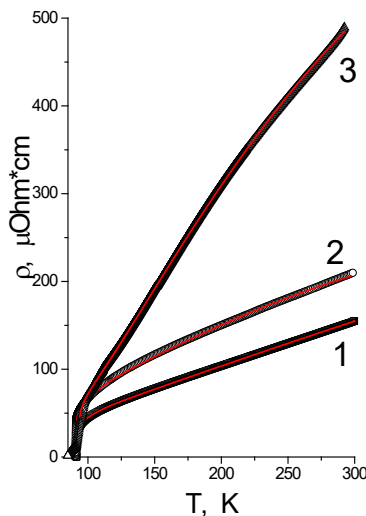


Рис. 7. Температурні залежності питомого електроопору в аб-площині оптимально допованих монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: 1 – початковий стан; 2 – через 6 років; 3 – через 17 років. Точки – експеримент, лінії – підгонка по (14) – (15).

Fig. 7. Temperature dependence of specific electrical resistance in the ab-plane of optimally doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals: 1 – initial state; 2 – after 6 years; 3 – after 17 years. Points – experiment, lines – fitting according to (14) – (15).

Температурні залежності опору, $\rho_{ab}(T)$ в нормальному стані (рис. 7.) мають металевий характер. Тому їх можна аналізувати в термінах розсіювання електронів на фонах і дефектах структури з урахуванням флуктуаційної провідності поблизу T_c [75, 76].

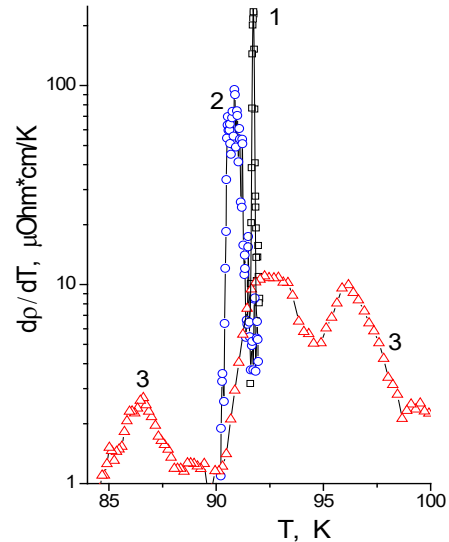


Рис. 8. Температурні залежності похідних $d\rho_{ab}/dT$ монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в області надпровідного переходу: 1 – початковий стан; 2 – через 6 років; 3 – через 17 років.

Fig. 8. Temperature dependences of $d\rho_{ab}/dT$ derivatives of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals in the region of the superconducting transition: 1 – initial state; 2 – after 6 years; 3 – after 17 years.

Таблиця 2.

Параметри надпровідного переходу в залежності від часу старіння.

	Початковий стан	6 років відпалу	17 років відпалу
T_c, K	91.73	90.84	96.10
			92.71
			86.47
δ	0.039	0.045	0.012
			0.033
			0.072
$\Delta T_c, \text{K}$	0.1	0.7	2.9
			3.0
			3.7

Ми апроксимували температурні залежності

опору досліджених монокристалів в інтервалі $T_c - 300$ К виразом, що враховує міжзонне розсіювання електронів на фононах [89], дефектах, а також флуктуаційну провідність в 3D-моделі Асламазова-Ларкіна. Загальний вираз для провідності має вигляд:

$$\sigma = \rho_N^{-1} + \Delta\sigma_{AL}; \rho_N = (\rho_0 + \rho_3) \cdot (1 + b_0 T^2), \quad (14)$$

$$\rho_3 = C_3 \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\theta/T} \frac{x^n e^x}{(e^x - 1)^2} dx.$$

Тут ρ_0 – залишковий опір, що характеризує розсіювання на дефектах; ρ_3 – вклад в опір за рахунок міжзонного розсіювання електронів на фононах; θ – температура Дебая; b_0 залежить від форми кривої щільності електронних станів, ефективних мас носіїв струму та енергії Фермі [90, 91]:

$$\Delta\sigma_{AL} = \frac{e^2}{16\hbar\xi_c(0)\sqrt{2\varepsilon_0 \sin h\left(\frac{2\varepsilon}{\varepsilon_0}\right)}}. \quad (15)$$

Такий вираз для флуктуаційної провідності вибрано для обмеження області її впливу [92], $\varepsilon = \ln(T/T_c)$ – приведена температура, T_c – критична температура, $T > T_c$, $\xi_c(0)$ – поперечна довжина когерентності, ε_0 визначає температурний інтервал надпровідних флуктуацій - $\varepsilon_0 = \ln(T^*/T_c)$, T^* – характеристична температура, яка визначає разом з $\xi_c(0)$ – колапс надпровідних флуктуацій.

Оптимальний набір підгінних параметрів, що забезпечує мінімальну середню по інтервалу $T_c - 300$ К похибку, наведено в таблиці 3. Відзначимо, що похідні, $d\rho/dT$, обчислені з (14) та (15), адекватно апроксимують поведінку $d\rho/dT$, обчислених з експериментальних даних.

Апроксимуючи криві зображені на рис. 7 суцільними лініями.

