

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені В.Н. Каразіна

На правах рукопису

КОТВИЦЬКА Клавдія Андріївна



УДК 538.945

**ВПЛИВ ДЕФЕКТІВ РІЗНОЇ МОРФОЛОГІЇ НА
МАГНІТОРЕЗИСТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ
 $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y, Ho, Pr)**

01.04.07 – фізика твердого тіла

**Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-
математичних наук**

**Науковий керівник: доктор фізико-
математичних наук, професор Вовк Р.В.**

Харків – 2016

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ	5
ВСТУП	7
РОЗДІЛ 1 НОРМАЛЬНИЙ ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТ У ВТНП-СПОЛУКАХ $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re=Y АБО ЛАНТАНОЇДИ) В УМОВАХ ЕКСТРЕМАЛЬНИХ ВПЛИВІВ (ЛІТЕРАТУРНИЙ ОГЛЯД)	
1.1. Кристалічна структура, дефекти та електротранспорт у ВТНП-системі 1-2-3 на основі ітрію.	13
1.1.1. Кристалічна структура сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.	13
1.1.2. Структурні дефекти у сполуці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.	15
1.1.3. Вплив дефектів на транспортні властивості надпровідника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в нормальному стані.	17
1.1.4. Флуктуаційна провідність і 2D-3D кросовер в ВТНП.	18
1.2. Псевдощільний стан в ВТНП-сполуках.	21
1.3. Перерозподіл лабільного кисню і еволюція резистивних характеристик монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в процесі їх термообробки при низьких температурах.	26
1.4. Постановка задач дисертаційного дослідження.	30
РОЗДІЛ 2 ОБ'ЄКТИ І МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ	
2.1. Вирощування ВТНП-монокристалів системи 1-2-3 та виготовлення зразків для резистивних досліджень.	33
2.1.1. Методика вирощування бездомішкових монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	33
2.1.2. Виготовлення зразків з різним ступенем відхилення від стехіометрії.	36
2.1.3. Топологія двійникових меж та їх видалення із кристалів.	36

2.1.4.	Нанесення електроконтактів та виготовлення містків для резистивних досліджень.	39
2.1.5.	Структурні дослідження монокристалів.	41
2.2.	Експериментальні установки та методики вимірювань.	41
2.2.1.	Установка для вимірювання електроопору.	41
2.2.2.	Установка для проведення резистивних вимірювань із змінною орієнтацією магнітного поля.	43
2.2.3.	Методика проведення вимірювань при високих гідростатичних тисках.	45
2.2.3.1.	Камера високого тиску до 17 кбар.	45
2.2.3.2.	Визначення величини тиску в мультиплікаторі.	48
2.2.4.	Точність вимірювань та обробка експериментальних даних.	49
	Висновки 2 розділу.	50
РОЗДІЛ 3 ВПЛИВ ВИСОКОГО ТИСКУ НА ПРОВІДНІСТЬ В БАЗИСНІЙ ПЛОЩИНІ СЛАБКО ЛЕГОВАНИХ ПРАЗЕОДИМОМ МОНОКРИСТАЛІВ $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$		
3.1.	Вплив тиску на критичну температуру і нормальний електроопір.	53
3.1.1.	Індуковане високим тиском фазове розшарування.	56
3.2.	Вплив тиску на температурну залежність псевдощільни.	59
3.3.	Флуктуаційна парепровідність в умовах докладання високого тиску.	63
	Висновки 3 розділу.	66
РОЗДІЛ 4 СТРУКТУРНА РЕЛАКСАЦІЯ, ЗУМОВЛЕНА СТРИБКОПОДІБНОЮ ЗМІНОЮ ТЕМПЕРАТУРИ В НЕДОДОПОВАНИХ КИСНЕМ МОНОКРИСТАЛАХ $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (Re = Y, Ho)		

4.1.	Релаксація нормального електроопору і еволюція форми резистивних переходів в нормальний стан.	70
4.2.	Термоактиваційна провідність та псевдощілина.	74
4.3.	Вплив відпалювання на температурну залежність псевдощілини.	76
4.4.	Релаксація критичної температури і кластеризація лабільного кисню.	79
4.5.	Фазове розшарування та енергія активації процесу релаксації критичної температури.	82
4.6.	Асиметрія процесів релаксації та часові константи різних видів впорядкування кисню.	85
4.7.	Вплив структурної релаксації на перехід виду метал-ізолятор.	87
	Висновки 4 розділу.	90
РОЗДІЛ 5 ПАРАКОГЕРЕНТНИЙ ПЕРЕХІД ТА 2D-3D КРОСОВЕР У МОНОКРИСТАЛАХ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ З МАЛИМ ДЕФІЦИТОМ КИСНЮ		
5.1.	Надлишкова провідність та динамічні фазові переходи при температурах поблизу критичної.	92
5.2.	Резистивні переходи в нормальний стан та перехід «порядок-безпорядок».	94
5.3.	Флуктуаційна парепровідність та 2D-3D кросовер.	98
	Висновки 5 розділу.	103
	ВИСНОВКИ.	104
	Список використаних джерел.	107

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

- АЛ – теорія Асламазова–Ларкіна
 БКШ – теорія Бардіна–Купера–Шріфера
 БЕК – бозе-ейнштейнівська конденсація
 ХЗГ – хвиля зарядової густини
 ХСГ – хвиля спінової густини
 ВТНП – високотемпературна надпровідність
 Г – параметр анізотропії
 ДМ – двійникові межі
 ЛД – теорія Лоуренца–Доніаха
 МТ – теорія Макі–Томпсона
 ПЩ – псевдощільний стан
 НП – надпровідність
 ФП – флуктуаційна провідність
 ЯМР – ядерний магнітний резонанс
 ARPES – фотоемісії з кутовим дозволом
 NAFL – теорія «nearly antiferromagnetic Fermi liquid»
 NUC – негативні U-центри
 RVB – теорія резонуючих валентних зон
 d – товщина двовимірного шару
 H – магнітне поле
 H_{c2} – друге критичне поле
 J – густина транспортного струму
 k_B – константа Больцмана
 l – довжина вільного пробігу
 N(E) – тривимірна густина станів
 $N(E_F)$ – густина станів на рівні Фермі

n^{max} – максимальна кількість дірок на площині CuO_2

n^{min} – мінімальна кількість дірок на площині CuO_2

n_{opt} – кількість дірок на площині CuO_2 , при якому $T_c = T_c^{max}$

$R(\infty)$ і $R(0)$ – рівновага і початкове значення електроопору, відповідно

T_c – критична температура

T_c^{max} – максимальне значення T_c

T^* – температура відкриття псевдощілини

$t^* = (T^* - T_f) / T_f$ – відносна протяжність здійснення ПЩ-режиму

$t_f = (T_f - T_c) / T_c$ – відносна протяжність здійснення ФП-режиму

ΔE – енергія активації

Δ^*_{ab} – величина, що визначає деякий термоактиваційний процес через енергетичну щілину – «псевдощілину»

$\Delta\sigma$ – надлишкова провідність

δ – дефіцит кисню

$\varepsilon = (T - T_c) / T_c$ – зведена температура

ε_0 – зведена температура в точці 2D-3D кросовера

λ – константа електрон-фононної взаємодії

λ_c, λ_{ab} – глибина проникнення вздовж і впоперек шарів, відповідно

ξ_{ab} и ξ_c – довжина когерентності вздовж і впоперек шарів, відповідно

ρ_{ab} – електроопір в ab-площині

ρ_c – електроопір уздовж осі c

ВСТУП

Актуальність теми. Встановлення умов прояву високотемпературної надпровідності (ВТНП) і вивчення фізичних властивостей ВТНП матеріалів продовжує залишатися одним з найбільш актуальних напрямків фізики твердого тіла. Незважаючи на те, що з моменту відкриття ВТНП пройшло 30 років, її мікроскопічний механізм все ще остаточно не встановлений. Згідно із сучасними уявленнями ключем до розуміння природи надпровідного стану і різноманітних фізичних властивостей ВТНП матеріалів служать незвичайні явища, що проявляються в цих сполуках у нормальному (ненадпровідному) стані. До цих явищ зокрема можна віднести аномально широку температурну область прояву флуктуаційної парепровідності, так звану «псевдощільну аномалію», некогерентний електротранспорт, переходи типу метал-ізолятор, тощо. Незважаючи на велику кількість існуючих у літературі експериментальних і теоретичних наукових праць, присвячених дослідженню цих явищ, досі не досягнуто остаточно розуміння механізмів, що приводять до їх виникнення. Значною мірою це обумовлено тим, що досить значна частина експериментальних даних була отримана на керамічних, плівкових та текстурованих зразках.

У зв'язку з цим особливої актуальності набувають дослідження фізичних властивостей ВТНП матеріалів, проведені на монокристалічних зразках із заданою топологією дефектної структури, а також з використанням експериментальних методик, в яких застосовані різного роду екстремальні впливи (низькі температури, високі значення напруженості магнітного поля і високі тиски). Це дає можливість не тільки перевірити адекватність численних теоретичних моделей, а й окреслити емпіричні шляхи підвищення критичних параметрів ВТНП-сполук. У цьому аспекті одними із найбільш затребуваних для досліджень є сполуки системи 1-2-3 або $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}$ та інші

лантаноїди), що обумовлено одразу декількома причинами. По – перше, ці сполуки мають відносно високі критичні температури ($T_c \approx 90\text{ K}$), що перевищують температуру рідкого азоту. По – друге, фізичні властивості цих сполук можна відносно легко варіювати завдяки зміні вмісту кисню, а також заміни їх складових.

Таким чином, з огляду на зазначене вище, тема дисертаційної роботи, в якій досліджено вплив дефектів різної морфології на магніторезистивні властивості монокристалів $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}, \text{Pr}$), є актуальною.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами і темами. Робота виконана на кафедрі фізики низьких температур Харківського національного університету імені В.Н. Каразіна. Результати роботи були отримані при проведенні досліджень у рамках виконання НДР за програмами Міністерства освіти і науки України: 1) «Модифікація опроміненням функціональних властивостей перспективних матеріалів сучасної енергетики» № ДР 0113U000055; 2) «Транспортні властивості сильно корельованих анізотропних систем» № ДР 0111U010546; 3) «Розробка та дослідження новітніх матеріалів на основі нанокompозитного діоксиду цирконію і ВТНП-сполук поліфункціонального призначення» № ДР 0113U001078. Здобувач брала участь у виконанні даних НДР як виконавець – аспірант кафедри.

Мета і завдання досліджень. Метою дисертаційної роботи є вирішення задачі, спрямованої на з'ясування фізичної суті впливу точкових і площинних дефектів на магніторезистивні властивості сполук $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}, \text{Pr}$) та встановлення закономірностей формування стану з провідністю – перехід діелектрик – метал, надпровідник – фермі – рідинний метал – ненадпровідник при варіюванні концентрації носіїв, за умов зміни концентрації лабільної компоненти в широкому інтервалі, а також заміни елементів, які входять до складу цих сполук.

Об'єкт дослідження – купратні сполуки сімейства $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}, \text{Pr}$).

Предмет дослідження – електрорезистивні властивості купратних ВТНП-сполук в інтервалі температур 30–300 К.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі завдання:

1. Виростити досконалі монокристали $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}, \text{Pr}$) і виготовити високоякісні зразки для магніторезистивних досліджень.
2. Провести структурні дослідження отриманих зразків, а також металографічні дослідження морфології їх двійникової сітки.
3. Експериментально дослідити процеси переносу заряду у ВТНП на основі ітрію в залежності від температури та тиску для різних ступенів кисневого дефіциту та при різній топології дефектної структури.
4. Вивчити процеси переносу заряду в умовах прикладання високого гідростатичного тиску.
5. Вивчити особливості аномального впливу Pr та магнітних домішок на формування псевдощільного стану, природу зменшення критичної температури.
6. Встановити природу квазічастинкових збуджень у сильно корельованих квазідвовимірних системах.
7. Дослідити процеси релаксації електроопору в умовах стрибкоподібної зміни температури і встановити характер їх впливу на електротранспорт у монокристалах $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) з дефіцитом кисню.
8. Визначити область здійснення переходів типу метал-ізолятор на температурних залежностях електропровідності.
9. Дослідити вплив магнітного поля на характер динамічних фазових переходів в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії.

Методи досліджень. Для вирішення поставлених завдань були використані відомі експериментальні методики фізичних досліджень, проведені із застосуванням обчислювальної техніки. Монокристали ВТНП-сполук системи 1-2-3 вирощували за розчин–розплавною технологією в золотому тиглі. Структурні дослідження проводили за методами рентгенівської дифрактометрії, електронної та оптичної мікроскопії. Концентрацію точкових дефектів (вакансій кисню) змінювали шляхом варіювання температури відпалювання кристалів в атмосфері кисню. Фазовий стан та динамічні властивості магнітної підсистеми досліджували магніторезистивними та електротранспортними методами. Резистивні вимірювання проводили за стандартним чотирьохконтактним методом на автоматизованому, комп'ютеризованому стенді для вимірювань електрорезистивних властивостей сполук на основі промислових нановольтметрів В2-38. Вимірювання температурних залежностей електроопору $\rho_{ab}(T)$ в умовах прикладання високого гідростатичного тиску (до 17 кбар) проводили в мультиплікаторі типу поршень–циліндр. Тиск усередині камери високого тиску визначали манганіновим манометром. Температуру в експериментальних ґратках у різних температурних інтервалах вимірювали мідь-константановими термопарами і платиновим термометром електроопору.

Наукова новизна отриманих результатів. У результаті проведення експериментальних досліджень у ході виконання дисертаційної роботи були отримані такі нові наукові результати:

1. Вперше показано, що в слабкодопованих празеодимом ($x \approx 0,05$) монокристалічних зразках з заданою топологією площинних дефектів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, на відміну від бездомішкових зразків $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, прикладання високого тиску приводить до істотного зростання величини баричної похідної dT_c/dP .

2. Встановлено, що надлишкова провідність $\Delta\sigma(T)$ монокристалів $Y_{0.95}Pr_{0.05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ з заданою топологією площинних дефектів в широкому інтервалі температур $T_c < T < T^*$ описується експоненціальною температурною залежністю. Прикладання високого тиску приводить до зменшення температурного інтервалу проявлення ПЩ-режиму, розширюючи область лінійної залежності $\rho_{ab}(T)$ в ab -площині.
3. Вперше показано, що зниження ступеня допування киснем в зразках $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y, Ho$) приводить до посилення ефектів локалізації та здійснення в системі переходу типу метал-діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу.
4. Збільшення часу відпалювання зразків $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y, Ho$) при кімнатній температурі приводить до суттєвого зміщення точки переходу метал-діелектрик T_M в область більш високих температур, що пов'язано зі зниженням частки напівпровідникового вкладу в провідність зразків.
5. Показано, що прикладання постійного магнітного поля (до 15 кЕ) до роздвійникованих (монодомених) монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з малою нестачею кисню, на відміну від аналогічних зразків, оптимально допованих киснем, приводить до появи додаткового низькотемпературного максимуму на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині, обумовленого пригніченням динамічного фазового переходу виду «порядок-безпорядок».

Практичне значення отриманих результатів. Основні наукові результати, одержані в ході дисертаційної роботи, можуть бути використані при подальших дослідженнях фізичних властивостей сполук $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y, Ho, Pr$) із заданою топологією дефектного ансамблю. Отримані при виконанні роботи високодосконалі зразки на основі ВТНП-монокристалів із заданою топологією двійникових меж та встановлені в результаті проведених досліджень їх резистивні характеристики можуть бути застосовані для

розробки новітніх матеріалів поліфункціонального призначення з метою їх подальшого використання при створенні новітніх зразків електрообладнання і моделювання відповідних технологічних процесів та розробки алгоритмів їх оптимізації на виробництві.

Особистий внесок здобувача. Всі результати, що склали зміст дисертаційної роботи, отримані здобувачем у співавторстві. В опублікованих працях [166–168] автор брала участь у формулюванні мети та завдань досліджень і проведенні електрорезистивних вимірювань. Безпосередньо в статтях [167–173] автором були проведені дослідження магніторезистивних характеристик зразків і опрацювання, та аналіз отриманих експериментальних результатів з використанням існуючих теоретичних моделей.

Апробація результатів роботи. Основні наукові та практичні результати досліджень доповідалися й обговорювалися на таких конференціях: Міжнародній науково-практичній конференції «Розвиток наукових досліджень», м. Полтава, 2008 р.; 14-й щорічній Міжнародній конференції ІВТН–2014 «Інформаційні технології у фундаментальних і прикладних фізико-математичних дослідженнях», РАН, м. Москва, 2014 р.; 77-й Міжнародній науково-технічній конференції «Розвиток наукової та інноваційної діяльності на транспорті», м. Харків, 2015 р.

Публікації. За темою дисертаційної роботи опубліковано 12 наукових праць, в тому числі 8 статей у фахових наукових виданнях [166–173] та 4 тези доповідей на міжнародних та вітчизняних конференціях [174–177].

Структура та обсяг роботи. Дисертаційна робота складається зі вступу, п'яти розділів, висновків, та переліку використаних джерел. Повний обсяг роботи становить 129 сторінок друкованого тексту і містить: перелік умовних позначень і скорочень, 30 рисунків, а також список використаних джерел із 177 найменувань.

РОЗДІЛ 1

НОРМАЛЬНИЙ ЕЛЕКТРОТРАНСПОРТ У ВТНП-СПОЛУКАХ $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y АБО ЛАНТАНОЇДИ) В УМОВАХ ЕКСТРЕМАЛЬНИХ ВПЛИВІВ

У 2016 р. виповнюється 30 років з дати відкриття явища високотемпературної надпровідності [1]. За цей час в науковій літературі надруковано тисячі статей і десятки оглядів (див., наприклад [2,4]). Проте однозначної відповіді на питання щодо природи ВТНП на сьогодні немає. Залишилися відкритими питання про природу псевдощілинного стану, про структуру фермі-поверхні, про природу лінійної залежності електроопору тощо [4]. Немає відповідей на питання щодо ролі спінових флуктуацій при формуванні куперівського парування, ролі електрон-фононої взаємодії у виникненні ВТНП [5–11]. Недоліки експериментальних досліджень цих питань полягають у тому, що вони проводились на не атестованих об'єктах, на плівках з великим вмістом дефектів або на багатофазних об'єктах [3–10]. Складності створення адекватної теоретичної моделі пов'язані з проблемою врахування багаточастинкових взаємодій в системах з сильними кореляціями. Чітко встановлено лише, що симетрія надпровідного стану – d-типу, щілина є анізотропною і має нулі в нодальних напрямках зони Бріллюена. Надпровідній щілині передує псевдощілина [2]. Її роль в формуванні НП-стану достеменно не встановлена.

1.1. Кристалічна структура, дефекти та електротранспорт в ВТНП-системі 1-2-3 на основі ітрію

1.1.1. Кристалічна структура сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Структура та властивості $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ безпосередньо пов'язані з індексом δ , що характеризує вміст вакансій кисню. Сполуки є надпровідними та мають орторомбічну

симетрію при $\delta < 0,4$ з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. При $\delta > 0,4$ вони стають напівпровідниками з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$.

Їх структуру можна розглядати як структуру перовскіту з нестачею кисню [12]. У загальному випадку перовскіт являє собою упаковку октаедрів BO_6 , де В – малий катіон металу (наприклад, міді), оточений 6 іонами кисню. Атомні

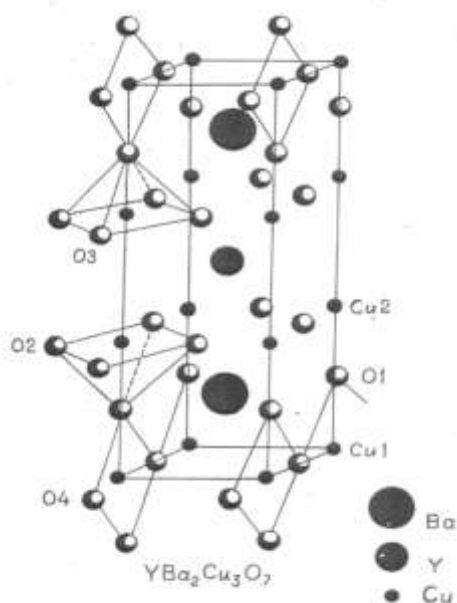


Рис. 1.1. Кристалічна гратка сполуки

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ згідно [12].

положення, наявні між 8 октаедрами, центрованими в вершинах куба, зайняті великими катіонами металу А (ітрію). Видаливши атоми кисню з ідеальною решітки перовскіту, ми отримаємо найбагатшу за вмістом кисню сполуку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (рис. 1.1).

Його елементарну комірку можна представити у вигляді послідовності шарів, перпендикулярних осі с: а) Cu - O, в якому в порівнянні з вихідним перовскітом, є дві вакансії кисню; іон міді Cu (1), що розташований у цьому шарі, має координаційне число 4 і оточений чотирма іонами кисню; б) Ba - O; в) Cu - O, в якому іон міді Cu (2), що розташований у цьому шарі, має координаційне число 5 і оточений п'ятьма іонами кисню, що утворюють багатогранник; г) шару ітрію, в якому в порівнянні з вихідним перовскітом є чотири вакансії кисню. Продовження комірки симетрично щодо цього шару іонів ітрію і там знову повторюються описані раніше шари Ba - O і Cu - O.

Однак іони міді знаходяться в атомних положеннях двох типів Cu (1) в площині квадрата CuO_4 , а Cu (2) – в піраміді з квадратною основою CuO_5 . Саме

тим, що шари багатогранника, розділені шарами іонів ітрію, визначається двовимірний характер структури. Наявність купратних площин, а також двовимірної і квазідвувимірної структури є спільною рисою всіх високотемпературних надпровідних сполук. Силу зв'язку між купратними шарами зазвичай кількісно виражають через параметр анізотропії Γ :

$$\Gamma = (\xi_{ab}/\xi_c)^2 = (\lambda_{ab}/\lambda_c)^2, \quad (1.1)$$

де ξ_{ab} , ξ_c и λ_c , λ_{ab} – довжина когерентності і глибина проникнення вздовж і впоперек шарів, відповідно. При цьому величина анізотропії варіюється від $\Gamma > 29$ для ітрієвих ВТНП до $\Gamma > 3,103$ для вісмутових і $\Gamma > 105$ для талієвої сполук.

Методи дифракції нейтронів та електронної мікроскопії [13] з високою роздільною здатністю показують, що вакансії кисню розташовуються в площині квадрата CuO_4 , а не в пірамідах CuO_5 . При збільшенні концентрації вакансій ланцюжка $\text{Cu} - \text{O}$ уздовж осі b стають закінченими і атоми Cu (1) змінюють своє координаційне число з 4 на 2 для найбільшнього киснем сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$.

При порівнянні кубічної і ромбоєдричної структури перовскіту (LaCuO_3) зі структурами сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ і $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ виявляється, що ланцюжки розвиваються в трьох просторових напрямках в перовскіті, лише в напрямку b і не існують в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$.

1.1.2 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 [14], 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 [14,15].

Електронно-мікроскопічні дослідження показали [15], 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 [15,16]. На початковій стадії формування мікродоменів формування ДМ відбувається шляхом процесу дифузії структурних вакансій в CuO шарах. Росповсюдження ДМ здійснюється завдяки руху двійникових дислокацій під дією механічних напружень.

Лінійні дефекти (дислокації) характерні для епітаксійних плівок і текстурованих зразків. Джерелом цього типу дефектів можуть служити дислокації невідповідності, що виникають на межі розділу в плівкових зразках, і дислокації невідповідності, які спостерігаються 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. Густина дислокацій в плівках може досягати значень близько $1,4 \cdot 10^8$ / cm^2 [17].

Висока густина дислокацій в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ може бути отримана при вирощуванні кристалів у процесі протікання перитектичної реакції [18], що ймовірно пов'язано з наявністю дрібних включень фази $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$. У кристалах, які вирощували розчин-розплавним методом густина дислокацій становить близько $5 \cdot 10^3$ / cm^2 [19]. Відзначимо, що густина дислокацій може бути збільшена при термомеханічній обробці матеріалів [20].

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. Густина кисневих вакансій відносно велика і при $\delta = 0,03$ становить близько $10^{26} / \text{м}^3$.

У літературі є також повідомлення про систематичний дефіцит міді в площинах CuO , який може досягати значень 0,09 у сполуках [21]. Точкові дефекти також можуть бути отримані при легуванні. Як правило, легуючі елементи (за винятком рідкоземельних елементів і Sr) впроваджуються в позиції Cu (1) [6]. Іони ж рідкоземельних елементів і K заміщають атоми ітрію, а Sr впроваджується в позиції атомів Ba. Додаткові дефекти можуть бути створені при опроміненні [22,23]. Залежно від типу частинок і їх енергії можуть бути створені як точкові, так і лінійні дефекти [24].

1.1.3. 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 [25] та домішок [26,27]. Питомий електроопір при кімнатній температурі монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ із вмістом кисню близьким до стехіометричного становить $\rho_{ab} = 200 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ в ab -площині і $\rho_{ab} = 10 \text{ мОм} \cdot \text{см}$ уздовж осі c [2]. У досконалих монокристалах електропровідність є квазіметалевою у всіх кристалографічних напрямках [1–3,28]. Однак, навіть незначне відхилення від стехіометрії при $\delta \leq 0,1$ приводить до квазіполупровідникової залежності $\rho_c(T)$, при збереженні квазіметалевого характеру залежності $\rho_{ab}(T)$. Подальше зменшення вмісту кисню приводить до зменшення густини 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 [28]. Легування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ металевими елементами, за винятком випадків обумовлених вище, приводить до заміщення атомів міді у площинах CuO . При цьому дані про ступінь впливу такої заміни значною мірою суперечливі. Наприклад, у статті

[29] повідомляється, що за даними різних авторів зростання величини ρ_{ab} в кристалах $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_7$ 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 по об'єму кристалів, оскільки при вирощуванні монокристалів в корундових тиглях впровадження Al відбувається неконтрольованим чином. Зокрема, про неоднорідний розподіл Al свідчать широкі переходи в надпровідний стан $T_c \approx 2$ К. Є також істотний розкид і в параметрах надпровідного стану.

Легування $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при заміщенні ітрію іонами рідкоземельних елементів практично не змінює транспортні характеристики нормального і надпровідного стану [3,24]. Виняток становить заміна атомів ітрію на празеодим. У області концентрацій $y \leq 0,05$ концентрація носіїв струму та ρ_{ab} в надпровіднику $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ слабо залежить від концентрації Pr [30]. При $y \approx 0,5$ спостерігається різке зменшення концентрації носіїв струму і при $y > 0,5$ спостерігається залежність ρ (Т) характерна для напівпровідників [30,31].

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 науковій праці [32], в якій було показано, що двійники є ефективними центрами розсіювання носіїв струму. Згідно [32], довжина вільного пробігу електронів в монокристалах оцінюється рівною 0,1 мкм, що на порядок менше междвійникової відстані. Тому максимальне збільшення електроопору за рахунок розсіювання може скласти 10%. Приблизно таке збільшення опору спостерігали при протіканні струму поперек двійників, у порівнянні з опором при протіканні струму уздовж двійників [33].

1.1.4. Флуктуаційна провідність і 2D-3D кросовер в ВТНП. Як відомо, мале значення довжини когерентності і квазішарувата структура ВТНП приводить до виникнення широкої флуктуаційної області на температурних

залежностях провідності поблизу температури переходу в надпровідний стан [3,8,9,33–35]. При цьому заміна вмісту кисню і домішок істотно впливає на процеси формування флуктуаційних куперовських пар і, відповідно, прояву різних режимів існування флуктуаційної провідності (ФП) при температурах вище критичної (T_c) [3,5,8,9,33,34].

Згідно з існуючим до теперішнього часу уявленням, область існування ФП можна умовно розділити на три характерні температурні інтервали, що визначаються співвідношенням між довжиною когерентності перпендикулярно *ab*-площині $\xi_c(T)$ та міжшаровою відстанню *d*:

1) $\xi_c(T) \ll d - 2D$ – область (найбільш віддалена від T_c);

2) $\xi_c(T) \gg d - 3D$ – область (ближча до T_c);

3) вузька ділянка в безпосередній близькості до T_c – так званий режим «beyond - 3D» [5,34].

Механізм виникнення останнього режиму залишається все ще до кінця не з'ясованим. Припускається, що він відповідає так званому «паруванню першого рівня» [5,34].

3D – область відповідає режиму, при якому джозефсонська взаємодія між парами здійснюється у всьому обсязі надпровідника. Вважається, що в цій області основний внесок в ФП вносять куперовські пари, що спонтанно виникають при $T > T_c$ в результаті класичного механізму, вперше описаного у відомій праці Асламазова – Ларкіна [35]. Згідно [35] цей внесок для ВТНП може бути записаний як:

$$\Delta\sigma_{AL}(T) = [e^2/32 \hbar \xi_c(0)] \varepsilon^{1/2}, \quad (1.2)$$

де $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ – зведена 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. Важливе значення, в цьому випадку, набуває врахування ступеня неоднорідності структури зразка. Питання впливу дефектності структури на ФП-режим в плівкових зразках сполучення $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ було досліджено в статтях [8,9]. При цьому було показано, що домінуючий внесок у ФП в 2D-області вносить додатковий внесок, обґрунтований Макі – Томпсоном [36] і визначається як результат взаємодії флуктуаційних пар з нормальними носіями заряду. Такий внесок залежить від часу життя флуктуаційних пар і визначається процесами розпаровування в конкретному зразку. Згідно [36]:

$$\Delta\sigma_{MT}(T, H) = \frac{e^2}{8\hbar d(1-\alpha/\delta)\varepsilon} \ln \left\{ \frac{\delta}{\alpha} \cdot \frac{1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}} \right\} \quad (1.3)$$

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

$$\Delta\sigma_{AL} = [e^2/(16\hbar d)](1+2\alpha)^{1/2} \varepsilon^{-1}, \quad (1.4)$$

де $\alpha = 2\xi_c^2(T)/d^2 = 2[\xi_c(0)/d]^2 \varepsilon^{-1}$ – параметр зв'язку,

$\delta = 1,203 (1/\xi_{ab}(0))(16/\pi\hbar)[\xi_c(0)/d^2] k_B T \tau_\varphi$ – параметр розпаровування,

ξ_{ab} – довжина когерентності в аб-площині,

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, «псевдоцілінної аномалії». Раніше експериментально було виявлено [3], 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 наукових працях А.А. Варламова із співавторами [38,39,40] був проведений мікроскопічний розрахунок $\Delta\sigma(T)$ з урахуванням усіх компонент параметра порядку. Порівняння експериментальних даних з теорією [38,39] проводилося, зокрема, в [40]. При цьому згода з теорією була отримана до температур поблизу $T \approx 1,35T_c$. При подальшому зростанні температури $\Delta\sigma(T)$ зменшується швидше, ніж впливає з теорії [38,39]. Мабуть, саме в цій температурній області відбувається перехід до псевдоцілінного режиму [40], який більш детально розглядається нами в наступному розділі.

1.2. Псевдоцілінний стан в ВТНП-сполуках. У високотемпературних надпровідниках, як впливає з їх фазової діаграми (див. рис. 1.2), при зміні кисневого індексу діелектрична антиферомагнітна фаза змінюється металевію, а потім і надпровідною, яка не має впорядкованої магнітної структури [41]. Вище точки надпровідного переходу при вмісті кисню менше оптимального було виявлено виникнення псевдоцілінної фази, яка спостерігається в численних магнітних [42,43], нейтронографічних [44], оптичних [45,46] і ЯМР – дослідженнях [47], а також в експериментах з фотоемісії з кутовим дозволом (ARPES) [48,49].

При резистивних вимірах ПЩ – аномалія проявляється у відхиленні $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності при зниженні температури нижче деякого характерного значення T^* [2,8,9,40,50], що свідчить про появу деякої надлишкової провідності $\Delta\sigma$.

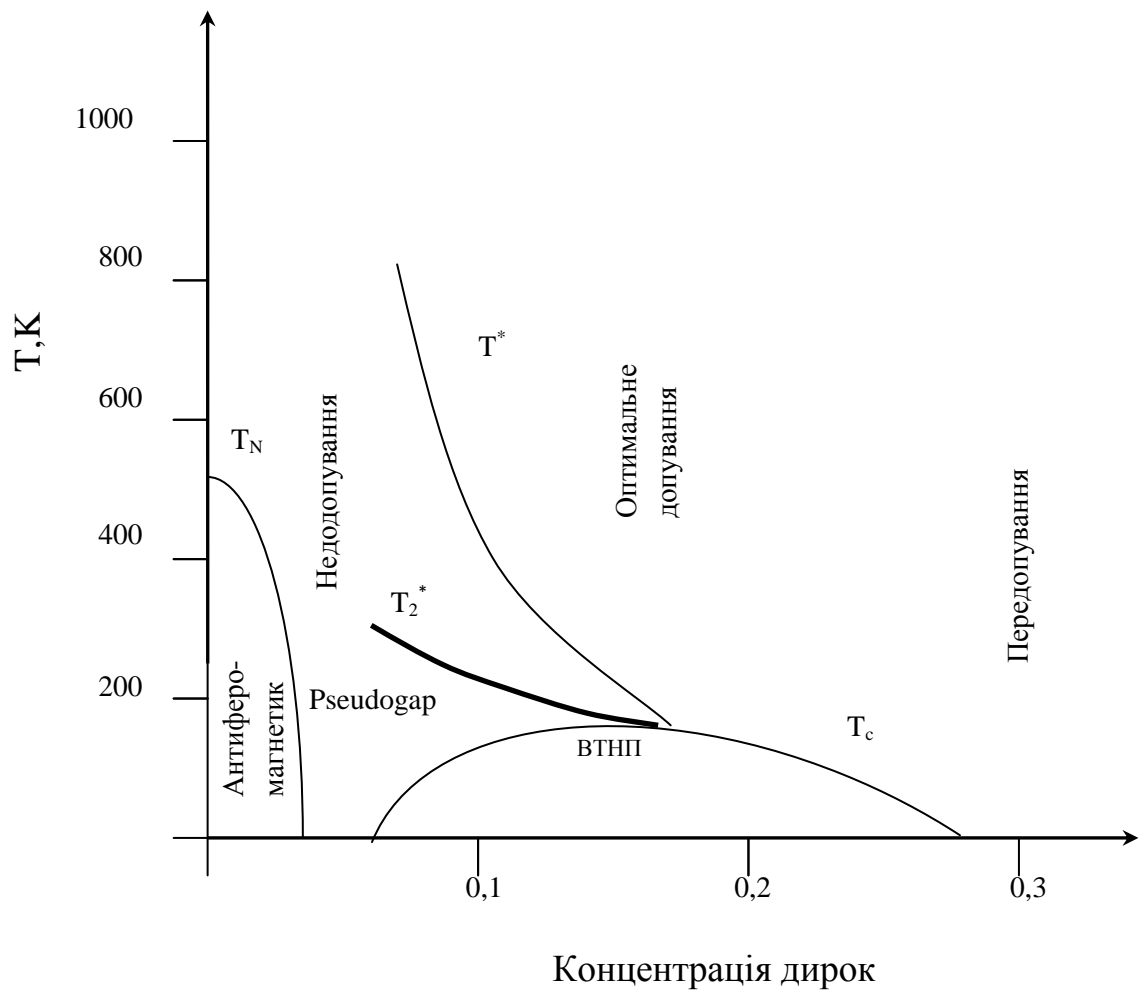


Рис. 1.2. Варіант фазової діаграми ВТНП–купратів [41].

