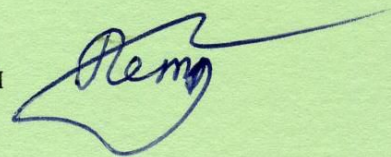


**НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР
імені Б. І. ВЕРКІНА**

ПЕТРЕНКО Євген Володимирович



УДК 538.945

**ЕФЕКТИ, ЩО ВПЛИВАЮТЬ НА ФЛУКТУАЦІЙНУ ПРОВІДНІСТЬ ТА
ФОРМУВАННЯ ПСЕВДОЩІЛИННОГО СТАНУ В КУПРАТАХ ТА
ЗАЛІЗОВМІСНИХ ВТНП**

01.04.07 – фізика твердого тіла

АВТОРЕФЕРАТ

дисертації на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Харків – 2020

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана у відділі транспортних властивостей провідних та надпровідних систем Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б. І. Веркіна Національної академії наук України, м. Харків.

Науковий керівник: доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник,
Соловйов Андрій Львович,
Фізико-технічний інститут низьких температур
імені Б. І. Веркіна НАН України,
провідний науковий співробітник відділу
транспортних властивостей провідних та
надпровідних систем.

Офіційні опоненти: доктор фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник,
Соколенко Володимир Іванович,
Національний науковий центр «Харківський
фізико-технічний інститут» НАН України,
Інститут фізики твердого тіла, матеріалознавства та
технологій, завідувач відділу фізики твердого тіла
та конденсованого стану речовини;

кандидат фізико-математичних наук,
старший науковий співробітник,
Хаджай Георгій Ярославович,
Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна МОН України,
провідний науковий співробітник кафедри фізики
низьких температур

Захист відбудеться «27» серпня 2020 року о 15:00 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 64.175.03 при Фізико-технічному інституті низьких температур імені Б. І. Веркіна НАН України за адресою: 61103, м. Харків, пр. Науки, 47.

З дисертацією можна ознайомитися у науковій бібліотеці Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б. І. Веркіна НАН України за адресою: 61103, м. Харків, пр. Науки, 47.

Автореферат розісланий «24» серпня 2020 року.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради Д 64.175.03,
кандидат фізико-математичних наук



Юзефович О.І.

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. Однією з інтригуючих проблем сучасної фізики твердого тіла є побудова теорії високотемпературних надпровідників (ВТНП). Головною перешкодою на шляху вирішення цього завдання є відсутність чіткого розуміння фізики внутрішніх взаємодій в таких багатокомпонентних сполуках, якими є ВТНП, зокрема механізму надпровідного спарювання, що дозволяє мати високу критичну температуру надпровідного переходу. Серед таких надпровідників можна виділити відкриті в 1986-87 роках метало-оксиди типу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з активною площиною CuO_2 (купрати), а також залізовмісні надпровідники, Fe-пніктиди, про появу яких повідомили відносно недавно в 2008 р. Перераховані речовини, крім високої T_c , мають малу густину носіїв заряду n_f , яка навіть при оптимальному допуванні на порядок менше, ніж в звичайних металах, а також сильні електронні кореляції, квазідвовірність i , як наслідок, сильну анізотропію електронних властивостей.

Вважається, що правильне розуміння такого незвичайного явища, як псевдощілина, що відкривається в купратах (i , можливо, в залізовмісних надпровідниках) при $T^* \gg T_c$, має внести ясність у розуміння внутрішніх механізмів ВТНП, а також з'ясувати роль взаємодії надпровідності і магнетизму в формуванні спарених ферміонів при таких високих температурах. Однак фізична природа псевдощілини також до кінця не з'ясована.

Зважаючи на це питання, в рамках моделі локальних пар була отримана інформація про температурні залежності надлишкової провідності монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, а також полікристалів $FeSe_{0,94}$, і проведено аналіз їх псевдощілинних параметрів. За визначенням псевдощілина (ПЩ) – це особливий стан речовини, що характеризується зниженою (але не до нуля) густиною електронних станів на рівні Фермі. Слід наголосити на принциповій відмінності псевдощілинного стану від надпровідного, в якому відкривається надпровідна щілина, і густина електронних станів на рівні Фермі дорівнює нулю.

Ми вважаємо, що псевдощілина в купратах (i , можливо, в залізовмісних надпровідниках) обумовлена надпровідними флуктуаціями, що приводять до формування спарених ферміонів, так званих локальних пар, при $T^* > T > T_c$ і, таким чином, є передвісником переходу ВТНП в надпровідний стан. В області температур $T \leq T^*$ локальні пари виникають у вигляді сильно зв'язаних бозонів, що підкоряються теорії Бозе-Ейнштейнівська конденсації (БЕК). Розмір сильно зв'язаних бозонів визначає довжина когерентності в площині ab : $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)(T/T_c^{mf} - 1)^{-1/2}$, величина якої $\xi_{ab}(0) \sim \xi_{ab}(T^*) \approx 10 \text{ \AA}$ виключно мала. Відповідно сила зв'язку в такій парі, $\epsilon_B \sim 1/(\xi_{ab})^2$, у порівнянні з класичними надпровідниками, навпаки, досить велика. Однак, як було згадано вище, деталі такого спарювання досі не з'ясовані.

Таким чином, з огляду на все вище сказане, тема дисертаційної роботи, в якій в моделі локальних пар отримана інформація про ефекти, що впливають на флуктуаційну провідність і формування псевдощілинного стану в купратних ВТНП, а саме в монокристалах $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($RE = Y, Pr$), в тому числі і під

впливом гідростатичного тиску, а також в магнітних надпровідниках на прикладі FeSe, є **актуальною**.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Результати, які склали дисертаційну роботу, отримані у відділі транспортних властивостей провідних і надпровідних систем Фізико-технічного інституту низьких температур імені Б.І. Веркіна НАН України в рамках тематичного плану інституту відповідно до відомчих тем: «Електронний транспорт в нових провідних і надпровідних системах» (номер державної реєстрації 0112U002637, термін виконання 2012-2016 рр.) і «Функціональні властивості новітніх надпровідникових сполук і металовмісних спін та зарядово-впорядкованих структур» (номер державної реєстрації 0117U002294, термін виконання 2017-2021рр.). У виконанні роботи на ці теми автор дисертації брав участь як виконавець – аспірант, а потім молодший науковий співробітник відділу.

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є отримання нової інформації про основні електронні процеси і взаємодії, які формують нормальну і надпровідну фазу в високотемпературних надпровідниках (ВТНП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) під впливом відпалу, під впливом гідростатичного тиску в системах YBCO з Pr, а також під впливом домішок в залізовмісних надпровідниках FeSe.

Для досягнення мети ставилися та вирішувалися такі **задачі**:

- отримати інформацію про вплив відпалу на надлишкову провідність і псевдощільину бездвійникового монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$;
- визначити вплив гідростатичного тиску на температурні залежності надлишкової провідності і псевдощільини монокристалу YPrBCO з дефектами у вигляді двійників, а також тих, що виникають за рахунок PrBCO;
- визначити в полікристалах FeSe, виготовлених різними методами, область існування надпровідних флуктуацій і отримати інформацію про можливий псевдощільовий стан у таких сполуках.

Об'єктом дослідження є процеси флуктуаційного спарювання в системах з сильними електронними кореляціями.

Предметом дослідження є механізм електронних процесів і їх взаємодії в купратних, у тому числі й під впливом зовнішнього тиску, та залізовмісних ВТНП.

Методи дослідження. У роботі застосовувалися експериментальні методи дослідження електроопору купратних і залізовмісних зразків, як при нормальному атмосферному тиску, так і при прикладанні гідростатичного тиску до 1.7 ГПа у випадку монокристалів $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Резистивні вимірювання проводилися стандартним чотирьох зондовим методом на повністю комп'ютеризованій установці. Вимірювання в умовах застосування гідростатичного тиску здійснювалися в установці типу поршень-циліндр. Тиск всередині камери високого тиску вимірювалося манганіновим манометром. Для вивчення електронних процесів і взаємодій, які формують нормальну і надпровідну фазу в високотемпературних надпровідниках, був використаний метод аналізу надлишкової провідності і псевдощільини. Обробка отриманих даних проводилася в моделі локальних пар. Експерименти виконувалися на

бездвійникових оптимально допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, оптимально допованих монокристалах $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, які містять дефекти як у вигляді двійників, так і включень, сформованих PrBCO , та на полікристалічних зразках $\text{FeSe}_{0,94}$, виготовлених різними методами.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. **Вперше** в бездвійникових монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії порівнянням експериментальних даних з теорією Пітерса-Бауера проведена оцінка густини локальних пар $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle \approx 0,3$ поблизу T_c , що, можливо, є універсальною величиною для ВТНП.
2. **Вперше** в монокристалах $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ виявлено пороговий ($P \geq 0,9$ ГПа) вплив тиску на всі вимірювані параметри, що, найбільш ймовірно, пояснюється пороговим покращенням структурного порядку під впливом тиску, зводячи, таким чином, до мінімуму вплив дефектів в $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.
3. З аналізу флуктуаційної провідності **вперше доведено** існування флуктуаційних куперівських пар (ФКП) в FeSe до температур, що більш ніж удвічі перевищують T_c .
4. **Вперше** проведена оцінка часу фазової релаксації ФКП, $\tau_{\phi} = (3,4 \pm 0,05) \cdot 10^{-13}$ с, який виявився практично таким же, як і в купратах. Обидва ці результати фактично означають, що механізм формування ФКП, а, отже, і механізм утворення надпровідного (НП) стану найбільш імовірно є однаковим для різних типів ВТНП.
5. **Вперше отримано** температурні залежності параметра $\Delta^*(T)$ в FeSe , який в купратах асоціюється з псевдощільною. **Встановлено**, що при високих температурах $\Delta^*(T)$ має форму, характерну для магнітних надпровідників (Fe-пніктидов), з вузьким максимумом при $T_{s1} \sim 250$ К. При $T_s = 85$ К є мінімум на $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$, але немає особливостей на $M(T)$, що узгоджується з уявленнями про нематичний характер структурного переходу в FeSe при T_s .
6. **Встановлено**, що нижче T_s форма $\Delta^*(T)$ така ж, як і у купратів, що вказує на реалізацію ПЩ стану в FeSe нижче T_s . Однак густина локальних пар поблизу T_c , **визначена** в рамках теорії Пітерса-Бауера (ПБ), суттєво залежить від різних дефектних ансамблів, що виникають при виготовленні окремих зразків.

Практичне значення отриманих результатів. Основні результати дисертаційної роботи отримані вперше і можуть бути використані для з'ясування механізмів надпровідного спарювання в мідно-оксидних та залізовмісних високотемпературних надпровідниках. Це важливо для пошуку нових надпровідників з ще більш високими T_c . Основне застосування високотемпературні надпровідники знаходять в створенні струмопідводів надпровідних магнітів, розмикачів-запобіжників в потужнострумівих лініях зв'язку, принципово нового обладнання залізничного транспорту, в магнітометричних приладах і високочастотних пристроях: резонаторах, прийомних котушках для медичних томографів, СКВІДах, надшвидкісних лініях зв'язку.

Особистий внесок здобувача. Наукові статті [1-4], в яких представлені основні результати дисертаційної роботи, було виконано здобувачем у співавторстві. Особистий внесок здобувача полягає у підготовці зразків до вимірів; проведення експерименту; опрацювання експериментальних даних з використанням існуючих теоретичних моделей; підготовці матеріалів доповідей на конференціях та семінарах; в написанні та підготовці до друку наукових статей. Таким чином, особистий внесок дисертанта є визначальним.