Зазначимо, що після 17 років старіння зразок містить 3 фази, а співвідношення (14) та (15) застосовні до однорідного провідника. Проте, враховуючи, що фази відрізняються у першу чергу вмістом кисню, а це відміна невелика (див. табл. 2), ми вважаємо використання апроксимації (14) – (15) для підгонки опору 3-фазного зразка досить коректним. У цьому випадку ми проводили підгонку, використовуючи по черзі всі три значення T_c . Обидва високотемпературних значення T_c (96.10 і 92.71 К) дали дуже близькі підгінні параметри (див. табл. 2) і малу похибку, в той час як використання $T_c = 86.47$ К призвело до значного збільшення похибки і появи неправдоподібних значень надпровідних

характеристик. Ці параметри в табл. 3 не наведено.

З табл. 3 видно, що при старінні зміна параметрів, пов'язаних з розсіюванням електронів (ρ_0 , c_3 і b_0), є значною.

Таблиця 3.

Підгоночні параметри для різних часів старіння.

	Початковий стан	6 років старіння	17 років старіння		Загальні зміни
T_c , К	91.73	90.84	96.10	92.71	
ρ_0 , $\mu\Omega\text{cm}$	33.1	48.0	7.05	10.2	зменшилася ~ 5 разів
C_3 , $\mu\Omega\text{cm}$	476	742	2213	2216	збільшилася ~ 5 разів
θ , К	520	512	513	513	+1.3%
$b_0 \cdot 10^6$, T^{-2}	0	-1.56	-1.49	-1.60	
ΔT , К	9	19	23	22	збільшилася ~ 2.5 рази
$\xi_c(0)$, Å	1.2	1.6	1.7	1.3	~0
Похибка, %	1	2	0.6	0.6	

Порівняння табл. 2 і 3 показує, що, незважаючи на погіршення однорідності всередині фаз (ширини максимумів $d\rho_{ab}/dT$ монотонно збільшуються), ρ_0 , пройшовши максимум, значно зменшилася. Тому можна припустити, що фази мають кластерну структуру і, у міру старіння, відмінність надпровідних характеристик кластерів збільшується, але дефектність самих кластерів зменшується, тобто макроскопічна однорідність погіршується, а мікроскопічна – поліпшується.

Параметр c_3 монотонно зростає при старінні. Параметр b_0 відчуває стрибок в області часів старіння 0–6 років (табл. 3). Ці параметри визначаються електронною структурою зразка. $C_3 \propto N_d(E_F) N_d(E_F)$ – густина станів електронів на рівні Фермі; E_F – енергія Фермі [89], b_0 залежить, головним чином, від величин

$$\left[\frac{1}{N} \frac{dN}{dE}\right]_{E_F} \text{ і } \left[\frac{1}{N} \frac{d^2N}{dE^2}\right]_{E_F}$$

[90, 91]. Зміна цих параметрів пов'язана, очевидно, зі зміною електронної структури кластерів при старінні.

Температура Дебая, θ , узгоджується з літературними даними [94, 95]; значення цього параметра дещо зменшується в області 0–6 років і далі залишається постійною, тобто можна вважати, що параметри решітки та міжатомна взаємодія при старінні змінюються незначно.

Що стосується параметрів флуктуаційної провідності, то поперечна довжина когерентності, $\xi_c(0)$, залишається постійною (~ 1.5 Å), а область існування флуктуаційної провідності розширюється

від $0.1 T_c$ до $0.2 T_c$.

Кореляція між T_c і θ описується формулою Макміллана:

$$T_c = \frac{\theta}{1.45} \exp \left[\frac{-1.04(1 + \lambda)}{\lambda - \mu^*(1 + 0.62\lambda)} \right]. \quad (16)$$

Тут λ – константа електрон-фононої взаємодії, яка залежить від параметрів електронного та фононного спектра надпровідника: $\lambda = N(E_F) < I^2(k - k') > (M\theta^2)$, де $N(E_F)$ – густина станів на рівні Фермі, $\langle I^2 \rangle$ – усереднений по поверхні Фермі квадрат матричного елемента електрон-фононої взаємодії, M – маса іона, μ^* – екранований кулонівський псевдопотенціал, що характеризує відштовхування електронів.

Використовуючи дані табл. 3, можна отримати при $\mu^* \approx 0$ $\lambda \approx 3-4$. Збільшення μ^* призводить до збільшення λ . В [93] зазначено, що формула Макміллана цілком коректна тільки при $\lambda \leq 1$, тому з викладеного можна зробити лише якісний висновок про сильну електрон-фононну взаємодію в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, яка практично не змінюється при старінні зразка

ВИСНОВКИ

На закінчення коротко підсумуємо основні результати, отримані в цій роботі. Тривала витримка в атмосфері повітря оптимально допованих киснем монокристалів YBaCuO призводить до часткової деградації провідних властивостей і появи ефективних центрів розсіювання носіїв струму. Внесення домішок алюмінію сприяє частковому уповільненню деградації провідних властивостей, в процесі старіння експериментальних зразків. Надлишкова провідність $\Delta\sigma(T)$ чистих і допованих алюмінієм монокристалів YBaCuO в широкому інтервалі температур $T_f < T < T^*$ підпорядковується експоненційній температурній залежності, а в разі наближення до T_c – задовільно описується в рамках теоретичної моделі Асламазова-Ларкіна. При цьому їх тривалий відпал в атмосфері повітря сприяє значному розширенню температурного інтервалу реалізації псевдоціліного стану в ab -площині, тим самим звужуючи лінійну ділянку залежності $\rho_{ab}(T)$. У процесі старіння також з'являються ознаки фазового розшарування в обсязі експериментальних зразків, які проявляються в наявності додаткових піків на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ в області надпровідного переходу.