На багатьох фазових діаграмах існують дві розділові лінії – «верхня» псевдощілина (де починаються відхилення опору від лінійного закону), та «нижня» псевдощілина («псевдощілина»).

У даний час в літературних джерелах інтенсивно дискутуються два основні механізми виникнення псевдощілинної аномалії в ВТНП-системах. Згідно з першим, виникнення ПЩ пов'язане з флуктуаціями ближнього порядку «діелектричного» типу, наприклад, антиферомагнітними флуктуаціями,

хвилями спінової та зарядової густини – тощо. (див., наприклад, огляд [41]). Другий сценарій передбачає формування куперовських пар вже при температурах істотно вище критичної $T^* \gg T_c$ з подальшим встановленням їх фазової когерентності при $T < T_c$ [40,51].

Модель флюктуючих антиферромагнітних кластерів у останні роки інтенсивно досліджується в теоретичних працях В.М. Садовського зі співавторами [41,52]. Так, наприклад, в [52] автори узагальнили динамічну теорію середнього поля, включивши в відповідні рівняння члени, залежні від кореляційної довжини псевдощілинних флюктуацій. Ці складові, виражаються за допомогою деякої додаткової власної енергії, у свою чергу залежної від імпульсу і описує нелокальні динамічні кореляції, індуковані короткодійними колективними флюктуаціями типу антиферромагнітних хвиль спінової або зарядової густини. Слід зазначити, що висновки вищезгаданої роботи ґрунтуються на результатах ARPES – досліджень, які часто використовуються для пояснення та інших відмінних моделей псевдощілини [48,49].

У недавній, великій теоретичній праці [53], був застосований підхід, заснований на наближенні в рамках теорії ефективного поля. Слід зазначити, що обґрунтована в статті [53] фазова діаграма не містить кривої переходу в фазу «слабкої» псевдощілини. При цьому передбачається, що спін–спінові флюктуації, що приводять до псевдощілинних ефектів, утворюються не на локалізованих моментах, а в зоні провідності.

Як зазначалося вище, концепція некоррельованих електронних пар або, так званих, спарених кластерів [54] при поясненні природи псевдощілинної аномалії в ВТНП також досить широко обговорюється в науковій літературі.

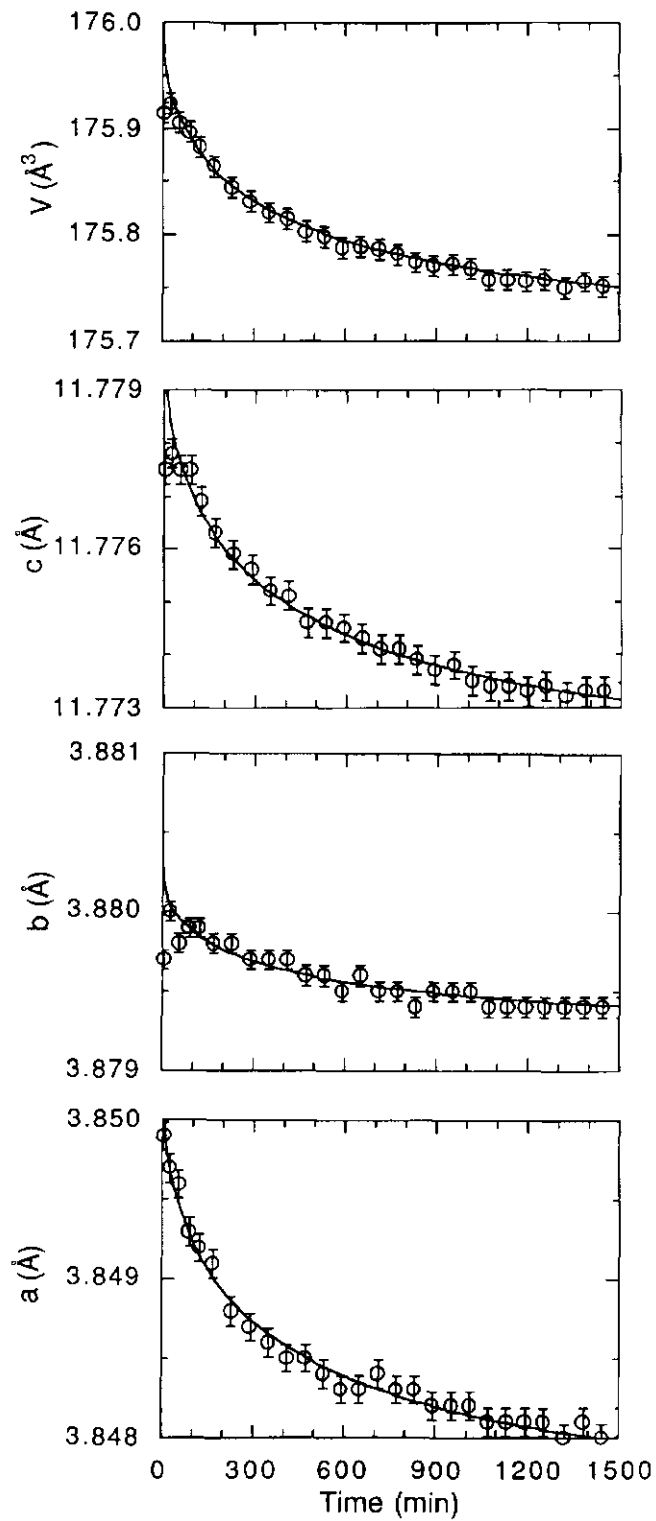


Рис. 1.3. Залежність об'єму та параметрів елементарної комірки від часу відпалу при кімнатній температурі для загартованого зразка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.41}$ [13].

Серед праць, які відстоюють цю точку зору, слід відмітити теорію кросовера від механізму БКШ до механізму бозе-ейнштейнівської конденсації (БЕК), в якій були отримані температурні залежності псевдощільни для випадку слабого і сильного спарювання [55,56]:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \frac{\Delta(0)}{2} \frac{T}{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2(0)}} \exp\left(-\frac{\sqrt{\mu^2 + \Delta(0)^2}}{kT}\right), \quad (1.5)$$

де Δ – величина псевдощільни,

μ – хімпотенціал.

Автори наукової праці докладно викладають свою точку зору на природу псевдощільни в купратах, що базується на уявленні про нескоррельовані пари, проте в статті вони пишуть, що у своєму розгляді не враховують вплив антиферомагнітних спінових флуктуацій.

Спроба об'єднати обидві концепції була зроблена в праці [57], в якій аналітичний розгляд ґрунтується на уявленнях про резонуючу валентну зону, вперше запропонованих у відомій RVB–моделі Андерсона [58,59]. При цьому, однак, автори вважають, що в даній системі присутні зони як бозевського (b - RVB) так і фермієвського (f - RVB) типів. Бозевська зона відповідальна за «сильну» псевдощільну, фермієвська, відповідно, – за «слабку».

Згідно з такими уявленнями в області «сильної» псевдощільни, яка розташовується відразу за кривою надпровідного переходу, знижена густина станів обумовлена існуванням нескоррельованих куперовських пар. В області «слабкої» псевдощільни, що знаходиться вище на фазовій діаграмі (рис. 1.2), існує орбітальний магнітовпорядкований стан, який руйнується при більш високих температурах.

Однак, як було показано в статті Л.А. Боярського (див. [60] і посилання в ній), вся сукупність наведених авторами статті [57] міркувань і фактів містить в

собі численні внутрішні протиріччя. При цьому досі не було отримано жодних серйозних експериментальних доказів її справедливості.

1.3. Перерозподіл лабільного кисню і еволюція резистивних характеристик монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в процесі їх термообробки при низьких температурах. Дослідження надпровідних [25,66,67] і оптичних [68,69] властивостей загартованих від високих температур монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з дефіцитом кисню $\delta \approx 0,5 - 0,6$ показали, що ці властивості залежать не тільки від величини кисневого індексу, а й від часу їх відпалу при кімнатній температурі. Так, наприклад, відпалювання при кімнатних температурах приводить до збільшення критичної температури T_c , яке, залежно від величини кисневого індексу, може досягати значення $\Delta T_c \approx 15 \text{ K}$ [25,66,67]. Оптичні дослідження показують [68,69], що в процесі відпалу при кімнатній температурі спостерігається збільшення відбивної здатності монокристалів, яке автори пояснювали зростанням концентрації носіїв струму.

Нейтронографічні дослідження [13] керамічних зразків $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ загартованих від температури 500°C , свідчать про зміну параметрів решітки в процесі відпалу зразків при кімнатній температурі: всі параметри кристалічної решітки зменшуються (рис 1.3), а ступінь орторомбічності (а-б) – збільшується (рис. 1.4). При цьому, однак, не спостерігається істотної зміни коефіцієнта заповнення кисневих позицій у Cu - O площині уздовж осей а і b. Основні зміни критичної температури (рис 1.4), параметрів кристалічної решітки (рис 1.3) та відбивної здатності в процесі відпалу спостерігаються на початковій стадії відпалу: приблизно 85% від загальної величини зміни цих характеристик здійснюється протягом першої доби.

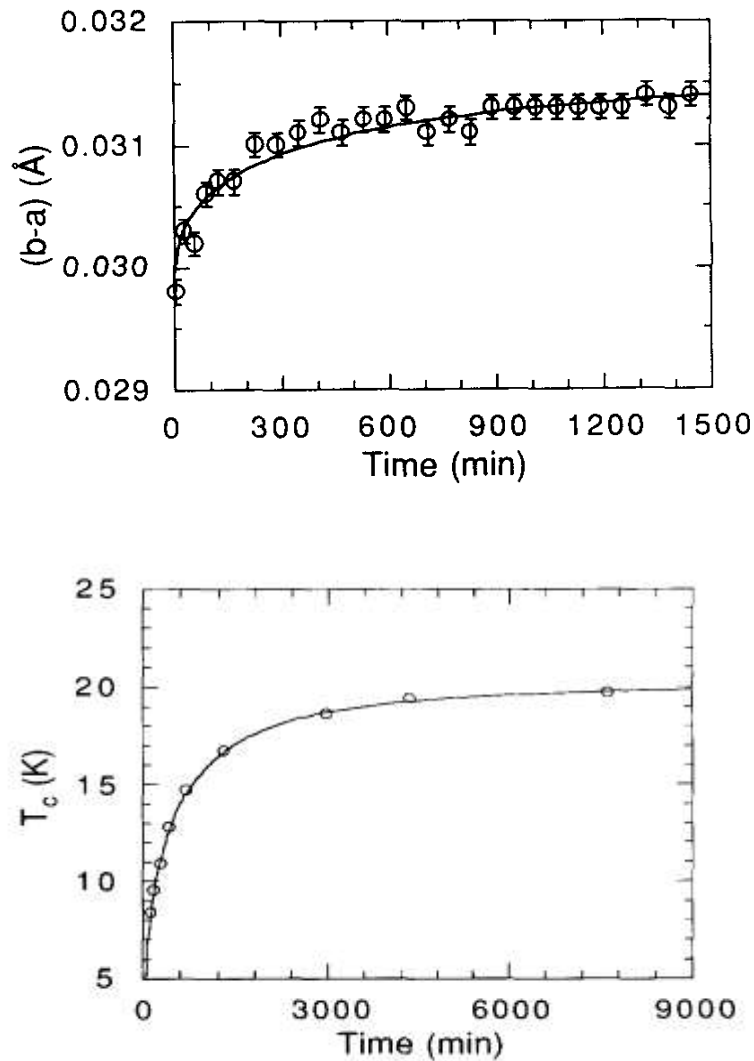


Рис. 1.4. Залежність різниці $(b-a)$ і критичної температури T_c від часу відпалу при кімнатній температурі для загартованого зразка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.41}$ [13].

Відомо, що саме аномально велике збільшення критичної температури надпровідника LaBaCuO при впливі гідростатичного тиску P , стимулювало пошук нових надпровідників при, $dT_c/dP = 0,64\text{K/кбар}$ [70], у яких шари $\text{Cu} - \text{O}$ зближені за рахунок "внутрішнього тиску", обумовленого малим радіусом іонів, які поділяють ці шари. У надпровіднику $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$ барична похідна

критичної температури не постійна і залежить від індексу δ . При цьому величина похідної максимальна при $\delta \approx 0,4 - 0,5$ і становить $(0,1 \div 1)$ К / кбар [71–74]. Тому незначне зменшення параметрів решітки в процесі низькотемпературного відпалу може привести до істотного збільшення критичної температури. З іншого боку, автори статті [66] пов'язують збільшення T_c саме зі зміною локального оточення атомів міді в площинах Cu - O, яке приводить до перерозподілу заряду в цих площинах.

Дослідження впливу кисневого індексу на збільшення критичної температури в процесі низькотемпературного відпалу [67] показало, що величина ΔT_c зменшується зі зменшенням δ , а при $\delta \approx 0,2$ ніяких змін величини T_c в процесі відпалу не спостерігалось. Необхідно однак зазначити, що величина T_c не чутлива до зміни кисневого індексу при $\delta \leq 0,2$ [66] і, тому, питання про можливість перерозподілу кисню у зазначеній галузі зміни δ вимагає додаткових досліджень.

Структура $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $\delta \approx 0$ характеризується наявністю Cu - O ланцюжків, тобто кисневі позиції O (1) повністю заповнені, а позиції O (5) вакантні. При дефіциті кисню $\delta \approx 0,5$ структура характеризується послідовним чергуванням ланцюжків, в яких кисневі позиції O (1) повністю заповнені, і ланцюжків, в яких позиції O (1) вакантні. Проявлення впорядкованих структур такого типу можлива при стехіометричному співвідношенні концентрацій кисню і вакансій [75,76], яке в наведених прикладах дорівнює 1:0 і 1:1.

Експериментальні дослідження різних фізичних властивостей зразків $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з дефіцитом кисню $\delta \approx 0,4$ дало можливість в статті [77] обґрунтувати уявлення про надпровідний кластер, структура якого близька до впорядкованої при співвідношеннях концентрацій кисню і вакансій рівних 5:1, 4:1, 3:1 і 2:1. Наприклад, вважається, що при співвідношенні 5:1 на кожному шостому ланцюжку кисневі позиції O (1) вакантні, а в інших ланцюжках вони зайняті.

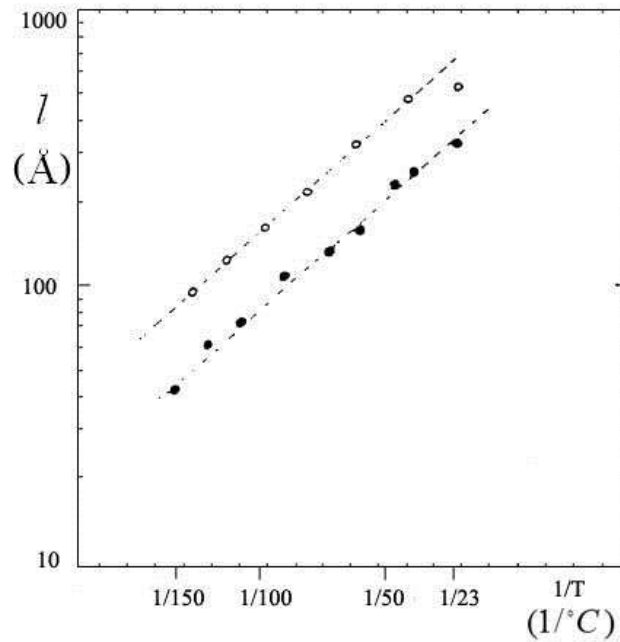


Рис.1.5. Середня довжина ланцюжків в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ (прозорі кружки) і $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.6}$ (чорні кружки), як функція оберненої температури [69].

При нестехіометричному співвідношенні концентрацій кисню і вакансій можливе або розупорядкування в системі кисень – вакансія, або виникнення суміші впорядкованих фаз–кластерів. Це питання залишається відкритим.

Результати праць [13,68] вказують на існування впорядкованого стану при кімнатній температурі. Однак масштаб впорядкування, отриманий з нейрографічних [13] досліджень (≈ 100 Å), на порядок величини менше значення 1000 Å отриманих з оптичних [69] досліджень (див.рис.1.5).

Слід, також відзначити можливість зміни стану кисневої підсистеми при низькотемпературному загартуванні від температур $T_a = 100 \div 1000$ К. Дослідження впливу гартування на електроопір і критичну температуру зразків з $T_c \approx 91$ К [78] свідчить про збільшення T_c і зменшення питомого електроопору ρ в площині (a,b). Величина зміни T_c і ρ залежить як від величини T_a , так і від часу витримки при T_a .

Отримані результати автори інтерпретували мікродифузійним механізмом формування стану решітки з нейтронографічних [13] досліджень (100 \AA), на порядок величини менше значення 1000 \AA отриманих з оптичних [69] досліджень (див. рис. 1.5) підвищеним значенням T_c . Характер зміни ρ залежно від величини T_a свідчить про розупорядкованість вихідного стану кисневих вакансій і їх подальшому впорядкуванні. Слід також зазначити, що при резистивних вимірах перехід до ПЩ-режиму проявляється в більш швидкому ніж лінійне падіння величини електроопору в базисній площині $\rho_{ab}(T)$ (появи так званої надлишкової провідності), при зниженні температури нижче деякого характерного значення T^* , яке спостерігається в ВТНП-зразках недодопованого складу [2,8,9,40]. Оскільки електроопір таких з'єднань вельми чутливий до стану кисневої підсистеми, перерозподіл лабільної компоненти повинен відобразитися на температурних залежностях $\rho_{ab}(T)$. До теперішнього часу в літературі не публікувалися результати експериментальних досліджень впливу перерозподілу лабільного кисню в нерівноважному стані (при фіксованій концентрації кисню у зразку) на ПЩ-аномалію в системі 1-2-3.

1.4. Постановка задач дисертаційного дослідження. Проведений в першому розділі аналіз літературних джерел, присвячених різним аспектам прояву псевдоцілінної аномалії в ВТНП, дало можливість сформулювати декілька важливих задач і проблем, які на момент початку роботи над дисертацією не були досліджені повністю.

Незважаючи на велику кількість існуючих у літературі експериментальних і теоретичних праць, присвячених дослідженню ефектів, що спостерігаються в нормальному (ненадпровідному) стані, досі ще не досягнуто остаточного розуміння механізмів, які приводять до їх здійснення. До них зокрема можна віднести аномально широку температурну область прояву флуктуаційної

парапровідності, так звану «псевдощілинну аномалію», некогерентний електротранспорт, переходи виду метал–ізолятор та низка других питань.

З урахуванням вищесказаного, особливу актуальність має проведення досліджень спрямованих на встановленні впливу дефектів різної морфології на монокристалічних зразках із заданою топологією дефектної структури.

Слід також зазначити, що, зважаючи на відсутність мікроскопічної теорії, особливу затребуваність набувають експериментальні методики із застосуванням різного роду екстремальних впливів (низьких температур, високих магнітних полів і високих тисків), що створюють можливість не тільки перевірити адекватність численних теоретичних моделей, а й окреслити емпіричні шляхи підвищення критичних параметрів ВТНП-сполук. У зв'язку з цим перелічені вище наукові завдання та проблеми є основою для постановки мети та завдань дисертаційної роботи.

Метою даної дисертаційної роботи є рішення задачі, яка полягає у з'ясуванні фізичної суті впливу точкових і площинних дефектів на магніторезистивні властивості сполук $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}, \text{Pr}$) та встановлення закономірностей формування стану з провідністю – перехід діелектрик – метал, надпровідник – фермі – рідинний метал – ненадпровідник при варіюванні концентрації носіїв, за умов зміни концентрації лабільної компоненти в широкому інтервалі, а також заміни елементів, які входять до складу цих сполук.

Для досягнення поставленої мети необхідно було вирішити такі завдання:

1. Виростити досконалі монокристали $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}, \text{Pr}$) і виготовити високоякісні зразки для магніторезистивних досліджень
2. Провести структурні дослідження отриманих зразків, а також металографічні дослідження морфології їх двійникової сітки.

3. Експериментально дослідити процеси переносу заряду ВТНП на основі ітрію в залежності від температури та тиску для різних ступенів кисневого дефіциту та при різній топології дефектної структури.
4. Вивчити процеси переносу заряду у умовах прикладання високого гідростатичного тиску.
5. Вивчити особливості аномального впливу Рг та магнітних домішок на формування псевдоцілінного стану, природу зменшення критичної температури.
6. Встановити природу квазічастинкових збуджень у сильно корельованих квазідвовимірних системах.
7. Дослідити процеси релаксації електроопору в умовах стрибкоподібної зміни температури і встановити характер їх впливу на електротранспорт у монокристалах $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) з дефіцитом кисню.
8. Визначити область здійснення переходів типу метал–ізолятор на температурних залежностях електропровідності.
9. Дослідити вплив магнітного поля на характер динамічних фазових переходів в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії.

РОЗДІЛ 2

ОБ'ЄКТИ І МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

2.1. Вирощування ВТНП-монокристалів системи 1-2-3 та виготовлення зразків для резистивних досліджень

2.1.1. Методика вирощування бездомішкових монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Розпад сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ за перитектичною реакцією в області температур $1020-1040^\circ\text{C}$ виключає можливість вирощування кристалів такими традиційними способами, як метод Вернейля або Чохральського [79]. В даний час найбільш поширеним способом вирощування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є розчин – розплавний метод, а як розчинник використовується надлишок сполук CuO і BaCuO_2 в молярному співвідношенні 1:3. Такий вибір обумовлений двома причинами. По – перше, квазібінарні розрізи $\text{CuO}-\text{BaCuO}_2$, $\text{CuO}-\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\text{BaCuO}_2-\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є подвійними евтектиками, і сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, CuO і BaCuO_2 утворюють потрійну евтектику при атомному співвідношенні елементів $\text{Y}:\text{Ba}:\text{Cu} = 0,7:25:73$ [80]. Тому, при використанні складів зміщених в область збагачену ітрієм, спочатку кристалізується фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що дозволяє вирощувати монокристали розміром до 5 мм x 5 мм в ab-площини і розміром до 0,2 мм в напрямку осі c [81]. По – друге, використання сполук CuO і BaCuO_2 в якості розчину-розплаву виключає забруднення кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ хімічними елементами, що входять до складу розчину-розплаву, оскільки всі хімічні елементи входять до складу вирощуваних кристалів.

При вирощуванні кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ використовують тиглі, виготовлені з тугоплавких оксидів, таких як Al_2O_3 , MgO і ZrO_2 , або тиглі виготовлені із золота або платини. При цьому монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в тій чи іншій мірі забруднюються матеріалом тигля, що може приводити до пригнічення надпровідних характеристик монокристалів. Найкращі надпровідні

властивості кристалів отримані при використанні золотих тиглів [82]. Це ймовірно пов'язано з тим, що часткова заміна атомів Cu в площинах CuO_2 на Au приводить до невеликого збільшення критичної температури [83] і практично не змінює інших надпровідних характеристик. Необхідно зазначити, що використання золотих тиглів накладає обмеження на максимальну температуру вирощування кристалів, оскільки при температурах $T > 975^\circ\text{C}$ спостерігається взаємодія розплаву із золотом, що приводить до псування тиглів. Температура кристалізації потрібної евтектики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}\text{-CuO-BaCuO}_2$ становить $T_s \approx 870^\circ\text{C}$. Тому інтервал температур, в якому можливе вирощування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в золотом тиглі, лежить в межах від 870°C до 970°C . Однією з технічних труднощів при отриманні кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ розчин-розплавним методом є їх відділення від закристалізованого розплаву.

До теперішнього часу не знайдено розчинник, який розчиняє закристалізований розчин-розплав і не взаємодіє з кристалами $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Один із методів, що дає можливість вирощувати монокристали, вільні від напливу закристалізованого розчин-розплаву, є зростання з тонкого шару розплаву за присутності слабкого градієнта температури вздовж тигля [84]. За наявності градієнта температури в процесі росту кристалів, розчин-розплав при температурах, близьких до $T_s \approx 870^\circ\text{C}$, переміщається в область зі зниженою температурою. При цьому в області з підвищеною температурою отримують кристали, поверхня яких вільна від закристалізованого розплаву.

При вирощуванні кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в якості первинних компонентів зазвичай використовують сполуки Y_2O_3 , BaCO_3 і CuO . Використання BaCO_3 , вимагає попереднього високотемпературного відпалу первинних наважок з метою декарбонізації карбонату барію.

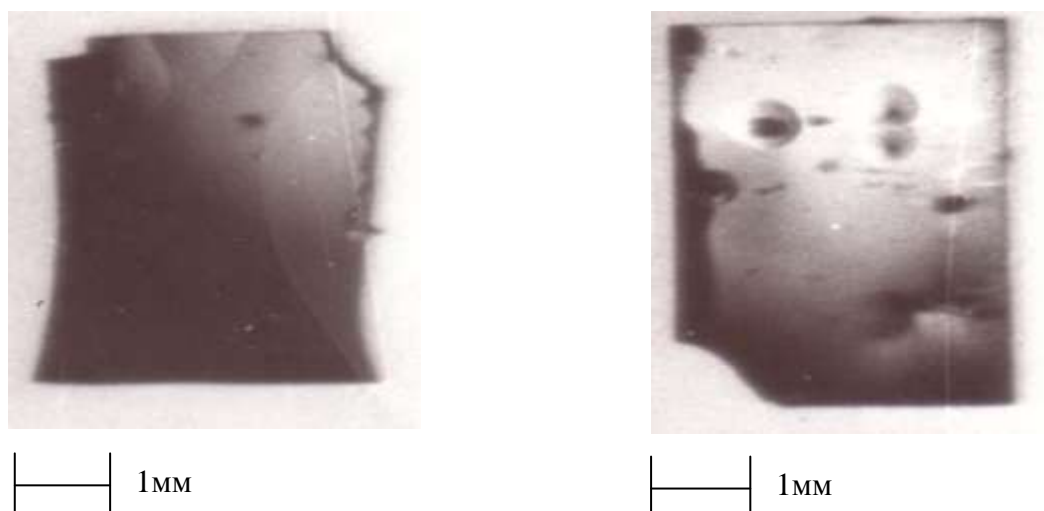


Рис. 2.1. Характерний вигляд кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, отриманих з розплаву до відпалювання в потоці кисню.

При вирощуванні кристалів використовували такі процедури. Первинні компоненти (Y_2O_3 , BaCO_3 і CuO , всі марки) взяті в атомному співвідношенні $\text{Y}:\text{Ba}:\text{Cu} = 2:25:73$ перемішували і відпалювали при температурі 850°C протягом двох діб з метою декарбонізації і синтезу сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і BaCuO_2 .

Потім зразок масою 10 г опускали в золотий тигель виготовлений у вигляді плоского човника і нагрівали в печі до температури 965°C . Розплав витримували при цій температурі протягом двох годин, а потім знижували температуру зі швидкістю $2^\circ\text{C}/\text{год}$ до температури 870°C . При цьому градієнт температури вздовж тигля становив близько $3^\circ\text{C}/\text{см}$. Потім піч вимикали і закристалізований розплав і вирощені кристали охолоджували до кімнатної температури разом з піччю. На рис. 2.1 представлено характерний вигляд кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, отриманих з розплаву до відпалювання в потоці кисню.

2.1.2. Виготовлення зразків з різним ступенем відхилення від стехіометрії. Отримані після зростання та охолодження кристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - мають тетрагональну структуру і дефіцит за киснем $\delta > 0,2$. Відомо, що в кристалах з пониженим вмістом кисню надпровідні характеристики знижені. Наприклад, при $\delta > 0,1$ критична температура становить менше 90 К.

Для отримання орторомбічної фази з вмістом кисню близьким до стехіометричного, $\delta < 0,1$, проводили їх відпалювання в потоці кисню при температурі 420°C протягом трьох діб. Після насичення киснем кристали мали орторомбічну кристалічну структуру з параметрами решітки $a = 0,3833$ нм, $b = 0,3898$ нм і $c = 1,17$ нм [81]. Необхідно відзначити, що в процесі тетра-орто переходу відбувається утворення двійників [85], які мінімізують пружну енергію кристала, про що докладніше буде сказано нижче. Після такої термообробки кристалів їх критична температура становила близько 92 К, при ширині надпровідного переходу $\Delta T_c \approx 0,3$ К. Для отримання монокристалів з пониженим вмістом кисню проводили додаткове відпалювання в атмосфері кисню або повітря при температурах $420 - 650^\circ\text{C}$ протягом двох – трьох діб. Вміст кисню « δ » визначався за часом і температурою відпалювання в потоці кисню, згідно відповідних градуювальних таблиць наведених в [86,87]. У відносно чистих кристалах цей метод дозволяє визначити вміст кисню з точністю до 0,03. Більш грубу оцінку вмісту кисню (з точністю до 0,1) можна отримати за відомою залежністю критичної температури від параметра δ (див. наприклад [80]).

2.1.3. Топологія двійникових меж та методи їх видалення із кристалів. Оскільки насичення киснем здійснюється через поверхню кристала, то орторомбічна фаза зароджується саме на поверхні кристала, в той час як в центрі кристала зберігається тетрагональна структура. Тому в процесі насичення киснем в кристалах виникають великі механічні напруження, які

релаксують у вигляді двійникування. Площини двійників у кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ завжди орієнтовані під кутом 45° по відношенню до кристалографічних осей **a** і **b**, і орієнтовані паралельно осі **c** [85]. Морфологія МД в *ab*-площини як правило блокова (рис. 2.2). У межах кожного блоку площини МД орієнтовані в одному напрямку, а середній розмір блоків зазвичай становить $0,1 \times 0,1 \text{ мм}^2$. Відстань між МД коливається від 0,1 мкм до 10 мкм і може змінюватися в одному і тому кристалі в 4–5 разів [88]. У кристалах товщиною 10–30 мкм двійники зазвичай пронизують всю товщину кристала.

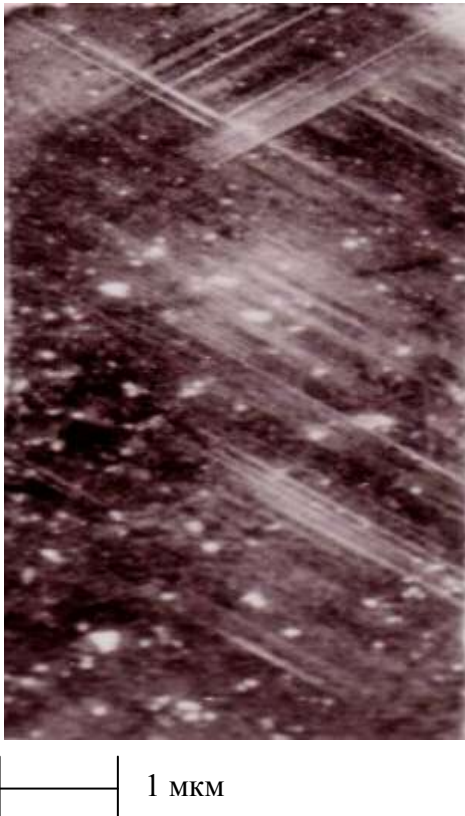


Рис. 2.2. Загальний вигляд морфології двійників. Мікрофотографія за світлової мікроскопії в поляризованому світлі.

Деякі кристали містять блоки з односпрямованими площинами МД розміром $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$ і більше. На рис. 2.2 показана морфологія МД в одному із таких кристалів. Такі кристали відбирали для різання містків з односпрямованими площинами МД у вимірюваній частині зразків. Межі двійників, будучи протяжними двовимірними дефектами, можуть служити ефективними стоками для дефектів більш низької розмірності і, зокрема, для кисневих вакансій. Це обумовлено тим, що внутрішнє механічне напруження, викликане присутністю двійників, які створюють дальньодіючі поля.

Наявні в літературі значення [85] показують, що концентрація кисню на двійниках дійсно знижена. Зниження концентрації кисню на двійниках приводить до локального зниження надпровідних характеристик. Ефективна товщина МД оцінюється рівною 10–30 мкм, яка співставна з довжиною когерентності, що приводить до ефективної взаємодії кернів Абрикосівських вихорів з цими дефектами. Двійники можуть бути видалені з монокристалів за допомогою прикладання одноосного навантаження уздовж ab-площини при високих температурах [89]. Для роздвійнювання монокристалів була виготовлена комірka із нержавіючої сталі, яка зображена на рис. 2.3.