Апробація результатів дисертації. Основні результати досліджень, які викладені в дисертації, обговорювалися на таких міжнародних наукових конференціях:

- "XII МК «Фізичні явища в твердих тілах»" (Kharkiv, Ukraine, December 1 – 4, 2015);
- VII International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics-2016” (ICYS-LTP–2016) (Kharkiv, Ukraine, June 6 – 10, 2016);
- “60th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences” (Open Readings 2017) (Vilnius, Lithuania, March 14 – 17, 2017);
- IX International Conference for Professionals and Young Scientists “Low Temperature Physics–2018” (ICYS-LTP–2018) (Kharkiv Ukraine, June 4 – 8, 2018);
- “12th Prague Colloquim on *f*-Electron Systems” (PCFES – 2018) (Prague, Czech Republic, July 4 – 7, 2018);
- “62th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences” (Open Readings 2019) (Vilnius, Lithuania, March 19 – 22, 2019);
- X International Conference for Professionals and Young Scientists “Low Temperature Physics-2019” (ICYS-LTP–2019) (Kharkiv, Ukraine, June 3 – 7, 2019).

Публікації. Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у 12 наукових працях: 4 статтях у провідних фахових виданнях, які мають імпакт-фактор і входять до міжнародних баз (Scopus і Web of Science): [1–4] та 8 тезах доповідей у збірниках праць міжнародних наукових конференціях [5–12].

Структура дисертації. Дисертація складається з анотацій, переліку умовних позначень і скорочень, вступу, п'яти розділів, висновків, переліку використаних літературних джерел та двох додатків. Загальний обсяг дисертації складає 150 сторінок, вона містить 38 рисунків, 9 таблиць та список використаних джерел з 249 найменувань на 23 сторінках.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ ДИСЕРТАЦІЇ

В **анотації** державною і англійською мовами стисло викладено основні результати дослідження, зазначено їхню наукову новизну, наведено ключові слова та список публікацій здобувача за темою дисертації.

У **вступі** коротко обґрунтована актуальність теми дисертаційної роботи, визначені мета та основні завдання досліджень, об'єкти, предмет і методи досліджень. Сформульована та викладена наукова новизна і практична значимість отриманих результатів, наведені дані про особистий внесок

дисертанта та апробації роботи й публікацій по темі дисертації, а також подається інформація про структуру і об'єм.

У **першому розділі** «Основні властивості досліджуваних надпровідників (огляд літератури)» наведено огляд літературних джерел з питань, вирішенню яких присвячена дисертація. Розглянуто основні особливості кристалічної структури та специфічні механізми провідності в сполуках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та FeSe , основні закономірності та властивості фазової діаграми $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та механізм виникнення псевдощільни в високотемпературних надпровідниках в моделі локальних пар.

У **другому розділі** «Об'єкти і методи експериментальних досліджень» міститься опис експериментальної установки і методики дослідження купратів. Розглянуто методи вирощування монокристалів ВТНП типу $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{Re} = \text{Y}, \text{Pr}$) 1-2-3.

Монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вирощували розчин-розплавним методом з використанням сполук Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , взятих в атомному співвідношенні $\text{Y} : \text{Ba} : \text{Cu} = 2 : 25 : 73$. З метою отримання бездвійникових зразків кристали роздвійниковувалися в спеціальній комірці при температурі 420°C і тиску 30-40 ГПа. З метою отримання однорідного контрольованого вмісту кисню зразки після роздвійниковування повторно відпалювали в атмосфері кисню протягом семи діб при температурі 420°C .

Для отримання монокристалів $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з частковою заміною Y на Pr в початкову шихту додавали Pr_5O_{11} у відповідному процентному співвідношенні. Для отримання орторомбічної фази з вмістом кисню близьким до стехіометричного ($\delta < 0,1$), проводився відпал монокристалів в потоці кисню при температурі 420°C протягом трьох діб.

Три полікристалічні зразки $\text{FeSe}_{0,94}$ були виготовлені з використанням різної технології: зразок S1, що містить 4wt% Ag , і зразок S3 без домішок срібла були отримані методом часткового плавлення (partial melting technique). Зразок S2 з номінальним складом $\text{FeSe}_{0,94}$ отримували методом твердотільної реакції (solid state reaction (SSR)).

Температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ монокристалів $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в умовах прикладання гідростатичного тиску вимірювалися в камері високого тиску. У випадку всіх зразків електроопір вимірювався за стандартною чотирьохконтактною методикою.

У **третьому розділі** «Вплив відпалу на властивості оптимально допованих бездвійникових монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ » увагу присвячено опису та аналізу експериментальних результатів, отриманих при вивченні впливу відпалу на величину і температурну залежність надлишкової провідності та псевдощільни в оптимально допованих монокристалах YBCO без дефектів, які, фактично, можна розглядати як модельні об'єкти. Основні результати розділу опубліковано в роботах [1, 8, 11].

У **підрозділі 3.1** розглядаються особливості поведінки температурної залежності питомого опору оптимально допованих монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ після відпалу протягом 2 діб в атмосфері кисню при температурі 620 К (A1), після 20 годин витримки при кімнатній температурі (A2) і 3 діб витримки при

кімнатній температурі (А3). У процесі відпалу в міру збільшення вмісту кисню T_c зростає, а $\rho(T)$ зменшується (рис. 1). У той же час T^* зменшується набагато більше, що корелює з фазовою діаграмою купратів.

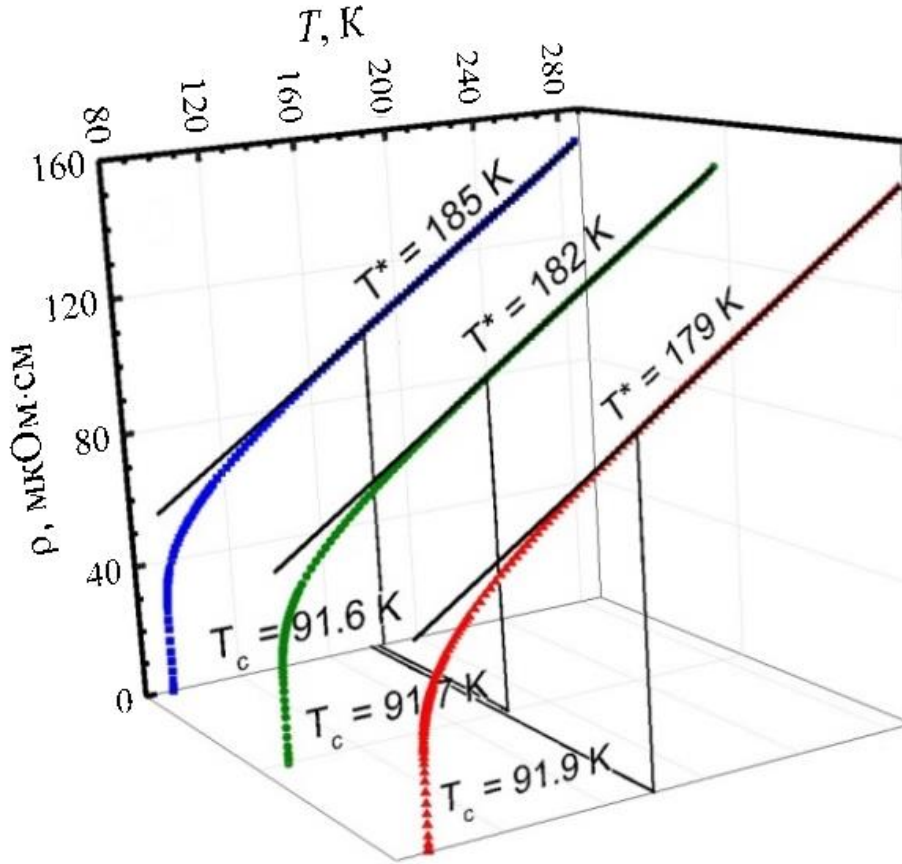


Рис. 1. Графік залежності $\rho(T)$ бездвійникового монокристалу $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ після відпалу в атмосфері кисню (■), після 20 годин при кімнатній температурі (●) і 3 днів при кімнатній температурі (▲). Суцільні лінії визначають $\rho_N(T)$, який екстраполюється в область низьких температур.

У **підрозділі 3.2** розглянуто вплив відпалу на надлишкову провідність $\sigma'(T)$, яка для всіх стадій відпалу розраховувалась за рівнянням

$$\sigma'(T) = [\rho_N(T) - \rho(T)] / [\rho(T)\rho_N(T)], \quad (1)$$

де $\rho(T)$ – реально вимірюваний питомий опір, а $\rho_N(T)$ – лінійний питомий опір, який екстраполюється в область низьких температур. Далі в рамках моделі локальних пар була розрахована T_c^{mf} – критична температура в наближенні середнього поля, яка визначає приведену температуру ε ,

$$\varepsilon = T/T_c^{mf} - 1. \quad (2)$$

Показано, що поблизу T_c , де довжина когерентності вздовж вісі c , $\xi_c(T) > d$, а $d = c = 11,7 \text{ \AA}$ – розмір елементарної комірки, $\sigma'(T)$ добре апроксимується

флуктуаційною теорією Асламазова-Ларкіна (АЛ) для 3D систем (рис. 2, пунктир):

$$\sigma'_{3DAL}(T) = C_{3D} \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (3)$$

а вище T_0 і до $T_{01} \approx 97,4$ К (температура, до якої зберігаються надпровідні флуктуації), де $d > \xi_c(T) > d_{01}$, $\sigma'(T)$ добре описується рівнянням Макі-Томпсона (МТ) (рис. 2, суцільні лінії) теорії Хікамі-Ларкіна (ХЛ) для двовимірних систем

$$\sigma'_{MT} = C_{2D} \frac{e^2}{8d\hbar} \cdot \frac{1}{1-\alpha/\delta} \cdot \ln \left((\delta/\alpha) \cdot \frac{1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}} \right) \cdot \varepsilon^{-1}, \quad (4)$$

де $\alpha = 2[\xi_c(0)/d]^2 \varepsilon^{-1}$ – параметр зв'язку, δ – параметр розпарювання і d_{01} – відстань між площинами CuO_2 . T_0 – це температура МТ-АЛ і одночасно розмірного 3D-2D кросовера. $\xi_c(T_0) = d$, що дозволяє визначити

$$\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}. \quad (5)$$

Відповідно, параметр розпарювання визначається рівнянням

$$\delta = 1,203 \cdot \frac{l}{\xi_{ab}} \cdot \frac{16}{\pi\hbar} \left[\frac{\xi_c(0)}{d} \right]^2 \cdot k_B T \tau_\varphi, \quad (6)$$

де τ_φ – час фазової релаксації флуктуаційних пар. Множник $\beta = 1,203(l/\xi_{ab})$, де l – довжина вільного пробігу і ξ_{ab} – довжина когерентності в площині ab , відповідає випадку чистої межі ($l > \xi_{ab}$), який реалізується в ВТНП.

Тонкі криві на рис. 2 побудовані за рівнянням Лоуренса-Доніаха (ЛД):

$$\sigma'_{LD} = C_{LD} \frac{e^2}{16\hbar d \sqrt{1+2\alpha}} \varepsilon^{-1}, \quad (7)$$

Модель ЛД описує системи з дефектами. В даному випадку тонкі криві в області 2D флуктуацій знаходяться далеко від експериментальних точок, що підтверджує відсутність дефектів (двійникових границь) в зразках.