Проведені дослідження дозволяють зробити наступні висновки. Тривале старіння (17 років) оптимально допованого монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в повітрі при кімнатній температурі призвело до розпаду

зразка на фази з різними температурами переходу в надпровідний стан, як вище, так і нижче початкової. Ширини надпровідних переходів у цих фазах значно збільшилися при старінні.

Після тривалого старіння температурні залежності опору в шарі зберегли свій металевий характер. Апроксимація цих залежностей на основі врахування розсіювання електронів на фонах і дефектах, а також флуктуаційної провідності в 3D-моделі Асламазова-Ларкіна показала значні зміни характеристик розсіювання при старінні, в той час як температура Дебая змінилася слабо, а поперечна довжина когерентності залишилася практично постійною.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. J.G Bednorz, K.A. Muller. Z. Phys. B., 64, 2, 189 (1986). <https://doi.org/10.1007/BF01303701>
2. J.D. Jorgensen, S. Pei, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, B.W. Veal. Physica C., 167, 5–6, 571 (1990). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(90\)90676-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(90)90676-6)
3. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, V.I. Beletskii, A. Chronos. Physica C., 469, 203 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2009.01.011>
4. S. Sadewasser, J. S. Schilling, A.P. Paulikas, B.W. Veal. Physical Review B., 61, 1, 741 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.741>
5. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Y. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chronos. Physica B., 422, 33 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2013.04.032>
6. Z. Li, H. Wang, N. Yang, X. Jin, L. Shen. Journal of the Chinese Ceramic Society, 18, 6. 555 (1990). <https://doi.org/10.1155/2013/931726>
7. B. Martinez, F. Sandiumenge, S. Pinol, N. Vilalta, J. Fontcuberta, X. Obradors. Applied Physics Letters, 66, 772 (1995). <https://doi.org/10.1063/1.114089>
8. K. Schlesier, H. Huhtinen, S. Granroth, P. Paturi. Journal of Physics, 234, 1 (2010). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/234/1/012036>
9. Q.-R. Feng, X. Zhu, S.-Q. Feng, H. Zhang, and Z.-Z. Gan. Superconductor Science and Technology, 6, 10, 715 (1993). <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.118.1047>
10. T. Kemin, H. Meisheng, W. Yening. J. Phys. Condens. Matter, 1, 6. 1049 (1989). <https://doi.org/10.1088/0953-8984/1/6/002>
11. G. Lacauc, R. Hermann, G. Kaestener. 192, 207 (1992). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.14636>
12. V.M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov. Supercond. Sci. Technol, 5, 707 (1992).
13. P.H. Kes. Proceedings of the Los Alamos Symposium “Phenomenology and Application of HTSC”, Los Alamos, NM, 22 (1991).
14. W. Gawalek, W. Schueppel, R. Hergt. Supercond. Sci. Technol, 5, 407 (1992).