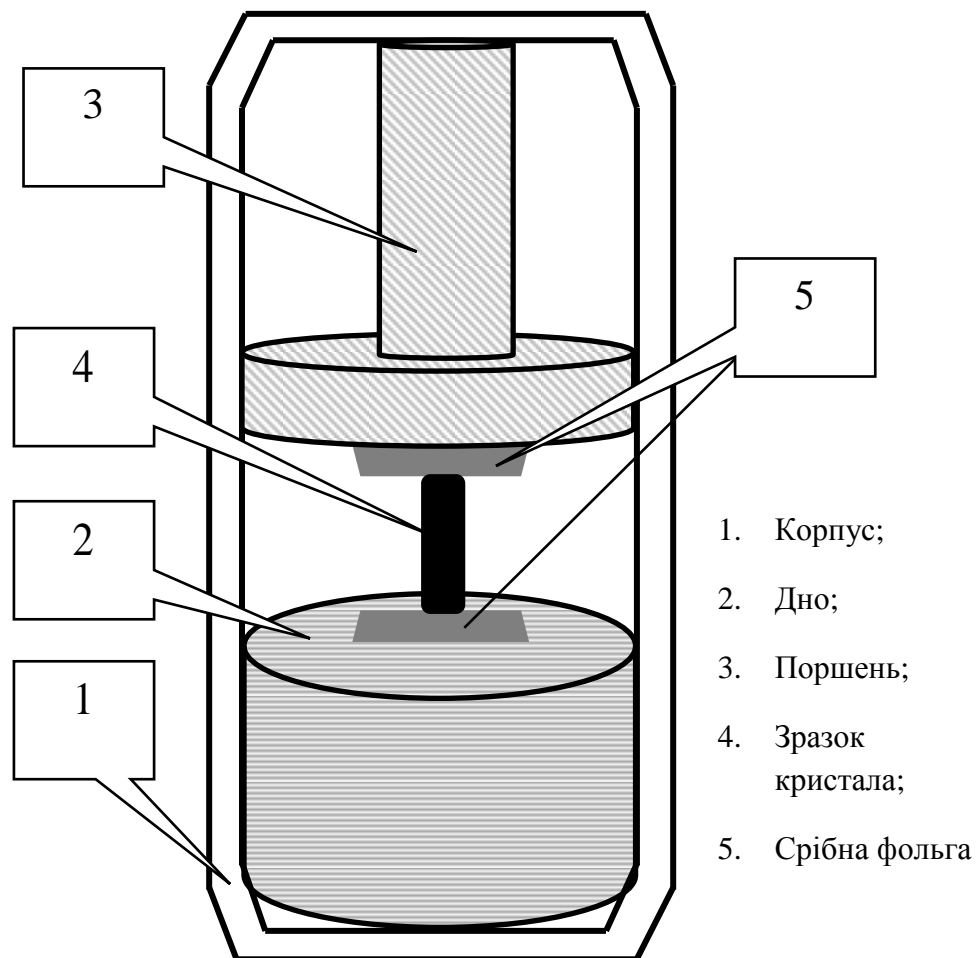


Рис. 2.3 Схема комірki для роздвійнювання кристалів [89].

Комірка складається з циліндричного корпусу 1, нерухомого дна 2 і рухомого поршня 3, до якого прикладене одноосьове навантаження. Щоб уникнути руйнування кристала 4, яке може статися внаслідок не паралельності поверхонь дна і поршня, між кристалом і поршнем, а також між кристалом і дном поміщали срібну фольгу 5. Це дозволило створювати більш рівномірний розподіл навантаження по перерізу зразка.

Роздвійникування проводили при температурі 720 К під тиском 30–40 ГПа в атмосфері повітря [89]. Після роздвійникування кристали повторно відпалювали в атмосфері кисню протягом трьох діб з метою отримання однорідного контрольованого вмісту кисню.

2.1.4. Нанесення електроконтактів та виготовлення містків для резистивних досліджень. Для проведення резистивних досліджень відбирали тонкі монокристали прямокутної форми довжиною 3 мм, шириною 0,5 мм і товщиною 0,03 мм з проникаючими ДМ, в яких були області з односпрямованими ДМ розміром $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$ (рис. 2.4). Схема нанесення контактів більш докладно буде розглянута в пункті 2.2.1.

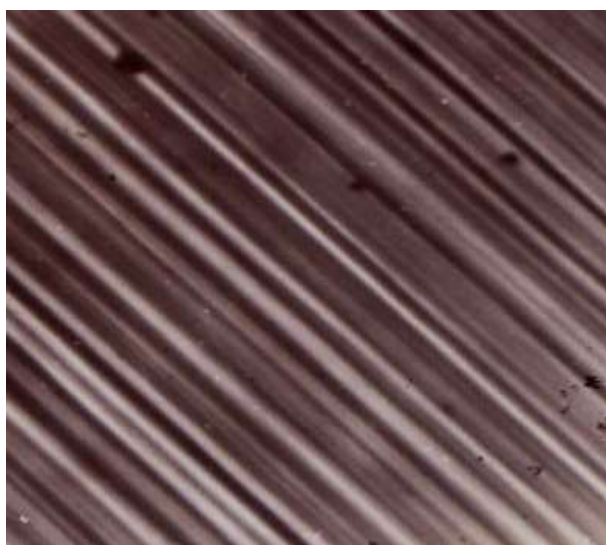


Рис. 2.4. Характерний вигляд області поверхні монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з проникаючими межами двійників. Електронна мікроскопія.

┆┆ 1 мкм

Електричні контакти створювали нанесенням срібної пасти на поверхню кристала з подальшим підключенням срібних провідників і тригодинним відпалом при температурі $200\text{ }^{\circ}\text{C}$ в атмосфері кисню.

Провідники для струмових контактів виготовляли з фольги товщиною $0,1\text{ мм}$ і шириною 2 мм , а для потенціальних контактів використовували дріт діаметром $0,05\text{ мм}$. Така технологія дала можливість отримувати малий перехідний опір струмових контактів (менше $2 \cdot 10^{-3}\text{ Ом}$) і проводити резистивні вимірювання при транспортних струмах до 1 А без омічного перегріву струмових контактів.

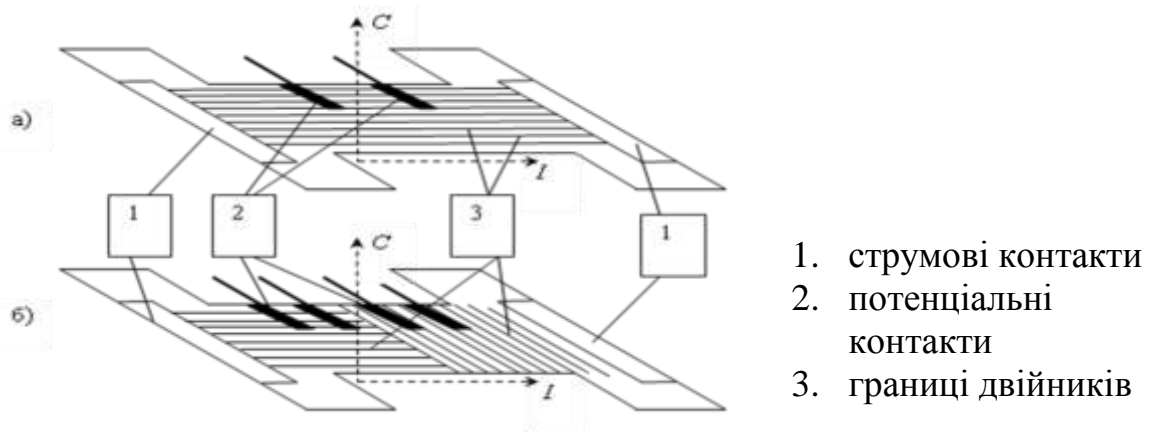


Рис. 2.5. Схематичне зображення містків для резистивних досліджень.

- а) вектор транспортного струму \mathbf{I} , паралельний до площин двійникування;
б) вектор транспортного струму \mathbf{I} , паралельний і перпендикулярний до площин двійникування.

Після насичення киснем і виготовлення електричних контактів із кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$ вирізали містки. Вирізання містків здійснювали імпульсним ультрафіолетовим лазером у ФТІНТ НАН України. Тривалість імпульсів становила 10 мкс при скважності імпульсів 1 мс . Діаметр лазерного променя в

області різання становив близько 3 мкм. Характерна ширина таких містків складала близько 0,2 мм, а відстань між потенціальними контактами близько 0,3 мм. Двійникові межі всередині містків були орієнтовані в одному напрямі. При цьому містки вирізали таким чином, щоб вектор транспортного струму \mathbf{I} був паралельний, перпендикулярний (рис. 2.5) або проходив під кутом до площин двійників.

2.1.5. Структурні дослідження монокристалів. Структурні дослідження проводили за методами рентгенівської дифрактометрії, електронної та оптичної мікроскопії. Рентген-дифрактометричні дослідження проводили на апараті ДРОН-3М в монохроматизованому $\text{Cu} - K_{\alpha}$ випромінюванні. Параметри елементарної комірки \mathbf{a} , \mathbf{b} і \mathbf{c} визначали шляхом реєстрації відбитків від площин (200) (020) і (006), відповідно. Рефлекс (006) реєструвався в геометрії Бреґга на відображення, а рефлекси (200) і (020) – в геометрії Лауе на просвічуванні. Блочність кристалів визначали з кривих гойдання для відбиття від площин (006).

Зразки для електронної мікроскопії препарували з монокристалів, що пройшли рентгендифрактометричні дослідження. Зменшення товщини кристалів відбувалося у вакуумі, завдяки іонному травленню атомами аргону. Топологію двійникових меж досліджували на оптичному мікроскопі МІМ-7 в поляризованому світлі. Прискорююча напруга іонної гармати становила 104 В.

2.2. Експериментальні установки та методики вимірювань.

2.2.1. Установка для вимірювання електроопору. Схема установки для вимірювання температурної залежності електроопору наведена на (рис. 2.6).

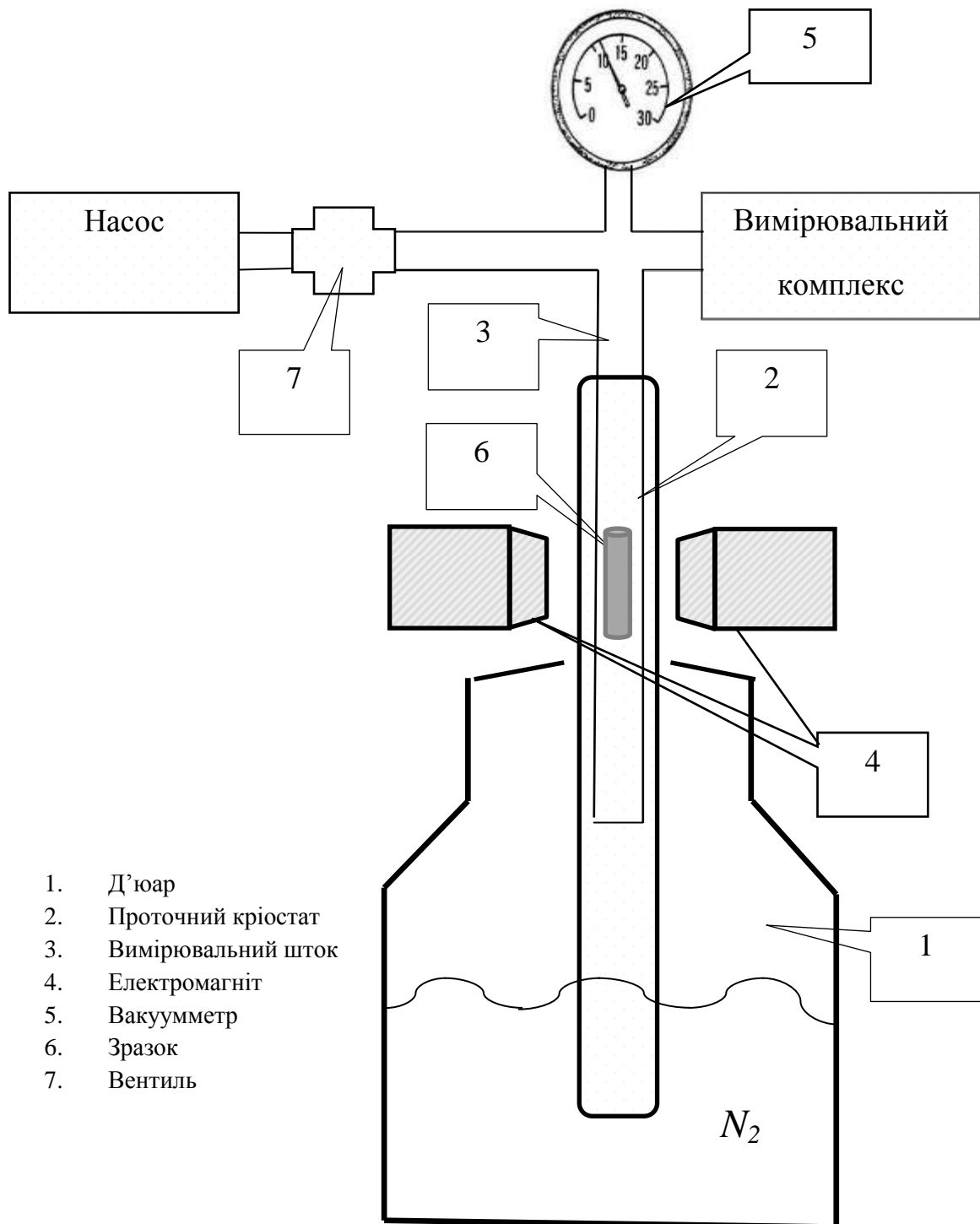


Рис.2.6. Схема установки для вимірювання температурної залежності електроопору [92].

Видно, що установка складається з транспортного д'юара 1, мініатюрного проточного азотного кріостата 2, вимірювального штока 3, вакуумного насоса 2НВР-5Д, вакуумметра 5, вентиля тонкого регулювання 7, і універсального вимірювального комплексу 8. Вимірювання в магнітних полях до 5 кЕ проводили за допомогою електромагніта 4. Вимірювання опору здійснювали при постійному струмі 1 мА в двох напрямках струму. Температуру вимірювали мідь-константовою термопарою. Напругу на зразку і на зразковому опорі вимірювали нановольметрами В2-38. Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавали на комп'ютер. Вимірювання проводили в режимі дрейфу температури [90,92]. Дрейф температури становив близько 0,1 К / хв при вимірах поблизу T_c , і близько 5 К / хв при $T > T_c$.

2.2.2. Установка для проведення резистивних вимірювань із змінною орієнтацією магнітного поля. Для проведення резистивних вимірювань при різних орієнтаціях магнітного поля відносно кристалографічних осей експериментального зразка використовувалась спеціальна установка блок-схема, яка показана на рис. 2.7.

Азотний кріостат був спеціально сконструйований для проведення вимірювань з використанням електромагніту 2. Діаметр низькотемпературної частини кріостата, розташованої між полюсами електромагніту 3, становив 20 мм, що дозволяло отримувати магнітні поля. Нижня частина кріостата виготовлена з двох співвісних тонкостінних трубок 4 з нержавіючої сталі, у просторі між якими вакуум. Корпус вставки 5 також виготовлений з двох тонкостінних трубок з нержавіючої сталі і служить для термоізоляції обсягу, в якому розташований зразок 6. Така конструкція дозволяла проводити вимірювання в інтервалі температур 65–300 К. Електромагніт живився від джерела постійного струму I , максимальна вихідна напруга якого становила 50 В, при струмі 20 А.

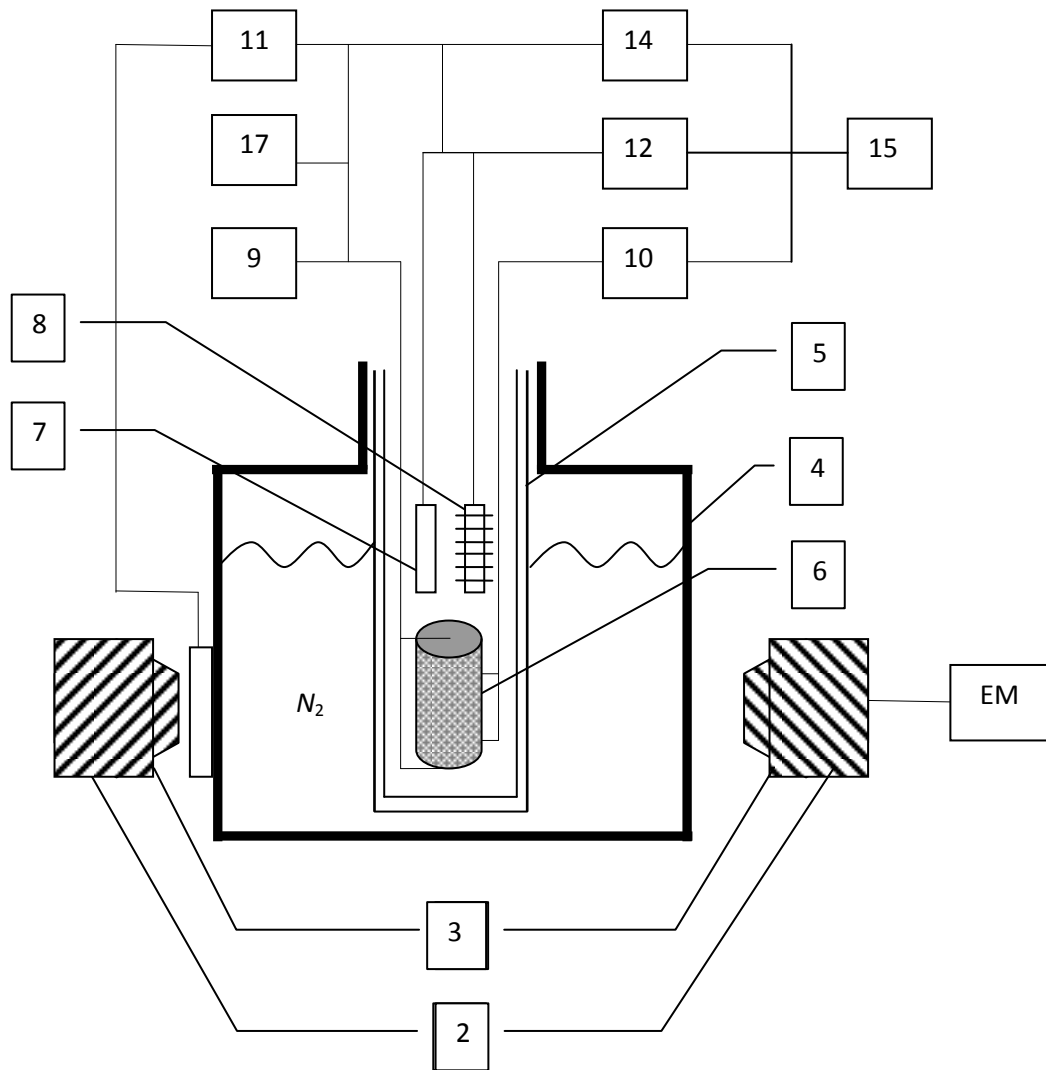


Рис. 2.7. Блок-схема установки для проведення резистивних вимірювань у магнітному полі [91].

Система регулювання температури зразка складається з корпусу 5, термометра 7, нагрівача 8, компаратора 12, та підсилювача потужності 14. Термометр 7 виконаний з дев'яти послідовно з'єднаних мідь-константанових термопар, що дозволяло досягти чутливості термометра в області азотних температур 100 мкВ/К. Сигнал з термопари порівнювався з сигналом і посилювався компаратором 12. Посилений по напрузі диференційний сигнал

подавався на підсилювач потужності 14, а потім на нагрівач 8. Така схема дозволяла отримати стабільність температури зразка не гірше 0,005 К.

Електромагніт 2, укріплений на поворотному пристрої, через шестерню передачу міг обертатися навколо власної осі на 360° . Спеціально сконструйована вставка дозволяла обертати зразок навколо осі перпендикулярної площині рисунка на кут $\pm 10^\circ$. Така конструкція дозволяла змінювати орієнтацію зовнішнього магнітного поля в двох взаємно перпендикулярних площинах і отримати необхідну орієнтацію вектора поля \mathbf{H} відносно кристалографічних осей кристала. Точність вимірювання орієнтації вектора \mathbf{H} була не гірше $0,1^\circ$.

Вимірювання проводили при постійному струмі, що дозволяло виключити термоелектричні сигнали. Падіння напруги у зразку вимірювали нановольтметром 10 з точністю 10^{-8} В. Стабільність джерела транспортного струму 9 складала 10^{-5} . Величину транспортного струму визначали за падінням напруги на зразковому опорі 17, включеному послідовно в струмовий ланцюг зразка. Всі вимірювані сигнали через шини КОП вольтметрів 10 і 13 поступали в цифровому коді на комп'ютер 15.

2.2.3. Методика проведення вимірювань при високих гідростатичних тисках.

2.2.3.1. Камера високого тиску до 17 кбар. Для отримання тиску до 15 - 20 кбар найбільше розповсюдження отримали камери високого тиску (рідинні контейнери) [92,93], конструкція яких представлена на рис. 2.8 (а).

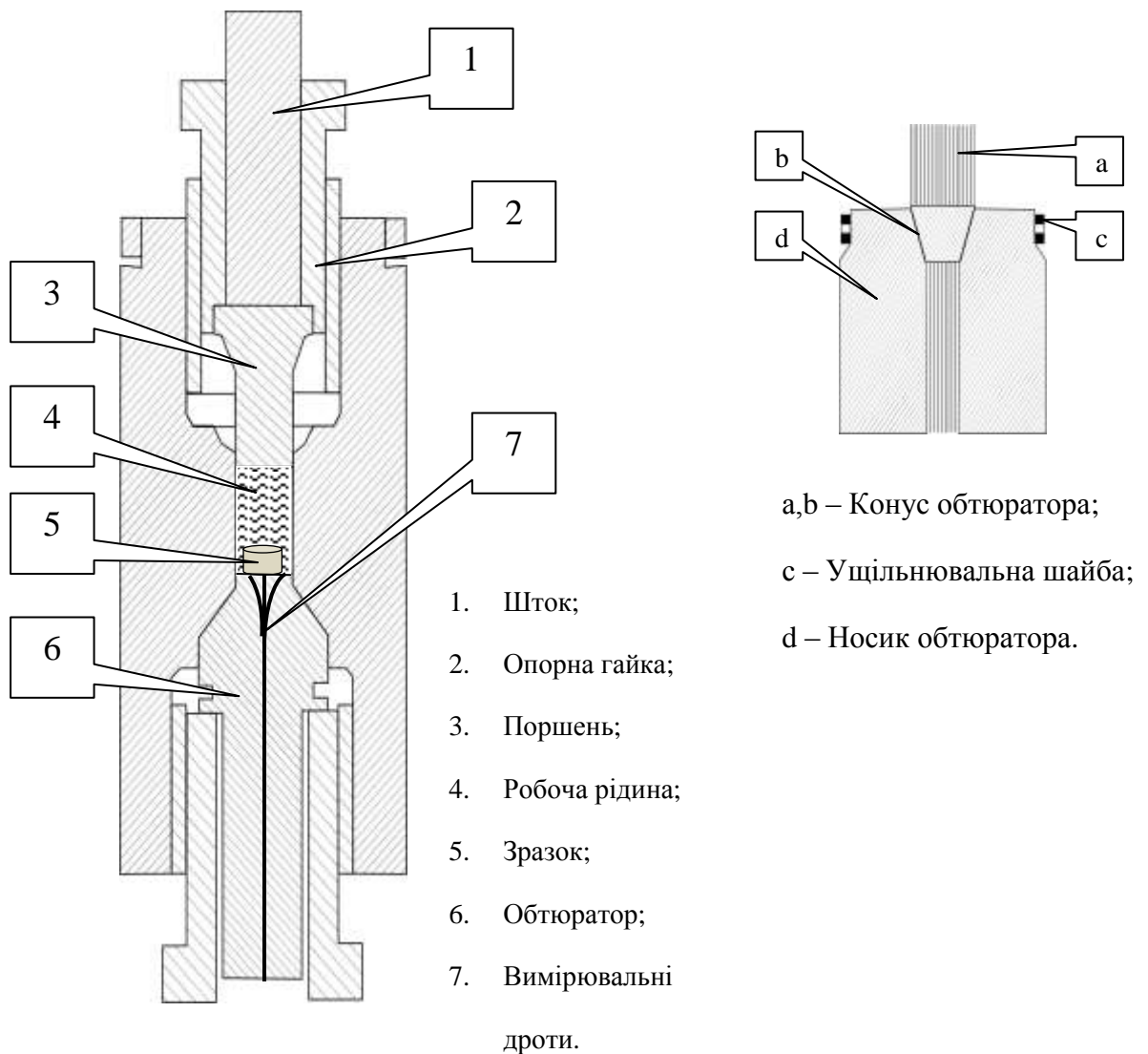


Рис. 2.8(а). Схема камери високого тиску [93].

В наших дослідях з вивчення впливу високих гідростатичних тисків на транспортні і спектроскопічні властивості металооксидів застосовували камери типу поршень–циліндр, виготовлені з термообробленої берилієвої бронзи, що дозволило проводити дослідження у магнітних полях.

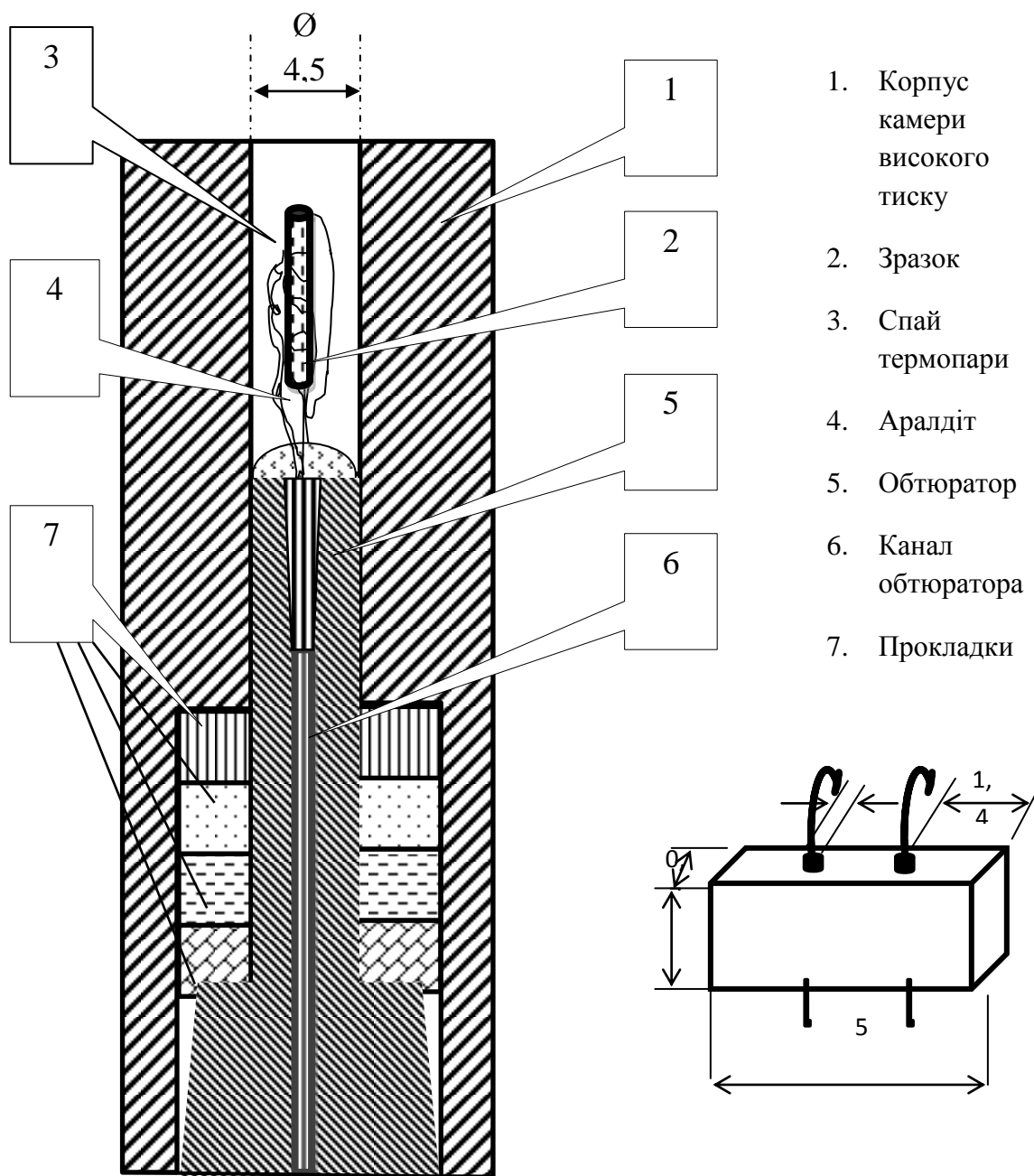


Рис. 2.8 (b). Вид монтажу зразка на обтюраторі камери високого тиску [61].

Тиск у камері отримували за допомогою стискання рухомих поршнем керованою масляною рідиною. При досягненні заданого тиску поршень фіксувався опорною гайкою. Зусилля на поршень подавалося за допомогою гідравлічного пресу. Електричний контакт всередині камери здійснювали

обтюратором, який ущільнювався з використанням мідних і берилієвих кілець. У носик обтюратора вставлявся конус з 8–12 насічками. У кожну насічку вклеювалась пара мідних дротів $d = 0,06$ мм в емалевій ізоляції. Далі конус з дротами вставлявся в обтюратор. У залежності від числа насічок на конусі обтюратора в канал камери вводились 16 або 24 вимірювальних провідників. Схема камери високого тиску представлена на рис 2.8 (b).

Тиск у камері вимірювали в залежності від зміни опору манганового провідника [61]. Все це давало можливість проводити систематичні дослідження характеристик зразків при високих тисках і підвищувало достовірність вимірів.

2.2.3.2. Визначення величини тиску в мультиплікаторі. Для визначення величини тиску у камері був використаний попередньо відградуваний манганіновий манометр, який розташовували в робочій камері високого тиску. Його електроопір вимірювався чотирьохконтактною методикою за допомогою вольтметра В7-34 у всьому інтервалі досліджуваних температур.

Градування манганінового манометра здійснювали згідно з методики, запропонованою в [92] при кімнатній температурі. Залежність опору манганінового манометра від тиску була практично лінійна. Отриманий з цієї залежності кутовий коефіцієнт $k = \Delta R / (R \Delta p) = 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ бар}^{-1}$, де $R = 112,77$ Ом, дозволив обчислювати величину тиску в камері при відповідних температурах.

При створенні початкового тиску 10,5 кбар при кімнатній температурі падіння тиску при охолодженні до 77 К становило ~ 5 кбар, після чого тиск залишався практично незмінним. Падіння тиску при зниженні температури обумовлено різницею коефіцієнтів теплового розширення матеріалу у камері високого тиску і середовища, що передає тиск.

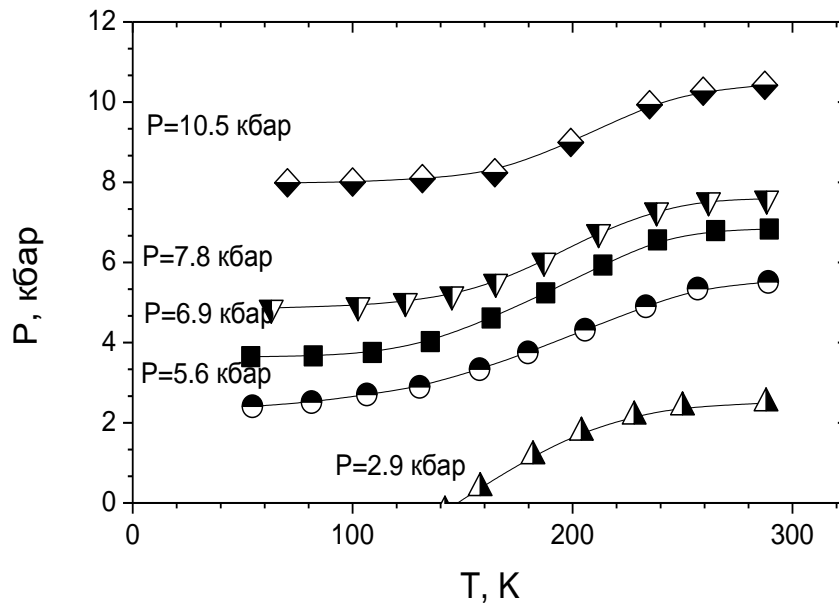


Рис. 2.9. Температурні залежності величини тиску в камері високого тиску від температури.

Абсолютна похибка у визначенні тиску в камері в інтервалі температур 4,2 - 300 К не перевищувала $\sim 0,1$ кбар. На рис.2.9 наведені отримані залежності тиску в камері від температури.

Порівняльний аналіз характеристик зразків, змонтованих "вздовж" і "впоперек" каналу в камері високого тиску, а також практична відтворюваність результатів на прямому і зворотному ході поршня показують, що величина можливих градієнтів тиску істотно не впливає на отримані результати.

2.2.4. Точність вимірювань та обробка експериментальних даних.

При резистивних дослідженнях падіння напруги на зразках вимірювали нановольтметром В2-38 з абсолютною похибкою $\pm 10^{-8}$ В, що відповідає напруженості електричного поля $\pm 5 \cdot 10^{-7}$ В/см. При резистивних вимірах температуру зразка вимірювали вугільним термометром опору з абсолютною

похибкою ± 3 мк. При вимірюванні процесів ізотермічної релаксації опору точність підтримування температури становила ± 5 мк, абсолютну величину питомого електроопору вимірювали з відносною точністю до 2%, а відносна зміна опору – з точністю 0,01%. Величина струму I при вимірюванні опору становила 0,1–1 мА. Вимірювання проводили при двох протилежних напрямку струму для того, щоб виключити вплив термоелектричних сигналів. Стабільність магнітного поля при магнітних і резистивних дослідженнях була не гірше 10^{-4} Тл. Гідростатичний тиск визначали з точністю 0,1 кбар. При інтерполяції експериментальних даних аналітичними функціями використовували стандартну обробку, проведену за методом найменших квадратів.