У підрозділі 3.3 в рамках простої двовимірної моделі вільних носіїв заряду були визначені рухливість, довжина вільного пробігу, швидкість Фермі, ефективна маса та час фазової релаксації флуктуаційних куперівських пар. Всі параметри, включаючи $\tau_\varphi(100 \text{ К}) = (4,42 \pm 0,02) \cdot 10^{-13}$ с, узгоджуються з аналогічними результатами, отриманими на надгратках YBCO-PrBCO і на плівках YBCO . Як і в добре структурованих плівках YBCO з різною густиною носіїв заряду, в бездвійникових монокристалах $\tau_\varphi(100 \text{ К})$ практично не залежить від n_f . Цей результат можна вважати загальною властивістю ВТНП купратів, принаймні, сполук на основі YBCO .

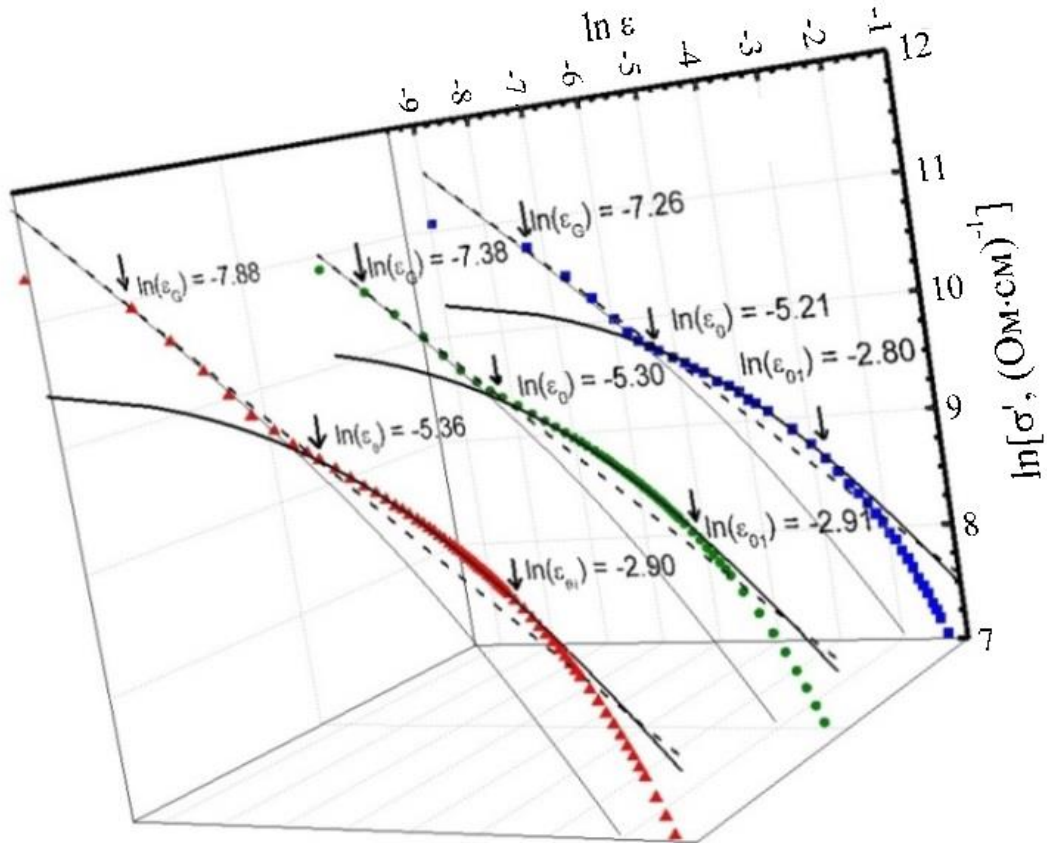


Рис. 2. Залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ монокристалу після відпалу в атмосфері кисню (■), після 20 годин при кімнатній температурі (●) і 3 діб при кімнатній температурі (▲) в порівнянні з флуктуаційними теоріями: 3D АЛ (пунктирна лінія), 2D МТ (суцільна товста крива), ЛД (суцільна крива). Відповідно T_{01} ($\ln \varepsilon_{01}$) визначає область НП флуктуацій, T_0 ($\ln \varepsilon_0$) – температура 3D-2D кросоверу, T_G ($\ln \varepsilon_G$) – температура Гінзбурга.

У підрозділі 3.4 вивчено температурну залежність псевдоцілини бездвійникового монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ на всіх стадіях відпалу. Модель локальних пар передбачає, що якби в ВТНП не було ніяких процесів, що призводять до відкриття ПЩ, $\rho(T)$ зменшувався б лінійно аж до T_c . Це означає, що надлишкова провідність $\sigma'(T)$ містить інформацію про величину і температурну залежність ПЩ. Рівняння, яке описує експериментальну залежність $\sigma'(T)$ в усьому температурному інтервалі від T^* до T_c і містить псевдоцілинний параметр $\Delta^*(T)$ має вигляд:

$$\sigma'(T) = A_4 \frac{e^2 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right) \exp\left(-\frac{\Delta^*}{T}\right)}{16\hbar \xi_c(0) \sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \sinh\left(2\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{c0}^*}\right)}}, \quad (8)$$

де $(1-T/T^*)$ визначає число пар, що виникають при $T \leq T^*$, а $\exp(-\Delta^*/T)$ дає число пар, що руйнуються тепловими флуктуаціями нижче T_{pair} . В результаті отримаємо рівняння для ПЩ:

$$\Delta^*(T) = T \ln \frac{e^2 A_4 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right)}{\sigma'(T) 16 \hbar \xi_c(0) \sqrt{2 \varepsilon_{c0}^* \sinh(2\varepsilon / \varepsilon_{c0}^*)}}, \quad (9)$$

де $\sigma'(T)$ – надлишкова провідність, яка вимірюється в експерименті, A_4 – числовий коефіцієнт, який має такий же зміст, як і C -фактор в теорії надпровідних флуктуацій. Щоб знайти A_4 , з (8) розраховується залежність $\sigma'(T)$ і поєднується з експериментом в області 3D-АЛ флуктуацій, де $\ln \sigma'$ є лінійна функція $\ln \varepsilon$ з нахилом $\lambda = -1/2$. В моделі ЛП всі параметри, що входять до (8) і (9), можуть бути визначені з експерименту.

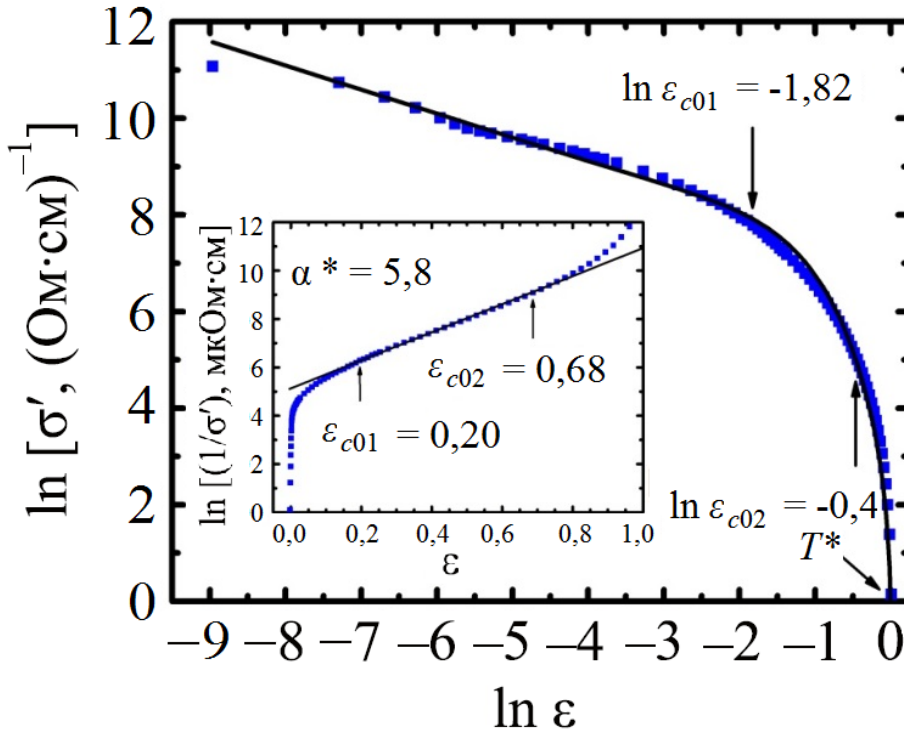


Рис. 3. Залежність $\ln(\sigma')$ від $\ln(\varepsilon)$ (одразу після відпау в атмосфері кисню) для бездвійникового монокристала в інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} . Суцільна крива – апроксимація експериментальних даних відповідно до (8). Вставка: $\ln(\sigma'^{-1})$ як функція від ε . Стрілки позначають лінійну частину кривої між $\varepsilon_{c01} \approx 0,20$ і $\varepsilon_{c02} \approx 0,68$. Відповідні значення $\ln \varepsilon_{c01} = -1,82$ і $\ln \varepsilon_{c02} = -0,4$ позначені стрілками на головній панелі. Нахил $\alpha^* = 5,8$ визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0,172$.

Аналіз ПЩ, на прикладі зразка отриманого одразу після відпалу в атмосфері кисню (А1), проводився з використанням (8) і (9). Крім T_c , T^* , $\xi_c(0)$ і ε в (8) і (9) входять коефіцієнт A_4 , $\Delta^*(T_c^{mf})$ і теоретичний параметр ε_{c0}^* . В інтервалі $\ln \varepsilon_{01} < \ln \varepsilon < \ln \varepsilon_{02}$ або $\varepsilon_{01} < \varepsilon < \varepsilon_{02}$ (113 К < T < 155 К) (вставка до рис. 3), $\sigma^{-1} \sim \exp(\varepsilon)$. Така поведінка надлишкової провідності, мабуть, є внутрішньою властивістю всіх ВТНП. В результаті в цьому інтервалі температур $\ln(\sigma^{-1})$ є лінійна функція ε з нахилом $\alpha^* = 5,8$, який і визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0,172$ (вставка на рис. 3). Коефіцієнт A_4 розраховується з (8) і апроксимується експериментальними даними в області 3D-АІ флуктуацій поблизу T_c , де $\ln \sigma'$ ($\ln \varepsilon$) є лінійною функцією приведені температури ε з нахилом $\lambda = -1/2$. Крім того, передбачається, що $\Delta^*(T_G) = \Delta_0(0)$.

Побудовано $\ln \sigma'$ як функцію $1/T$ (рис. 4) для $\Delta^*(T_G)$, при цьому нахил теоретичної кривої виявився дуже чутливим до величини $\Delta^*(T_G)$. Краща апроксимація досягається при $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5,0 \pm 0,1$, що є типовою величиною для d -хвильових надпровідників в межі сильного зв'язку. Аналогічні графіки були отримані для решти стадій відпалу, що дозволило отримати $D^* = 5,1 \pm 0,1$ і $D^* = 5,3 \pm 0,1$, відповідно, у випадку зразків А2 і А3

Використовуючи (9), аналіз $\Delta^*(T)$ для всіх стадій відпалу проводився (рис. 5) з таким набором параметрів (зразок А1 одразу після відпалу в атмосфері кисню): $T^* = 185$ К, $T_c^{mf} = 91,84$ К, $\xi_c(0) = 0,86$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 0,17$, $A_4 = 33$ і $\Delta^*(T_G)/k_B = 229$ К, отриманих з експерименту. Відповідні набори параметрів для розрахунку ПЩ були отримані для всіх стадій відпалу.