15. В.В. Квардаков, В.А. Соменков, С.Ш. Шильштейн. СФХТ, 5 (4), 630, (1992).
16. V. Selvamanickam, M. Mironova. S. Son., 208, 238 (1993).
17. G. Roth, G. Heger, P. Schweiss. Zh. Physica. 152, 4, (1988). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(88\)90091-3](https://doi.org/10.1016/0921-4534(88)90091-3)
18. G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, A.P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, Mitros C., G. Kallias, E. Gamari-Seale, D. Niarchos. Physica C., 254, 44 (1995).
19. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Magnetic and superconducting materials, World Scientific, A, 499 (1999). https://doi.org/10.1142/9789812793676_0063
20. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Phys. Rev. B., 64, 9, 92513 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.092513>
21. M.A. Obolensky, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, A.A. Prodan. LTP, 23, 11, 1178 (1997). <https://doi.org/10.1063/1.593496>
22. М.О. Оболенский, О.В. Бондаренко, В.І. Білецький, О.В. Самойлов, М.ель-Сїдаві, Д. Ніархос, М. Пісас, Г. Каліас, А.Г. Сїваков., Функціональні матеріали 2, 4, 409 (1995).
23. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.I. Chroneos. J Mater Sci: Mater in Electron., 18, 811 (2007). <https://doi.org/10.1007/s10854-006-9086-3>
24. M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, N.N. Chebotaev. LTP, 32, 6, 805 (2006). <https://doi.org/10.1063/1.2215373>
25. J. Ashkenazi. J. Supercond. Nov. Magn., 24,1281 (2011). <https://doi.org/10.1007/s10948-010-0823-8>
26. І.В.Александров. Листи в ЖЕТФ, 48, 8, 449 (1988).
27. R.B. Van Dover, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak et al. Phys. Rev. B., 39, 2932 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.2932>
28. Д.М. Гінзберг. Фізичні властивості високотемпературних надпровідників, Вища школа, К. (1991), 543 с.
29. A. Kebede. Phys. Rev. B., 40, 4453 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.4453>
30. H.B. Radousky. J.Mater. Res., 7, 7. 1960 (1992). <https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1917>
31. V.V. Moshchalkov, I.G. Muttik, N.A. Samarin. LTP, 14, 9, 1003 (1988).
32. M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko. Functional Materials, 13, 196 (2006).
33. O.L. Solovyov, H.-U. Habermeier, T. Haage. LTP, 28, 1, 98 (2002). <https://doi.org/10.1063/1.1449180>
34. O.L. Solovyov, H.-U. Habermeier, T. Haage. LTP, 28, 2, 206 (2002). <https://doi.org/10.1063/1.1461921>
35. Ferreira L. Mendonca, P. Pureur, H.A. Borges, P. Lejay. Phys. Rev. B., 69, 212505 (2004). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.212505>
36. J.B. Bieri, K. Maki, R.S. Thompson. Phys. Rev. B., 44, 9, 4709 (1991). <https://doi.org/10.1103/physrevb.44.4709>
37. W.E. Lawrence, S. Doniach. Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, Japan, edited by E. Kanda, Keigaku, Tokyo, 361 (1970).
38. А.А. Варламов, Д.В. Ливанов. ЖЕТФ, 98, 2(8), 584 (1990).
39. L. Reggani, R. Vaglio, A.A. Varlamov. Phys. Rev. B., 44, 17, 9541 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.9541>
40. P. Pureur, Costa R. Menegotto, R. Rodrigues, J. Schaf Jr., J.V. Kunzler. Phys. Rev. B., 47, 11420 (1993). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(94\)92191-1](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)92191-1)
41. Л.Г. Асламазов, А.І. Ларкін. ФТТ, 10, 4, 1104 (1968).
42. Д.Д. Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков. ФТТ, 45, 7, 1168 (2003).
43. М.В. Садовський. УФН, 171, 5, 539 (2001).
44. V.M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler, P. Delsing, T. Claeson. Phys. Rev. Lett, 84, 25, 5860 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5860>
45. V.M. Krasnov, A.E. Kovalev, A. Yurgens, D. Winkler. Phys. Rev. Lett., 86, 12, 2657 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.2657>
46. B. Fauqué, Y. Sidis, V. Hinkov, S. Pailhès, C.T. Lin, X. Chaud, P. Bourges. Phys. Rev. Lett., 96, 19, 197001 (1-4) (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.197001>
47. A.V. Puchkov, P. Fournier, D.N. Basov, T. Timusk, A. Kapitulnik, N.N. Kolesnikov. Phys. Rev. Lett., 77, 3212 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3212>
48. T. Startseva, T. Timusk, A.V. Puchkov, D.N. Basov, H.A. Mook, M. Okuya, T. Kimura, K. Kishio. Phys. Rev. B., 59, 7184 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.7184>
49. K. Gorny, O.M. Vyaselev, J.A. Martindale et al. Phys. Rev. Lett., 82, 1, 177 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.177>
50. T. Tohyama, S. Maekawa. Phys. Rev. B., 49, 3596 (1994). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.3596>
51. D.S. Dessau, Z.-X. Shen, D.M. King et al. Phys. Rev., 71, 17, 2781 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.2781>
52. P. Pieri, G.C. Strinati, D. Moroni. Phys. Rev. Lett., 89, 12, 127003 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.127003>
53. E.Z. Kuchinskii, I.A. Nekrasov, M.V. Sadovskii. ZhETF Letters., 82, 4, 217 (2005). <https://doi.org/10.1134/1.2121814>
54. C.M. Varma. Cond. mat., 0507214 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.155113>
55. J.K. Srivastava. Cond. mat., 0504245 (2005). <https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/0504245>
56. E. Babaev, H. Kleinert. Cond. mat., 9804206 (1998). <https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/9804206>
57. E. Babaev, H. Kleinert. Phys. Rev. B., 59, 12083 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.12083>
58. Cheng Gu Zheng, Yu Weng Zheng. Phys. Rev. B., 72, 104520 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.104520>
59. P.W. Anderson. The Theory of Superconductivity in the High Cuprates, Princeton Univ. Press, Princeton NJ., (1997), 352 p.
60. P.W. Anderson, Z. Zou. Phys. Rev. Lett., 60, 2, 132 (1988). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.132>
61. L.A. Boyarsky, S.P. Gabuda, S.G. Kozlova. LTP, 31, 3-4, 405 (2005). <https://doi.org/10.1063/1.1884434>
62. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilo, A. Chroneos, V.M. Pinto Simoes. Journal of Alloys and Compounds., 464, 1-2, 594 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2007.10.040>
63. M.Z. Cieplak, G. Xiao, C.L. Chien A. Bakhshai, D. Artymowicz, W. Bryden, J.K. Stalick, J.J. Rhyne. Physical Review B., 42, 10, 6200 (1990). <https://doi.org/10.1103/physrevb.42.6200>
64. D. A. Lotnyk, R. V Vovk, M. A. Obolenskii et al. Journal of Low Temperature Physics. 161, 3-4, 387 (2010).