Висновки 2 розділу. Основні методи приготування бездомішкових монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, з частковою заміною Y на Pr , та методика приготування зразків з різним ступенем відхилення від стехіометрії описані в статтях [169–173].

1. Вирощені бездомішкові монокристали $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при температурі 870°C до 970°C , та зразки з різним ступенем відхилення від стехіометрії при температурі $420^\circ\text{--}650^\circ\text{C}$.
2. Проведено роздвійнювання зразків у спеціальній комірці при температурі 720 К під тиском 30–40 ГПа в атмосфері повітря.
3. Вирізані містки для резистивних досліджень з різними орієнтаціями вектора транспортного струму I , відносно до площин двійників.
4. Сконструйована конструкція, яка дозволила обертати зразок навколо осі, перпендикулярної до площини. Це допомогло змінювати орієнтацію зовнішнього магнітного поля в двох взаємно перпендикулярних площинах і отримати необхідну орієнтацію вектора поля H відносно кристалографічних осей кристала.

РОЗДІЛ 3
ВПЛИВ ВИСОКОГО ТИСКУ НА ПРОВІДНІСТЬ У БАЗИСНІЙ
ПЛОЩИНІ СЛАБКО ЛЕГОВАНИХ ПРАЗЕОДИМОМ
МОНОКРИСТАЛІВ $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

У досить численному ряді ВТНП- купратів особливе місце для досліджень, в цьому аспекті, займає з'єднання системи 1-2-3 з частковою заміною ітрію на празеодим [95,96], що обумовлено одразу декількома причинами. По – перше, сполуки системи 1-2-3 мають досить високу критичну температуру (T_c), що дозволяє проводити вимірювання при температурах перевищуючих температуру рідкого азоту [97]. По – друге, часткова заміна ітрію на празеодим, на відміну від заміни на інші рідкоземельні елементи, дозволяє плавно варіювати електроопір і критичні характеристики цього з'єднання шляхом поступового пригнічення їх провідних параметрів [31,95,97] (так звана «аномалія празеодиму»). І, по – третє, у сполуках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з оптимальним вмістом кисню [95,97] не виникає, так званий нерівноважний стан, який в бездомішкових зразках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з дефіцитом кисню може бути досить легко індукований у вигляді стрибкоподібної зміни температури [13,25] або докладання високого тиску [74,97].

Остання обставина є особливо важливою, оскільки в умовах відсутності повноцінної мікроскопічної теорії високотемпературної надпровідності саме застосування високих тисків продовжує залишатися одним із найважливіших інструментів не тільки визначення адекватності численних теоретичних моделей, але й пошуку емпіричних шляхів поліпшення критичних параметрів ВТНП-матеріалів [34,103]. При цьому, у разі бездомішкових зразків $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, часто доводиться застосовувати специфічні методики, що дозволяють розділяти так званий «істинний ефект тиску» [74,101] (обумовлений зміною параметрів кристалічної решітки міжшарової взаємодії, електрон фононної

взаємодії і т.д.) та «релаксаційний» ефект [74,98], (обумовлений перерозподілом лабільної компоненти). Незважаючи на досить велику кількість робіт, що є в літературі з дослідження впливу тиску на провідність ВСТП–купратів, лише відносно невелика їх частина була присвячена вивченню баричних залежностей резистивних характеристик сполук $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (див. [95] і посилання там). Слід зазначити, що дані, наведені в цих роботах, найчастіше є досить суперечливими. Так, наприклад, в огляді [95] повідомляється про реєстрацію як позитивної, так і негативної баричної похідної dT_c/dP , а в окремих випадках і про зміну знака dT_c/dP , про що більш докладно буде сказано нижче. Важливе значення тут має той факт, що значна частина експериментальних даних була отримана на керамічних, плівкових і текстурованих зразках дуже різної технологічної передісторії [95,102]. У разі ж монокристалічних зразків певні складнощі може створювати присутність в системі досить розупорядкованої структури двійникових меж (ДМ) [15,101]. Останні, будучи протяжними двовимірними дефектами, а також місцем стоку дефектів більш низької розмірності, в свою чергу, самі являють собою потужні центри розсіювання нормальних і флуктуаційних носіїв [105], тим самим надаючи помітний вплив на процеси переносу заряду в конкретному експериментальному зразку. Слід так само відзначити, що в літературі практично відсутні експериментальні дані, отримані при дослідженні впливу тиску в сполуках з концентрацією празеодиму $x < 0,1$. При цьому саме в зразках слабо допованих празеодимом найчастіше спостерігаються цікаві явища пригнічення псевдоцілінного стану і аномального розширення температурної ділянки лінійної залежності [27,106].

Також слід зазначити, що праць, присвячених дослідженням псевдоцілінної аномалії і флуктуаційної провідності під високим тиском, у сполуках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, нам знайти не вдалося. Враховуючи вищесказане, в даній дисертаційній роботі були проведені дослідження високого

гідростатичного тиску до 17 кбар на резистивні характеристики слабодопованих празеодимом ($x \approx 0,05$) монокристалічних зразків $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ – з геометрією протікання транспортного струму $I // DM$, що дозволяє мінімізувати ефекти розсіювання на двійникових межах [104,106].

3.1. Вплив тиску на критичну температуру і нормальний електроопір. На рисунку 3.1 показані температурні залежності електроопору в базисній площині $\rho_{ab}(T)$ монокристала $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, виміряні при різних тисках. На вставках показані геометрія експерименту та баричні залежності T_c і $\rho_{ab}(300K)$.

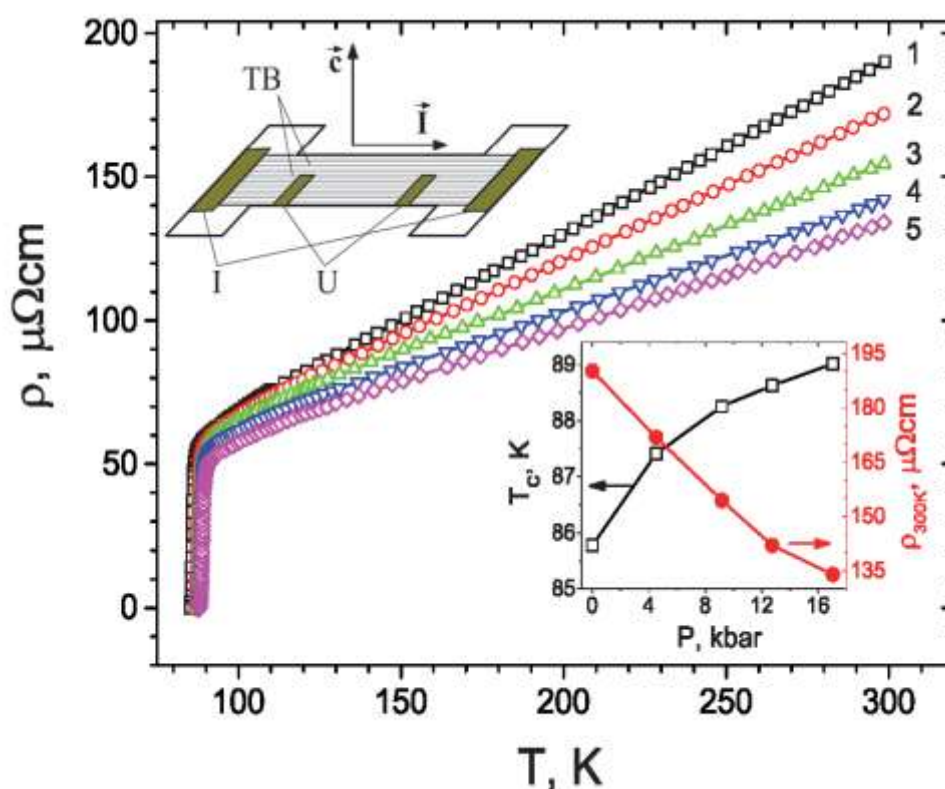


Рис. 3.1. Температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ монокристала $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, виміряні при тисках 0; 4,52; 9,17; 12,74; 17,05 кбар – криві 1–5, відповідно. На вставках показані температурна залежність надлишкової провідності $\Delta\sigma(T)$ при атмосферному тиску в координатах $\ln\Delta\sigma - 1/T$ та баричні залежності T_c і $\rho_{ab}(300K)$.

Як впливає із рис. 3.1 значення T_c та $\rho_{ab}(300)$ при атмосферному тиску склали 86 К і 195 мкОм·см, відповідно. Таким чином, у порівнянні з бездомішковими монокристалічними зразками $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, критична температура зменшилася на $5\div 7$ К при одночасному збільшенні $\rho_{ab}(300)$ на $30\div 40$ мкОм·см, що в цілому узгоджується з літературними даними [96,34,98,101]. При цьому на резистивних переходах в надпровідний стан, показаних на рис. 3.2, спостерігається ступінчаста форма, що може свідчити про прояв ознак фазового розшарування [25,90] в обсязі експериментального зразка.

Зараз існує безліч теоретичних моделей, присвячених дослідженню причин деградації надпровідних і нормальних характеристик сполучень $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом домішки празеодиму. Найбільш відомими серед них є, так звані, “hole filling model” [105], “pair breaking phenomena” [30], а також моделі, що припускають локалізацію діркових носіїв і, обумовлені взаємодією з іонами празеодиму, різні механізми перебудови зонних станів (огляд [95]). Враховуючи обмежений обсяг нашого дослідження, ми не проводимо тут докладний аналіз цих явищ, залишаючи його для окремої роботи.

Як впливає із вставки до рис.3.1, для нашого зразка $dT_c/dP \approx 0,18$ К/кбар що дещо менше ніж у сполук з $x \geq 0,1$ [95], але більше ніж у бездомішкових монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [34,98-101]. Взагалі кажучи, таке значення баричної похідною dT_c/dP можна пояснити шляхом традиційного використання для якісного аналізу залежностей $T_c(P)$ відомої формули Макміллана [107]:

$$T_c = \frac{\theta_D}{1,45} \exp\left[-\frac{1,04(1 + \lambda)}{\lambda - \mu^* (1 + 0,62\lambda)}\right], \quad (3.1)$$

де θ_D – температура Дебая;

μ^* – екранований кулонівський псевдопотенціал, що характеризує відштовхування електронів,

λ – константа електрон-фононої взаємодії, яка, в свою чергу, залежить від параметрів електронного та фононного спектра надпровідника:

$$\lambda = \frac{N(\varepsilon_F) \langle I^2 (\vec{k} - \vec{k}') \rangle}{M \theta_D^2}, \quad (3.2)$$

де $N(\varepsilon_F)$ – густина станів на рівні Фермі;

I – усереднений по поверхні Фермі матричний елемент електрон-фононої взаємодії;

M – маса іона.

У припущенні, що при стисненні зразка, поряд зі зростанням температури Дебая збільшується і матричний елемент електрон-фононої взаємодії [108], значення $dT_c/dP < 0,2$ К/кбар представляються цілком розумним. При цьому, однак, слід зазначити, що у зразків з концентрацією домішки празеодиму $x > 0,3$ величина абсолютного значення баричної похідною dT_c/dP може досягати значень більше 0,6 К/кбар [95]. Крім того, як зазначалося вище, в деяких роботах спостерігалась зміна знака dT_c/dP [111]. Все вищесказане не дозволяє однозначно інтерпретувати отримані дані в рамках теорії БКШ.

Відносно слабкий вплив тиску на величину T_c слабо допованих празеодимом зразків може бути пояснено в рамках моделі, що передбачає наявність сингулярності Ван Хова в спектрі носіїв заряду [108,112], яка характерна для решіток з сильним зв'язком. Як відомо, для кристалів з високою $T_c \approx 90$ К рівень Фермі лежить у долині між двома піками щільності станів, при цьому щільність станів на рівні Фермі $N(E_F)$ істотно залежить від величини $(a-b)/a$ [113]. Збільшення відношення $(a-b)/a$ приводить до збільшення відстані між піками щільності станів і, відповідно, до зменшення $N(E_F)$ і T_c . Зменшення ж відношення $(a-b)/a$ приводить до зближення піків густини станів, що приводить до зростання $N(E_F)$ і T_c . Така закономірність зміни T_c спостерігалась при дослідженні впливу одновісного стискання уздовж осей **a** і **b** на критичну температуру монокристалів з $T_c \approx 90$ К [114]: при додаванні навантаження вздовж

осі критична температура зменшувалась, а при додаванні навантаження вздовж осі **b** вона підвищувалась. При впливі гідростатичного тиску величина відношення $(a-b)/a$ змінюється слабо, оскільки вона визначається різницею модулів стискання вздовж осей **a** і **b**. Тому зміна критичної температури у зразків з високою T_c при впливі гідростатичного тиску відносно мала.

Для кристалів зі зниженою $T_c \approx 60$ К рівень Фермі, може бути зміщений з середини зони (в тому числі, внаслідок допування заміщуючими елементами [115] і розташований в стороні від піку густини станів. Тому, якщо величина критичної температури, в першу чергу, визначається щільністю електронних станів, то зсув рівня Фермі в бік піку густини станів при впливі гідростатичного тиску може, тим самим, приводити до значного зростання абсолютного значення dT_c/dP .

3.1.1. Індуковане високим тиском фазове розшарування. На рисунку 3.2. показані резистивні переходи в надпровідний стан в координатах $\rho - T$ і $d\rho/dT - T$, виміряні при різних тисках.

Видно, що на кривих $d\rho(T) / dT$ спостерігається кілька чітко виражених піків, що відповідають сходинкам на відповідних залежностях $\rho(T)$, показаних на рис. 3.2 (а). Як було встановлено в роботах [116], подібна форма надпровідних переходів свідчить про присутність в об'ємі експериментального зразка декількох фаз з різними критичними температурами (T_{c1} и T_{c2}), які, у свою чергу, відповідають точці максимуму на кожному з піків. При цьому, згідно відомої параболічної залежності [117], кожна з таких фаз характеризується відповідною концентрацією носіїв струму.

Як випливає із рисунка 3.2, збільшення величини прикладеного тиску приводить до деякого уширення надпровідних переходів і зміни висоти і форми сходинок, а також зміщення по температурі точок максимуму.

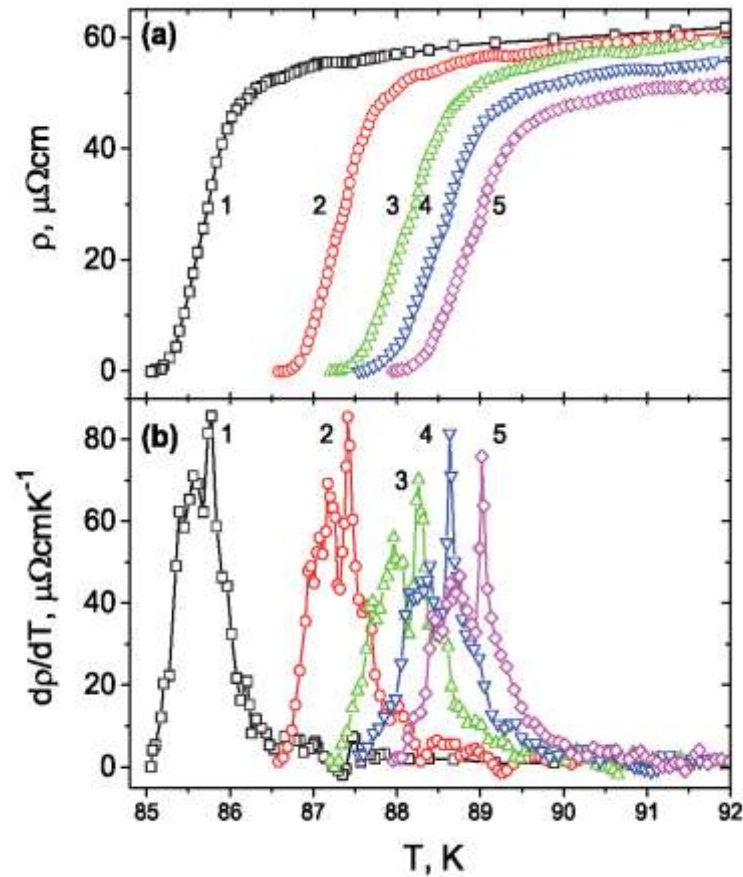


Рис. 3.2. Резистивні переходи в надпровідний стан в координатах $\rho - T$ (а) і $d\rho/dT - T$ (б), виміряні при різних тисках. Нумерація відповідає рис.3.1.

Це, в свою чергу, може свідчити про істотну зміну шляхів протікання транспортного струму, обумовленого зміною розмірів та складу кластерів з різною T_c в випадку бездомішкових зразків $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, нестехіометричного по кисню складу, такого роду явища можуть спостерігатися внаслідок реалізації в системі процесу висхідної дифузії [116,122].

Як видно з рисунка 3.2, зростання величини прикладеного тиску приводить до збільшення різниці ($T_{c1} - T_{c2}$), що може свідчити про наявність фазового розшарування в нашому зразку. У той же час слід зазначити, що, як зазначалося вище, вміст кисню в нашому випадку був близько до стехіометричного, що має

мінімізувати вплив перерозподілу лабільного кисню на вищеописані процеси. Дійсно, як було показано в роботах [34,74,122], докладання високого тиску в разі зразків $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ стехіометричного складу, як правило, не призводить до виникнення процесів структурної релаксації, які зазвичай відбуваються внаслідок дифузії лабільного кисню в об'ємі зразка.

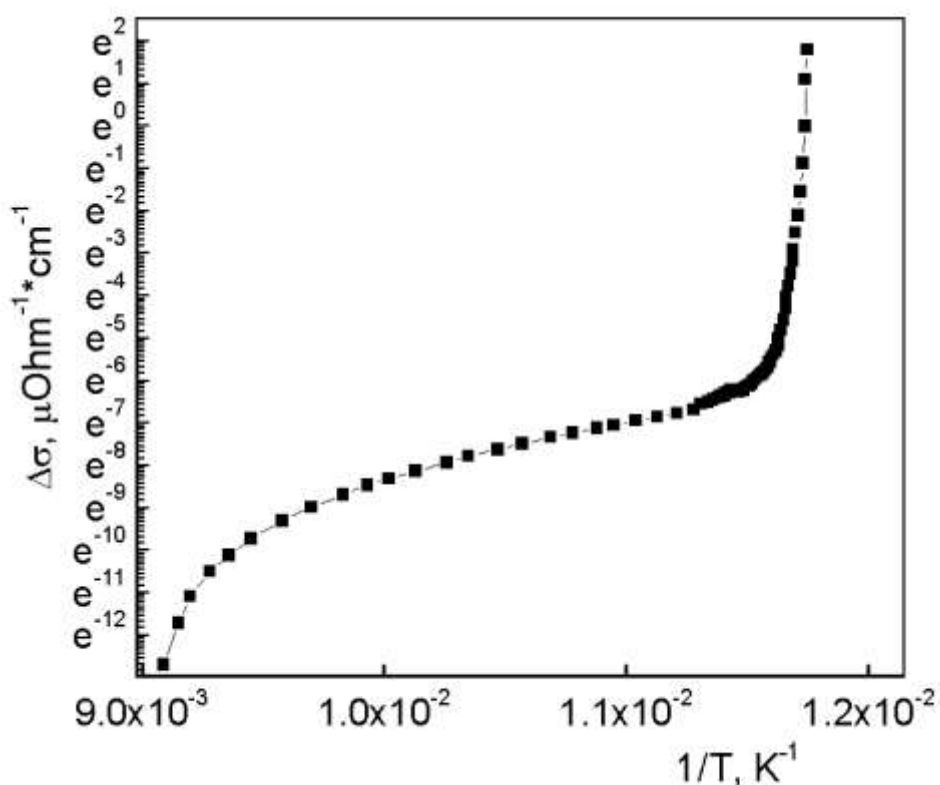


Рис. 3.3. Температурна залежність надлишкової провідності $\Delta\sigma(T)$ монокристалу $Y_{0.95}Pr_{0.05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, при атмосферному тиску в координатах $\ln\Delta\sigma - 1/T$.

Напевно, фазове розшарування під тиском, що спостерігається в нашому випадку може бути обумовлено зміною розміру і складу кластерів, що характеризуються різним вмістом празеодиму [6,118]. У той же час, слід зазначити, що збільшення вмісту празеодиму в локальному елементі об'єму експериментального зразка, як правило, призводить до ефекту діаметрально

протилежаючому ефекту збільшення вмісту кисню. У той час як збільшення концентрації кисню призводить до зростання T_c і поліпшенню провідних характеристик окремо взятої фази [119,122,25,116], збільшення вмісту празеодиму сприяє пригніченню і провідності і зниженню T_c [125].

Таким чином, можна припустити, що фазове розшарування, що спостерігається в сполуці $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ під дією високого тиску, на відміну від випадку бездомішкових зразків $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, являє собою більш складний і неоднозначний процес. Однак перевірка справедливості цього припущення вимагає проведення додаткових досліджень впливу всебічного стискання на критичну температуру сполук $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, в більш широкому інтервалі концентрацій празеодиму, в тому числі, із застосуванням структурних вимірів на зразках з більш високим ступенем допування празеодимом.

3.2. Вплив тиску на температурну залежність псевдощільни.

Докладання тиску також приводить до істотного (до 47 К) розширення лінійної ділянки залежності $\rho_{ab}(T)$ в області високих температур. Останнє відображається в зниженні величини температури T^* , при якій починається систематичне відхилення експериментальних точок вниз від лінійної залежності. Згідно з сучасними уявленнями, T^* відповідає температурі відкриття псевдощільни [119,126].

Більш швидке, ніж лінійне, зменшення величини $\rho_{ab}(T)$, яке спостерігається в області температур $T < T^*$, свідчить про появу в кристалі, надлишкової провідності ($\Delta\sigma$). Температурну залежність надлишкової провідності зазвичай визначають із співвідношення:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0, \quad (3.3)$$

де $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (a + bT)^{-1}$ – провідність, що визначається екстраполяцією лінійної ділянки в нульове значення температури;

$\sigma = \rho^{-1}$ – експериментальне значення провідності в нормальному стані.

Отримані експериментальні залежності $\Delta\sigma(T)$ представлені на рис. 3.3 в координатах $\ln\Delta\sigma - 1/T$. Видно, що в достатньо широкому температурному інтервалі ці залежності мають вигляд прямих, що відповідає їх описанню експоненціальною залежністю виду:

$$\Delta\sigma \sim \exp(\Delta^*_{ab}/kT), \quad (3.4)$$

де Δ^*_{ab} – величина, що визначає деякий термоактиваційний процес через енергетичну щілину – «псевдощілину».

В даний час найбільш дискутованими сценаріями реалізації ПЩ–стану в ВТНП-купратах є, так звана концепція нескоррельованих [119,56] пар і різні моделі діелектричних флуктуацій [126]. Серед теоретичних робіт, які відстоюють першу точку зору, 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 парування. У загальному вигляді ці залежності описуються рівнянням:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \Delta(0) \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sqrt{\frac{T}{\Delta(0)}} \exp\left[-\frac{\Delta(0)}{kT}\right] \times \left[1 + \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{\sqrt{x_0^2 + 1} - 1}{T/\Delta(0)}}\right)\right], \quad (3.5)$$

де $x_0 = \mu/\Delta(0)$

μ – хімпотенціал системи носіїв;

$\Delta(0)$ – величина енергетичної щілини при $T = 0$,

$\operatorname{erf}(x)$ – функція помилок

У граничному випадку $x_0 \rightarrow \infty$ (слабкого спарування) [55] аналітичний вираз (3.5) набуває вигляду, добре відомого в теорії БКШ:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \Delta(0) \sqrt{2\pi\Delta(0)/kT} \exp\left[\frac{\Delta(0)}{T}\right], \quad (3.6),$$

У той же час для межі сильних взаємодій ([56], межа (БЕК)) в 3-х вимірному випадку при $x_0 < -1$, формула (3.5) переходить в:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \frac{8}{\sqrt{\pi}} \sqrt{-x_0} \left(\frac{\Delta(0)}{kT} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2(0)}}{T} \right], \quad (3.7)$$

При цьому, як було показано в циклі робіт [119,136,155], при досить високій точності вимірювань значення псевдощільності в широкому інтервалі температур можна визначити із залежностей $\rho_{ab}(T)$ (електроопору в базисній площині) при температурах нижче деякого характерного значення T^* (температури відкриття псевдощільності).

Експоненціальна залежність $\Delta\sigma(T)$ вже спостерігалася раніше на бездомішкових зразках YBaCuO [163]. Як було показано в [136, 155,163], апроксимація експериментальних даних може бути істотно розширена за допомогою введення співмножника $(1-T/T^*)$. У цьому випадку надлишкова провідність виявляється пропорційною густині флуктуаційних носіїв $n_s \sim (1-T/T^*)$ і обернено пропорційною до числа «куперівських» пар $\sim \exp(\Delta^*/kT)$, зруйнованих тепловим рухом. При цьому

$$\Delta\sigma \sim (1-T/T^*) \exp(\Delta^*_{ab}/kT), \quad (3.8)$$

де T^* – середньопольова температура надпровідного переходу;

Δ^*_{ab} – величина, що визначає деякий термоактиваційний процес через енергетичну щілину – «псевдощільність».

Таким чином, використовуючи методику, запропоновану в [155,163], з експериментальної кривої $\ln\Delta\sigma$ можна побудувати температурну залежність $\Delta^*_{ab}(T)$ аж до T^* .

На рис. 3.4 показані температурні залежності псевдощільності в зведених координатах $\Delta^*(T)/\Delta_{\max} - T/T^*$. Залежності $\Delta^*(T)/\Delta(0)$ от T/T^* , розраховані згідно формул (3.6), (3.7) в наближенні середнього поля в рамках теорії кросовера БКШ-БЕК [55,56] для значень параметра кросовера $\mu / \Delta(0) = 10$ (межа БКШ), -2, -5, -10 (межа БЕК).

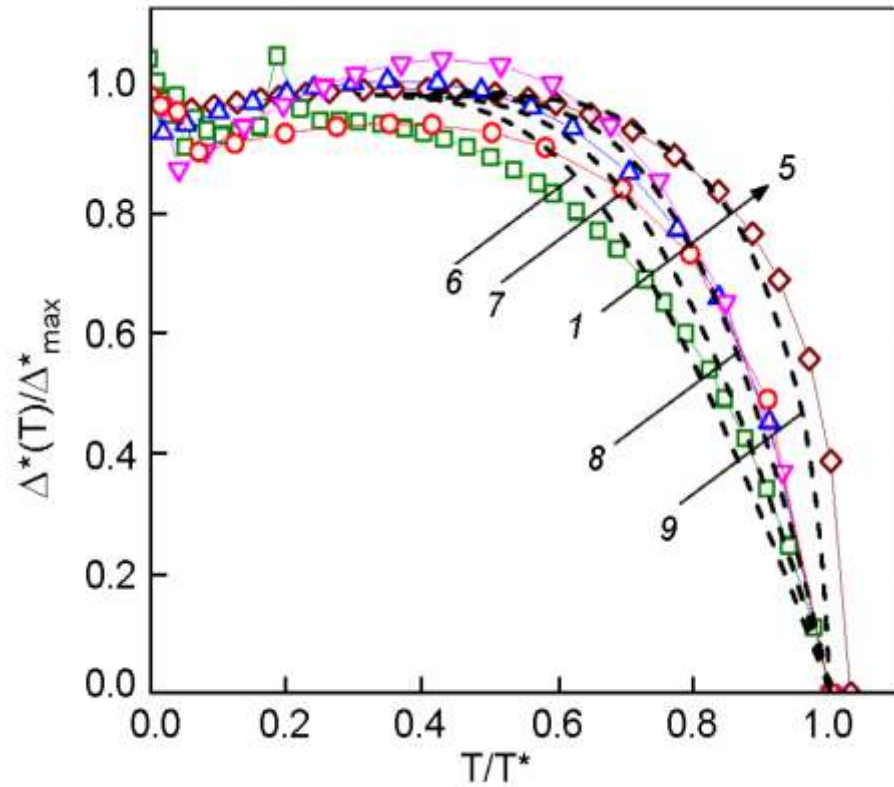


Рис. 3.4. Температурні залежності псевдощілини при різних значеннях тиску для монокристалу $Y_{0.95}Pr_{0.05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в зведених координатах $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max} - T/T^*$ (Δ^*_{\max} – значення Δ^* на плато вдалині від T^* [172]). Нумерація кривих відповідає нумерації на рис. 3.1. Пунктирними лініями (6-9), відповідно, показані залежності $\Delta^*(T)/\Delta(0)$ від T/T^* , розраховані згідно [55,56].

Видно, що в міру зростання величини прикладеного тиску, відбувається зміщення експериментальних кривих від залежностей виду (3.7) до (3.6). Така поведінка виявляється якісно подібною ефекту трансформації температурних залежностей псевдощілини зразків $YBaCuO$, що спостерігаються при зниженні ступеня кисневої нестехіометрії [155]. Очевидно, що згадані кореляції в поведінці кривих $\Delta^*(T)$ не є випадковими. Дійсно, як добре відомо з літератури (див., наприклад [74,121,34,99]), докладання високого тиску до зразків ВТНП-системи 1-2-3, так само як і збільшення вмісту кисню [155], приводить до

поліпшення провідних характеристик, яке виражається у збільшенні абсолютної величини T_c і істотному зниженні питомого електроопору.

Таким чином, враховуючи деяку умовність визначення величини відкриття псевдощільни T^* по відхиленню залежності $\rho_{ab}(T)$ від лінійної поведінки, узгодження експерименту з теорією в нашому випадку можна вважати цілком задовільним.

3.3. Флуктуаційна парепровідність в умовах докладання високого тиску. Як видно з рис.3.2, в разі наближення до T_c відбувається різке збільшення абсолютного значення величини надлишкової провідності. Як відомо, поблизу T_c надлишкова провідність ймовірно обумовлена процесами флуктуаційного парування носіїв струму і може бути описана степеневою залежністю отриманою в теоретичній моделі Лоуренца–Доніаха [37], яка передбачає наявність дуже плавного кросовера від двовимірного до тривимірного режиму флуктуаційної провідності при зниженні температури зразка:

$$\Delta\sigma = \left[\frac{e^2}{16\hbar d} \right] \varepsilon^{-1} \left\{ 1 + J\varepsilon^{-1} \right\}^{-1/2}, \quad (3.9)$$

де $\varepsilon = (T - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$ – приведена температура;

T_c^{mf} – критична температура в наближенні середнього поля;

$J = (2\xi_c(0)/d)^2$ – постійна міжплощинного парування;

ξ_c – довжина когерентності вздовж осі c і d – товщина двовимірного шару.

У граничних ситуаціях (поблизу T_c , при $\xi_c \gg d$ – взаємодія між флуктуаційними куперовськими парами реалізується у всьому обсязі надпровідника – 3D-режим або далеко від T_c , при $\xi_c \ll d$ – взаємодія можлива тільки в площинах провідних шарів – 2D-режим) вираз (3.9) перетвориться у

відомі співвідношення для трьох і двовимірних випадків із теорії Асламазова – Ларкіна [35]:

$$\Delta\sigma_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}, \quad (3.10)$$

$$\Delta\sigma_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar \xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (3.11)$$

У разі порівняння з експериментальними даними важливе значення має точне визначення величини T_c^{mf} , яка істотно впливає на кут нахилу залежностей $\Delta\sigma(\varepsilon)$. Зазвичай, при порівнянні з експериментальними даними $\xi_c(0)$, d і T_c в рівняннях (3.9–3.11) є підгінними параметрами [126]. Однак, при використанні такої методики, як правило, спостерігаються значні кількісні розбіжності між теорією і експериментом. Це, в свою чергу, викликає необхідність використання в якості додаткового підгінного параметра скейлінгового множника, так званого S – фактора, що дозволяє поєднувати експериментальні дані з розрахунковими і, таким чином, враховувати можливу неоднорідність розтікання транспортного струму для кожного конкретного зразка [126]. У нашому випадку за T_c^{mf} приймалася T_c , визначена, як зазначалося вище, в точці максимуму на залежностях dR_{ab}/dT (T) в області надпровідного переходу, як це було запропоновано в [34] і показано на рис. 3.2 (б).

Видно, що поблизу T_c ці залежності задовільно апроксимуються прямими з кутом нахилу $\alpha_1 \approx -0,5$, відповідним показником ступеня $-1/2$ в рівнянні (11), що свідчить про тривимірний характер флуктуаційної надпровідності в цьому температурному інтервалі. При подальшому підвищенні температури швидкість зменшення $\Delta\sigma$ істотно зростає ($\alpha_2 \approx -1$), що, у свою чергу, можна розглядати як вказівку на зміну розмірності ФП.

На рис. 3.5 представлені температурні залежності $\Delta\sigma$ (T) в координатах $\ln\Delta\sigma(\ln\varepsilon)$.