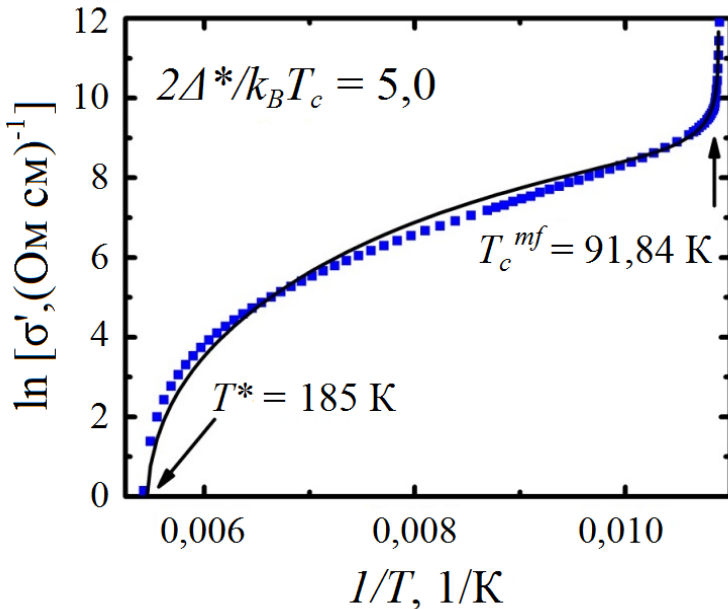


Рис. 4. $\ln \sigma'$ як функція $1/T$ для бездвійникового монокристалу в інтервалі від T^* до T_c^{mf} одразу після відпалу в атмосфері кисню. Суцільна крива – апроксимація відповідно до (8). Крайній результат отриманий при $\Delta^*(T_G)/k_B = 229$ К і $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5,0$.

Всі криві (рис. 5) мають форму типову для плівок YBCO з максимумом при $T = T_{\text{pair}} \approx 124$ К, що близько до $T_{\text{pair}} \approx 130$ К, характерної для добре структурованих плівок YBCO, і мінімумом при $T \approx T_{01}$. Вище T_{pair} локальні пари повинні існувати у вигляді сильно зв'язаних бозонів (СЗБ), відповідно до теорії Бозе-Ейнштейнівської конденсації (БЕК).

Нижче T_{pair} локальні пари повинні трансформуватися в флуктуаційні куперівські пари (ФЛП), відповідно до БКШ. Теорія передбачає перехід БЕК-БКШ в $YBCO$, причому T_{pair} розділяє обидва ці режими. Мінімум $\Delta^*(T)$ при $T \approx T_{01}$ спостерігається на всіх без винятку ВТНП, включаючи пніктиди і полікристали $FeSe$. При цьому поблизу T_c завжди спостерігаються максимум нижче T_0 і мінімум при $T = T_G$ (вставка до рис. 5). Підхід в рамках моделі ЛП дозволяє визначити точні значення T_G і отримати надійні значення величини $\Delta^*(T_c) \approx \Delta^*(T_G) \approx \Delta(0)$.

У підрозділі 3.5 з огляду на той факт, що в (9) міститься інформація про густину локальних пар, зроблено порівняння результатів з температурними залежностями густини локальних пар в ВТНП $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$, розрахованої в рамках тривимірної моделі Хаббарда з притяганням для різних температур, потенціалів взаємодії $U > 0$ і коефіцієнтів заповнення (модель Пітерса-Бауера (ПБ)). Отримано добре узгодження між експериментальним значенням $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\text{max}}$ і теорією ПБ з найменшим параметром взаємодії $U/W = 0,2$, що відповідає густині локальних пар $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle \approx 0,3$ поблизу T_c (рис. 6). Як і в теорії ПБ, густина локальних пар в досліджуваних зразках збільшується (від $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle(T_G) \approx 0,292$ (A1) до $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle(T_G) \approx 0,305$ (A3)) зі збільшенням параметрів взаємодії, які відповідають збільшенню відношення БКШ D^* в нашому випадку. Зі збільшенням температури густина локальних пар $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$ і відношення

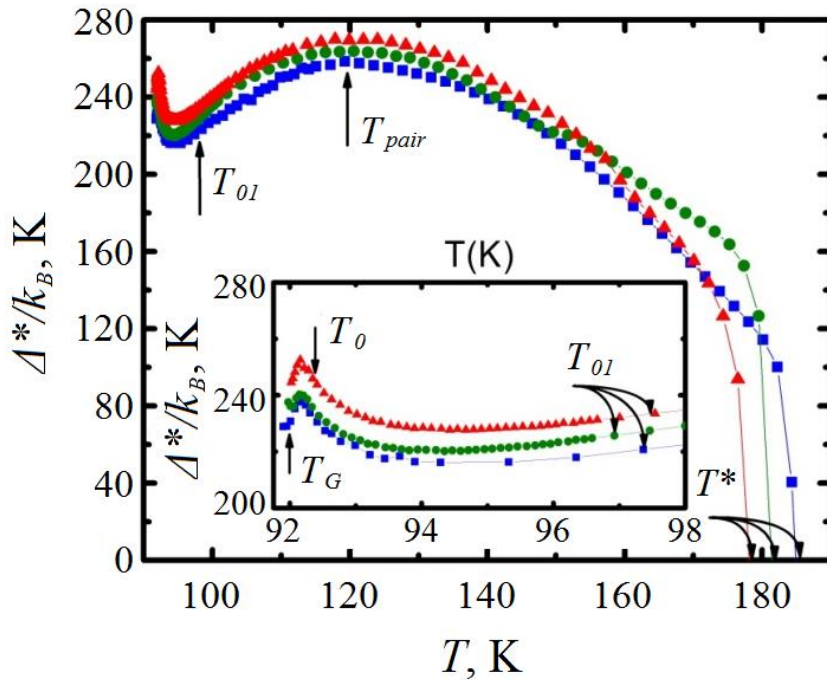


Рис. 5. Температурні залежності псевдощільни $\Delta^*(T)$ бездвійникового монокристала $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, розраховані з (9) для всіх стадій відпалу. Вставка: ті ж залежності для температурного інтервалу $T_G < T < T_{01}$. Стрілками показані всі характерні температури. Суцільні лінії проведені для зручності сприйняття.

$\Delta^*(T)/\Delta^*_{\text{max}}$ зменшуються (рис. 6). При $U/W = 0,2$ експериментальні дані узгоджуються з теорією в широкому інтервалі температур, фактично у всьому

діапазоні НП флуктуацій. Можливо, що така густина локальних пар поблизу T_c є типовою для всіх ВТНП.

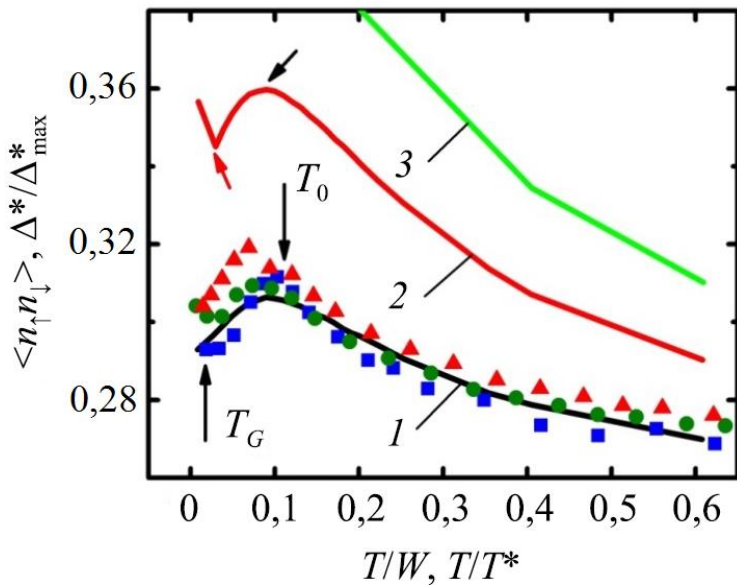


Рис. 6. Суцільними кривими показано густина локальних пар $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$ як функцію приведеної температури для різних значень параметра взаємодії: $U/W = 0,2$ (1), $U/W = 0,4$ (2) і $U/W = 0,6$ (3). $A1$ (■), $A2$ (●) і $A3$ (▲) – експериментальні дані після відповідних перенормувань залежності $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max}$ в інтервалі $T_G < T < T_{01}$.

У четвертому розділі «Властивості монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ під тиском до 1,7 ГПа» приведено результати аналізу монокристалів, які містять як двійникові границі (ДГ), так і дефекти, створювані діелектричними комірками PrBCO. Основні результати розділу опубліковано в роботах [2, 9].

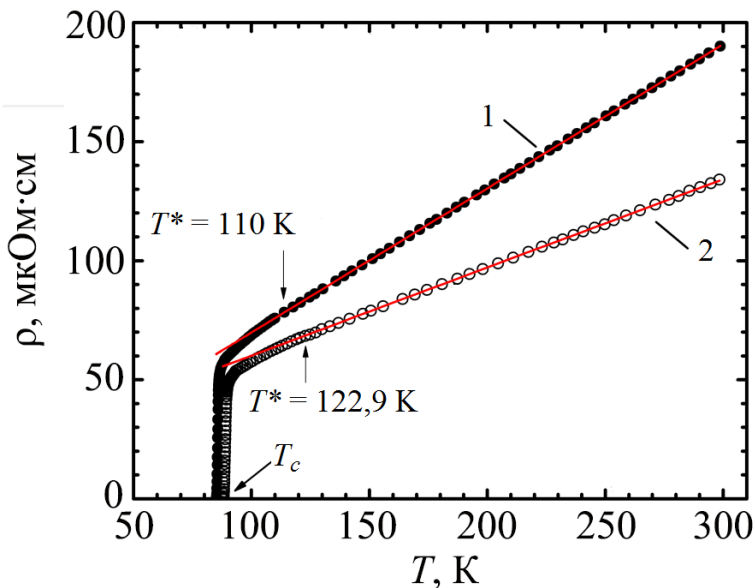


Рис. 7. Температурні залежності питомого опору $\rho(T)$ монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $P = 0$ (крива 1) і при $P = 1,7$ ГПа (крива 2). Суцільні прямі позначають $\rho_N(T)$, який екстраполюється в область низьких температур.

У підрозділі 4.1 розглянуто особливості зміни температурної залежності питомого опору і критичної температури від прикладеного тиску. В ВТНП тиск помітно зменшує опір і незначним чином збільшує T_c (рис.7). При збільшенні тиску була виявлена гранична поведінка всіх вимірюваних параметрів. Властивості всіх температур і опору різко змінюються, починаючи приблизно з 1 ГПа (рис. 8).