<https://doi.org/10.1007/s10909-010-0198-z>

65. B. Oh, K. Char, A.D. Kent et al. *Physical Review B*, 37, 13, 7861 (1988). <https://doi.org/10.1103/physrevb.37.7861>
66. A.V. Bondarenko, V.A. Shklovskij, M.A. Obolenskii et al. *Physical Review B*, 58, 5 2445 (1998). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.2445>
67. P. Schleger, W. Hardy, B. Yang. *Physica C*, 176, 261 (1991).
68. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy et al. *Journal of Alloys and Compounds*, 453, 1-2, 69 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2006.11.169>
69. M.V. Sadovskii, I.A. Nekrasov, E.Z. Kuchinskii, T. Pruschke, V.I. Anisimov. *Physical Review B*, 72, 15, (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.155105>
70. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, D.A. Lotnyk, K. A. Kotvitskaya. *Physica B*, 404, 20, 3516 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2009.05.047>
71. R.V. Vovk, A.A. Zavgorodniy, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, V.M. Pinto Simoes. *Modern Physics Letters B*, 24, 22, 2295 (2010). <https://doi.org/10.1142/S0217984910024675>
72. A.I. Belyaeva, S.V. Voitsenya, V.P. Yuriyev, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko. *Solid State Commun.*, 85, 5, 427 (1993). [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(93\)90694-I](https://doi.org/10.1016/0038-1098(93)90694-I)
73. L.G. Aslamosov, A.I. Larkin. *Physics Letters A*, 26, 6, 238 (1968). [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(68\)90623-3](https://doi.org/10.1016/0375-9601(68)90623-3)
74. R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Shekhovtsov, I.L. Goulatis, A. Chroneos. *Supercond. Sci. Technol.*, 26, 8, (2013). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/26/8/085017>
75. A.L. Solovjov, M.A. Tkachenko, R.V. Vovk, A. Chroneos. *Physica C*, 501, 24 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2014.03.004>
76. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos. *Physica B*, 436, 88 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2013.11.056>
77. G.A. Levin, T. Stein, C.C. Almasan et al. *Phys. Rev. Lett.*, 80, 841 (1998). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.841>
78. P.W. Anderson. *Phys. Rev. Lett.*, 67, 2092 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2092>
79. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, A.I. Chroneos. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.*, 20, 858 (2009). <https://doi.org/10.1007/s10854-008-9806-y>
80. Z. Li, H. Wang, N. Yang, X. Jin, L. Shen. *Journal of the Chinese Ceramic Society*, 18, 6, 555 (1990). <https://doi.org/10.3390/coatings13091610>
81. K. Schlesier, H. Huhtinen, S. Granroth, P. Paturi. *Journal of Physics*, 234, 1, (2010). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/234/1/012036>
82. B. Martinez, F. Sandiumenge, S. Pinol, N. Vilalta, J. Fontcuberta, X. Obradors. *Applied Physics Letters*, 66, 772 (1995). <https://doi.org/10.1063/1.114089>
83. M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, C.W. Chu. *Phys. Rev. Lett.*, 58, 9, 908 (1987). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.908>
84. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, T.R. Arouri. *Low Temperature Physics*, 27, 5, 339 (2001). <https://doi.org/10.1063/1.1374717>
85. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, A. Chroneos, E.V. Biletskiy. *J. Alloys Compd.*, 485, 121 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2009.05.132>
86. G. Lacayo, G. Kastner, and R. Hermann. *Physica C*, 192, 1–

2, 207 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90762-2](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90762-2)

87. M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, A.A. Prodan. *Low Temp. Phys.* 23, 882 (1997). <https://doi.org/10.1063/1.593496>
88. K. Schlesier, H. Huhtinen, S. Granroth, P. Paturi. *Journal of Physics*, 234, 1, (2010). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/234/1/012036>
89. L. Colquitt. *J. Appl. Phys.*, 36, 2454 (1965).
90. T. Aisaka, M.J. Shimizu. *Phys. Soc. Jpn.*, 28, 646 (1970). <https://doi.org/10.1143/JPSJ.28.646>
91. E.A. Жураковський, В.Ф. Немченко. Кінетичні властивості та електронна структура фаз впровадження “Наукова думка”, К. (1989), 303 с.
92. B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, J. P. Contour. *Phys. Rev. Lett.*, 87, 197007 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.197007>
93. M.R. Presland et al. *Physica C*, 176, 95 (1991). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(91\)90700-9](https://doi.org/10.1016/0921-4534(91)90700-9)
94. B.W. Veal, H. You, A.P. Paulikas et al. *Phys. Rev. B*, 42, 4770 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.4770>
95. K. Widder, A. Zibold, M. Merz et al. *Physica C*, 232, 12, 82 (1994). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(94\)90296-8](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)90296-8)

REFERENCES

1. J.G. Bednorz, K.A. Muller. *Z. Phys. B*, 64, 2, 189 (1986). <https://doi.org/10.1007/BF01303701>
2. J.D. Jorgensen, S. Pei, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, B.W. Veal. *Physica C*, 167, 5–6, 571 (1990). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(90\)90676-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(90)90676-6)
3. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, V.I. Beletskii, A. Chroneos. *Physica C*, 469, 203 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2009.01.011>
4. S. Sadewasser, J. S. Schilling, A.P. Paulikas, B.W. Veal. *Physical Review B*, 61, 1, 741 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.741>
5. R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Y. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos. *Physica B*, 422, 33 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2013.04.032>
6. Z. Li, H. Wang, N. Yang, X. Jin, L. Shen. *Journal of the Chinese Ceramic Society*, 18, 6. 555 (1990). <https://doi.org/10.1155/2013/931726>
7. B. Martinez, F. Sandiumenge, S. Pinol, N. Vilalta, J. Fontcuberta, X. Obradors. *Applied Physics Letters*, 66, 772 (1995). <https://doi.org/10.1063/1.114089>
8. K. Schlesier, H. Huhtinen, S. Granroth, P. Paturi. *Journal of Physics*, 234, 1 (2010). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/234/1/012036>
9. Q.-R. Feng, X. Zhu, S.-Q. Feng, H. Zhang, and Z.-Z. Gan. *Superconductor Science and Technology*, 6, 10, 715 (1993). <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.118.1047>
10. T. Kemm, H. Meisheng, W. Yening. *J. Phys. Condens. Matter*, 1, 6. 1049 (1989). <https://doi.org/10.1088/0953-8984/1/6/002>
11. G. Lacayo, R. Hermann, G. Kaestener. 192, 207 (1992). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.14636>
12. V.M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov. *Supercond. Sci. Technol*, 5, 707 (1992).
13. P.H. Kes. *Proceedings of the Los Alamos Symposium “Phenomenology and Application of HTSC”*, Los Alamos, NM, 22 (1991).