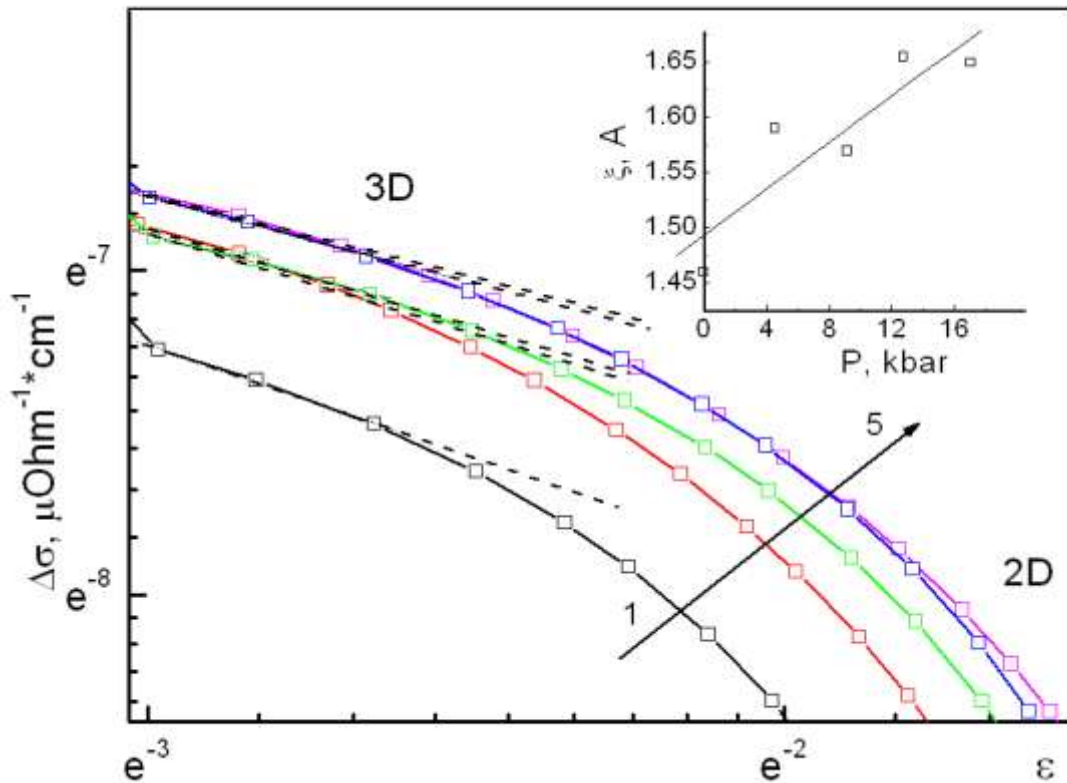


Рис. 3.5. Температурні залежності $\Delta\sigma(T)$ в координатах $\ln\Delta\sigma(\ln\varepsilon)$ при різних тисках. Нумерація відповідає рис. 3.1. На вставці показана барична залежність $\xi_c(0)$ при різних значеннях тиску.

Як випливає з (3.10) і (3.11), в точці 2D-3D кросовера:

$$\varepsilon_0 = 4[\xi_c(0)/d]^2, \quad (3.12)$$

У цьому випадку, визначивши значення ε_0 і використовуючи літературні дані про залежність T_c і міжплощинні відстані від δ [6,127], можна обчислити значення $\xi_c(0)$. Як видно із вставки до рис. 5, величина $\xi_c(0)$, розрахована згідно (3.12), збільшується від 1,46 до 1,65 Å в міру збільшення T_c , що якісно відрізняється від аналогічних баричних залежностей $\xi_c(0)$, отриманих на бездомішкових зразках YBaCuO, як для зразків оптимального складу [34,101], так і монокристалів з пониженим вмістом кисню [166].

Як було встановлено в [34,101], величина $\xi_c(0)$, отримана для оптимально допованих киснем кристалів незначно змінюється з тиском. У той же час, на відміну від зразків стехіометричного складу, для монокристалів з дефіцитом кисню [165], величина $\xi_c(0)$ зменшується в процесі збільшення прикладеного тиску від 0 до 10 кбар приблизно на 20%. Слід також зазначити, що у разі бездомішкових зразків $YBaCuO$ існує явна кореляція в поведінці баричних залежностей $\xi_c(P)$ та $T_c(P)$: в процесі докладання – зняття тиску обидві величини змінюються практично симетрично – по мірі зростання $T_c(P)$ величина $\xi_c(P)$ зменшується і навпаки, що може свідчити про однакову природу зміни цих характеристик. Певний вплив при цьому можуть надавати специфічні механізми квазічасткового розсіювання [127,129,131], обумовлені присутністю в системі кінематичної та структурної анізотропії.

Висновки 3 розділу. Основні результати дослідження прикладання високого гідростатичного тиску до 17 кбар на резистивні характеристики в базисній ab -площині слабо допованих празеодимом ($x \approx 0,05$) монокристалічних зразків $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ – з геометрією протікання транспортного струму $I // DM$, які наведені в розділі 3 опубліковані в статті [172]. Отримано, що:

1. Прикладання високого тиску до монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($x \leq 0,05$) приводить до істотного розширення інтервалу лінійної залежності $\rho_{ab}(T)$, та відповідного звуження температурної ділянки проявлення псевдощілинного режиму.
2. Надлишкова провідність підпорядковується експоненційній температурній залежності в широкому інтервалі температур, а температурна залежність псевдо щілини задовільно описується в рамках теорії кросовера БКШ–БЕК.

3. Еволюція під тиском режиму флуктуаційної провідності в слабо допованих празеодимом зразках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вірогідно визначається двома процесами: зміною співвідношення між ξ_c і d , з одного боку, і, зумовленим внесенням домішки празеодима, зміщенням рівня Фермі відносно особливостей густини станів – з іншого.
4. Прикладання високого тиску до монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, приводить до суттєвого зростання величини баричної похідної dT_c/dP .

РОЗДІЛ 4
СТРУКТУРНА РЕЛАКСАЦІЯ, ЗУМОВЛЕНА СТРИБКОПОДІБНОЮ
ЗМІНОЮ ТЕМПЕРАТУРИ В НЕДОДОПОВАНИХ КИСНЕМ
МОНОКРИСТАЛАХ $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re=Y, Ho)

В останні роки однією з домінуючих версій виникнення ПЩ–аномалії в ВТНП є, так звана, кластерна модель [66–69,72–74,165]. Так, наприклад, у праці [138] було встановлено, що критична температура T_c і температура відкриття псевдощілини T^* у сполуці $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ однозначним чином пов'язані з розмірами надпровідних кластерів, утворених іонами кисню, що формують негативні U центри (NUC). При цьому стверджується, що спостережувана в різних експериментах псевдощілина є ні чим іншим, як тією ж надпровідною щілиною, але виникає при $T > T_c$ в результаті великих флуктуацій числа частинок між парним рівнем NUC і кисневої зоною [138]. При цьому передбачається, що при зменшенні рівня допування киснем середній розмір кластерів зменшується і відносні флуктуації заселеності NUC в цих кластерах наростають, що, в свою чергу, повинно викликати зростання T^* і зниження T_c [138].

В статті [139] в рамках встановлення домішкового механізму ВТНП в припущенні, що в області, прилеглої до надпровідної фази з боку допінгу, менше оптимального (псевдощілинній області), існують кінцеві надпровідні кластери, а межа надпровідної фази відповідає порогу існування нескінченного надпровідного кластера, була отримана верхня межа псевдощілинного стану, як функція допінгу. В статті Абрикосова [140] зроблена спроба пояснити псевдощілинний стан на основі теорії перколяції в припущенні, що довжина когерентності пропорційна $T^* - T$. Серед експериментальних робіт, присвячених цьому питанню, слід зазначити експерименти, в яких кластери в ВТНП спостерігалися за допомогою скануючої тунельної спектроскопії [141], а

також працях [66,67,68,69], присвячені дослідженням процесів кисневого упорядкування. Однак, незважаючи на значний накопичений літературний матеріал, досі не до кінця ясними залишаються як сама природа структурних кластерних аномалій, так і механізми їх формування в ВТНП.

Найбільш перспективними для дослідження в цьому питанні є сполуки $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Це обумовлено рядом причин: цей надпровідник має високу критичну температуру і найкращу струмонесучу здатність у сильних магнітних полях; можна відносно легко отримати однофазні керамічні та литі зразки; їх фізичні властивості, в тому числі і надпровідні, можна легко змінити, варіюючи кисневий індекс δ [131], або легуванням [45]; є можливість отримувати високоякісні монокристали відносно великих розмірів. Остання обставина має вирішальне значення для фундаментальних досліджень.

Сукупність досліджень різних фізичних властивостей з'єднання $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ [66–69,72–74,165], показує наявність в них нерівноважного стану при досить значній мірі дефіциту кисню, що може бути індуковано за допомогою прикладання високого тиску [72–74], або стрибкоподібної зміни температури [77,165] і супроводжується процесами структурної релаксації. Це, в свою чергу, повинно відображатися на ряді фізичних властивостей надпровідника, в тому числі електропровідності.

В науковій літературі практично відсутні дані про експериментальні дослідження впливу перерозподілу лабільного кисню в нерівноважному стані (при фіксованій концентрації кисню у зразку) на ПЩ-аномалію в системі 1-2-3 при заміні ітрію на інші рідкоземельні елементи. Враховуючи вищесказане, в цьому розділі були проведені дослідження впливу перерозподілу лабільного кисню на критичну температуру і псевдощільну в монокристалах $ReBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($Re = Y, Ho$) сильно недодопованого складу.

4.1. Релаксація нормального електроопору і еволюція форми резистивних переходів в нормальний стан. Монокристали $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) вирощували по розчин-расплавній технології в золотому тиглі, згідно з методикою, описаною в розділі 2.

Для проведення резистивних вимірювань були відібрані три кристала К1, К2 ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) і К3 ($\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$). Електричні контакти створювали за стандартною чотирьохконтактною схемою шляхом нанесення срібної пасти на поверхню кристала з подальшим підключенням срібних провідників діаметром 0,05 мм і тригодинним відпалом при температурі 200°C в атмосфері кисню. Така процедура дозволяла отримувати перехідний опір контактів менше 1 Ома і проводити резистивні вимірювання при транспортних струмах до 10 мА в аб-площині. Вимірювання проводили в режимі дрейфу температури при двох протилежних напрямках транспортного струму для виключення впливу паразитного сигналу.

Температуру вимірювали платиновим терморезистором, напруга на зразку і зразковому опорі – нановольметрами В2-38. Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавалися на комп'ютер. Критичну температуру, визначали в точці максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ в області надпровідного переходу за методикою [137,142,25,116]. Для зменшення вмісту кисню зразки відпалювали протягом доби при температурі 680 і 690°C ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) і 600°C ($\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$) в атмосфері повітря. Після відпалу кристали охолоджували до кімнатної температури протягом 2-3 хв., вмонтовували у вимірювальній комірці і охолоджували до температури рідкого азоту протягом 10–15 хв. На рис.4.1 представлені температурні залежності електроопору в базисній аб-площині $\rho_{ab}(T)$ монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (a,b) та $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (c).

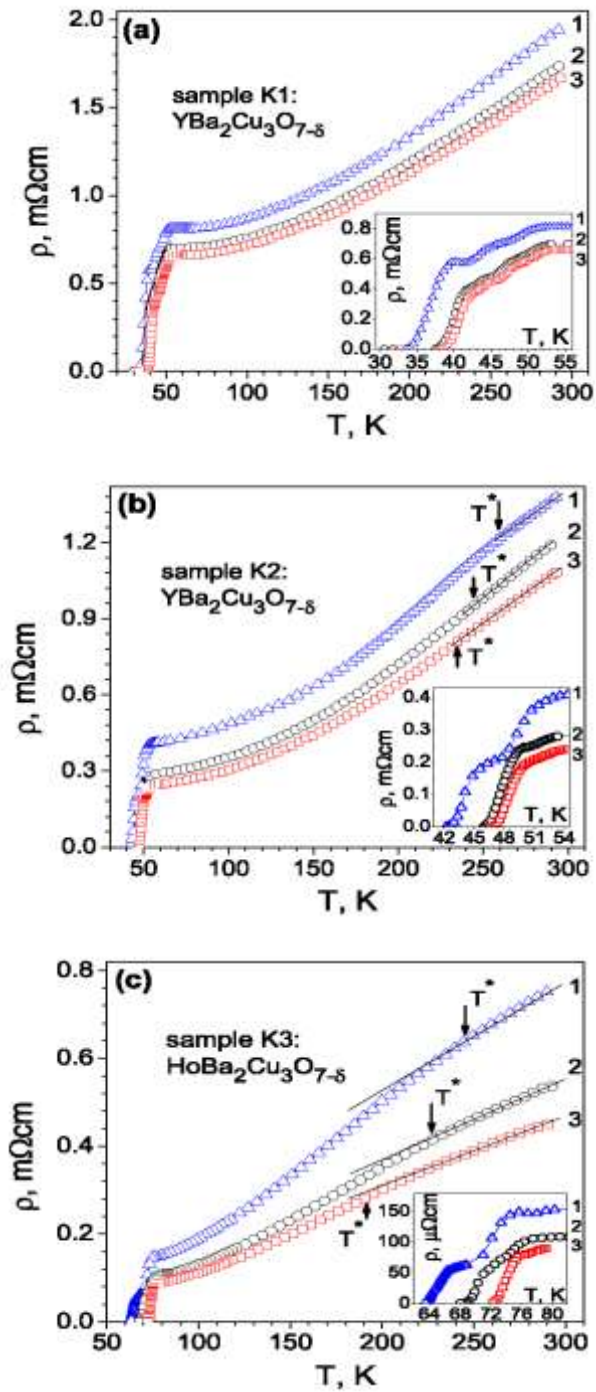


Рис.4.1. Температурні залежності електроопору в базисній ab -площині $\rho_{ab}(T)$ монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (a,b) – і $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (c). Криві 1 виміряні безпосередньо після пониження температури, а криві 2 і 3 – після поетапного відпалювання при кімнатних температурах протягом 20 годин і 5 діб, відповідно, без зміни вмісту кисню в об'ємі експериментальних зразків. На відповідних вставках показані резистивні переходи в надпровідний стан.

Всі вимірювання проводили на відігріванні зразка. Для дослідження впливу відпалу при кімнатній температурі зразок, після першого виміру $\rho(T)$, витримували протягом декількох годин при кімнатній температурі і проводили повторні вимірювання. Така процедура повторювалася кілька разів. Остання серія вимірювань була проведена після додаткової витримки зразка при кімнатній температурі протягом 5 діб.

З рис. 4.1 видно, що критичні температури, що визначаються по середині надпровідного переходу, дорівнюють 40 К і 45 К для першого і другого і 71 К для третього кристалів. Після першого виміру залежностей $\rho_{ab}(T)$ зразки відігрівали до кімнатної температури. Через 20 годин проводили повторне вимірювання (криві 2). Видно, що через 20 годин після витримки зразків при кімнатній температурі їх електроопір знизився, а критична температура зросла. Після подальшої витримки зразків при кімнатній температурі протягом 5 діб електроопір виходив на насичення (криві 3).

Слід зазначити, що зменшення вмісту кисню, крім зниження T_c , приводить до трансформації форми залежностей $\rho_{ab}(T)$, яка виражається в переході від квазіметалевої поведінки кривих, характерної для оптимально допованих зразків [50,142,131], до залежностей з характерним термоактиваційним прогином. При цьому у кристала К1 лінійна ділянка залежності $\rho_{ab}(T)$ не спостерігалась у всьому дослідженому нами інтервалі температур, а у кристалів К2 і К3 – значно звузилася у порівнянні з оптимально допованими киснем зразками. У той же час видно, що по мірі збільшення часу відпалювання відбувається істотне розширення лінійної ділянки залежності $\rho_{ab}(T)$ в область високих температур. Останнє відображається в зниженні величини температури T^* , при якій починається систематичне відхилення експериментальних точок вниз від лінійної залежності (рис. 4.1 (с)). Згідно сучасними уявленнями T^* відповідає температурі відкриття псевдощілини [137–140]. З відповідних

вставок до рис. 4.1 видно, що надпровідний перехід зразків на кривих 1 у всіх випадках має яскраво виражену ступінчасту форму, яка помітно згладжується по мірі відпалу. При цьому слід зазначити, що всі основні перераховані вище зміни відбуваються в основному на протязі першої доби відпалу.

Зменшення електроопору при кімнатній температурі після швидкого охолодження кристалів від температур 600–700°C може бути викликано декількома причинами. З одного боку – релаксацією термомеханічних напружень, що виникають при швидкому охолодженні.

Як відомо, релаксація напружень в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ здійснюється за допомогою двійникування. Відстань між двійниками становить $10^3 - 10^4 \text{ \AA}$. Довжина вільного пробігу носіїв у стехіометричних по кисню зразках оцінюється рівною 50 – 500 \AA [67], а в киснедефіцитних зразках вона ще менше. Тому зменшення електроопору складно пояснити релаксацією термомеханічних напруг, оскільки, як видно з рис. 4.1 зміна електроопору може досягати 40%. Крім того можливість виникнення істотних термомеханічних напружень видається сумнівною, враховуючи малі розміри досліджуваних зразків (2 x 0,5 x 0,05 мм³). З іншого боку, найбільш імовірною причиною зменшення електроопору може бути перерозподіл лабільного кисню в площинах Cu(1)–O(1). Наприклад, невпорядкований високотемпературний розподіл атомів O(1) змінюється впорядкованим розподілом при низьких температурах. Таке пояснення видається достовірним, якщо врахувати високий залишковий електроопір кристалів з дефіцитом кисню, який свідчить про великий внесок в електроопір розсіювання на дефектах структури і велика його зміна (до 40%) в процесі виходу на насичення. При цьому швидкість релаксації електроопору істотно залежала від температури, що свідчить про термоактиваційний характер процесу релаксації.

4.2. Термоактиваційна провідність та псевдощілина. Як зазначалося вище, із порівняння форми кривих оптимально допованих [95] та недодопованих киснем зразків випливає, що зниження вмісту кисню приводить до переходу від квазіметалевого ходу залежностей $\rho_{ab}(T)$ до залежностей з характерним термоактиваційним прогином. На рис. 4.2 наведені залежності в координатах $\ln[\rho_{ab}/T] - 1/T$.

Видно, що у разі монокристалів K1 і K2 експериментальні криві спрямляються в досить широкому температурному інтервалі, що відповідає їх описанню за допомогою аналітичного виразу: $\rho = AT \exp(\Delta E/kT)$, де A – деяка константа, а ΔE – енергія активації. У той же час, у разі кристала K3, крім експоненціальної ділянки (істотно більш вузької порівняно з кристалами K1 і K2) при подальшому зниженні температури спостерігається систематичне відхилення $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності.

Це може служити достовірною ознакою здійснення в системі переходу метал–діелектрик «андерсонівського» типу. Як зазначалося раніше, перехід Андерсона може здійснюватися також і в речовинах, що не є аморфними, але в той же час характеризуються наявністю певного ступеня неупорядкованості. У сполуках системи 1-2-3 роль такого фактора може відігравати розупорядкування лабільної компоненти [94–98].

В даному випадку нас цікавить питання, яким чином вищевказані особливості можуть бути пов'язані з проявом ПЩ-аномалії, про яку йшлося у вступній частині роботи. Згідно [146], появу ПЩ (або мінімуму щільності станів) можна очікувати в разі, якщо смуги провідності і валентна у сполуці слабо перекриваються. Така, описана за допомогою асимптотичної залежності виду: $1/\rho \propto T^{1/3}$, ситуація може реалізуватись, зокрема, у випадку, коли змінюється середня відстань між атомами, склад або координаційне число, що супроводжує перехід метал–ізолятор [153].

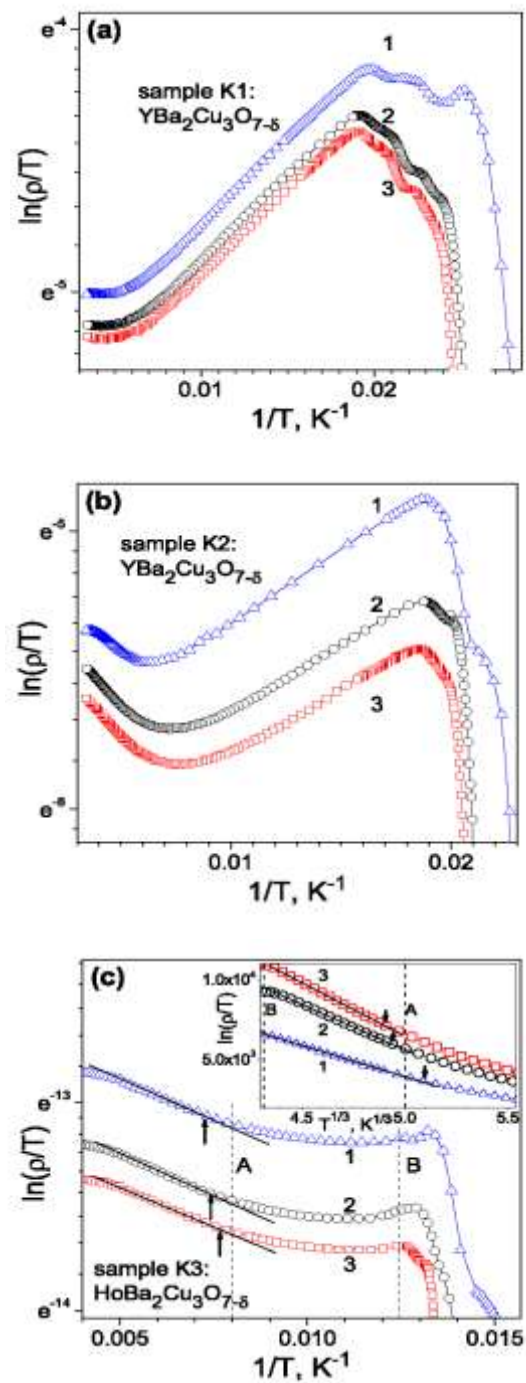


Рис.4.2. Температурні залежності електроопору в базисній ab -площині $\rho_{ab}(T)$ монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (a,b) та $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (c) в координатах $\ln[\rho_{ab}/T] - 1/T$. Позначення відповідають рис. 4.1. На вставці до рис. 4.2 (c) показані ті ж залежності в координатах $\ln(\rho/T) \propto T^{1/3}$.

В ВТНП-сполуках подібна ситуація може реалізовуватися за рахунок існування в системі значного числа кисневих вакансій, які можуть захоплювати електрон у іона O^{-2} і разом з сусіднім іоном O^{-} утворювати дворівневу систему з локалізованою на ній парою електронів. При цьому розмір дворівневої системи є мінімальною довжиною когерентності, а критична температура визначається співвідношенням [140]: $T_c \propto \{E_1 - E_2 - 0.5(W_1 - W_2)\} / k_B$, де W_1 і W_2 – ширини смуг (зон), утворених при перекритті хвильових функцій сукупності всіх електронів, що знаходяться на енергетичних рівнях E_1 і E_2 такої дворівневої системи. Куперовськими парами є пари електронів з протилежно спрямованими спінами на нижніх рівнях цих дворівневих систем, які когерентно рухаються при $T < T_c$. У той же час при $T > T_c$ щілина між смугами не зникає, що і пояснює появу псевдощілини [140].

4.3. Вплив відпалювання на температурну залежність псевдощілини. Як видно з рис. 4.1, характерною особливістю залежностей $\rho_{ab}(T)$ наших зразків є наявність достатньо протяглої лінійної ділянки (при $T > 171$ К у монокристала К3 і $T > 234$ К – у К2. Як зазначалося вище, у кристала К1 не вдалося достовірно ідентифікувати лінійну ділянку в дослідженому нами діапазоні температур), що відповідає нормальному стану системи [2–4]. Нижче характеристичної температури T^* вимірюване $\rho_{ab}(T)$ відхиляється від лінійної залежності в бік менших значень, що приводить до виникнення надлишкової провідності:

$$\Delta\sigma = [\rho(T) - \rho_N(T)] / [\rho(T) \cdot \rho_N(T)], \quad (4.1)$$

де $\rho_N(T) = (aT + b)$ – опір зразка в нормальному стані, екстрапольоване в область низьких температур.

Як було показано в попередньому розділі, апроксимація експериментальних залежностей $\Delta\sigma(T)$ може бути здійснена за допомогою співвідношення: $\Delta\sigma \sim (1 - T/T^*) \exp(\Delta^*_{ab}/kT)$, де Δ^*_{ab} – величина, що визначає–

«псевдощілину». У цьому випадку, надлишкова провідність виявляється пропорційною щільності надпровідних носіїв $n_s \sim (1-T/T^*)$ і обернено пропорційною числу пар $\sim \exp(\Delta^*/kT)$, зруйнованих тепловим рухом. На рис. 4.3 показані температурні залежності псевдощілини в зведених координатах $\Delta^*(T)/\Delta^*_{lin} - T/T^*$ (Δ^*_{lin} – значення Δ^* на плато одалік від T^* [25]).

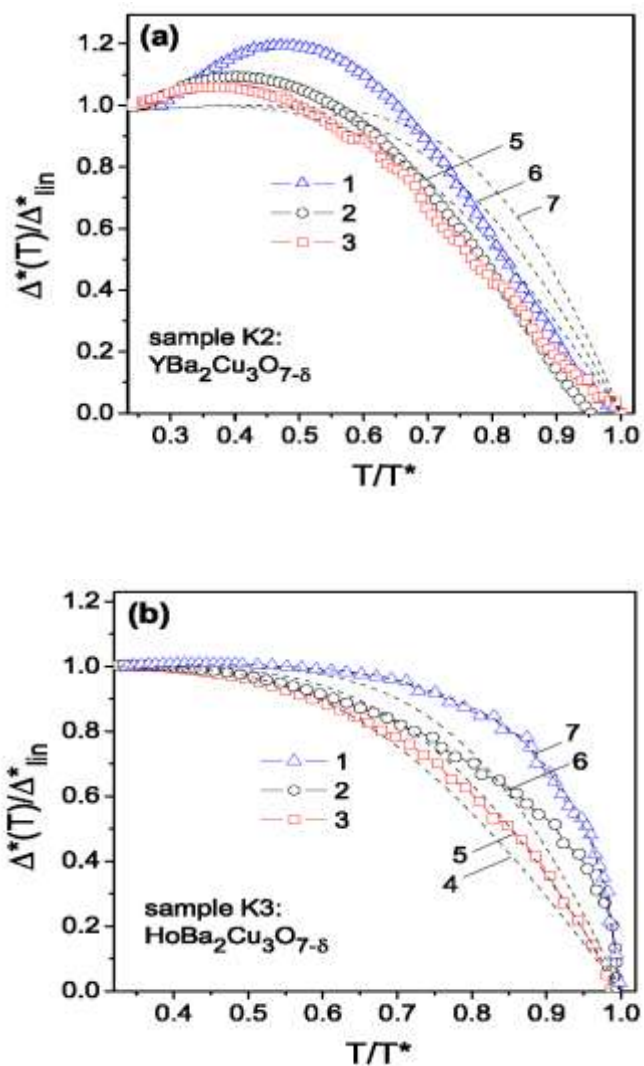


Рис. 4.3. Температурні залежності псевдощілини монокристалів K2 (a) і K3 (b) у зведених координатах $\Delta^*(T)/\Delta^*_{lin} - T/T^*$. Криві 1 виміряні безпосередньо після пониження температури, а криві 2 і 3 – після поетапного відпалювання при кімнатних температурах протягом 20 годин і 5 діб. Пунктирними лініями (4–7) показані залежності $\Delta^*(T)/\Delta(0)$ від T/T^* , розраховані згідно [56] для значень параметра кросовера $\mu/\Delta(0) = 10$ (межа БКШ), 2, -5, -10 (межа БЕК).

Криві (1) отримані безпосередньо після зниження вмісту кисню, а (криві 2,3) після поетапного відпалювання експериментальних зразків при кімнатних температурах без зміни вмісту кисню в об'ємі кристала. Частина кривих на малюнку не приведена, щоб не ускладнювати загальну картину.

Залежності $\Delta^*(T) / \Delta(0)$ від T / T^* , розраховані згідно (3.5), (3.6) в наближенні середнього поля в рамках теорії кросовера БКШ–БЕК [56] для значень параметра кросовера $\mu/\Delta(0) = 10$ (межа БКШ), -2, -5, -10 (межа БЕК) показані на рис.4.3. пунктирними лініями.

Видно, що у разі монокристала К3 температурні залежності псевдощільни показують досить задовільне узгодження з теорією [56]. В той же час, для монокристала К2 досить значна розбіжність експериментальних залежностей з теорією [56], спостерігається в разі кривої 1, отриманої безпосередньо після зниження вмісту кисню. При цьому характерний максимум, який спостерігається для цього зразка, може бути зумовлений переходом до, так званого, SDW-режиму, як це вже спостерігалось в [147] для недодопованих зразків нових ВТНП-сполук системи SmFeAsO.

Згідно [147], всі перераховані вище особливості можуть бути зумовлені загальним зміщенням провідної підсистеми в область фазової діаграми, в якій властивості нормального стану визначаються антиферомагнітними кореляціями, а також посиленням ролі інших специфічних механізмів квазічастинкової взаємодії (див., наприклад [28–32]). Тут слід зазначити, що використана нами в цій роботі експериментальна методика, пов'язана з вимірюванням такої інтегральної характеристики як електроопір, не дозволяє в достатній мірі достовірності визначати ступінь впливу антиферомагнітних кореляцій на надлишкову провідність і псевдощільну. З іншого боку, як зазначалося вище, згідно з сучасними уявленнями, антиферомагнітні переходи спінів зазвичай приводять до появи чітко виражених максимумів на

залежностях $\Delta^*_{ab}(T)$ [27], що спостерігаються на наших експериментальних кривих, отриманих безпосередньо після зниження вмісту кисню.

Видно, що по мірі зростання часу відпалювання при кімнатній температурі, для всіх зразків відбувається зміщення експериментальних кривих від залежностей виду (3.6) до (3.5). При цьому слід зазначити, що температура відкриття псевдощілини T^* істотно зміщується в бік низьких температур (див. рис. 4.1), що відповідає розширенню лінійної ділянки залежності $\rho_{ab}(T)$. Така поведінка виявляється якісно подібною ефекту трансформації температурних залежностей псевдощілини зразків $YBaCuO$, що спостерігається у разі прикладання високого гідростатичного тиску [125]. Очевидно, що згадані кореляції в поведінці кривих $\Delta^*(T)$ не є випадковими. Дійсно, як добре відомо з літератури (див., наприклад [116,125]), прикладання високого тиску до зразків ВТНП-системи 1-2-3, так само як і перерозподіл кисню в процесі відпалювання [142,25], приводить до поліпшення провідних характеристик, яке виражається у збільшенні абсолютної величини T_c і істотному зниженні питомого електроопору. Таким чином, враховуючи деяку умовність визначення величини відкриття псевдощілини T^* по відхиленню залежності $\rho_{ab}(T)$ від лінійної поведінки, узгодження експерименту з теорією в нашому випадку можна вважати задовільним.

4.4. Релаксація критичної температури і кластеризація лабільного кисню. Як було показано в теоретичній моделі [84], температура відкриття псевдощілини T^* однозначним чином пов'язана з розмірами надпровідних кластерів, утворених іонами кисню. Як зазначалося вище, відпал при кімнатній температурі призводить до зміщення T^* в область низьких температур яке також супроводжується значними змінами форми резистивних переходів в надпровідний стан.

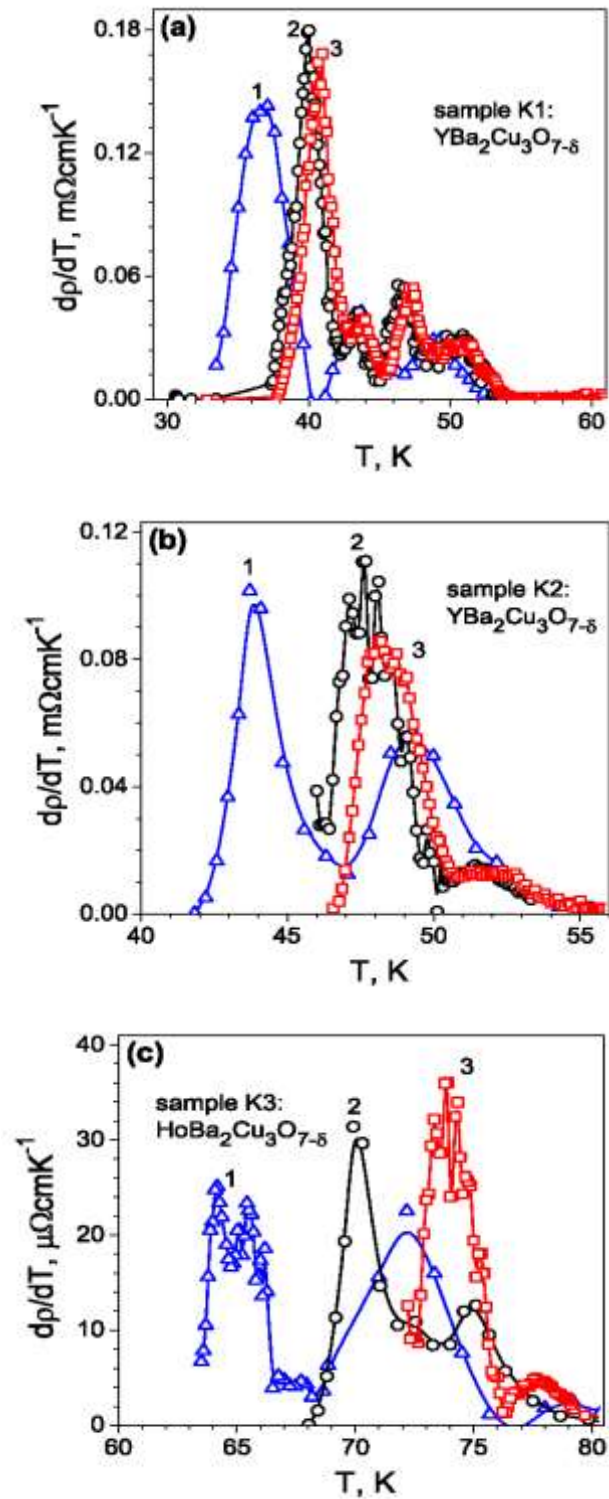


Рис.4.4. Резистивні переходи в надпровідний стан в координатах $d\rho_{ab}/dT$ – T монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (a,b) та $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (c). Позначення кривих відповідають позначенням на рис.4.1.