У підрозділі 4.2 розглядався вплив тиску на надлишкову провідність в монокристалах $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Виявлено, що дефекти суттєво змінили

форму флуктуаційної провідності. На відміну від бездвійникового монокристалу YBCO (Розділ 3), при всіх значеннях тиску внесок МТ вище T_0 в $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ повністю відсутній (криві 3 на рис. 9). Відповідно вище T_0 експеримент описується теорією ЛД (7), що є індикатором наявності дефектів, як ДГ, так і індукованих PrBCO. Використовуючи $ln\varepsilon_0$ і (5), знаходимо значення $\xi_c(0)$, яке з тиском помітно зростає, тоді як d_{01} зменшується.

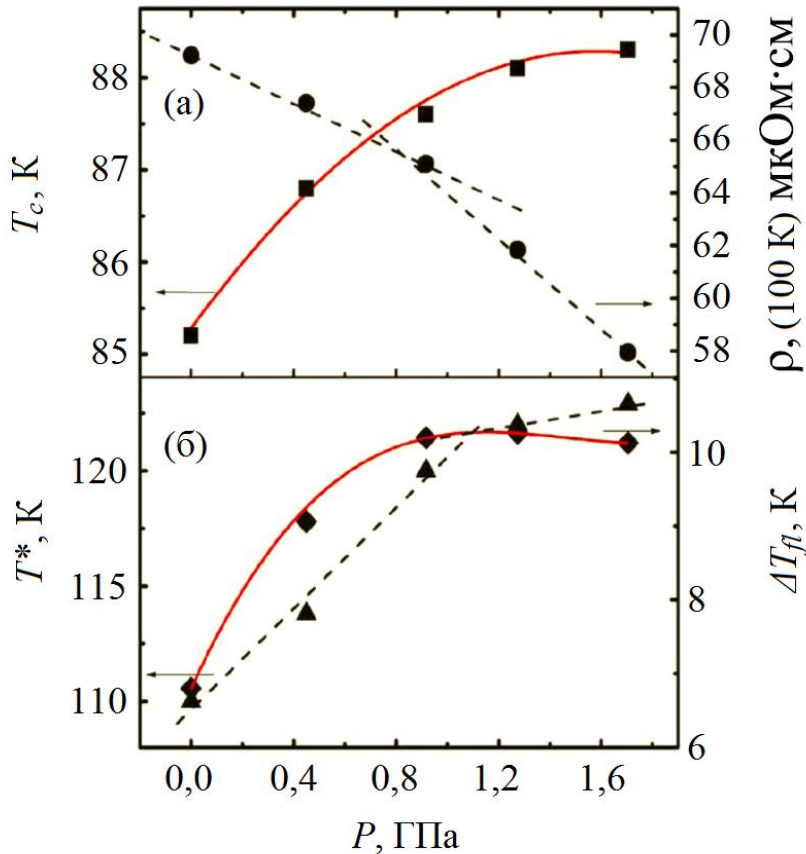


Рис. 8. Баричні залежності: T_c (панель а, ■), T^* (панель б, ▲), $\rho(100 K)$ (панель а, ●) і ΔT_{fl} (панель б, ◆) монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Суцільні криві – екстраполяції залежностей поліномом 4-го ступеня. Пунктирні прямі вказують лінійну інтерполяцію.

У підрозділі 4.3 представлено результати аналізу температурної залежності ПЩ в монокристалі $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ під тиском до 1,7 ГПа (див. рис. 10) відповідно до (9). Форма кривої $\Delta^*(T)$ при $P = 0$ виявилася незвичайною і раніше не спостерігалася. Однак під дією тиску форма кривої $\Delta^*(T)$ змінюється і стає такою ж, як і в оптимально допованих монокристалах з ДГ, але без празеодиму з максимумом при T_{pair} і лінійною ділянкою при зменшенні температури. Цей факт вказує на мінімізацію дефектів, індукованих PrBCO під тиском. Незвичайною є залежність $\Delta^*(T)$ в області НП флуктуацій нижче T_{max} , що не дозволяє порівняти експериментальні дані з теорією ПБ. Дефекти істотно вплинули на поведінку як флуктуаційної провідності, так і ПЩ.

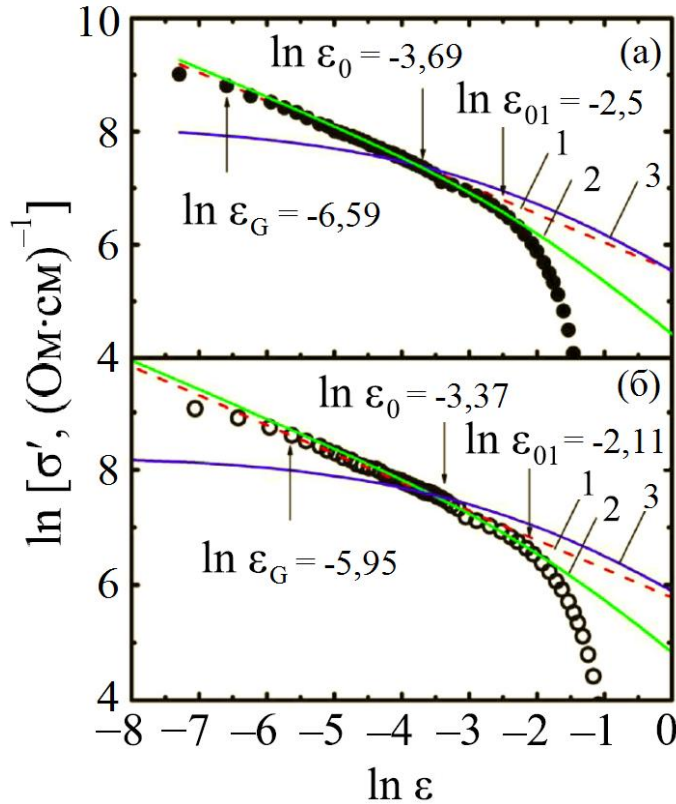


Рис 9. Залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ для $P = 0$ (панель а, точки) і $P = 1,7$ ГПа (панель б, кільця) у порівнянні з флуктуаційними теоріями: 3D АЛ внесок (пунктири (1)), ЛД криві (2) і МТ (криві (3)).

У підрозділі 4.4 представлено результати аналізу залежності числа Гінзбурга і співвідношення БКШ від гідростатичного тиску.

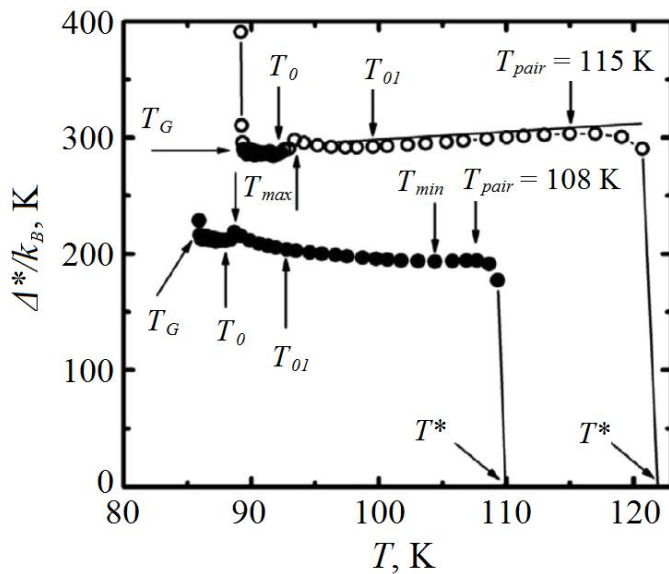


Рис. 10. Температурні залежності псевдощілини $\Delta^*(T)$ монокристала $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, розраховані відповідно до (9) для $P = 0$ (нижня залежність) і $P = 1,7$ ГПа (верхня залежність).

Характер залежності $Gi(P)$ в монокристалі $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ різко змінюється при $P > 0,9$ ГПа. Монокристали YBCO містили велику кількість ДГ, як і в раніше отриманих даних. Тиск мінімізував вплив дефектів, що призводить до аналогічної залежності $Gi(P)$.

Незвичною виявилася залежність співвідношення $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ від тиску (рис. 11 і 12). На рис. 11 (див. також рис. 4) при $P = 0$ вираз (8) добре апроксимує експеримент (суцільна крива) при $D^* = 5,0$.

При збільшенні тиску форма і нахил залежності $\ln \sigma'$ від $1/T$ змінюються, і $D^* = 6,4$, але всі зміни починаються тільки з $P \approx 1$ ГПа. Це добре видно на рис. 12 де, на відміну від ОД (1) і СД (2) монокристалів YBCO з ДГ, але без Pr, до $P \sim 0,9$ ГПа D^* зберігає значення $D^* = 5,0$.

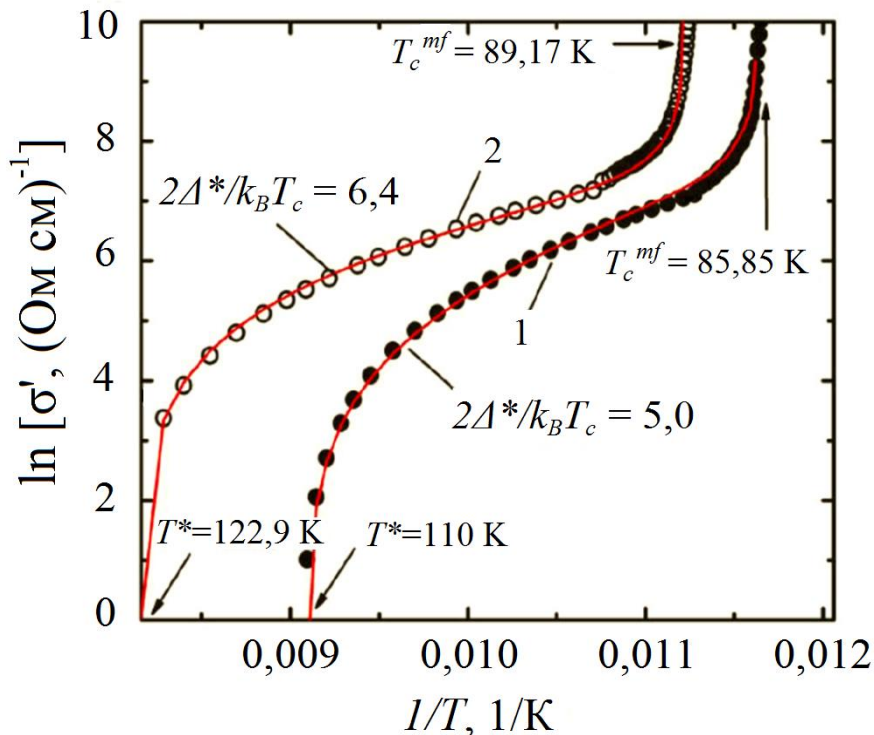


Рис. 11. $\ln \sigma'$ як функція $1/T$ для монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в усьому інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} при $P = 0$ (крива 1) і $P = 1,7$ ГПа (крива 2). Суцільні криві – розрахунок відповідно до (8) при $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5,0$ ($P = 0$) і $D^* = 6,4$ ($P = 1,7$ ГПа).

При $P > 0,9$ ГПа спостерігається різке зростання D^* , і залежність виходить на пряму, яка є продовженням лінійної залежності $D^*(P)$ (пунктир на рис. 12), яку демонструє ОД монокристал. Тиск покращує структурний порядок в зразку і мінімізує вплив дефектів, перш за все індукованих PrBCO в YPrBCO, кількість яких при такому змісті Pr, швидше за все, відносно невелика. В результаті при $P > 1$ ГПа залежність $D^*(P)$ стає такою ж, як в монокристалах YBCO без Pr, але які містять ДГ. При $P > 1$ ГПа монокристал YPrBCO значним чином поводить себе як монокристал YBCO, що містить відносно малу кількість дефектів, переважно ДГ. На це ж вказує і залежність $\Delta^*(T)$, виміряна при $P = 1,7$ ГПа, форма якої при високих T така ж, як і в ОД монокристалах YBCO (рис. 10, кільця).