14. W. Gawalek, W. Schueppel, R. Hergt. *Supercond. Sci. Technol.*, 5,407 (1992).
15. V.V. Kvardakov, V.A. Somenkov, S.Sh. Shilshstein., 5 (4), 630. (1992) (in Russian).
16. V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son., 208, 238 (1993).
17. G. Roth, G. Heger, P. Schweiss. *Zh. Physica*. 152, 4, (1988). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(88\)90091-3](https://doi.org/10.1016/0921-4534(88)90091-3)
18. G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, A.P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, Mitros C., G. Kallias, E. Gamari-Seale, D. Niarchos. *Physica C.*, 254, 44 (1995).
19. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. *Magnetic and superconducting materials*, World Scientific, A, 499, (1999). https://doi.org/10.1142/9789812793676_0063
20. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. *Phys. Rev. B.*, 64, 9, 92513 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.092513>
21. M.A. Obolensky, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, A.A. Prodan. *LTP*, 23, 11, 1178 (1997). <https://doi.org/10.1063/1.593496>
22. M.O. Obolensky, O.V. Bondarenko, V.I. Biletsky, O.V. Samoilo, M.el-Siidavy, D. Niarchos, M. Pisas, G. Kaliyas, A.G. Sivakov. *Functional materials*. 2, 4, 409 (1995) (in Ukrainian).
23. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.I. Chronos. *J Mater Sci: Mater in Electron.*, 18, 811 (2007). <https://doi.org/10.1007/s10854-006-9086-3>
24. M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, N.N. Chebotaev. *LTP*, 32, 6, 805 (2006). <https://doi.org/10.1063/1.2215373>
25. J. Ashkenazi. *J. Supercond. Nov. Magn.*, 24, 1281 (2011). <https://doi.org/10.1007/s10948-010-0823-8>
26. I.V. Aleksandrov. *JETP Letters*, 48, 8, 449 (1988) (in Russian).
27. R.B. Van Dover, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak et al. *Phys. Rev. B.*, 39, 2932 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.2932>
28. D.M. Ginsberg. *Physical power of high-temperature superconductors*, Higher school K. (1991) 543 c. (In Ukrainian).
29. A. Kebede. *Phys. Rev. B.*, 40, 4453 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.4453>
30. H.B. Radousky. *J.Mater. Res.*, 7, 7, 1960 (1992). <https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1917>
31. V.V. Moshchalkov, I.G. Muttik, N.A. Samarin. *LTP*, 14, 9, 1003 (1988).
32. M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko. *Functional Materials*, 13(1), 196 (2006).
33. O.L. Solovyov, H.-U. Habermeier, T. Haage., *LTP*. 28, 1, 98 (2002). <https://doi.org/10.1063/1.1449180>
34. O.L. Solovyov, H.-U. Habermeier, T. Haage., *LTP*, 28, 2, 206 (2002). <https://doi.org/10.1063/1.1461921>
35. Ferreira L. Mendonca, P. Pureur, H.A. Borges, P. Lejay. *Phys. Rev. B.*, 69, 212505 (2004). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.212505>
36. J.B. Bieri, K. Maki, R.S. Thompson. *Phys. Rev. B.*, 44, 9, 4709 (1991). <https://doi.org/10.1103/physrevb.44.4709>
37. W.E. Lawrence, S. Doniach. *Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics, Kyoto, Japan*, edited by E. Kanda, Keigaku, Tokyo, (1970) p.361. (in English)
38. A.A. Varlamov, D.V. Livanov. *JETP*, 98, 2(8), 584 (1990) (in Ukrainian).
39. L. Reggani, R. Vaglio, A.A. Varlamov. *Phys. Rev. B.*, 44, 17, 9541 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.9541>
40. P. Pureur, Costa R. Menegotto, R. Rodrigues, J. Schaf Jr., J.V. Kunzler. *Phys. Rev. B.*, 47, 11420 (1993). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(94\)92191-1](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)92191-1)
41. L.G. Aslamazov, A.I. Larkin. *PTT*. 10, 4, 1104 (1968) (in Ukrainian).
42. D.D. Prokofiev, M.P. Volkov, Yu.A. Boykov. *PTT*, 45, 7, 1168 (2003) (in Ukrainian).
43. M.V. Sadovskiy. *UPN*, 171, 5, 539 (2001) (in Ukrainian).
44. V.M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler, P. Delsing, T. Claeson. *Phys. Rev. Lett.*, 84, 25, 5860 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5860>
45. V.M. Krasnov, A.E. Kovalev, A. Yurgens, D. Winkler. *Phys. Rev. Lett.*, 86, 12, 2657 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.2657>
46. B. Fauqué, Y. Sidis, V. Hinkov, S. Pailhès, C.T. Lin, X. Chaud, P. Bourges. *Phys. Rev. Lett.*, 96, 19, 197001 (1-4) (2006). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.197001>
47. A.V. Puchkov, P.Fournier, D.N.Basov, T.Timusk, A.Kapitulnik, N.N. Kolesnikov. *Phys. Rev. Lett.*, 77, 3212 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3212>
48. T. Startseva, T.Timusk, A.V. Puchkov, D.N. Basov, H.A. Mook, M. Okuya, T. Kimura, K. Kishio. *Phys. Rev. B.*, 59, 7184 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.7184>
49. K. Gorny, O.M. Vyaselev, J.A. Martindale et al. *Phys. Rev. Lett.*, 82, 1, 177 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.177>
50. T. Tohyama, S. Maekawa. *Phys. Rev. B.*, 49, 3596 (1994). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.49.3596>
51. D.S. Dessau, Z.-X. Shen, D.M. King et al. *Phys. Rev.*, 71, 17, 2781 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.2781>
52. P. Pieri, G.C. Strinati, D. Moroni. *Phys. Rev. Lett.*, 89, 12, 127003 (2002). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.127003>
53. E.Z. Kuchinskii, I.A. Nekrasov, M.V. Sadovskii. *ZhETF Letters.*, -82, 4, 217 (2005). <https://doi.org/10.1134/1.2121814>
54. C.M. Varma. *Cond. mat.*, 0507214 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.155113>
55. J.K. Srivastava. *Cond. mat.*, 0504245 (2005). <https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/0504245>
56. E. Babaev, H. Kleinert. *Cond. mat.*, 9804206 (1998). <https://doi.org/10.48550/arXiv.cond-mat/9804206>
57. E. Babaev, H. Kleinert. *Phys. Rev. B.*, 59, 12083 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.12083>
58. Cheng Gu Zheng, Yu Weng Zheng. *Phys. Rev. B.*, 72, 104520 (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.104520>
59. P.W. Anderson. *The Theory of Superconductivity in the High Cuprates*, Princeton Univ. Press, Princeton NJ., (1997), 352 p.
60. P.W. Anderson, Z. Zou. *Phys. Rev. Lett.*, 60, 2, 132 (1988). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.132>
61. L.A. Boyarsky, S.P. Gabuda, S.G. Kozlova. *LTP*, 31, 3-4, 405 (2005). <https://doi.org/10.1063/1.1884434>
62. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.V. Samoilo, A. Chronos, V.M. Pinto Simoes. *Journal of Alloys and Compounds.*, 464, 1-2, 594 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2007.10.040>
63. M.Z. Cieplak, G. Xiao, C.L. Chien A. Bakhshai,