Дійсно, як видно із рис. 4.4, на якому показані ці ж переходи в координатах $\rho_{ab}/dT - T$, спостерігається декілька чітко виражених піків. Згідно [116,151] максимумами на цих залежностях відповідають T_c різних фаз–кластерів. Таким чином, в наших експериментальних зразках є від двох до чотирьох таких фаз, які, ймовірно, відрізняються один від одного вмістом кисню, і, відповідно, мають різні критичні температури переходу в надпровідний стан.

Характерною особливістю впливу відпалювання кристалів при кімнатній температурі є значна зміна висоти сходинок, а також велике, до $\Delta T_c \approx 10$ К, зміщення піків на залежностях $\rho_{ab}(T)/dT$ вгору по температурі, яке спостерігається для кожної з фаз–кластерів і вказує на зміну шляхів протікання струму. Це, в свою чергу, можливо при зміні просторового розподілу і розмірів кластерів низько – і високотемпературної фаз.

Відомо [109], що при зміні вмісту кисню в базисній площини сполук $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ можливе виникнення ряду впорядкованих станів. Їх основною особливістю є мультиплікація елементарної комірки вздовж періоду b . Стехіометричним концентраціям кисню і вакансій можуть відповідати однофазні надструктури. Для проміжних складів можливе або розупорядкування в системі кисень–вакансії, або виникнення суміші впорядкованих фаз або багатокластерних структур.

Зменшення електроопору, яке спостерігається в цій роботі, свідчить про впорядкування в системі кисень–вакансії. Ступінчаста форма резистивних переходів, ймовірно, свідчить про нестехіометричне співвідношенні концентрацій кисню і вакансій, що приводить до утворення суміші різних кластерів. Ці кластери можуть являти собою окремі фази, які, вірогідно, характеризуються різним вмістом кисню і його упорядкуванням. Наявність сходинок також передбачає відсутність перколяційних шляхів протікання струму по фазі з більшою критичною температурою. В іншому випадку ця фаза

шунтувала б низькотемпературну і спостерігався б перехід у надпровідний стан тільки високотемпературної фази.

4.5. Фазове розшарування та енергія активації процесу релаксації критичної температури. Як видно із рис.4.1 і рис.4.4, характерною особливістю впливу відпалювання є значна зміна висоти сходинок, а також істотне, до $\Delta T_c \approx 10$ К, зміщення піків на залежностях $dp_{ab}(T)/dT$ вгору по температурі, яке спостерігається практично для кожної з фаз зразків К1 – К3.

Згідно [111,112], величина критичної температури у сполуці $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ пов'язана з числом дірок в площині CuO_2 за допомогою універсальної параболічної залежності:

$$T_c = T_c^{\max} \left[1 - 82,6(n - n_{opt})^2 \right], \quad (4.2)$$

де T_c^{\max} – максимальна критична температура;

$n_{opt} = 0,25$ – оптимальний вміст числа дірок на площину для цієї сполуки.

Розрахунки, проведені з урахуванням формули (4.2), показують, що зі збільшенням часу відпалювання, в процесі витримки при кімнатній температурі, число носіїв для низько – і високотемпературних фаз в обох зразках збільшується приблизно на 3–5%. Зміна концентрації носіїв, а також зміна висоти сходинок на резистивних переходах вказує на зміну шляхів протікання струму після відпалювання кристалів при кімнатній температурі. Останнє вимагає дифузійного переміщення кисню на відстань порядку розмірів кластерів.

На рис. 4.5 представлені результати вимірювань часових залежностей релаксації критичної температури для різних фаз в процесі поетапного відпалювання зразків при кімнатній температурі $T_c(t_a)$.

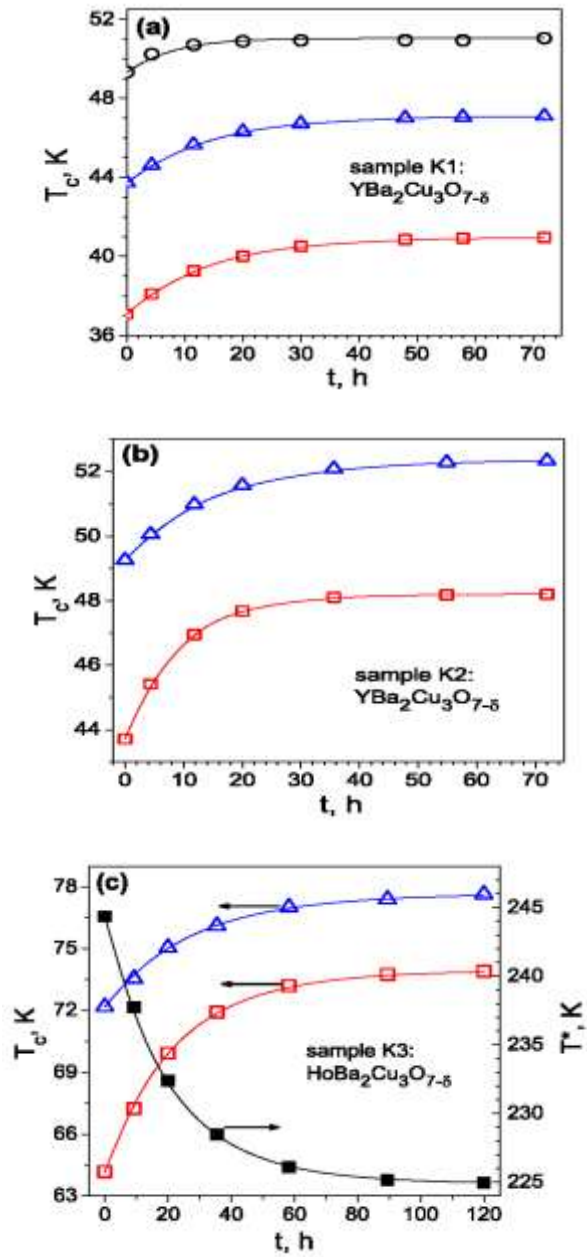


Рис. 4.5. Часові залежності релаксації критичної температури монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (a,b) – і $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (c) для різних фаз ($T_{c1}(t)$ – квадрати і $T_{c2}(t)$ – трикутники і $T_{c3}(t)$ – кружки) і температури відкриття псевдощілини ($T^*(t)$ – темні квадрати). Суцільними лініями показані результати розрахунків за формулою (4.3).

Суцільними лініями показані результати розрахунків за формулою [68]:

$$T_c(t) = T_c(\infty) + [T_c(0) - T_c(\infty)] \exp[-(t/\tau)^{1/2}], \quad (4.3)$$

де $T_c(\infty)$ і $T_c(0)$ – рівноважне і початкове значення критичної температури, відповідно;

τ – характерний час релаксаційного процесу.

Розрахунки, проведені згідно (4.3), показали, що досягнення рівноважного значення $T_c(\infty)$ у процесі поетапного відпалювання досягається протягом 8–10 годин для фаз із різною T_c .

Використовуючи значення τ , отримані згідно (4.3) з наших експериментальних даних, ми можемо визначити енергію активації релаксаційного процесу в наших зразках за допомогою закону Арреніуса:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_A}{k_B T}\right) \quad (4.4)$$

де $\tau_0 = 1,4 \cdot 10^{-12} \text{ c}$ – характерний період [68] для цих ВТНП-сполук.

Отримані з наших даних значення $E_A \approx 0,95 \text{ eV}$ для зразка $\text{No}_1\text{Va}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ виявилися трохи нижче характерних значень $E_A \approx 0,98 \text{ eV}$, отриманих для сполук $\text{Y}_1\text{Va}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з пониженим вмістом кисню. Всі характерні зміни форми температурних залежностей електроопору та абсолютних значень резистивних параметрів, які спостерігалися в процесі ізобаричного відпалювання зразків при кімнатних температурах у разі сполук $\text{NoVa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ носили набагато більш яскраво виражений характер у порівнянні із зразками $\text{Y}_1\text{Va}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Як зазначалося у розділі 3, це може бути обумовлено зміною характеру перерозподілу вакансійної кисневої підсистеми при заміні ітрію на гольмій, що має більший іонний радіус [60,61].

4.6. Асиметрія процесів релаксації і часові константи різних видів впорядкування кисню. Слід також зазначити, що, як показали проведені розрахунки, досягнення рівноважного значення $T_c(\infty)$ у процесі поетапного відпалу досягається значно швидше для низькотемпературних фаз у порівнянні з високотемпературними фазами: $\tau(T_{c1}) / \tau(T_{c2}) \approx 1,23$ для зразка $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\tau(T_{c1})/\tau(T_{c2}) \approx 2,23$ для зразка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Вірогідно, це явище може бути пов'язане з різницею дифузійного шляху в процесі індукованого відпалом процесу утворення кластерів різного розміру для фаз з різними T_c .

Дійсно, як зазначалося раніше, у недавній теоретичній праці [138] було показано, що критична температура в $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ однозначним чином пов'язана з розмірами надпровідних кластерів, утворених іонами кисню, що формують негативні U центри (NUC), відповідальні за генерацію носіїв [138] у сполуці. Наприклад, великим розмірам таких кластерів відповідають більш високі значення T_c і навпаки. До такого ж висновку приводять і оцінки проведені в теоретичній праці [139]. У цьому випадку, при формуванні кластерів більшого розміру атоми лабільного кисню повинні долати більш великі відстані для того, щоб знайти вакантне місце в позиціях Cu–O.

При цьому, слід зазначити, що у випадку найбільш високотемпературної фази зразка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ залежність $T_{c3}(t)$ не вдалося задовільно описати співвідношенням виду (4.3). В той же час, експериментальні дані знайшли добру згоду з розрахунковою кривою (суцільна лінія на верхній кривій (порожні кружки), рис. 4.5 (а)), отриманою при використанні двоекспоненціального закону виду:

$$T_c(t, a, \tau_1, \tau_2) = T_c(\infty) - [T_c(\infty) - T_c(0)] \times \left\{ a \exp(-t/\tau_1)^{0.5} + (1-a) \exp(-t/\tau_2)^{0.5} \right\} \quad (4.5)$$

При цьому вважається [113], що процес перерозподілу кисню можна умовно розділити на основний швидкоплинний процес з часовою константою

τ_1 , відповідальний за впорядкування кисню в межах фрагментів Cu–O ланцюжків, і більш повільний процес, з характерним часом τ_2 , що визначає виникнення двовимірної впорядкованої структури. Де a – ваговий коефіцієнт двох релаксаційних процесів; $T_c(0)$ і $T_c(\infty)$ – температури надпровідних переходів до і після релаксації відповідно. Отримані з розрахунку по даній формулі значення $\tau_1 \approx 50 - 90$ хв і $\tau_2 \approx (2 - 4) \cdot 10^3$ хв задовільно узгоджуються з даними робіт [113,114,155]. Це ще раз підтверджує висловлене раніше припущення про те, що відпал при кімнатних температурах призводить до дифузійного переміщення лабільної компоненти на відстань порядку розмірів кластерів. Кривою 3 на рис. 4.5(с) показані результати вимірювань часових залежностей релаксації $T^*(t)$. Суцільні лінії являють собою результати апроксимації експериментальних даних за допомогою співвідношення аналогічного (4.3). Видно, що спостерігається явна кореляція в поведінці залежностей $T^*(t)$ і $T_{c1}(t)$, $T_{c2}(t)$, що також може слугувати непрямим підтвердженням взаємозв'язку структурних і електротранспортних аномалій у системі.

4.7. Вплив структурної релаксації на перехід виду метал-ізолятор.

Як зазначалося раніше, зменшення вмісту кисню, крім зниження T_c приводить до трансформації форми залежностей $\rho_{ab}(T)$. Розглянемо більш детально еволюцію форми експериментальних кривих $\rho_{ab}(T)$ для зразка K1 монокристалу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. На рис. 4.6. представлені температурні залежності електроопору монокристалу K1 в координатах $\ln(\rho_{ab}) - 1/T$ і $1/\rho_{ab} - T^{1/3}$, виміряні безпосередньо після охолодження.

Слід зазначити, що у процесі відпалювання всі криві зберігають вигляд залежностей $\rho_{ab}(T)$ з характерним термоактиваційним прогином, що свідчить про значну роль, яку відіграють ефекти локалізації в електротранспорті експериментального зразка.

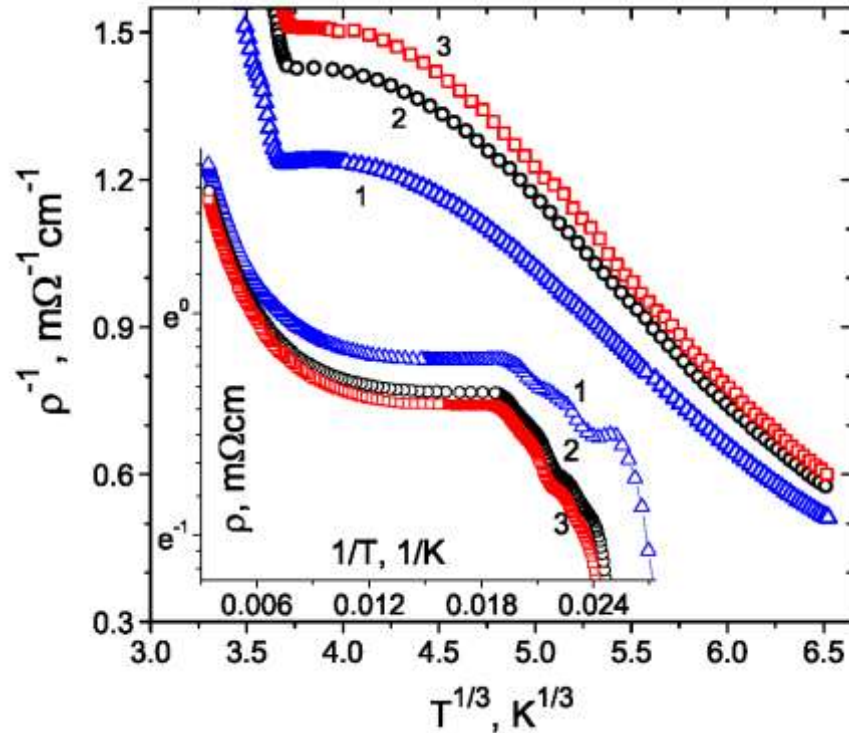


Рис 4.6. Температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ монокристалу К1 в координатах $\ln(\rho_{ab}) - 1/T$ і $1/\rho_{ab} - T^{1/3}$ для кристалу К1. Позначення кривих відповідають позначенням на рис.4.1. (а).

Як видно з рис. 4.6, ці залежності в координатах $\ln(\rho_{ab}) - 1/T$ спрямляються в досить широкому температурному інтервалі, що відповідає їх описанню за допомогою аналітичного співвідношення:

$$\rho(T) \sim \exp\left(\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (4.6)$$

де ΔE – деяка енергія активації.

У той же час, при зниженні температури нижче деякого характерного значення починається систематичне відхилення експериментальних точок від лінійної залежності, що, як відзначалося вище, може слугувати ознакою реалізації в системі переходу метал–діелектрик «андерсонівського» типу.

Дійсно, як показав проведений аналіз наших експериментальних даних (рис. 4.6), в області температур, в якій спостерігається систематичне відхилення експериментальних точок від лінійної залежності в координатах $\ln(\rho_{ab}) - 1/T$, наші криві досить добре описуються за допомогою асимптотичної залежності виду:

$$1/\rho \propto T^{1/3} \quad (4.7)$$

Така поведінка залежностей $\rho^{-1}(T)$ вже спостерігалася раніше експериментально для аморфних сплавів Gd-Sn [153]. Згідно [153] залежність виду (4.7) впливає з скейлінгового описання межі переходу метал-діелектрик у разі реалізації в системі, так званого, «критичного» режиму, при якому провідність носить в основному квантовий характер.

У роботі [124] для аналізу експериментальних кривих $\rho_{ab}(T)$ була запропонована формула:

$$\rho = \frac{\rho_0 + \beta T}{1 - n[1 - \exp(-\Delta E/2kT)]} - \frac{\beta T_c}{T - T_c}, \quad (4.8)$$

де перше складова описує металевий і напівпровідниковий температурний хід електроопору в нормальному стані, а друга – флуктуаційну надпровідність, що виникає при температурі вище резистивного переходу в нормальний стан [35]; n і $1-n$ – частки металевої і напівпровідникової провідності, відповідно.

Використовуючи значення параметрів, отриманих з аналізу наших кривих за допомогою формули (4.8), ми, за методикою [124], розділили вклади, що відповідають металевій і напівпровідниковій складовим провідності для всіх досліджених зразків.

На рис. 4.7 показані температурні залежності $\sigma_{мет}(T)$ і $\sigma_{н.п.}(T)$, розраховані за формулами (4.9) [124] з використанням вищезгаданих параметрів:

$$\sigma_1 = \frac{1-n}{\rho_0 + \alpha T} \quad \text{і} \quad \sigma_2 = \frac{n}{(\rho_0 + \alpha T) \exp(\Delta E/2kT)} \quad (4.9)$$

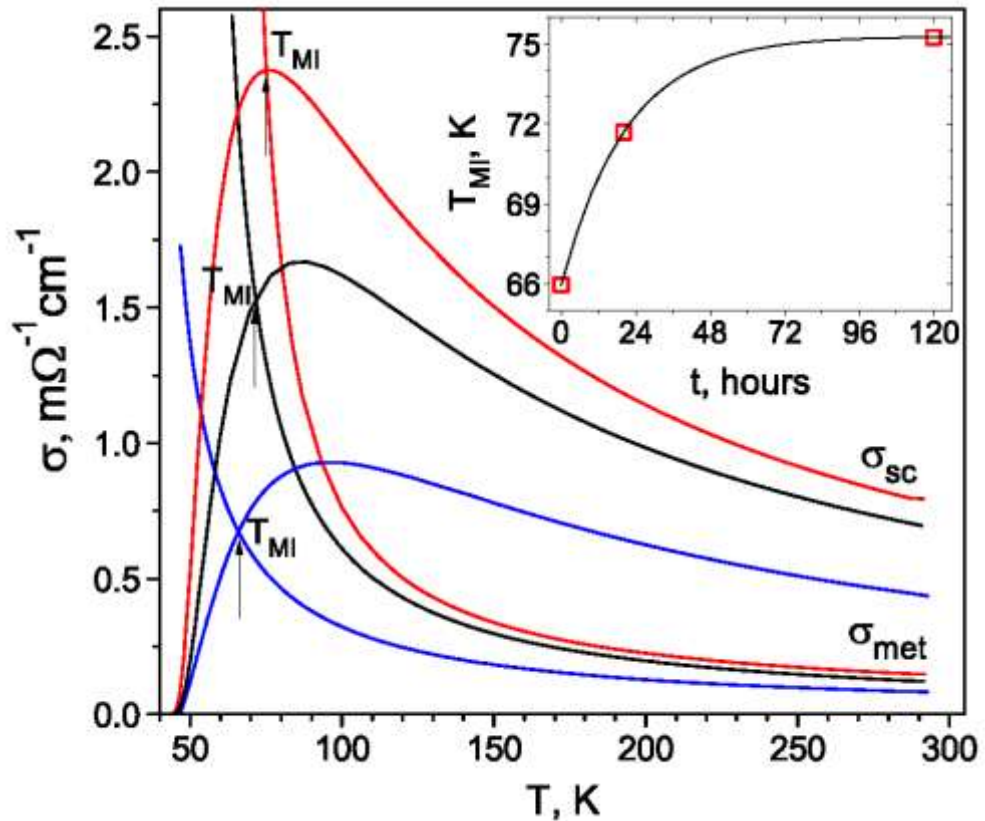


Рис.4.7. Температурні залежності металевого і напівпровідникового внесків провідності напівпровідника $\sigma_{\text{мет}}(T)$ і $\sigma_{\text{н.п.}}(T)$, виміряні одразу після охолодження зразка від $690\text{ }^\circ\text{C}$, а також після відпалювання при кімнатній температурі протягом 20 годин і 5 днів, відповідно. Стрілки вказують температуру переходу метал–діелектрик T_{MI} . Вставка: залежність температури переходу метал–діелектрик T_{MI} від часу відпалювання.

З рис. 4.7 видно, що надпровідний перехід завжди настає після того, як починає виконуватися нерівність $\sigma_{\text{мет}} > \sigma_{\text{н.п.}}$. Іншими словами, можна зробити висновок про те, що в зразках $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re}=\text{Y}, \text{Ho}$) надпровідному переходу завжди передують перехід метал–діелектрик. Якщо за точку переходу метал–діелектрик умовно приймати температуру T_{MI} , при якій $\sigma_{\text{мет}} = \sigma_{\text{н.п.}}$, то можна бачити, що збільшення часу відпалювання приводить до істотного

зміщення T_{MI} в область високих температур (рис. 4.7). На вставці до рис. 4.7 представлені результати вимірювань часових залежностей релаксації критичної температури для різних фаз у процесі поетапного відпалювання зразків при кімнатній температурі $T_{MI}(t_a)$, де t_a – час відпалювання.

Суцільними лініями показані результати розрахунків по формулі аналогічній (4.3):

$$T_{MI}(t) = T_{MI}(\infty) + [T_{MI}(0) - T_{MI}(\infty)] \exp[-(t/\tau)^{1/2}] \quad (4.10)$$

де $T_{MI}(\infty)$ і $T_{MI}(0)$ – рівноважне і початкове значення температури переходу метал–діелектрик, відповідно;

τ – характерний час релаксаційного процесу.

Розрахунки, проведені згідно (4.10), показали, що досягнення рівноважного значення $T_{MI}(\infty)$ в процесі поетапного відпалювання досягається протягом 9 годин, що підтверджує попередні оцінки, проведені згідно (4.3). Таким чином зниження ступеня допування киснем в зразках $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) приводить до посилення ефектів локалізації та реалізації в системі переходу виду метал–діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу. Збільшення величини прикладеного тиску приводить до суттєвого зміщення точки переходу T_{MI} в область більш високих температур, що, ймовірно, пов'язано зі зниженням частки напівпровідникового вкладу в провідність експериментальних зразків.

Висновки 4 розділу. Основні результати дослідження впливу перерозподілу лабільного кисню на критичну температуру і псевдощілину в монокристалах $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) сильно недодопованого складу, які наведені в розділі 4, опубліковані в статті [173]. Встановлено, що:

1. Збільшення ступеня нестачі кисню в сполуках $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) стимулює процеси перерозподілу лабільної компоненти між різними

фазами в об'ємі експериментальних зразків, які, в свою чергу, також можуть розрізнятися ступенем кисневої нестехіометрії.

2. Встановлено, що інтенсивність процесів структурної релаксації в нестехіометричних купратах системи 1-2-3 істотним чином залежить від природи рідкоземельного іона. При цьому енергія активації дифузії лабільної компоненти може варіюватися від 0,95 до 0,98 еВ при заміні в цих сполуках ітрію на гольмій, що, завдяки більш сильній залежності $T_c(\delta)$, може приводити до значного посилення релаксаційних процесів у кисневій підсистемі.
3. Зниження ступеня допування киснем в зразках $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) приводить до посилення ефектів локалізації та здійснення в системі переходу типу метал-діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу.
4. Встановлено, що збільшення часу відпалювання зразків $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) при кімнатній температурі приводить до суттєвого зміщення точки переходу метал-діелектрик T_{MI} в область більш високих температур, що, ймовірно, пов'язано зі зниженням частки напівпровідникового вкладу в провідність зразків.

РОЗДІЛ 5
ПАРАКОГЕРЕНТНИЙ ПЕРЕХІД І 2D–3D КРОСОВЕР У
МОНОКРИСТАЛАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ З МАЛИМ ДЕФІЦИТОМ
КИСНЮ

Отримання нових функціональних матеріалів з високою струмонесучою здатністю продовжує залишатися однією з актуальних прикладних і фундаментальних задач фізики. Найважливішу роль при цьому відіграє оптимізація дефектного ансамблю [96]. Як відомо [156], мала довжина когерентності ξ і велика глибина проникнення λ приводить до того, що піннінг в ВТНП стає ефективним на дефектах, в тому числі вакансіях кисню [157] і домішках впроваджень [158]. При цьому з'ясування ступеня впливу таких дефектів на фазовий стан вихрової матерії найчастіше виявляється ускладнено через присутність в ВТНП-сполуках міжзеренних меж, площин двійникування, кластерних включень та інших дефектів, які в свою чергу є досить потужними центрами піннінгу. Істотний вплив робить також наявність власного «intrinsic» піннінгу, обумовленого шаруватою структурою ВТНП-сполук [157].

В цьому розділі наведені результати вимірювань магнітопровідності в бездвійникових монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при фіксованому значенні магнітного поля та різних значеннях кута розорієнтації α між вектором магнітного поля і напрямом базисної ab -площині. Використання роздвійникованих монокристалів, в якості експериментальних зразків, дозволяє виключити вплив міжзеренних меж і МД, а обрана геометрія експерименту - контрольованим чином змінювати внесок «intrinsic» піннінга.

5.1. Надлишкова провідність та динамічні фазові переходи при температурах поблизу критичної. Важливою особливістю сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є можливість отримання, за допомогою зміни вмісту кисню, заданої

концентрації точкових дефектів [155]. При цьому, вимір резистивних переходів в надпровідний стан, дозволяє досліджувати вплив точкових дефектів на фазовий стан і динаміку вихрової матерії за допомогою аналізу флуктуаційних поправок у провідність, які спостерігаються в ВТНП-сполуках при температурах поблизу критичної $T \approx T_c$ [159].

Монокристали $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вирощували по розчин-расплавній технології в золотому тиглі, згідно з методикою [155], при насиченні киснем в сполуках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ відбувається тетра–орто структурний перехід, який, у свою чергу, приводить до двійникування кристала, що мінімізує його пружну енергію. Для отримання бездвійникового зразка кристал роздвійниковувався в спеціальній комірці при температурі 420°C і тиску $30\text{--}40\text{ ГПа}$, згідно з методикою запропонованою в [89]. З метою отримання однорідного контрольованого вмісту кисню, кристал, після роздвійникування, повторно відпалювали в атмосфері кисню протягом семи діб при температурі 420°C . Всі вимірювання проводили через семь діб, після завершення відпалювання, з метою виключення впливу релаксаційних ефектів. Магнітне поле до 15 кЕ створювали електромагнітом. Обертанням магніту можна було змінювати орієнтацію поля відносно кристала. Точність орієнтації поля, щодо зразка, була не гірше $0,2$. Зразок монтували у вимірювальну ґратку таким чином, щоб вектор поля \mathbf{H} завжди був перпендикулярний вектору транспортного струму \mathbf{I} .

Для дослідження резистивних переходів в надпровідний стан (НП) ми використовували метод Коувеля–Фішера [160], основою якого є аналіз величини: $\chi = \frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT}$, де $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0$ – поправка в провідність, яка враховує провідність, що виникає в провідній підсистемі внаслідок флуктуаційного спаровування носіїв при $T > T_c$ [35] і зумовлена фазовим станом вихрової матерії при $T < T_c$ [159], $\sigma = \rho^{-1}$ – експериментально

вимірюване значення провідності, а $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (a + bT)^{-1}$ – провідність, що визначається екстраполяцією лінійної ділянки в нульове значення температури.

Припускаючи, що $\Delta\sigma$ змінюється за законом $\Delta\sigma \sim (T - T_c)^{-\beta}$ при $T \approx T_c$, з похідною $\chi = \frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT}$ впливає, що $\chi^{-1} = \beta^{-1}(T - T_c)$, де β – деякий показник, якій залежить від розмірності і фазового стану флуктуаційної і вихорової підсистем [159,35]. Таким чином, ідентифікація лінійних температурних ділянок на залежностях $\chi^{-1}(T)$ дозволяє одночасно визначати важливі розмірні показники і характерні температури динамічних фазових переходів у підсистемі надпровідних носіїв.

5.2. Резистивні переходи в нормальний стан та перехід «порядок-безпорядок». На рис.5.1 показані резистивні переходи в НП-стан експериментального зразка, виміряні при $H = 0$ (крива 1) та фіксованому магнітному полі $H = 15$ кЕ при різних кутах $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ (криві 2-9). На вставці виділена крива, отримана для $\alpha = 60^\circ$ і показані переходи в НП-стан, точці плавлення вихрової решітки і критичній температурі в наближенні середнього поля [157,159,35]. Пунктирними лініями на рисунку і вставці показана екстраполяція ділянок, відповідних різним ФП-режимам. Стрілочками показані характерні температури T_{c0} , T_M і T_c , відповідні кінця резистивного переходу в НП-стан, точці плавлення вихрової решітки і критичній температурі в наближенні середнього поля.

Видно, що у високотемпературній області НП-переходу у всіх кривих спостерігається досить протяжна лінійна ділянка з кутом нахилу $\beta \approx 0,5$, що згідно [21] свідчить о прояві в системі тривимірного (3D) режиму існування флуктуаційних носіїв. При цьому ділянка, що відповідає 3D режиму, є істотно нестійкою в магнітному полі, що узгоджується з результатами, отриманими в статті [159].

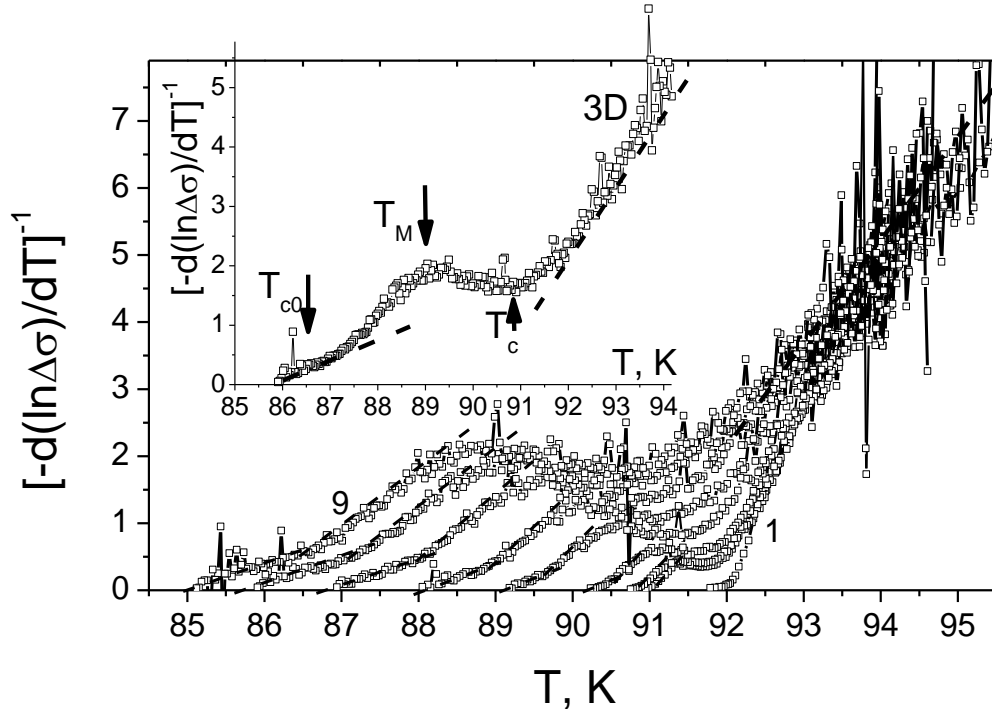


Рис. 5.1. Резистивні переходи у надпровідний стан монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ для $H = 0$ (крива 1) і $H = 15 \text{ кЕ}$, отримані при $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, \text{ab})$: 0; 5; 10; 20; 30; 45; 60 і 90° – криві 2 – 9, відповідно, в координатах $\left[\frac{-d(\ln \Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$. На вставці виділена крива, отримана для $\alpha = 60^\circ$.

При наступному віддаленні від T_c у бік високих температур відбувається подальше збільшення абсолютного значення β , що може свідчити про здійснення в системі 3D-2D кросовера, про що більш докладно буде сказано нижче.

Прикладання магнітного поля і збільшення кута α приводить до істотного уширення НП-переходу в порівнянні з різким ($\Delta T_c \approx 0,3 \text{ K}$) переходом, що спостерігається при $H = 0$. При цьому також відбувається значна трансформація форми НП-переходу, яка виражається в появі додаткового

низькотемпературного максимуму. Цей максимум швидко зміщується в бік низьких температур по мірі збільшення кута α з одночасним зростанням амплітуди і ширини піку.

Слід зазначити, що уширення НП-переходу більш ніж в триє перевершувало уширення, що спостерігалось в оптимально допованих киснем бездвійникових монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [157] при такому ж значенні магнітного поля і аналогічній геометрії експерименту. У статті [157] спостерігався різкий «кінк», який автори пояснювали проявом фазового переходу першого роду, що відповідає плавленню вихрової решітки.

Як відомо з аналізу статей [157,158], присутність в системі сильних центрів піннінга приводить до розмиття такого кінка і переходу від фази впорядкованої вихрової решітки до фази, так званого «вихорового» або «бреггівського» скла, що обумовлено акомодациєю вихрової системи до хаотичного потенціалу піннінга. Іншими словами, хаотичний потенціал піннінга порушує дальній порядок вихрової решітки, тим самим пригнетаючи фазовий перехід першого роду і стимулюючи прояв склоподібного стану вихорів. При цьому на резистивних переходах з'являються «хвости», амплітуда яких менше опору в'язкої течії потоку ρ_{ff} , що, ймовірно, визначається частковим піннінгом вихрової рідини.

У нашому випадку роль такого потенціалу можуть грати кластери кисневих вакансій. На користь останнього припущення свідчать дослідження впливу відпалу при кімнатних температурах на надлишкову провідність [50]. Безпосередньо після відпалювання в атмосфері кисню при температурі 500°C кристал мав критичну температуру $T_c \cong 91,75\text{ K}$ з шириною переходу $\Delta T_c \cong 0,3\text{ K}$. Потім кристал був витриманий при кімнатній температурі протягом тижня. Як було показано в статті [50], це привело до зменшення електричного опору в нормальному стані $\rho(300)$ на $\approx 3\%$ і до збільшення T_c на $\approx 0,25\text{ K}$. Такі зміни узгоджуються з концепцією формування кластерів кисневих

вакансій в процесі впорядкування вакансійної підсистеми [50], яка передбачає збільшення концентрації кисню в основному об'ємі кристала і зменшення вмісту кисню в об'ємі кластерів. Це приводить до зменшення концентрації центрів розсіювання носіїв струму в основному об'ємі кристала і, відповідно, до зменшення опору $\rho(300)$. Беручи до уваги куполоподібну форму залежності $T_c(\delta)$ з максимумом величини $T_c \cong 93$ К при $\delta \cong 0,93$ [117], можна припустити, що перерозподіл лабільного кисню приводить до фазового розшарування в об'ємі кристала і утворенню фаз–кластерів, що відрізняються величиною T_c .