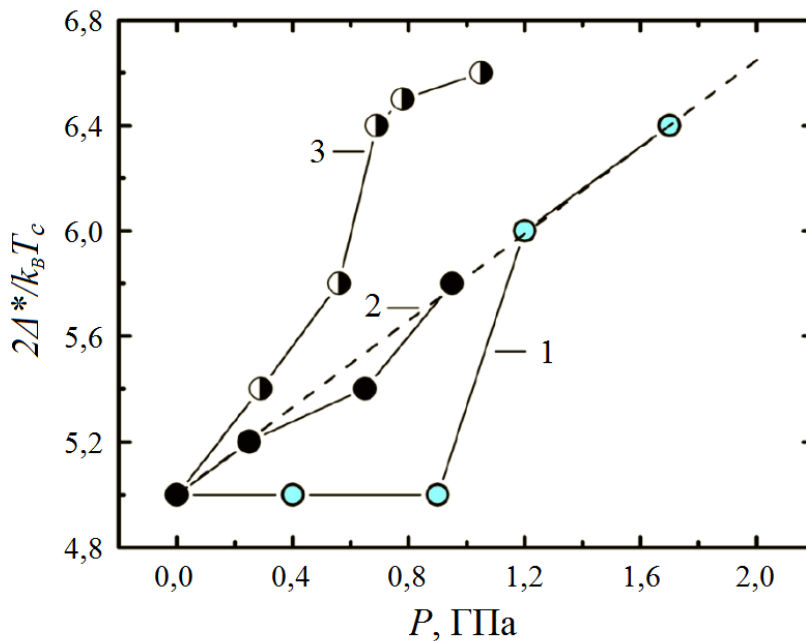


Рис. 12. Залежності $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ від тиску для монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (1), оптимально допованих монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (2) і слабо допованих монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (3) з ДГ. Всі лінії проведені для зручності сприйняття.

У п'ятому розділі «Аналіз надлишкової провідності та можливості існування псевдощільни у надпровідниках FeSe» отримано інформацію про область існування надпровідних флуктуацій та їх поведінку, а також псевдощільний параметр в текстурованих полікристалах $FeSe_{0,94}$. Основні результати розділу опубліковано в роботах [4-7].

У підрозділі 5.1 розглянуто температурні залежності питомого опору трьох зразків $FeSe_{0,94}$ (рис. 13). S1 і S3 були виготовлені методом часткового плавлення, а S2 – методом твердотільної реакції. S1 містив 4% срібла, S2 був без домішок, а в S3 містилися домішки непровідної гексагональної фази FeSe. Структурні параметри зразків добре узгоджуються з літературними даними. Залежність $\rho(T)$ в FeSe є незвичайною: в інтервалі від 600 до 300 К спостерігається напівпровідниковий хід, а нижче 300 К $\rho(T)$ – металевий тип з явним перегином при температурі структурного переходу $T_s \sim 85$ К (рис. 13).

У підрозділі 5.2 пояснюється критерій вибору нормального стану в FeSe. Для визначення надлишкової провідності, прямі ρ_N проводилися, як показано на рис. 13, виходячи з таких міркувань: при високих температурах є лінійний відрізок на всіх кривих як показано на вставці на прикладі зразка S1. Нижче 250 К коефіцієнт Хола слабо залежить від температури, а ефект Келера вказує на стабільність поверхні Фермі, що є основним критерієм нормального стану в ВТНП. Такий вибір дозволив отримати ряд самоузгоджених результатів.

Після визначення відповідних значень T_c^{mf} були проаналізовані залежності $\ln\sigma'$ від $\ln\epsilon$ (рис. 14). При такому виборі нормального стану в FeSe вони виявилися такими ж, як і в випадку монокристалів YBCO без дефектів, і відмінно описуються флуктуаційними теоріями Асламазова-Ларкіна (1, рис. 14) і Макі-Томпсона (2, рис. 14) для зразків. Чітко спостерігається 3D-2D кросовер при T_0 , що дозволяє отримати значення $\xi_c(0)$. Суттєво, що область НП флуктуацій, яка позначена на рис. 14 як $\ln(\epsilon_{01})$, більш ніж в 2 рази перевищує T_c .

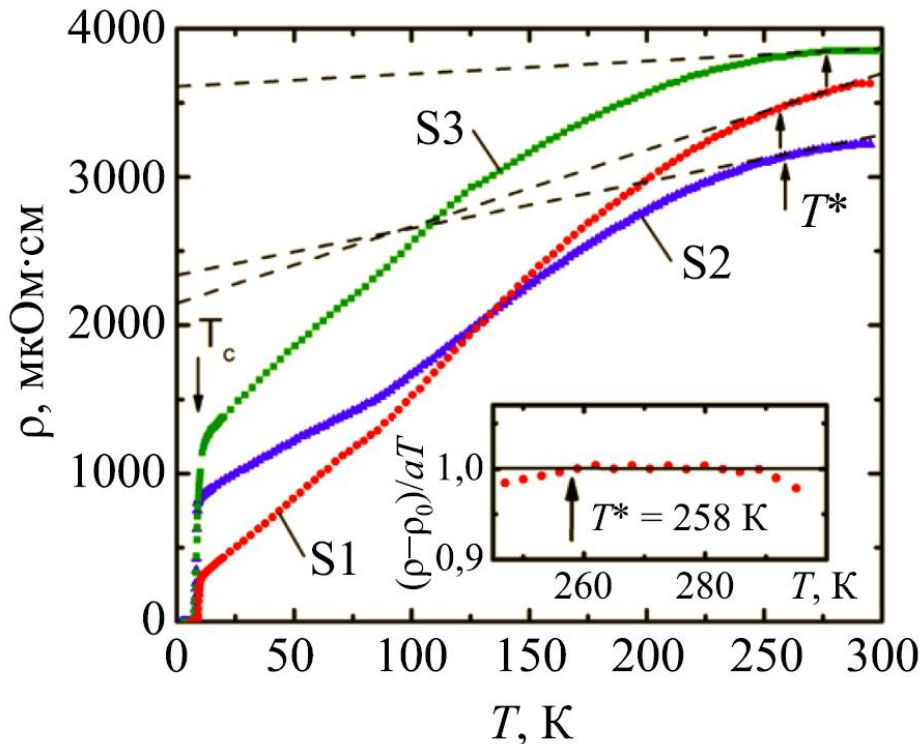


Рис. 13. Температурні залежності питомого опору $\rho(T)$ для трьох зразків $\text{FeSe}_{0,94}$, S1, S2 і S3, виготовлених різними методами. Пунктирні прямі позначають $\rho_N(T)$, який екстраполюється в область низьких температур. Вставка: $(\rho-\rho_0)/\alpha T$ як функція від температури для S1 (точки), яка визначає $T^* = 258 \text{ K}$ і лінійну ділянку $(\rho-\rho_0)/\alpha T=1$ в інтервалі (290–258) K.

У **підрозділі 5.3** в рамках двовимірної моделі вільних носіїв заряду було визначено час фазової релаксації флуктуаційних куперівських пар для FeSe $\tau_\phi(100 \text{ K}) = (3,4 \pm 0,02) \cdot 10^{-13} \text{ c}$, який виявився таким же, як і для плівки YBCO без дефектів. Цей результат вказує на спільність механізму НП спарювання в ВТНП різних типів.

У **підрозділі 5.4** в рамках моделі локальних пар проаналізовані температурні залежності параметра Δ^* в FeSe , який в YBCO асоціюється з псевдощільною.

При $T_{s1} \sim 250 \text{ K}$ спостерігається високотемпературний пік $\Delta^*(T)$, який відповідає маловідомому структурному переходу (рис. 15). При цьому при $T_{s1} = 250 \text{ K}$ є особливості на $M(T)$ обох зразків, які, найбільш ймовірно, вказують на закінчення перебудови магнітної підсистеми при зменшенні температури.

На рис. 15 на температурній залежності $\Delta^*(T)$ у зразків S1 і S3, виготовлених методом часткового плавлення, спостерігається ряд особливостей у вигляді мінімумів і максимумів, які корелюють з температурами, де відбувається зміна знаку ефекту Хола, тобто змінюється тип носіїв заряду. На бездомішковому зразку S2 немає ніяких особливостей аж до T_s . При T_s всі три криві $\Delta^*(T)$ демонструють мінімум.

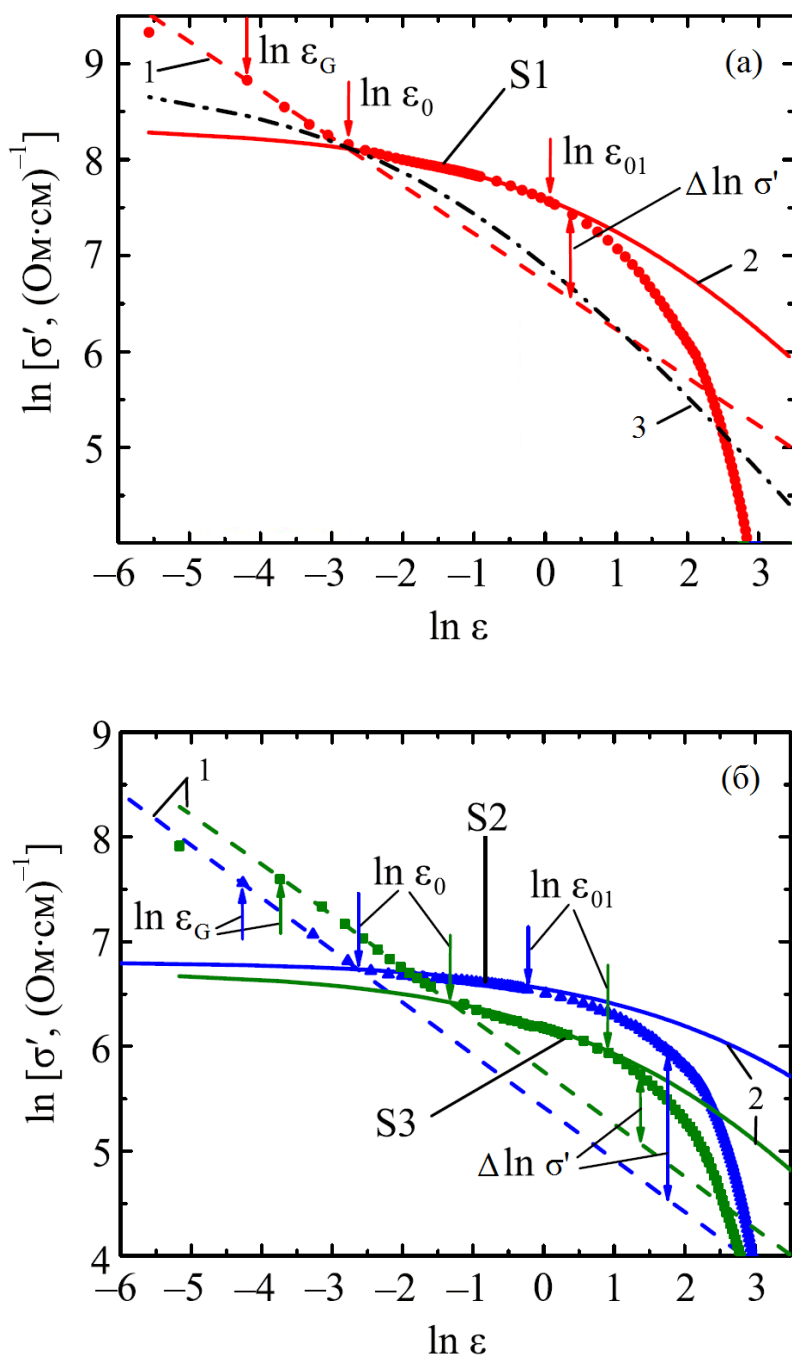


Рис. 14. Залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \epsilon$ в $\text{FeSe}_{0,94}$ для зразків S1 (а) і S2 і S3 (б) у порівнянні з флуктуаційними теоріями: 3D АЛ (1), 2D МТ (2), а також для зразка S1 в немагнітному ліміті (3). Вертикальні стрілки позначають логарифми приведених температур: T_G , T_0 і T_{01} . Подвійні вертикальні стрілки вказують приріст флуктуаційної провідності $\Delta \ln \sigma'$ за рахунок 2D МТ флуктуацій.