- D. Artymowicz, W. Bryden, J.K. Stalick, J.J. Rhyne. *Physical Review B.*, 42, 10, 6200 (1990). <https://doi.org/10.1103/physrevb.42.6200>
64. D. A. Lotnyk, R. V Vovk, M. A. Obolenskii et al. *Journal of Low Temperature Physics.* 161, 3-4, 387 (2010). <https://doi.org/10.1007/s10909-010-0198-z>
65. B. Oh, K. Char, A.D. Kent et al. *Physical Review B.* 37, 13, 7861 (1988). <https://doi.org/10.1103/physrevb.37.7861>
66. A.V. Bondarenko, V.A. Shklovskij, M.A. Obolenskii et al. *Physical Review B.*, 58, 5 2445 (1998). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.2445>
67. P. Schleger, W. Hardy, B. Yang. *Physica C.*, 176, 261 (1991).
68. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy et al.. *Journal of Alloys and Compounds*, 453, 1-2, 69 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2006.11.169>
69. M.V. Sadovskii, I.A. Nekrasov, E.Z. Kuchinskii, T. Pruschke, V.I. Anisimov. *Physical Review B.*, 72, 15, (2005). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.155105>
70. R.V Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, D.A. Lotnyk, K. A. Kotvitskaya. *Physica B.*, 404, 20, 3516 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2009.05.047>
71. R.V. Vovk, A.A. Zavgorodniy, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, V.M. Pinto Simoes. *Modern Physics Letters B.*, 24, 22, 2295 (2010) <https://doi.org/10.1142/S0217984910024675>
72. A.I. Belyaeva, S.V. Voitsenya, V.P. Yuriyev, M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko. *Solid State Commun.*, 85, 5, 427 (1993). [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(93\)90694-1](https://doi.org/10.1016/0038-1098(93)90694-1)
73. L.G. Aslamasov, A.I. Larkin. *Physics Letters A.*, 26, 6, 238 (1968). [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(68\)90623-3](https://doi.org/10.1016/0375-9601(68)90623-3)
74. R.V. Vovk, N.R. Vovk, O.V. Shekhovtsov, I.L. Goulatis, A. Chroneos. *Supercond. Sci. Technol.*, 26, 8, (2013). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/26/8/085017>
75. A.L. Solovjov, M.A. Tkachenko, R.V. Vovk, A. Chroneos. *Physica C.*, 501, 24 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2014.03.004>
76. R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos. *Physica B.*, 436, 88 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2013.11.056>
77. G.A. Levin, T. Stein, C.C. Almasan et al. *Phys. Rev. Lett.*, 80, 841 (1998). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.841>
78. P.W. Anderson. *Phys. Rev. Lett.*, 67, 2092 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2092>
79. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, A.I. Chroneos. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.*, 20, 858 (2009). <https://doi.org/10.1007/s10854-008-9806-y>
80. Z. Li, H. Wang, N. Yang, X. Jin, L. Shen. *Journal of the Chinese Ceramic Society.*, 18, 6, 555 (1990). <https://doi.org/10.3390/coatings13091610>
81. K. Schlesier, H. Huhtinen, S. Granroth, P. Paturi. *Journal of Physics.*, 234, 1, (2010). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/234/1/012036>
82. B. Martinez, F. Sandiumenge, S. Pinol, N. Vilalta, J. Fontcuberta, X. Obradors. *Applied Physics Letters*, 66, 772 (1995). <https://doi.org/10.1063/1.114089>
83. M.K. Wu, J.R. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, C.W. Chu. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 58, 9, 908 (1987). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.908>
84. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, T.R. Arouri. *Low Temperature Physics*, 27, 5, 339 (2001). <https://doi.org/10.1063/1.1374717>
85. R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, I.L. Goulatis, A. Chroneos, E.V. Biletskiy. *J. Alloys Compd.*, 485, 121 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2009.05.132>
86. G. Lacayo, G. Kastner, and R. Herrmann. *Physica C.*, 192, 1-2, 207 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90762-2](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90762-2)
87. M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk, A.A. Prodan. *Low Temp. Phys.* 23, 882 (1997). <https://doi.org/10.1063/1.593496>
88. K. Schlesier, H. Huhtinen, S. Granroth, P. Paturi. *Journal of Physics*, 234, 1, (2010). <https://doi.org/10.1088/1742-6596/234/1/012036>
89. L. Colquitt. *J. Appl. Phys.*, (1965), v.36, p.2454.
90. T. Aisaka, M.J. Shimizu. *Phys. Soc. Jpn.*, 28, 646 (1970). <https://doi.org/10.1143/JPSJ.28.646>
91. E.A. Zhurakovsky, V.F. Nemchenko. Kinetic power and electronic structure of the phases of the "Naukova Duma" revolution, K. (1989) 303 c. (In Ukrainian).
92. B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, J. P. Contour. *Phys. Rev. Lett.*, 87, 197007 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.197007>
93. M.R. Presland et al. *Physica C.*, 176, 95 (1991). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(91\)90700-9](https://doi.org/10.1016/0921-4534(91)90700-9)
94. B.W. Veal, H. You, A.P. Paulicas et al. *Phys. Rev. B.*, 42, 4770 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.4770>
95. K. Widder, A. Zibold, M. Merz et al. *Physica C.*, 232, 12, 82 (1994). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(94\)90296-8](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)90296-8)