Враховуючи наявність перколяційних шляхів протікання струму по основному об'єму кристала, цей процес, у свою чергу, повинен приводити до збільшення вимірюваної величини T_c . Таким чином, можна припустити, що в досліджуваному монокристалі співіснує точковий потенціал піннінга, створюваний ізольованими кисневими вакансіями, і об'ємний потенціал піннінга з пригніченим надпровідним параметром порядку, що формується кластерами кисневих вакансій.

Як було показано в [159], у разі прояву в системі стану «бреггівського скла» на залежностях $\chi(T)$ повинен спостерігатися скейлінг в зведених координатах $\chi(T_c - T_{c0})/\varepsilon_\alpha - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$, де T_{c0} – критична температура кінця переходу в паракогерентній області, визначена в точці перетину лінійної ділянки, апроксимованої, в так звану, паракогерентну область, з віссю температур, а T_c – температура, відповідна середньопольовій критичній температурі, визначена в точці максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ в праці [34]. На рис.5.2 показані криві, масштабовані в координатах $\chi(T_c - T_{c0})/\varepsilon_\alpha - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$. При цьому ми враховували зміну вкладу власного піннінга з зростанням кута разорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$, за допомогою приведення величини $\chi(T_c - T_{c0})$ з урахуванням параметра анізотропії [156] $\varepsilon_\alpha = (\sin^2 \alpha + \varepsilon^2 \cos^2 \alpha)^{1/2}$, де $\varepsilon = 6 \div 9$.

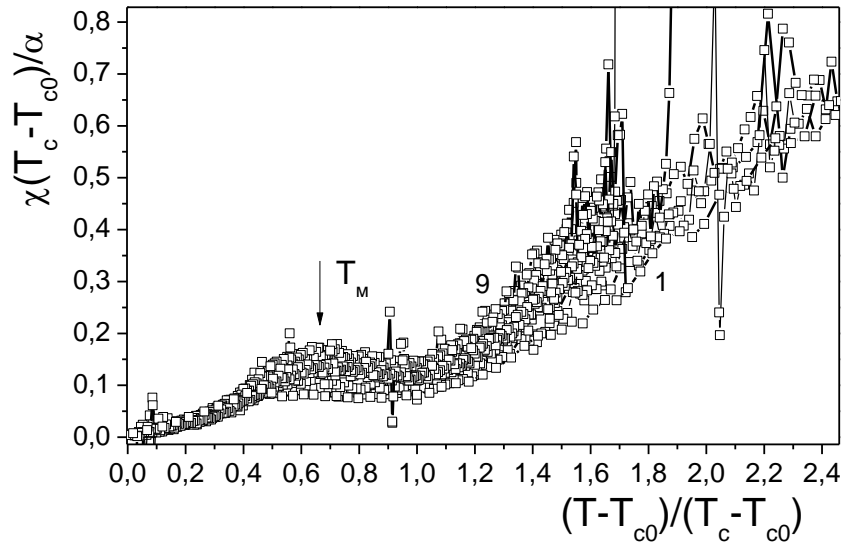


Рис.5.2. Резистивні переходи в надпровідний стан монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в координатах $\chi(T_c - T_{c0})/\varepsilon_\alpha - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$. Позначення кривих відповідає позначенням на рис.5.1.

Як видно з рис.5.2, на експериментальних кривих $\chi(T)$, у зведених координатах $\chi(T_c - T_{c0})/\varepsilon_\alpha - (T - T_{c0})/(T_c - T_{c0})$, найкращий скейлінг спостерігається в паракогерентній області при $T < T_M$. При більш високих температурах розкид кривих стає істотніше, мабуть внаслідок впливу піннінга надпровідних флуктуацій на кластерних включеннях.

5.3. Флуктуаційна парапровідність та 2D-3D кросовер. Як зазначалося раніше, вище T_c на отриманих експериментальних залежностях спостерігаються особливості, відповідні кросоверу між різними ФП-режимами. Як було показано в роботі [161], загальний вираз для флуктуаційної парапровідності $\Delta\sigma(T, H)$ шаруватих надпровідників в магнітному полі може бути записано у вигляді:

$$\Delta\sigma(T, H) = \Delta\sigma_{AL}(T, H) + \Delta\sigma_{MT}(T, H), \quad (5.1)$$

де $\Delta\sigma_{AL}(T, H)$ – флуктуаційна провідність Асламазова – Ларкіна [35];

$$\Delta\sigma_{AL}(T, H) = \frac{e^2}{16\hbar d \varepsilon} \left\{ \frac{1}{(1+2\alpha)^{1/2}} - \frac{(2+4\alpha+3\alpha^2)b^2}{4(1+2\alpha)^{5/2}\varepsilon^2} + \dots \right\}, \quad (5.2)$$

де $\Delta\sigma_{MT}(T, H)$ флуктуаційна провідність Макі – Томпсона [36], яка обумовлена взаємодією неспарених носіїв струму з флуктуаційними куперовськими парами:

$$\Delta\sigma_{MT}(T, H) = \frac{e^2}{8\hbar d(1-\alpha/\delta)\varepsilon} \times \left\{ \ln\left(\frac{\delta(1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha})}{\alpha(1+\delta+\sqrt{1+2\delta})}\right) - \left[\frac{\delta^2}{\alpha^2} \frac{1+\delta}{(1+2\delta)^{3/2}} - \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^{3/2}} \right] \frac{b^2}{6\varepsilon} + \dots \right\}, \quad (5.3)$$

де d – товщина двовимірного шару,

$\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ – зведена температура;

$\alpha = 2\xi_c^2(0)/d^2\varepsilon$; $b = (2e\xi_{ab}^2(0)/\hbar H)$; $\delta = (16/\pi)(\xi_c^2(0)/d^2)(kT\tau_\varphi/\hbar)$ – параметри;

$\xi_{ab}(0)$ – довжина когерентності в базисній площині;

τ_φ – характерний термін збою параметра порядку.

Якщо покласти $\xi_c(0) \approx 2 \text{ \AA}$, $d \approx 11,7 \text{ \AA}$ [6], $\tau_\varphi \approx \hbar/2kBT_c$, можна оцінити еволюцію відносного внеску кожної із складових $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ у рівнянні (5.1), по мірі збільшення температури, від точки переходу в надпровідний стан в нульовому магнітному полі, як це було запропоновано в [3]. Аналіз формул (5.2) і (5.3) показує, що в інтервалі температур $T_c < T < 1,1T_c$ компонента $\Delta\sigma_{MT}(T, H=0)$ в порівнянні з $\Delta\sigma_{AL}(T, H=0)$ значно слабше залежить від температури, співвідношення $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ зменшується більше ніж удвічі при

зростанні температури від $1,005T_c$ до $1,1T_c$. Це, в свою чергу, може свідчити про значне зростання інтенсивності розсіювання куперовських пар нормальними носіями. Пунктирними лініями на рис. 5.3. показана апроксимація експериментальних залежностей прямими з кутом нахилу $\beta_1 \approx -0,5$ (3D – режим) і $\beta_2 \approx -1$ (2D – режим). Стрілочкою показана точка 2D-3D кросовера. На вставці: а) Температурна залежність надлишкової провідності в координатах $\ln \Delta\sigma - \ln \varepsilon$ виміряна при нульовому магнітному полі. б): кутова залежність відносної ширини $t_f = (T_f - T_c)/T_f$ флуктуаційного режиму.

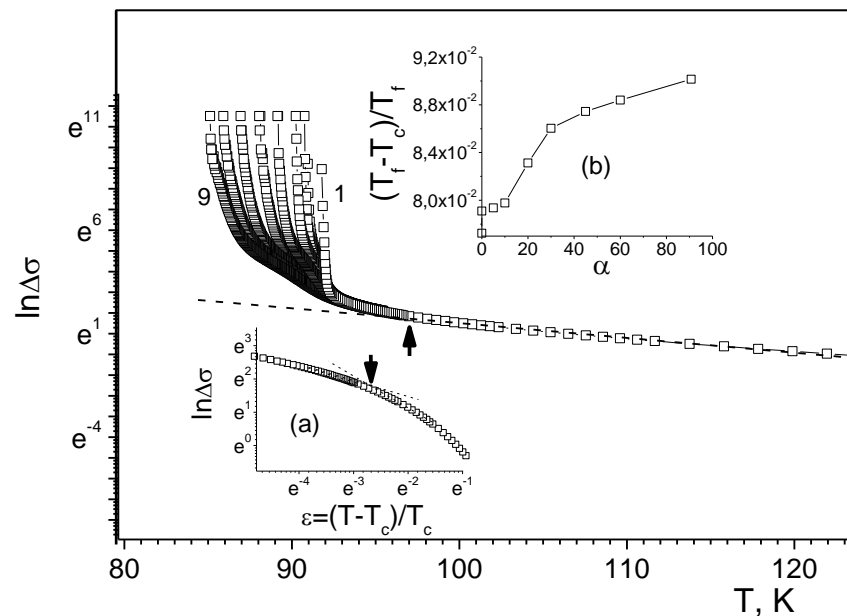


Рис. 5.3. Температурні залежності надлишкової провідності монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в ab -площині в координатах $\ln \Delta\sigma - T$. Позначення кривих відповідає позначенням на рис.5.1.

Аналіз результатів показав що, всі отримані залежності $\Delta\sigma(T, H)$ в інтервалі температур $1,08 - 1,2 T_c$ (вставка (а) до рис. 5.3) задовільно апроксимуються залежністю:

$$\Delta\sigma_D = A_D \varepsilon^{-\beta}, \quad (5.4)$$

для двовимірного випадку ($A_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d}$ и $\beta \approx -1$ [35]),

тоді як при $T < 1,08 T_c$ поведінка $\Delta\sigma(T, H)$ добре відповідає залежності (5.4) для

тривимірного випадку ($A_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar \xi_c(0)}$ и $\beta \approx -0,5$ [35]).

Як впливає з формули (5.4), в точці 2D-3D кросовера:

$$\xi_c(0) \varepsilon_0^{-1/2} = d/2 \quad (5.5)$$

У цьому випадку, визначивши величину ε_0 в точці перетину двох прямих, що відповідають показникам ступеня -0,5 і -1 на залежностях $\ln \Delta\sigma - \ln \varepsilon$ і використовуючи літературні дані про залежність міжплощинної відстані від δ [162] при $d \approx 11,7 \text{ \AA}$, можна обчислити значення $\xi_c(0)$.

Видно, що поблизу T_c ці залежності задовільно апроксимуються прямими з кутом нахилу $\text{tg}\beta_1 \approx -0,5$, який відповідає показнику ступеня -1/2 в рівнянні (5.4), що, очевидно, свідчить про тривимірний характер флуктуаційної надпровідності в цьому температурному інтервалі. При подальшому підвищенні температури швидкість зменшення $\Delta\sigma$ істотно зростає ($\text{tg}\beta_1 \approx -1$), що, в свою чергу, можна розглядати як зміну розмірності флуктуаційної провідності. Проведені розрахунки показали, що в процесі зміни кута разорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ не відбувається істотної зміни величини довжини когерентності (яка в нашому випадку склала $\xi_c(0) \approx 1,68 \pm 0,03 \text{ \AA}$).

Необхідно відзначити, що певний вплив на виникнення та еволюцію надлишкової провідності $\Delta\sigma$ в шаруватих ВТНП-структурах можуть надавати і, так звані, флуктуації густини стану (Density of States (DOS) fluctuations). Відомо, що вплив таких флуктуацій найбільш суттєво проявляється при температурах, які значно перевищують критичну $T \gg T_c$ [38,40]. Згідно з сучасними уявленнями [38,40,136], в цьому температурному інтервалі поява $\Delta\sigma$

в основному обумовлена проявом псевдощілинної аномалії. Як показали наші експериментальні дані, постійне магнітне поле не робить істотного впливу на температурні залежності $\rho_{ab}(T)$ і $\Delta\sigma(T)$ при $T > 1,2T_c$, що узгоджується з літературними даними [3], отриманими для керамічних сполук системи 1-2-3. Прикладання постійного магнітного поля також не приводить до зміщення температури T^* , при якій починається відхилення кривих $\rho_{ab}(T)$ вниз від лінійної залежності. Вважається, що температура T^* відповідає відкриттю псевдощілини [38,40]. Враховуючи вищесказане, ми не враховували DOS fluctuations при аналізі $\Delta\sigma$ в області резистивних переходів в надпровідний стан. У той же час слід зазначити, що якщо визначити температуру переходу в ФП-режим T_f по точці відхилення величини $\ln \Delta\sigma$ вгору від лінійної залежності $\ln \Delta\sigma(T)$ [40] (див. вставку (b) до рис. 5.4), можна оцінити відносну протяжність існування ФП-режиму як: $t_f = (T_f - T_c)/T_f$.

Результати розрахунків показують, що при збільшенні кута разорієнтації $\alpha \equiv \angle(\mathbf{H}, ab)$ відбувається загальне відносне розширення температурного інтервалу, в якому проявляється режим флуктуаційної парапровідності від $t_f = 0,8589$ при $\alpha = 0$ до $t_f = 0,9991$ при $\alpha = 90^\circ$. Ймовірно, це пов'язано з пригніченням з α так званого «*beyond 3D*» – режиму поля і посиленням довгохвильових флуктуацій, які дають найбільш істотний внесок у парапровідність поблизу T_c . У той же час, як було показано в статті [40], недооцінка вкладу короткохвильових флуктуацій параметра порядку приводить до більш швидкого, порівняно з передбаченнями теорії, зменшення величини $\Delta\sigma$ при досить значній відстані від T_c у бік високих температур.

Мікроскопічний розрахунок флуктуаційної поправки в провідність, з урахуванням всіх компонентів параметра порядку, був проведений в працях Варламова А.А. із співавторами [38]. Порівняння наших даних з теорією [38] показало, що, як і у випадку бездомішкових плівкових зразків YBaCuO [40], $\Delta\sigma$

може бути описана в межах поліпшеної теорії ФП до температур поблизу $1,25 T_c$. Ймовірно, саме в цій температурній області відбувається перехід до псевдоцілинного режиму, який більш детально аналізується в праці [164].

Висновки 5 розділу. Основні наукові та практичні результати прикладання постійного магнітного поля (до 15 кЕ) до роздвійникованих (монодомених) монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з малою нестачею кисню, наведені в розділі 5 опубліковані в статті [171]. Отримано, що:

1. Прикладання постійного магнітного поля до монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з нестачею кисню, приводить до появи додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині в області резистивних переходів в надпровідний стан.
2. Збільшення кута $\alpha \equiv \angle(H, ab)$ приводить до одночасного зростання амплітуди і ширини піку, що відповідає цьому переходу, і його зміщення в область більш низьких температур, що є наслідком зменшення, з ростом α , внеску власного пінінгу вихорової підсистеми і посиленням ролі об'ємного пінінгу, зумовленого наявністю в структурі експериментального зразка кластерів кисневих вакансій. При температурах нижче критичної $T < T_c$, відбувається пригнічення динамічного фазового переходу виду вихорова рідина – вихорова решітка і формування в системі переходу виду вихорова рідина – вихорове «бреггівське» скло.
3. Безпосередньо поблизу T_c ФП задовільно описується тривимірною моделлю Асламазова–Ларкіна для шаруватих надпровідних систем. При цьому збільшення кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle(H, ab)$ приводить до загального відносного розширення температурного інтервалу прояву режиму флуктуаційної паропровідності.

ВИСНОВКИ

В результаті виконання даної роботи вирішена поставлена задача, яка спрямована на з'ясування фізичної суті впливу точкових і площинних дефектів на магніторезистивні властивості сполук $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}, \text{Pr}$) та встановлення закономірностей формування стану з провідністю – перехід діелектрик – метал, надпровідник – фермі – рідинний метал – ненадпровідник при варіюванні концентрації носіїв, за умов зміни концентрації лабільної компоненти в широкому інтервалі, а також заміни елементів, які входять до складу цих сполук.

Були отримані такі основні наукові результати:

1. Прикладання високого тиску до монокристалів $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x \leq 0,05$) приводить до істотного розширення інтервалу лінійної залежності $\rho_{ab}(T)$, та відповідного звуження температурної ділянки проявлення псевдоцілінного режиму. При цьому надлишкова провідність підпорядковується експоненціальній температурній залежності в широкому інтервалі температур, а температурна залежність псевдоціліни задовільно описується в рамках теорії кросовера БКШ–БЕК.
2. Еволюція під тиском режиму флуктуаційної провідності в слабо допованих празеодимом зразках $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вірогідно визначається двома процесами: зміною співвідношення між ξ_c і d , з одного боку, і, зумовленим внесенням домішки празеодима, зміщенням рівня Фермі відносно особливостей густини станів – з іншого. Прикладання високого тиску до монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, приводить до суттєвого зростання величини баричної похідної dT_c/dP .
3. Збільшення ступеня нестачі кисню в сполуках $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) стимулює процеси перерозподілу лабільної компоненти між різними

фазами в об'ємі експериментальних зразків, які, в свою чергу, також можуть розрізнятися ступенем кисневої нестехіометрії.

4. Встановлено, що інтенсивність процесів структурної релаксації в нестехіометричних купратах системи 1-2-3 істотним чином залежить від природи рідкоземельного іона. При цьому енергія активації дифузії лабільної компоненти може варіюватися від 0,95 до 0,98 еВ при заміні в цих сполуках ітрію на гольмій, що, завдяки більш сильній залежності $T_c(\delta)$, може приводити до значного посилення релаксаційних процесів у кисневій підсистемі.
5. Зниження ступеня допування киснем в зразках $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) приводить до посилення ефектів локалізації та здійснення в системі переходу типу метал-діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу.
6. Встановлено, що збільшення часу відпалювання зразків $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Ho}$) при кімнатній температурі приводить до суттєвого зміщення точки переходу метал-діелектрик T_{MI} в область більш високих температур, що, ймовірно, пов'язано зі зниженням частки напівпровідникового вкладу в провідність зразків.
7. Прикладання постійного магнітного поля до монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з нестачею кисню, приводить до появи додаткового паракогерентного переходу на температурних залежностях надлишкової провідності в базисній ab -площині в області резистивних переходів в надпровідний стан.
8. Збільшення кута $\alpha \equiv \angle(\text{H}, ab)$ приводить до одночасного зростання амплітуди і ширини піку, що відповідає цьому переходу, і його зміщення в область більш низьких температур, що є наслідком зменшення, з ростом α , внеску власного пінінгу вихорової підсистеми і посиленням ролі об'ємного пінінгу, зумовленого наявністю в структурі експериментального зразка кластерів кисневих вакансій. При температурах нижче критичної $T < T_c$,

відбувається пригнічення динамічного фазового переходу виду вихорова рідина – вихорова решітка і формування в системі переходу виду вихорова рідина – вихорове «бреггівське» скло.

9. Безпосередньо поблизу T_c ФП задовільно описується тривимірною моделлю Асламазова–Ларкіна для шаруватих надпровідних систем. При цьому збільшення кута розорієнтації $\alpha \equiv \angle (\mathbf{H}, \mathbf{ab})$ приводить до загального відносного розширення температурного інтервалу прояву режиму флуктуаційної паропровідності.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Bednorz J.G. Possible high T_c superconductivity in the Ba–La–Cu–O system [Текст] / J.G. Bednorz and K.A. Muller // Zeitschrift für Physik B. – 1986. – V. 64. – P. 189–193.
2. Obolenskii M.A. Localization effects and pseudogap state in $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with different oxygen content [Текст] / M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, N.N. Chebotaev // Low Temperature Physics. – 2006. – V. 32, №6. – P. 571–575.
3. Алексеевский Н.Е. Флуктуационная сверхпроводимость и примесные фазы в перовскитоподобных системах и перспективы повышения T_c [Текст] / Н.Е. Алексеевский, А.В. Митин, В.И. Нижанковский, Е.П. Хлыбов, В.В. Евдокимова, Г.М. Кузьмичев // СФХТ. – 1989. – Т. 2, № 10. – С. 40–55.
4. Luo H.G. Scaling analysis of normal-state properties of high-temperature superconductors [Текст] / H.G. Luo, H.P. Su, T. Xiang // Phys. Rev. B. – 2008. – V. 77. – P. 014529 (1–17).
5. Pureur P. Critical and Gaussian conductivity in $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ [Текст] / P. Pureur, Costa R. Menegotto, R. Rodrigues, J. Schaf Jr., J.V. Kunzler // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 47. – P. 11420–11425.
6. Chryssikos G.D. X-ray diffraction and infrared investigation of $RBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ and $R_{0.5}Pr_{0.5}Ba_2Cu_3O_7$ compounds ($R=Y$ and lanthanides) [Текст] / G.D. Chryssikos, E.I. Kamitsos, J.A. Kapoutsis, A.P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale, D. Niarchos // Physica C. – 1995. – V. 254 (1–2). – P. 44–62.
7. Borges H.A. Pressure study of the paraconductivity of high T_c superconductors [Текст] / H.A. Borges, M.A. Continentino // Solid State Commun. – 1991. – V. 80. – P. 197–199.

8. Соловьев А.Л. Флуктуационная проводимость в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода. II. Оптимально допированные и слабодопированные пленки YBCO / А.Л. Соловьев, Н.-У. Habermeier, Т. Хааге // ФНТ. – 2002. – Т. 28, № 1. – С. 24–35.
9. Соловьев А.Л. Флуктуационная проводимость в пленках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различным содержанием кислорода. II. Оптимально допированные и слабодопированные пленки YBCO [Текст] / А.Л. Соловьев, Н.-У. Habermeier, Т. Хааге // ФНТ. – 2002. – Т. 28, № 2. – С. 144–156.
10. Kanoda K. Dimensionality and Superconductivity in $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / К. Kanoda, Т. Kawagoe, М. Hasumi, Т. Takahashi, S. Kagoshima, Т. Mizoguchi [Текст] // Journal of the Physical Society of Japan. – 1988. – V. 57, № 5. – P. 1554–1557.
11. Belyaeva A.I. Twin boundaries role in superconducting properties formation of single crystals $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / А.И. Беляева, S.V. Vojtsenya, V.P. Yuriyev, М.А. Obolenskii, А.В. Bondarenko // Solid State Commun. – 1993. – V. 85, № 5. – P. 427–430.
12. Этурно Ж. Структура высокотемпературных сверхпроводящих окислов [Текст] / Ж. Этурно // Москва «Мир»: Физика за рубежом. – 1989. – С. 25–27.
13. Giapintzakis J. Han A method for obtaining single domain superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals [Текст] / J Giapintzakis, D.M. Ginzberg, P.D // J. Low Temp. Phys. – 1989. – V. 77, № 1/2. – P. 155–161.
14. Kemin T. A superstructure in single crystals $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [Текст] / Т. Kemin, Н. Meisheng, W. Yening // J. Phys. Condens. Matter. – 1989. – V. 1, № 6. – P. 1049–1054.
15. Lacayo G. Twin to tweed transition in YBaCuO by substitution of Cu [Текст] / G. Lacayo, R. Hermann, G. Kaestener // Physica C. – 1992. – V. 192. – P. 207–214.

16. Pan V.M. YBaCuO single crystals microstructure related to critical current density [Текст] / V.M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov, V.F. Taborov, H.W. Zandbergen // Supercond. Sci. Technol. – 1992. – V. 5, № 12. – P. 707–711.
17. Kes P.H. Vortex pinning and creep experiments [Текст] / P.H. Kes // Proceedings of the Los Alamos Symposium “Phenomenology and Application of HTSC”. – Los Alamos, NM. – 1991. – P. 390–434.
18. Gawalek W. High critical currents in peritectically grown YBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals [Текст] / W. Gawalek, W. Schueppel, R. Hergt // Supercond. Sci. Technol. – 1992. – V. 5. – P. 407–410.
19. Квардаков В.В. Исследование дефектов монокристаллов купратов методами нейтронной топографии и селективного травления [Текст] / В.В. Квардаков, В.А. Соменков, С.Ш. Шильштейн // СФХТ. – 1992. – Т. 5, № 4. – С. 624–630.
20. Selvamanickam V. Flux pinning by dislocation in deformed melt-textured YBa₂Cu₃O_x superconductors [Текст] / V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son, K.Salama // Physica C: Superconductivity and its applications. – 1993. – V. 208, № 3, – P. 238–244.
21. Roth G. Copper deficiency in Y₁Ba₂Cu₃O_{7-x} [Текст] / G. Roth, G. Heger, P. Schweiss et al. // Physica C. – 1988. – V. 152, № 4. – P. 329–334.
22. Bondarenko A.V. Effect of electron irradiation on anisotropy of vortex creep in YBCO single crystal [Текст] / A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek // Magnetic and superconducting materials. – 1999. – P. 499–506.
23. Bondarenko A.V. Effect of electron irradiation on vortex dynamics in YBa₂Cu₃O_{7-δ} single crystals [Текст] / A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek // Phys. Rev. B. – 2001. – V. 64, № 9. – P. 2513 (4).

24. Гинзберг Д.М. Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников [Текст] / Д.М. Гинзберг. // М.: Мир, 1991. – С. 543.
25. Оболенский М.А. Процессы релаксации электросопротивления в кислороддефицитных монокристаллах $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ [Текст] / М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, Р.В. Вовк, А.А. Продан // ФНТ. – 1997. – Т. 23, № 11. – С. 1178–1183.
26. Оболенский М.А. Магнитные измерения критического тока и потенциала пиннинга в монокристаллах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ [Текст] / М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, В.И.Белецкий, А.В.Самойлов, М.Эль-Сидави, Д. Ниархос, М. Писсас, Г. Каллиас, А.Г. Сиваков // Функциональные материалы. – 1995. – Т. 2, № 4. – С. 409–414.
27. Vovk R.V. Excess conductivity and pseudo-gap state in YBCO single crystals slightly doped with Al and Pr [Текст] / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, A.V. Bondarenko, I.L. Goulatis, A.I. Chronos // J Mater Sci: Mater Electron. – 2007. – V. 18. – P. 811–815.
28. Александров И.В. Новые данные о зависимости критической температуры от содержания кислорода в сверхпроводящем соединении $YBa_2Cu_3O_x$ [Текст] / И.В. Александров и др. (12 соавторов) // Письма в ЖЭТФ. – 1988. – Т. 48, № 8. – С. 449–452.
29. Van Dover R.B. Extraordinary effect of aluminum substitution on the upper critical field of $YBa_2Cu_3O_7$ [Текст] / R.B. Van Dover, L.F. Schneemeyer, J.V. Waszczak et al. // Phys. Rev. B. – 1989. – V. 39, № 4. – P. 2932–2935.
30. Kebede A. Magnetic ordering and superconductivity in $Y_{1-y}Pr_yBa_2Cu_3O_7$ [Текст] / A. Kebede // Phys. Rev. B. – 1989. – V. 40, № 7. – P. 4453–4462.
31. Radousky H.B. A review of the superconducting and normal state properties of $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ [Текст] / H.B. Radousky // J.Mater. Res. – 1992. – V. 7, № 7. – P. 1917–1955.

32. Мошчалков В.В. Сверхпроводимость и локализация в системе $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / В.В. Мошчалков и др. (6соавторов) // ФНТ. – 1988. – Т. 14, № 9. – С. 988–992.
33. Obolenskii M.A. Effect of twin boundaries on scattering processes of normal and fluctuating carriers in $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals [Текст] / M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko // Functional Materials. – 2006. – V. 13, № 1. – P. 35–38.
34. Mendonca Ferreira L. Pressure effect of pressure on the fluctuation conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [Текст] / L. Mendonca Ferreira, P. Pureur, H.A. Borges, P. Lejay // Physica B. – 2004. – V. 69. – P. 212505.
35. Асламазов Л.Г. Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводников при температурах выше критической [Текст] / Л.Г. Асламазов, А.И. Ларкин // ФТТ. – 1968. – Т. 10, № 4. – С. 1104–1111.
36. Bieri J.B. Nonlocal effect in magnetoconductivity of high- T_c superconductors [Текст] / J.B. Bieri, K. Maki, R.S. Thompson // Phys. Rev. B. – 1991. – V.44, № 9. – P. 4709–4711.
37. Lawrence W.E. Theory of layer structure superconductors [Текст] / W.E. Lawrence, S. Doniach // Proc. 12th Inter. Conf. on Low Temperature Physics, Akademic Press of Japan, Kyoto. – 1971. – P. 361–362.
38. Варламов А.А. К вопросу о влиянии сверхпроводящих флуктуаций на термо - ЭДС и теплопроводность сверхпроводника вблизи критической температуры [Текст] / А.А. Варламов, Д.В. Ливанов // ЖЭТФ. – 1990. – Т. 98, № 2(8). – С. 584–592.
39. Reggani L. Fluctuation conductivity of layered high- T_c superconductors: A theoretical analysis of recent experiments [Текст] / L. Reggani, R. Vaglio, A.A. Varlamov // Phys. Rev. B. – 1991. – V. 44. – P. 9541–9546.
40. Прокофьев Д.Д. Величина и температурная зависимость псевдощели в YBaCuO , полученные из резистивных измерений [Текст] / Д.Д.

- Прокофьев, М.П. Волков, Ю.А. Бойков // ФТТ. – 2003. – Т. 45, № 7. – С.1168–1176.
41. Садовский М.В. Псевдощель в высокотемпературных сверхпроводниках [Текст] / М.В. Садовский // УФН. – 2001. – Т. 171, № 5. – С. 539–564.
42. Krasnov V.M. Evidence for Coexistence of the Superconducting Gap and the Pseudogap in Bi-2212 from Intrinsic Tunneling Spectroscopy [Текст] / V.M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler, P. Delsing, T. Claeson // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V 84, № 25. – P. 5860–5863.
43. Krasnov V.M. Magnetic Field Dependence of the Superconducting Gap and the Pseudogap in Bi2212 and HgBr₂-Bi2212, Studied by Intrinsic Tunneling Spectroscopy [Текст] / V.M. Krasnov, A.E. Kovalev, A. Yurgens, D. Winkler // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V. 86, № 12. – P. 2657–2660.
44. Fauqué B. Magnetic order in the pseudogap phase of high - T_c superconductors [Текст] / B. Fauqué, Y. Sidis, V. Hinkov, S. Pailhès, C.T. Lin, X. Chaud, P. Bourges // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 96, № 19. – P.197001.
45. Puchkov A.V. Evolution of the Pseudogap State of High - T_c Superconductors with Doping [Текст] / A.V. Puchkov, P.Fournier, D.N.Basov, T.Timusk, A.Kapitulnik, N.N. Kolesnikov // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 77, № 15. – P.3212–3215.
46. Startseva T. Temperature evolution of the pseudogap state in the infrared response of underdoped La_{2-x}Sr_xCuO₄ [Текст] / T. Startseva , T.Timusk, A.V. Puchkov, D.N. Basov, H.A. Mook, M. Okuya, T. Kimura, K. Kishio // Phys. Rev. B. – 1999. – V. 59, № 10. – P. 7184–7190.
47. Gorny K. Magnetic Field Independence of the Spin Gap in YBa₂Cu₃O_{7-δ} / K. Gorny, O.M. Vyaselev, J.A. Martindale et al. (11 auth.) [Текст] // Phys. Rev. Lett. – 1999. – V. 82, № 1, – P. 177–180.

48. Tohyama T. Role of next-nearest-neighbor hopping in the t - t' - J model / T. Tohyama, S. Maekawa [Текст] // Phys. Rev. B. – 1994. – V. 49, № 5. – P.3596–3599.
49. Dessau D.S. Key features in the measured band structure of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$: Flat bands at EF and Fermi surface nesting [Текст] / D.S. Dessau, Z.-X. Shen, D.M. King et al. (11 auth.) // Phys. Rev. – 1993. – V. 71, № 17. – P. 2781–2784.
50. Вовк Р.В. Влияние перераспределения лабильного кислорода на псевдощелевое состояние в бездвойниковых монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [Текст] / Р.В. Вовк, М.А. Оболенский, А.А. Завгородний, А.В. Бондаренко, И.Л. Гулатис, Н.Н. Чеботаев // ФНТ. – 2007. – Т. 33, № 8. – С. 931–934.
51. Pieri P. Magnetic Field Effect on the Pseudogap Temperature within Precursor Superconductivity [Текст] / P. Pieri, G.C. Strinati, D. Moroni // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 89, № 12. – P. 127003(1–4).
52. Kuchinskii E.Z. Destruction of the Fermi surface due to pseudogap fluctuation in strongly correlated systems [Текст] / E.Z. Kuchinskii, I.A. Nekrasov, M.V. Sadovskii // ZhETF Letters. – 2005. – V. 82, № 4. – P. 198–203.
53. Varma C.M. A theory of the pseudogap state of the cuprates [Текст] / C.M. Varma // Cond. mat. – 2005. – P. 0507214.
54. Srivastava J.K. Paired Cluster Model of High- T_c Superconductivity: Explanation for Pseudogap Critical Concentration, Vortex Core Pseudogap and Possible Stripe Phase in High- T_c Superconductors [Текст] / J.K. Srivastava // Cond. mat. – 2005. – P. 0504245.
55. Babaev E. Crossover from Weak- to Strong-Coupling Superconductivity and to Normal State with Pseudogap [Текст] / E. Babaev, H. Kleinert // Cond. mat. – 1998. – P. 9804206.