При T_s на кривих намагніченості $M(T)$ немає ніяких особливостей, що свідчить про нематичний характер структурного переходу. Нижче T_s на кривих $M(T)$ спостерігається плавне зростання, що може бути пов'язано зі збільшенням ролі анізотропних спінових флуктуацій. На кривій $\Delta^*(T)$ виникає несиметричний максимум для зразка S1 і симетричний – для S2. Для зразка S3 він спостерігається погано за рахунок непровідних домішок. Форма максимуму, особливо у випадку S2, така ж, як і форма ПЦ в купратах. Вперше нижче $T_s \sim 85$ К експериментально спостерігалось відкриття псевдощільни в FeSe.

Зразок S2 відмінно узгоджується з теорією ПБ при $U/W = 0,2$ (1, рис. 16) практично у всьому інтервалі НП флуктуацій. Знайдене значення густини локальних пар $\langle n_{\uparrow} n_{\downarrow} \rangle \approx 0,3$ таке ж, як і в YBCO. Максимальне значення

$\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle \approx 0,47$ демонструє зразок S1, допований Ag. Залежність зразка S3 не збігається з теорією, а густина локальних пар $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle \approx 0,28$ в ньому мінімальна.

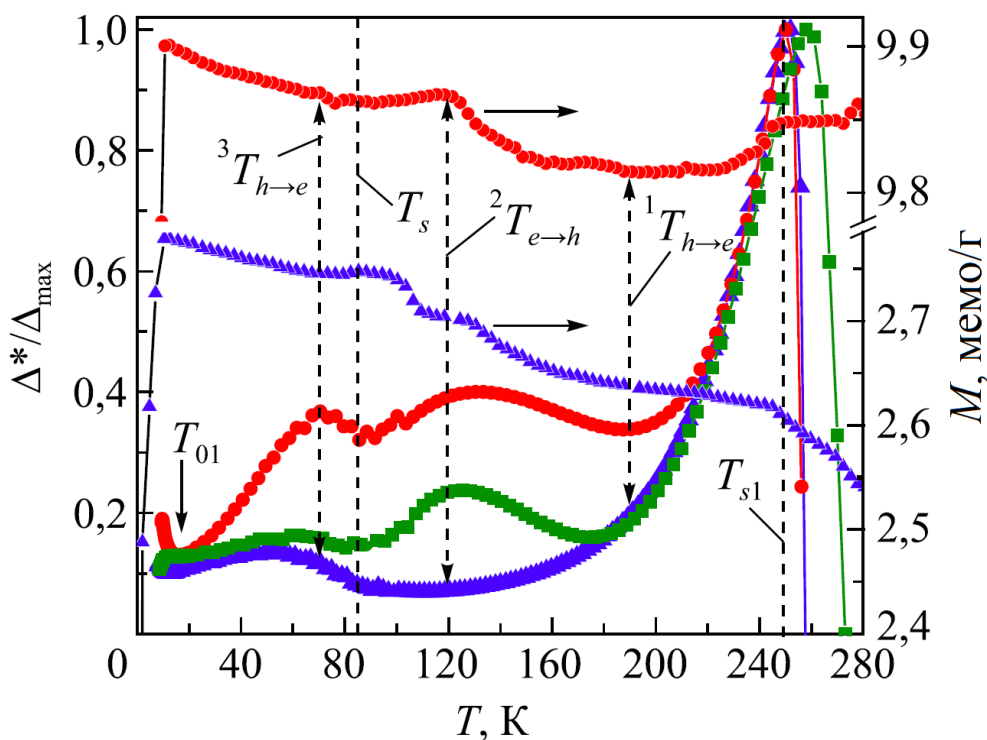


Рис. 15. Температурні залежності $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max}$ для S1 (●), S2 (▲) і S3 (■), а також $M(T)$ для S1 (●) і S2 (▲) (символи меншого розміру). Вертикальні пунктирні лінії без стрілок позначають структурні переходи при T_{s1} і T_s . Пунктирами з двома стрілками позначені температури, при яких змінюється тип носіїв заряду.

Всі отримані результати вказують на те, що властивості зразків залежать від дефектних ансамблів, які виникають при виготовленні зразків.

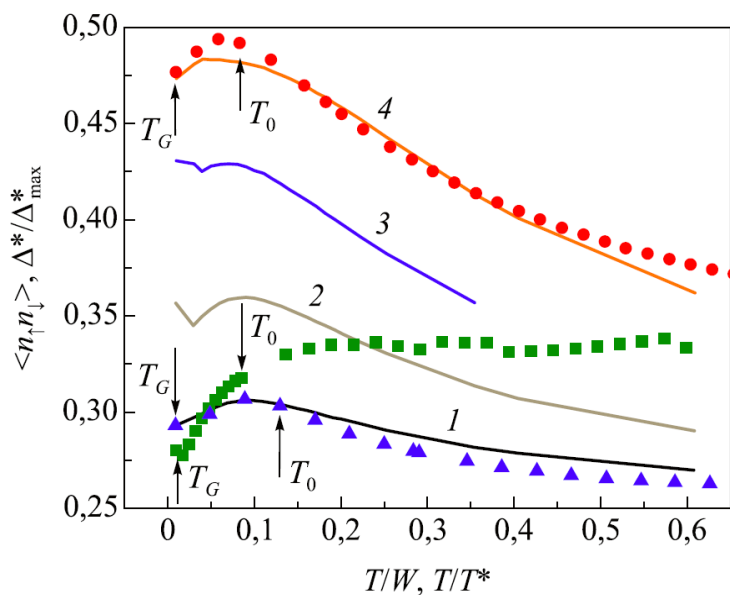


Рис. 16. Залежності Δ^*/Δ^*_{max} від T/T^* для зразків $FeSe_{0,94}$ S1 (●), S2 (▲) і S3 (■) в порівнянні з теоретичними залежностями $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$ від T/W при відповідних значеннях взаємодії U/W : 0,2(1); 0,4(2); 0,7(3); 1,2(4). Стрілками показані температури T_0 і T_G .

ВИСНОВКИ

В дисертаційній роботі вирішена важлива задача в області фізики твердого тіла, а саме: отримано інформацію про основні електронні процеси і взаємодії, які формують нормальну і надпровідну фазу в високотемпературних надпровідниках (ВТНП) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) під впливом відпалу, під впливом гідростатичного тиску системах YBCO з Pr, а також під впливом домішок в залізовмісних надпровідниках FeSe.

Основні наукові та практичні результати дисертаційної роботи можна сформулювати наступним чином:

1. **Вперше** в бездвійникових монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії шляхом порівняння експериментальних даних з теорією Пітерса-Бауера проведена оцінка густини локальних пар $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle \approx 0,3$ поблизу T_c , що, можливо, є універсальною величиною для ВТНП.
2. **Вперше** в монокристалах $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ виявлено пороговий ($P \geq 0,9$ ГПа) вплив тиску на всі вимірювані параметри, що, найбільш ймовірно, пояснюється покращенням структурного порядку під впливом тиску, зводячи, таким чином, до мінімуму вплив дефектів в $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.
3. З аналізу флуктуаційної провідності **вперше доведено** існування флуктуаційних куперівських пар (ФКП) в FeSe в інтервалі температур (10 – 20) К, що більш ніж удвічі перевищують T_c .
4. **Вперше** проведена оцінка часу фазової релаксації ФКП в FeSe, $\tau_{\phi} = (3,4 \pm 0,05) \cdot 10^{-13}$ с, який виявився практично таким же, як і в купратах YBCO. Ці результати означають, що механізм формування ФКП і механізм утворення надпровідного (НП) стану найбільш ймовірно є однаковим для різних типів ВТНП.
5. **Вперше отримано** температурні залежності параметра $\Delta^*(T)$ в FeSe, який в купратах асоціюється з псевдощільною. **Встановлено**, що при високих температурах криві $\Delta^*(T)$ мають форму, характерну для магнітних надпровідників (Fe-пніктидів), з вузьким максимумом при $T_{s1} \sim 250$ К. При $T_s = 85$ К є мінімуми на залежностях $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$, але немає особливостей на $M(T)$, що узгоджується з уявленнями про нематичний характер структурного переходу в FeSe при T_s . **Встановлено**, що нижче T_s форма $\Delta^*(T)$ така ж, як і у купратів, що вказує на реалізацію ПЩ стану в FeSe нижче T_s . Однак густина локальних пар поблизу T_c , визначена в рамках теорії Пітреса-Бауера (ПБ), суттєво залежить від різних дефектних ансамблів, що виникають при виготовленні окремих зразків.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Effect of annealing on a pseudogap in untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / A.L. Soloviov, **E.V. Petrenko**, L.V. Omelchenko, R.V. Vovk, I.L. Goulatis, A. Chroneos // Scientific Reports. – 2019. – V. 9, № 9274 – P.1–13, квартиль – Q1.