FEATURES OF THE CRYSTAL STRUCTURE AND INFLUENCE OF LONG-TERM EXPOSURE IN THE AIR ATMOSPHERE ON ELECTRICAL TRANSPORT OF HTSC-COMPOUNDS OF SYSTEM 1-2-3 (review)

L.O. Pashchenko¹, Junyi Du^{1,2}, A.O. Komisarov¹, Z.F. Nazirov¹,
K.A. Kotvytska¹, R.V. Vovk¹

¹*V.N. Karazin Kharkiv National University, Svobody Sq. 4, 61022 Kharkiv, Ukraine*

²*School of Mathematical Sciences, Luoyang Normal University, Luoyang 471934, China*

E-mail: rvvovk2017@gmail.com

Received on October 02, 2023. Reviewed on November 15, 2023.

Accepted for publication on November 20, 2023.

The problem of the impact of a defective ensemble and long exposure in the air atmosphere on various mechanisms of electrical transport of HTSC compounds $\text{Re}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}$ or another rare earth ion) was considered. The peculiarities of the crystal structure and the influence of structural defects of various morphologies on the electrical conductivity of these compounds in the normal, pseudogap, and superconducting states are discussed, as well as the study of fluctuating conductivity and the presence of a 2D-3D crossover in HTSC. A review of the experimental data obtained during studies of the influence of long-term aging in the air atmosphere on various mechanisms of electrical transport of $\text{Re}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ compounds of different composition and technological background was conducted. And long-term annealing in an air atmosphere contributes to a significant expansion of the temperature interval of realization of the pseudogap state in the ab -plane, thereby narrowing the linear section of the dependence $\rho_{ab}(T)$. topology of planar defects. Various theoretical models are discussed, devoted to the issue of the effect of long exposure in the air atmosphere on the electrical conductivity of HTSC compounds of the 1-2-3 system. It was determined that after long-term aging, the temperature dependence of the resistance in the layer retained its metallic character. Approximation of these dependences based on the consideration of electron scattering by phonons and defects, as well as fluctuating conductivity in the 3D Aslamazov-Larkin model, showed significant changes in the scattering characteristics upon aging, while the Debye temperature changed little, and the transverse coherence length remained practically constant.

Key words: *crystal structure, $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, mechanisms of electrical transport, superconductivity, long aging.*