56. Babaev E. Nonperturbative XY-model approach to strong coupling superconductivity in two and three dimensions [Текст] / E. Babaev, H. Kleinert // Phys. Rev. B. – 1999. – V. 59, № 18. – P. 12083–12089.
57. Zheng-Cheng Gu. Magnetic characterization of the upper pseudogap phase in cuprates [Текст] / Cheng Gu Zheng, Yu Weng Zheng // Phys. Rev. B. – 2005. – V. 72. – P. 104520 (10 pages).
58. Anderson P.W. The Theory of Superconductivity in the High Cuprates [Текст] / P.W. Anderson // Princeton Univ. Press, Princeton NJ. – 1997.
59. Anderson P.W. “Normal” Tunneling and “Normal” Transport: Diagnostics for the Resonating-Valence-Bond State [Текст] / P.W. Anderson, Z. Zou // Phys. Rev. Lett. – 1988. – V. 60, № 2. – P. 132–135.
60. Боярский Л.А. Флуктуации и неоднородности в сильно коррелированных электронных системах [Текст] / Л.А. Боярский, С.П. Габуда, С.Г. Козлова // ФНТ. – 2005. – Т. 31, № 3-4. – С. 405–411.
61. Stojkovic B.P. Theory of the longitudinal and Hall conductivities of the cuprate superconductors [Текст] / B.P. Stojkovic, D. Pines // Phys. Rev. B. – 1997. – V. 55, № 13. – P. 8567–8595.
62. Зверев В.Н. Анизотропия нормального сопротивления монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ с дефицитом кислорода [Текст] / В.Н. Зверев, Д.В. Шовкун // Письма в ЖЭТФ. – 2000. – Т. 72, № 2. – С. 103–108.
63. Zverev V.N. Pseudogap behavior of the normal state out-of-plane resistance in underdoped single crystals [Текст] / V.N. Zverev, D.V. Shovkun // Physica C: Superconductivity and its applications. – 2003. – V. 391, № 4. – P. 315–318.
64. Alexandrov A.S. Coherent ab and c Transport Theory of High-Tc Cuprates [Текст] / A.S. Alexandrov, V.V. Kabanov, N.F. Mott // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 77, № 23. – P. 4796–4799.

65. Абрикосов А.А. Резонансное туннелирование в высокотемпературных сверхпроводниках [Текст] / А.А. Абрикосов // УФН. – 1998. – Т. 168, № 6. – С. 683–695.
66. Claus H. Atomic short-range order in oxygen-deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / H. Claus, S. Yang, A.P. Paulikas et al. (5 auth.) // Physica C. – 1990. – V. 171, № 3-4. – P. 205–210.
67. Veal B.W. Time-dependent superconducting behavior of oxygen-deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$: Possible annealing of oxygen vacancies at 300 K [Текст] / B.W. Veal, H. You, A.P. Paulikas et al. (6 auth.) // Phys. Rev. B. – 1990. – V. 42, № 7. – P. 4770–4773.
68. Jorgensen D., Shiyou P., Lightfoot P., Shi H., Paulikas A.P., Veal B.M.W. Time-dependent structural phenomena at room temperature in quenched $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.41}$ [Текст] / D. Jorgensen, P. Shiyou, P. Lightfoot, H. Shi, A.P. Paulikas, B.M. Veal. // Physica C. – 1990. – V. 167, № 3. – P. 571–578.
69. Kircher J. Optical investigations of room-temperature chain ordering in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / J. Kircher, M. Cardona, A. Zibold et al. (5 auth.) // Phys. Rev. B. – 1993. – V. 48, № 13. – P. 9684–9688.
70. Chu C.W. Evidence for Superconductivity above 40 K in the La-Ba-Cu-O Compound System [Текст] / C.W. Chu, P.H. Hor, R.L. Meng, et al. (6 auth.) // Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 58, № 4. – P. 405–407.
71. Свистунов В.М. Влияние давлений на флуктуационные эффекты в металлокерамических сверхпроводниках [Текст] / В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко и др. (6 соавторов) // ФТТ. – 1988. – Т. 30, № 11. – С. 3498–3501.
72. Metzler J. Separation of the intrinsic pressure effect on T_c of $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.7}$ from a T_c enhancement by pressure-induced oxygen ordering [Текст] / J. Metzler, T. Weber, W.H. Fietz et al. (7 auth.) // Physica C. – 1993. – V. 214, № 3-4. – P. 371–376.

73. Fietz W.H. Oxygen ordering effect and the superconducting transition temperature T_c of $Y_1Ba_2Cu_3O_x$ under pressure [Текст] / W.H. Fietz, R. Quenzel, K. Grube et al. (6 auth.) // Physica C. – 1994. – V. 235–240. – P. 1785–1786.
74. Sadewasser S. Pressure dependence of T_c to 17 GPa with and without relaxation effects in superconducting $Y_1Ba_2Cu_3O_x$ [Текст] / S. Sadewasser, J.S. Schilling, A.P. Paulicas, B.M. Veal // Phys. Rev. B. – 2000. – V. 61, № 1. – P. 741–749.
75. Молчанов В.М. Атомное строение монокристаллов $Y_1Ba_2Cu_3O_x$ с промежуточным содержанием кислорода [Текст] / В.М. Молчанов, Л.А. Мурадян, В.И. Симонов // Письма в ЖЭТФ. – 1989. – Т. 49. – С. 222–226.
76. Beyers R. Oxygen ordering, phase separation and the 60 K and 90 K plateaus in $Y_1Ba_2Cu_3O_x$ [Текст] / R. Beyers, B.T. Ahn, G. Gorman, et al. (10 auth.) // Nature Publishing Group. – 1989. – V. 340. – P. 619–621.
77. Сухаревский В.Я. Проявление атомного упорядочения в характеристиках нормального и сверхпроводящего состояния ВТСП-оксидов $Y_1Ba_2Cu_3O_x$ [Текст] / Сухаревский В.Я., Жихарев И.В., Хохлова С.И. и др. // ФНТ. – 1990. – Т. 7, № 8. – С. 971–986.
78. Мамалуй А.А. Низкотемпературная закалка монокристаллов $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ [Текст] / А.А. Мамалуй, Л.С. Палатник, К.В. Беднов, М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко // ФНТ. – 1993. – Т. 19, № 11. – С. 1180–1186.
79. Hauck J. Phase relations in pseudobinary $Ba_2MCu_3O_{6.5+x}$ ($M=Y,Gd$) [Текст] / J. Hauck, K. Bickmann, F. Zucht // J. Mater. Research. – 1987. – V. 2, № 6. – P. 762–764.
80. Ono A. Preparation of single crystals of the superconductor $YBa_2Cu_3O_x$ [Текст] / A. Ono, T. Tanaka // Jap. J. Appl. Phys. – 1987. – V. 26, № 5. – P.825–827.

81. Бондаренко А.В. Синтез монокристаллов ВТСП на основе иттрия [Текст] / Бондаренко А.В, Веркин Б.И., Зубарева М.О., Оболенский М.А. // Препринт ФТИНТ АН УСССР. – 1988, № 41. – С.12.
82. Миткевич В.В. Структура и сверхпроводящие свойства монокристалла YBaCuO [Текст] / В.В. Миткевич, С.А. Васильченко, А.В. Бондаренко, М.А. Оболенский // ФНТ. – 1990. – Т. 16, № 1. – С. 117–119.
83. Welp U. Effect of uniaxial stress on the superconducting transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [Текст] / U. Welp, M. Grimsditch, S. Flesher, W. Nessler, J. Downey, G.W. Crabtree, J. Guimpel // Phys. Rev. Lett. – 1992. – V. 69, № 9. – P. 2130–2133.
84. Оболенский М.А. Синтез и физические свойства монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [Текст] / М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, В.И. Белецкий, и др. (10 соавт.) // ФНТ. – 1990. – Т. 16, № 9. – С. 1103–1127.
85. Sarikaya M. Structure and formation of twins in the orthorhombic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [Текст] / M. Sarikaya, R. Kikuchi, I.A. Aksay // Physica C. – 1988. – V. 152, № 2. – P. 161–170.
86. Hong D.J.L. Effect of the temperature annealing on the oxygen content in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ superconductor [Текст] / D.J.L. Hong, D.M. Smith // J. Am. Ceram. Soc. – 1991. – V. 74, № 5. – P. 1751–1759.
87. Schleger P. Thermodynamics of oxygen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ between 450°C and 650°C [Текст] / P. Schleger, W.N. Hardy, B.X. Yang // Physica C. – 1991. – V. 176. – P. 261–273.
88. Reyers R. The Structure of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ and its Derivatives [Текст] / R. Reyers, T.M. Show // Sol. St. Physics. – 1989. – V. 42. – P. 150–151.
89. Giapintzakis J. A method for obtaining single domain superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals [Текст] / J. Giapintzakis, D.M. Ginzberg, P.D. Han // J. Low Temp. Phys. – 1989. – V. 77, № 1/2. – P. 155–161.

90. Оболенский М.А. Локализация носителей и сверхпроводимость в монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [Текст] / М.А. Оболенский, А.В. Бондаренко, М.О. Зубарева // ФНТ. – 1989. – Т. 15, № 11. – С. 1152–1158.
91. Montgomery H.C. Method for measuring electrical resistivity of anisotropic materials [Текст] / H.C. Montgomery // J. Appl. Phys. – 1971. – V. 42, № 7. – P. 2971–2975.
92. Ицкевич Е.С. Бомба высокого давления для работы при низких температурах [Текст] / Е.С. Ицкевич // ПТЭ. – 1963. – № 4. – С. 148–151.
93. Галкин А.А. Магнитоакустическое исследование электронной структуры галлия под давлением [Текст] / А.А. Галкин, А.И. Попович, Е.П. Дегтярь, А.И. Дьяченко // ЖЭТФ. – 1975. – Т. 68, № 2. – С. 711–720.
94. Akhavan M. Angular dependence of switching field of magnetic recording particles [Текст] / M. Akhavan, A. Sebt // Physica B. – 2002. – V. 321, № 1. – P. 120–123.
95. Chroneos. A. Atomic Scale Models for $\text{R}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ and $\text{R}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ Compounds (R=Y and Lanthanides) [Текст] / A. Chroneos, I.L. Goulatis, R.V. Vovk // Acta Chim. Sloven. – 2007. – V. 54. – P. 179–184.
96. Wu. M. K. Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure [Текст] / M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang, and C. W. Chu // Phys. Rev. Lett. – 1987. – V. 58, № 9. – P. 908–910.
97. Vovk R.V. Effect of praseodymium on the electrical resistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\text{delta}}$ single crystals [Текст] / R.V Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // Solid State Communications. – 2014. – V. 190. – P. 18–22.
98. Vovk R. V. Relaxation of the normal electrical resistivity induced by high-pressure in strongly underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\text{delta}}$ single crystal [Текст] / R.V

- Vovk, G.Ya. Khadzhai, Z. F. Nazzyrov, I. L. Goulatis, A. Chroneos // *Physica B.* – 2012. – V. 407, № 22. – P. 4470–472.
99. Vovk R.V. Effect of high pressure on the fluctuation conductivity and the charge transfer of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals [Текст] / R.V. Vovk, M.A.Obolenskii, A.A.Zavgorodniy, A.V.Bondarenko, I.L.Goulatis, A.V.Samoilov, A.I.Chroneos // *J. Alloys and Compounds.* – 2008. – V. 453. – P. 69–74.
100. Griessen R. Pressure dependence of high- T_c superconductor [Текст] / R. Griessen // *Phys.Rev.B.* – 1987. – V. 36, № 10. – P. 5284–5290.
101. Vovk R.V. Effect of high pressure on the electrical resistivity of optimally doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with unidirectional planar defects [Текст] / R.V. Vovk, N.R. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Physica B.* – 2013. – V. 422. – P. 33–35.
102. Bondarenko A.V. Pinning and dynamics of magnetic flux in YBaCuO single crystals for vortex motion along twin boundaries [Текст] / A.V. Bondarenko, V.A Shklovskij, R.V Vovk, M.A Obolenskii, A.A Prodan // *Low Temperature Physics.* – 1997. – V. 23, № 12. – P. 962–967.
104. Vovk. R.V. Influence of Longitudinal Magnetic Field on the Fluctuation Conductivity in Slightly Al-DOPED $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ Single Crystals with a Given Topology of Plane Defects [Текст] /R.V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, Z. F. Nazzyrov, I. L. Goulatis, V.V. Kruglyak, A. Chroneos // *Modern Physics Letters B.* – 2011. – V. 25, № 27. – P. 2131–2136.
105. Vovk R.V. Scattering processes of normal and fluctuating carriers in $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re=Y, Ho) single crystals with unidirectional twin boundaries [Текст] / R.V.Vovk, M.A.Obolenskii, A.V.Bondarenko, I.L.Goulatis, M.R.Levy, A.I.Chroneos // *Acta Phys. Polonica A.* – 2007. – V. 111, № 1. – P. 123–128.

106. Vovk R.V. Transverse conductivity in $\text{Pr}_y\text{Y}_{1-y}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$ single crystals in wide range of praseodymium concentration [Текст] / R.V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy // Appl. Phys. A. – 2014. – DOI:10.1007/s00339-014-8670-2
107. Soderholm L. Incorporation of Pr in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{(7-\delta)}$ - Electronic effects on superconductivity [Текст] / L. Soderholm et al. // Nature. – 1987. – V. 328. – P. 604–605.
108. McMillan W. L. Transition Temperature of Strong-Coupled Superconductors [Текст] / W. L. McMillan // Phys. Rev. – 1968. – V. 167, № 2. – P. 331–344.
109. Obolenskiy M.A. Compression Changes in Electrical Resistance and Critical Temperature of $\text{Nb}_{1-x}\text{Se}_2\text{Sn}_x$ Single Crystals [Текст] / M.A.Obolenskiy, D.D. Balla, A.A. Zavgorodniy, R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, M.Januszczyk, J.N.Latosińska // Acta Physica Polonica A. – 2012. – V. 122, № 1. – P. 1111–1113.
110. Evan S.R. The volume dependence of the electron-phonon mass enhancement and the pressure dependence of T_c in transition metals [Текст] / S.R Evan., V.K. Ratti., B.L. Gyorffy // J. Phys. F. – 1973. – V. 3, № 10. – P. 199–202.
111. Khosroabadi H. Structural and electronic properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ under high pressures [Текст] / H.Khosroabadi, M.R. Mohammadi Zaden, M. Akhavan // Physica C: Superconductivity and its applications. – 2002. – V. 370, № 2. – P. 85–93.
112. Gvozdikov V.M. Electromagnetic waves in layered superconductors [Текст] / V.M. Gvozdikov // Physica C. – 1994. – V. 224, №3/4. – P. 29–299.
113. Pieri A. Anisotropic pressure dependence of the critical temperature in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. A picture for pressure effects in cuprates [Текст] / A. Perali and G.Varelogiannis // Phys. Rev. B. – 2002. – V. 61, № 5. – P. 3672.
114. Welp U. Effect of uniaxial stress on the superconducting transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [Текст] / U. Welp, M. Grimsditch, S. Flesher, W. Nessler, J.

- Downey, G.W. Crabtree, J. Guimpel // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V. 69, № 9. – P. 2130–2133.
115. Schwingensclogl U. Doping and defects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$: Results from hybrid density functional theory [Текст] / U. Schwingensclogl, C. Schuster // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V. 100. – P. 253111.
116. Vovk R.V. Phase separation in oxygen deficient Tetraomeric $\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals: effect of high pressure and twin boundaries [Текст] / R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, M.A. Obolenskii, I.L. Goulatis, A. Chroneos, V.M. Pinto Simoes // *Philosophical Magazine.* – 2011. – V. 91, № 17. – P. 2291-2302.
117. Tallon J.L. Generic superconducting phase behavior in high- T_c cuprates: T_c variation with hole concentration in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / J.L. Tallon, C. Bernhard, Snaked H., R. L. Hitterman, J.D. Jorgensen // *Phys. Rev.* – 1995. – V. 51. – P. 12911–12914.
118. Chryssikos G.D. X-Ray diffraction and infrared investigation of $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ and $\text{R}_{0.5}\text{Pr}_{0.5}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ compounds R=Y and lanthanides [Текст] / G.D. Chryssikos, E. I. Kamitsos, J. A. Kapoutsis, A. P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale and D. Niarchos // *Physica C.* – 1995. – V. 44. – P. 254.
119. Vovk R.V. Metal-Insulator Transition and the Temperature of the Pseudogap Anomaly Opening in Praseodymium Doped $\text{Y}_{1-z}\text{Pr}_z\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Single Crystals [Текст] / R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, A. Chroneos, V.M. Pinto Simoes // *Modern Physics Letters B.* – 2013. – V. 27, № 4. – P. 1350029 (7 pages).
119. Solovjov A. L. Fluctuation conductivity and pseudogap in HoBaCuO single crystals under pressure with transport current flowing under an angle 45° to the twin boundaries [Текст] / A. L. Solovjov, M. A. Tkachenko, R. V. Vovk, and A. Chroneos // *Physica C.* – 2014. – V. 501. – P. 24–31.

120. Vovk R. V. Fluctuation conductivity of oxygen underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals [Текст] / R. V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, I. L. Goulatis, A. Chroneos // *Physica B*. – 2014. – V. 436. – P. 88–90.
121. Vovk R. V. c-axis hopping conductivity in heavily Pr-doped YBCO single crystal [Текст] / R. V. Vovk, N. R. Vovk, O. V. Shekhovtsov, I. L. Goulatis, A. Chroneos // *Supercond. Sci. Technol.* – 2013. – V. 26, № 8. – P. 085017.
122. Sadovskii M. V. Pseudogaps in strongly correlated metals: A generalized dynamical mean-field theory approach [Текст] / M. V.Sadovskii, I. A. Nekrasov, E. Z. Kuchinskii, Th. Pruschke, and V. I. Anisimov // *Phys. Rev. B*. – 2005. – V. 72, № 15. – P. 155105.
123. Vovk R. V. Resistive investigation of pseudogap state in non-stoichiometric $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re=Y, Ho) single crystals with account for BCS–BEC crossover [Текст] / R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, I. L. Goulatis, A. Chroneos, E.V. Biletskiy // *J. Alloys Compd.* – 2009. – V. 485, № 1-2. – P. 121–123.
124. Boyko F. A. On the criteria for superconductivity in $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,6}$ [Текст] / F. A. Boyko, G. V. Bukin, V. A. Voloshin, and A. A. Gusev // *Low Temp Phys.* – 2002. – V. 28, № 2. – P. 138–143.
125. Vovk R. V. Influence of High Pressure on the Temperature-Dependence of the Pseudo-Gap in Oxygen Deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Single Crystals [Текст] / R. V. Vovk, A. A. Zavgorodniy, M. A. Obolenskii, I. L. Goulatis, A. Chroneos and V. M. Pinto Simoes // *Modern Physics Letters B*. – 2010. – V. 24, № 2. – P. 2295–2301.
126. Friedman T.A. [Текст] / T.A. Friedman, J.P. Rice, John Giapintzakis and D.M.Ginzberg // *Phys. Rev B*. – 1989. – V. 39. – P. 4258.
127. Vovk R.V. Electro-transport and structure of 1-2-3 HTSC single crystals with different plane defects topologies [Текст] / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii,

- Z.F. Nazyrov, I.L. Goulatis, A. Chroneos, and V.M. Pinto Simoes // *J. Mater Sci.: Mater. Electron.* – 2012. – V. 23, № 6. – P. 1255–1259.
128. Smith D.H.S Pressure dependence of phonon interactions in liquid ^4He [Текст] / D.H.S Smith, R.V. Vovk, C.D.H. Williams, A.F.G Wyatt. // *Phys. Rev. B.* – 2005. – V. 72, № 5. – P. 054506 (1-7).
129. Vovk R.V. High-energy phonon pulses in liquid ^4He [Текст] / R.V. Vovk, C.D.H.Williams, A.F.G.Wyatt. / *Phys. Rev. B.* – 2004. – V. 69, № 14. – P.144524.
130. Smith D.H.S. Interactions between phonon sheets in superfluid helium [Текст] / D.H.S. Smith, R.V. Vovk, C.D.H. Williams, A.F.G. Wyatt // *New Journal of Physics.* – 2006. – V. 8, № 8. – P. 128 (1-19).
131. Vovk R.V. Effect of long aging on the resistivity properties of optimally doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\text{delta}}$ single crystals [Текст] / R.V. Vovk, N.R. Vovk, A.V. Samoilov I.L. Goulatis, A. Chroneos // *Solid State Communications.* – 2013. – V. 170. – P. 6–9.
132. Дамаск А. Точечные дефекты в металлах [Текст] / А. Дамаск, Дж. Динс. // М. Мир. – 1966. – С. 148–151.
133. Sheng P. Hopping conductivity in granular disordered systems [Текст] / P. Sheng, J. Klafter // *Phys. Rev. B.* – 1983. – V. 27, № 4. – P. 2583–2586.
134. Мейлихов М.З. Термоактивационная проводимость и вольт-амперная характеристика диэлектрической фазы гранулированных металлов [Текст] / М.З. Мейлихов // *ЖЭТ* – 1999. – Т. 115, № 4. – С. 1484–1496.
135. Gvozdikov V.M. Incoherence, metal-to-insulator transition, and magnetic quantum oscillations of interlayer resistance in an organic conductor [Текст] / V.M. Gvozdikov // *Phys. Rev. B.* – 2007. – V. 76, № 23. – P. 235125–235137.
136. Lutgemeier H. A different type of oxygen order in $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ HT_c superconductors with different Re ionic radii [Текст] / H. Lutgemeier, S.

- Schmenn, P. Meuffels, O. Storz, R. Schollhorn, C. Niedermayer, I. Heinmaa , Y. Baikov // *Physica C*. – 1996. – V. 267. – P. 191–203.
137. Obolenskii M.A. Localization effects and pseudogap state in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with different oxygen content [Текст] / M.A. Obolenskii, R.V. Vovk, A.V. Bondarenko, N.N. Chebotaev // *Low Temp. Phys.* – 2006. – V. 32, № 6. – P. 571–575.
138. Mitsen K. Mechanism of carrier generation and the origin of the pseudogap and 60 K phases in YBCO [Текст] / K. Mitsen, O. Ivanenko // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2005. – V. 82, № 3. – P. 129–133.
139. Чабан И.А. Сверхпроводящие кластеры в псевдощелевой области [Текст] / И.А. Чабан // *ФТТ*. – 2008. – Т. 50, № 5. – С. 769–773.
140. Abrikosov A.A. Percolation theory of the pseudogaps [Текст] / A.A. Abrikosov // *Phys. Rev. B*. – 2006. – V. 74. – P. 180505.
141. Kohsaka Y. Imaging Nanoscale Electronic Inhomogeneity in the Lightly Doped Mott Insulator $\text{Ca}_{2-x}\text{Na}_x\text{CuO}_2\text{Cl}_2$ [Текст] / Y. Kohsaka, K. Iwaya, S. Satow, T. Hanaguri, M. Azuma, M. Takano, H. Takagi // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 93, № 9. – P. 097004.
142. Vovk R.V. Effect of the redistribution of labile oxygen on the pseudogap state in untwinned single crystal $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [Текст] / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodnii, A.V. Bondarenko, I.L. Gulatis, N.N. Chebotaev // *Low Temp. Phys.* – 2007. – V. 33, № 8. – P. 710–712.
143. Ginsberg D.M. [Текст] / D.M. Ginsberg (ed.) // *Physical Properties of High-Temperature Superconductors* (Moscow, World Scientific, Singapore, 1990).
144. Krekels T. Ortho II structure in $\text{ABa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ compounds (A=Er, Nd, Pr, Sm, Yb) [Текст] / T. Krekels, H. Zou, G.V. Tendeloo, D. Wagener, M. Buchgeister, S. Hosseini, P. Herzog // *Physica C*. – 1992. – V. 196. – P. 363–368.

145. Мощалков В.В. Сверхпроводимость и локализация в системе YBaCuO [Текст] / Мощалков В.В., Муттик И.Г., Самарин Н.А., Третьяков Ю.Д., Кауль А.Р., Грабой И.Э., Метлин Ю.Г. // Физ. низких температур. – 1988. – Т. 9, № 14. – С. 988–992.
146. Mott N. F. Metal-insulator transition [Текст] / N.F. Mott // Word Scientific. London. – 1974.
147. Izyumov Y.A. Reviews of topical problems: FeAs systems: a new class of high-temperature superconductors [Текст] / Y.A. Izyumov, E.Z. Kurmaev // Phys. Usp. – 2008. – V. 51, № 12. – P. 1261–1286.
148. Adamenko I.N. Interaction of quasiparticles and steady states of superfluid solutions of helium isotopes [Текст] / I.N. Adamenko, K.E. Nemchenko, V.I. Tsyganok, A.I. Chervanev // Low Temp. Phys. – 1994. – V. 20, № 7. – P.498–504.
149. Matthews A.J. Temperature dependence of the breakdown of the quantum Hall effect studied by induced currents [Текст] / A.J. Matthews, K.V. Kavokin, et al. (14 auth.) // Phys. Rev. B. – 2004. – V. 70. – P. 075317.
150. Curran P.J. Vortex imaging and vortex lattice transitions in superconducting Sr₂RuO₄ single crystals [Текст] / P.J. Curran V.V. Khotkevych, S.J. Bending, A.S. Gibbs, S.L. Lee, A.P. Mackenzie // Phys. Rev. B. – 2011. – V. 84, № 10. –P. 104507.
151. Vovk R. V. Structural relaxation, metal-to-insulator transition and pseudo-gap in oxygen deficient HoBa₂Cu₃O_{7-delta} single crystals [Текст] / R. V Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodnii, I.L. Gulatis, V.I.Beletskii, and A. Chroneos // Physica C. – 2009. – V. 469, № 5. – P. 203–206.
152. Fontaine D. Astra Thermodynamics of oxygen ordering in YBaCuO [Текст] / D. de Fontaine, G. Ceder // Asta, J. Less Common Met. – 1990. – V. 108. – P. 164–165.

153. Гантмахер В.Ф. Различные типы проводимости в окрестности перехода металл - диэлектрик. [Текст] / В.Ф. Гантмахер., В.Н. Зверев, В.М. Теплинский., О.И. Баркалов // ЖЭТФ. – 1993. – V. 103, № 4. – P. 1460–1475.
154. Presland M.R. General trends in oxygen stoichiometry effects on T_c in Bi and Tl superconductors [Текст] / M.R.Presland et al. // Physica. – 1991. – V. 176. – P. 95–105.
155. Vovk R. V. Transport anisotropy and pseudo-gap state in oxygen deficient $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re = Y, Ho) single crystals [Текст] / R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko et al // Journal of Alloys and Compounds. – 2008. – V. 464, № 1. – P. 58–66.
156. Bondarenko A.V. Creep and depinning of vortices in nontwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystal [Текст] / A.V.Bondarenko, A.A.Zavgorodniy, D.A.Lotnik, M.A.Obolenskii, R.V.Vovk, E.V.Biletskiy // Low Temperature Physics. – 2008. – V. 34, № 7. – P. 508–514.
157. Kwok W.K. Vortex lattice melting in untwinned and twinned single crystals of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, G. W. Crabtree // Phys. Rev. Lett. – 1992. – V. 69, № 23. – P. 3370–3373.
158. Завгородний А.А. Магнитосопротивление и 2D-3D кроссовер в легированных алюминием монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ с системой однонаправленных двойниковых границ [Текст]/А.А. Завгородний, Р.В. Вовк, М.А.Оболенский, А.В.Самойлов // ФНТ. – 2010. – V. 36, № 1. – P. 143–147.
159. Costa R.M Coherence transition in polycrystalline $\text{Y}_{0.95}\text{Tb}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductors [Текст]/ R.M. Costa, I.C. Riegel, A.R. Jurelo, J.L. Pimentel Jr. // Journal Of Magnetism and Magnetic Materials. – 2008. – V. 320. – P. 493–495.

160. Kouvel J.S. Detailed Magnetic Behavior of Nickel Near its Curie Point [Текст] / J.S. Kouvel, M.E. Fischer // Phys. Rev. – 1964. – V. 136, № 6A. – P. 1626–1632.
161. Hikami S. Theory of layer structure superconductors [Текст] / S. Hikami, A.I. Larkin // Modern Phys. – 1988. – V. B2. – P. 693–698
162. Тинкхам М. Введение в сверхпроводимость [Текст]. // М.: Атомиздат. – 1980, – 310 с.
163. Shaked H. Structural and superconducting properties of oxygen-deficient $\text{NdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / H. Shaked, B.W. Veal, J. Faber et al. (9 auth.) // Phys. Rev. B. – 1990. – V. 41, № 7. – P. 4173–4180.
164. Lotnyk D.A. Evolution of the Fishtail-Effect in Pure and Ag- doped MG-YBCO [Текст] / D.A. Lotnyk, R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy, J. Kováč, V. Antal, M. Kanuchová, M. Šefciková, P. Diko, A. Feher, A. Chroneos // Journal of Low Temperature Physics. – 2010. – V. 161. – P. 387–394.
165. Obolenskii M. A. Resistive studies of creep controlled by plastic deformation of a vortex lattice [Текст] / M. A. Obolenskii A. V. Bondarenko, V. A. Shklovskii, R. V. Vovk and A. A. Prodan // Low Temp. Phys. – 1998. – V. 24. – P. 53.
166. Котвицька К.А. Температурна залежність псевдощільни в монокристалах $\text{ReBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (Re=Y, Ho) з різним вмістом кисню [Текст] / Р.В. Вовк, А.А. Завгородній, М.О. Оболенський, К.А. Котвицька, О.В. Самойлов // Вісник. Харків. нац. Ун-ту. Сер. Фізична. Ядра, частинки, поля. – 2008. – вип. 4/40, № 823.– С. 97–101.
167. Kotvitskaya K.A. Temperature dependence of the pseudogap in aluminum- and praseodymium-doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals [Текст] / K.A. Kotvitskaya, R.V. Vovk, M.A. Obolenskiy, A.A. Zavgorodniy, D.A. Lotnyk // Physica B. – 2009. – V. 404. – P. 3516–3518.

168. Котвицька К.А. Вплив допування празеодимом на температурну залежність псевдощілини монокристалів $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [Текст]/ К.А. Котвицька, О.В. Самойлов, А.А. Завгородній, Р.В. Вовк, М.О. Оболенський, В.Ю.Гресь // Вісник. Харків. нац. Ун-ту. Сер. Фізична. Ядра, частинки, поля. – 2009. – вип. 4/44, № 880. – С. 109–112.
169. Котвицька К.А. Вплив перерозподілу лабільного кисню на температурну залежність псевдощілини в роздвійникованих монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. [Текст] / З.Ф. Назиров, Р.В. Вовк, М.О. Оболенський, А.А. Завгородній, К.А. Котвицька // Вісник. Харків. нац. Ун-ту. Сер. Фізична. Ядра, частинки, поля. – 2011. - вип.1/49, № 946. – С. 55-58.
170. Kotvitskaya K.A. Effect of high – pressure - induced structural relaxation on evolution of the temperature dependence pseudogap in $HoBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single Crystals. [Текст] / Z.F. Nazyrova, N.N. Zavgorodnya, R.V. Vovk, K.A. Kotvitskaya // J.Kharkiv National Univ. Phys. Series Nucleir, Particles, Fields. – 2012. – V. 3/55, № 1017. – P. 55–58.
171. Kotvitskaya K.A. Effect of transverse magnetic field on the excess conductivity of monodomain $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals. [Текст] / К.А. Kotvitskaya, K.V. Tiutierieva, S.V. Savich, V.V.Sklyar, R.V. Vovk // Вісник ХНУ серія «Фізика». – 2014. – вип. 21, № 1135. – С. 21–24.
172. Kotvitskaya K.A. Effect of high pressure on conductivity in the basal plane of $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals lightly doped of praseodymium [Текст] / К.А. Kotvitskaya, G.Ya.Khadzhai, N.R. Vovk, R.V. Vovk, S.V. Savich, M. Kislitsa, V.S. Morozov, J.G. Leniv, S.S. Timofeev // Functional Materials. – 2015. – V. 22, № 1. – P. 5–13.
173. Kotvitskaya K. A Effect of Structural Relaxation on the Metal–Insulator Transition in Heavily Underdoped $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Single Crystals [Текст] / К.А. Kotvitskaya, R. V. Vovk, O. V. Dobrovolskiy, Z. F. Nazyrova, A. Chronos // J Low Temp Phys. – 2015. – V. 180, № 3. – P. 277–283.

174. Kotvitskaya K.A The pseudogap in aluminum-doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / K.A. Kotvitskaya, R.V.Vovk, M.A.Obolenskii, A.A.Zavgorodniy // Матеріали 4-ї міжнародної науково-практичної конференції «Розвиток наукових досліджень», м. Полтава, 2009. – С.12–13.
175. Котвицкая К.А. Эволюция флуктуационной проводимости монокристаллов $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в условиях приложения высокого давления / З.Ф. Назыров, Р.В. Вовк, К.А. Котвицкая // Материалы 14-й ежегодной международной конференции ИВТН-2014 «Информационно-вычислительные технологии в решении фундаментальных проблем и прикладных научных задач», г. Москва, 2014. – С.13.
176. Котвицкая К.А. Анализ анизотропии электропроводности монокристаллов $\text{Pr}_y\text{Y}_{1-y}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с различной концентрацией празеодима / Р.В. Вовк, К.А. Котвицкая, Г.Я. Хаджай // Материалы 14-й ежегодной международной конференции ИВТН-2014 «Информационно-вычислительные технологии в решении фундаментальных проблем и прикладных научных задач», г. Москва, 2014. – С.14.
177. Котвицька К.А. Вплив високого тиску на температурну залежність псевдощілини монокристалів $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [Текст] / Р.В. Вовк, К.А. Котвицькая, О.В. Добровольський // Матеріали 77-ї Міжнародної конференції «Розвиток наукової та інноваційної діяльності на транспорті», м. Харків, 2015. – С.57.