2. Peculiarities of pseudogap in $Y_{0.95}Pr_{0.05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals under pressure up to 1.7 GPa / A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, **E. V. Petrenko**, R.V.Vovk, V. V. Khotkevych, A. Chronos // *Scientific Reports*. – 2019. – V. 9, № 20424 – P.1–16, квартиль – Q1.
3. Особенности поведения избыточной проводимости в магнитном сверхпроводнике $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_{3.85}Ru_{0.15}B_4$ / А.Л. Соловьев, А.В. Терехов, **Е.В. Петренко**, Л.В. Омельченко, Zhang Cuiping // *Low Temp. Phys.* /Фізика низьких температур. – 2019. – Т. 45, № 11 – С. 1403–1414, квартиль – Q3.
4. Особенности избыточной проводимости и возможная псевдощель в сверхпроводниках FeSe / А.Л. Соловьев, **Е.В. Петренко**, Л.В. Омельченко, E. Nazarova, K. Buchkov, K. Rogacki // *Low Temperature Physics/Фізика низьких температур*. – 2020. – Т. 46, № 5 – С. 638–652, квартиль – Q3.
5. Особенности поведения избыточной проводимости в железосодержащем сверхпроводнике $FeSe_{0.94}$ / **Е. В. Петренко**, В. Б. Степанов, А. Л. Соловьёв // "XII МК «Фізичні явища в твердих тілах»", December 1 – 4 2015: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2015. – P.42.
6. Specific features of the excess conductivity and pseudogap behavior in $FeSe_{0.94}$ iron-based superconductors / A. L. Solovjov, **E.V. Petrenko**, V. B. Stepanov, E. Nazarova, K. Buchkov // VII International Conference for Young Scientists “Low Temperature Physics”, June 6 – 10 2016: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2016. – P.46.
7. Excess conductivity and possible pseudogap state in $FeSe_{0.94}$ iron-based superconductors / **E. V. Petrenko**, A. L. Solovjov, K. Buchkov, E. Nazarova, K. Rogacki // “60th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences” (Open Readings 2017), 14-17 March, 2017: book of abstracts. – Vilnius, Lithuania, 2017. – P. 314.
8. Effect of annealing on the pseudogap state of the detwinned single crystal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ / A.L. Solovjov, **E. V. Petrenko**, L.V.Omelchenko, R.V.Vovk // IX International Conference for Professionals and Young Scientists “Low Temperature Physics”, June 4 – 8 2018: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2018. – P.64.
9. Hydrostatic pressure influence on the temperature dependence of fluctuation conductivity and pseudogap in $YPr_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals / A.L. Solovjov, L.V.Omelchenko, **E. V. Petrenko**, R.V.Vovk // IX International Conference for Professionals and Young Scientists “Low Temperature Physics”, June 4 – 8 2018: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2018. – P.73.
10. Excess conductivity and pseudogap in $YPr_{1-x}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals under pressure / A.L. Solovjov, L.V.Omelchenko, **E. V. Petrenko**, R.V.Vovk // 12th Prague Colloquium on f-Electron Systems (PCFES - 2018), July 4-7 2018: book of abstracts. – Czech Republic, Prague, 2018. – P.7.
11. Effect off annealing on a pseudogap in untwinned $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals / A. L. Solovjov, **E. V. Petrenko**, L.V.Omelchenko, R.V.Vovk // “62th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences” (Open Readings 2019), 19-22 March, 2019: book of abstracts. – Vilnius, Lithuania, 2019. – P. 275.
12. Features of the excess conductivity behavior in a magnetic superconductor $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_{3.85}Ru_{0.15}B_4$ / **E.V. Petrenko**, A. L. Solovjov, A.V. Terekhov,

L.V.Omelchenko // X International Conference for Professionals and Young Scientists “Low Temperature Physics”, June 3 – 7 2019: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2019. – P.47.

АНОТАЦІЯ

Петренко Є.В. Ефекти, що впливають на флуктуаційну провідність та формування псевдощілинного стану в купратах та залізовмісних ВТНП. – Рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук за спеціальністю 01.04.07 – фізика твердого тіла. – Фізико-технічний інститут низьких температур імені Б.І. Веркіна НАН України, Харків, 2020.

В дисертаційній роботі проаналізовані основні електронні процеси, що формують нормальну і надпровідну (НП) фази в високотемпературних надпровідниках (ВТНП) під впливом таких ефектів як: відпал в бездвійникових оптимально допованих (ОД) монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$; гідростатичний тиск до 1,7 ГПа в ОД монокристалах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, що містять дефекти у вигляді двійників і індуковані $PrBCO$; наявність домішок і дефектів, що виникають в одному з найпростіших залізовмісних надпровідників $FeSe$ в залежності від способу виготовлення зразків, – з метою отримання інформації про фізичну природу взаємодії надпровідності й магнетизму.

Вперше отримані дані про вплив відпалу в атмосфері кисню, а потім і при кімнатних температурах на надлишкову провідність $\sigma'(T)$ і псевдощілину (ПЩ) $\Delta^*(T)$ бездвійникового монокристала $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії. Вперше порівнянням експериментальних даних з теорією Пітерса-Бауера (ПБ) проведена оцінка густини локальних пар $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle \approx 0,3$ поблизу T_c , що є універсальною величиною для ВТНП.

Вперше показано, що зміна під тиском практично всіх вимірюваних параметрів в монокристалах $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ носить пороговий характер, починаючи з $P \sim 1$ ГПа.

Вперше показано, що в зразках $FeSe$ область надпровідних флуктуацій простягається до температур, що більш ніж в 2 рази перевищують T_c . Для $FeSe$ вперше отримані температурні залежності параметра $\Delta^*(T)$, який в купратах асоціюється з псевдощілиною. Густина локальних пар поблизу T_c визначена в рамках теорії ПБ і залежить від різних дефектних ансамблів.

Ключові слова: надлишкова провідність, псевдощілина, флуктуаційна провідність, монокристали, полікрystalли, високотемпературні надпровідники, купрати, халькогеніди.

АННОТАЦИЯ

Петренко Е.В. Эффекты, которые влияют на флуктуационную проводимость и формирование псевдощелевого состояния в купратных ВТСП и магнитных сверхпроводниках. - Рукопись.

Диссертация на соискание научной степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.07 – физика твердого тела. –

Физико-технический институт низких температур имени Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, 2020.

В диссертационной работе проанализированы электронные процессы, формирующие нормальную и сверхпроводящую (СП) фазу в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), под воздействием таких эффектов как: отжиг в бездвойниковых оптимально допированных монокристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; гидростатическое давление до 1,7 ГПа в оптимально допированных монокристаллах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, содержащих дефекты в виде двойников и индуцированных PrBCO ; наличие примесей и дефектов, возникающих в одном из простейших железосодержащих сверхпроводников FeSe в зависимости от способа изготовления образцов, – с целью получения информации о физической природе взаимодействия сверхпроводимости и магнетизма.

В результате, впервые получена информация о влиянии отжига в атмосфере кислорода, а затем и при комнатных температурах на избыточную проводимость $\sigma'(T)$ и псевдощель (ПЩ) $\Delta^*(T)$ бездвойникового монокристалла $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с малым отклонением от кислородной стехиометрии. Показано, что $\sigma'(T)$ вблизи T_c хорошо описывается флуктуационными теориями Асламазова-Ларкина (АЛ) и Хиками-Ларкина (ХМ), демонстрируя 3D-2D кроссовер при повышении температуры. Впервые сравнением экспериментальных данных с теорией Питерса-Бауэра (ПБ) проведена оценка плотности локальных пар $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle \approx 0,3$ вблизи T_c , что, возможно, является универсальной величиной для ВТСП.

Впервые изучено влияние гидростатического давления до 1,7 ГПа на температурные зависимости избыточной проводимости $\sigma'(T)$ и ПЩ монокристалла $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Показано, что, давление заметно меняет форму кривой $\Delta^*(T)$, что не наблюдается на беспримесных ОД монокристаллах YBCO . При $P = 1.7$ ГПа форма $\Delta^*(T)$ становится такой же, как в ОД YBCO , подтверждая предположение о минимизации влияния дефектов под давлением. Впервые показано, что изменение под давлением практически всех измеряемых параметров, а именно: роста $\sigma'(T)$, формы кривых $\ln(\sigma')$ от $(1/T)$, числа Гинзбурга и соотношения $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ носит пороговый характер. Все эти параметры начинают меняться только при $P \geq 0,9$ ГПа.

Впервые получена информация об избыточной проводимости $\sigma'(T)$ в поликристаллических образцах $\text{FeSe}_{0,94}$, изготовленных различными методами, из которой были проанализированы температурные зависимости флуктуационной проводимости (ФЛП) и псевдощели, $\Delta^*(T)$, в FeSe . Показано, что в области СП флуктуаций вблизи T_c , в интервале температур от T_c до T_0 , $\sigma'(T)$ отлично аппроксимируется 3D флуктуационной теорией АЛ, а в интервале от T_0 до $T_{01} \gg T_c - 2D$ теорией МТ, демонстрируя 3D-2D кроссовер при $T=T_0$. Впервые показано, что в образцах FeSe область СП флуктуаций простирается до температур, более чем в 2 раза превышающих T_c . Анализ температурных зависимостей параметра $\Delta^*(T)$, который в купратах ассоциируется с псевдощелью, был проведен в рамках модели локальных пар. Показано, что при высоких температурах $\Delta^*(T)$ всех трех образцов имеет форму, характерную для магнитных сверхпроводников (Fe-пниктидов), с узким максимумом при $T_{s1} \sim 250$

К и длинным линейным участком, спадающим до $T \approx 225$ К. Ниже ~ 225 К на $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ обнаружен ряд особенностей в виде минимумов и максимумов, которые коррелируют с особенностями на $M(T)$, и температурами, при которых происходит изменение знака коэффициента Холла $R_H(T)$, указывающих на изменение типа носителей заряда в FeSe при уменьшении T . Показано, что при $T_s = 85$ К есть минимум на $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$, но нет особенностей на намагниченности $M(T)$, что согласуется с представлениями о нематическом характере структурного перехода в FeSe при T_s . Однако плотность локальных пар вблизи T_c , определенная в рамках теории ПБ, существенно зависит от различных дефектных ансамблей, возникающих при изготовлении отдельных образцов.

Ключевые слова: избыточная проводимость, псевдощель, флуктуационная проводимость, монокристаллы, поликристаллы, высокотемпературные сверхпроводники, купраты, халькогениды.

ABSTRACT

Petrenko Ye.V. Effects that affect fluctuation conductivity and the formation of a pseudogap state in cuprate HTSCs and magnetic superconductors – Manuscript.

Thesis for the candidate's degree in physics and mathematics by speciality 01.04.07 –solid state physics. – B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine, Kharkiv, 2020.

The dissertation is devoted to the search and study of information about fundamental electronic processes that form the normal and superconducting (SC) phase in high-temperature superconductors (HTSCs), under the influence of various effects in order to obtain information about the physical nature of the interaction between superconductivity and magnetism.

In this regard, for the first time the information about the effect of annealing has been obtained in the atmosphere of oxygen, and then at room temperature on the excess conductivity $\sigma'(T)$ and the pseudogap $\Delta^*(T)$ of the untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystal with small deviation from oxygen stoichiometry. For the first time, comparing experimental data with the Peters-Bauer (PB) theory, the density of local pairs $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle \approx 0.3$ near T_c was estimated, which is probably a universal value for HTSCs.

It has been shown for the first time that the change under pressure of almost all measured parameters in $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals is of a threshold nature, starting from $P \sim 1$ GPa.

It has been shown for the first time that, in FeSe samples, the range of the superconducting fluctuations extends to temperatures more than 2 times higher than T_c . For the first time, the temperature dependences of the $\Delta^*(T)$ parameter, which in cuprates is associated with a pseudogap, have been obtained for FeSe. It has been shown that the density of local pairs near T_c , determined within the PB theory, depends significantly on the various defective ensembles that arise in the manufacture of individual samples.

Keywords: excess conductivity, pseudogap, fluctuation conductivity, single crystals, polycrystals, high-temperature superconductors, cuprates, chalcogenides.

Формат 60x84. Ум. друк.арк. 0.9. Тир. 100 прим.
Підписано до друку 23.07.2020. Папір офсетний
Віддруковано в друкарні ТОВ «Цифра Принт»
на цифровому лазерному комплексі Xerox DocuTech 6135.
Свідоцтво про Державну реєстрацію А01 № 432705 від 3.08.2009 р
Адреса: м. Харків, вул. Данилевського, 30.