

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

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

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

ПЕТРЕНКО Євген Володимирович

УДК 538.945

ДИСЕРТАЦІЯ

**«ЕФЕКТИ, ЩО ВПЛИВАЮТЬ НА ФЛУКТУАЦІЙНУ ПРОВІДНІСТЬ ТА
ФОРМУВАННЯ ПСЕВДОЦІЛИННОГО СТАНУ В КУПРАТАХ ТА
ЗАЛІЗОВМІСНИХ ВТНП»**

01.04.07 – фізика твердого тіла

Дисертація на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук. Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело
_____ Є. В. Петренко

(підпис здобувача)

Науковий керівник: **Соловйов Андрій Львович**,
доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник

Харків 2020

АНОТАЦІЯ

Петренко Є.В. Ефекти, що впливають на флуктуаційну провідність та формування псевдощілинного стану в купратах та залізовмісних ВТНП – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

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

Виходячи зі своєї назви, дисертація присвячена отриманню інформації про 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; гідростатичний тиск до 1,7 ГПа в ОД монокристалах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, 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.

Незважаючи на винятково велику кількість робіт, присвячених дослідженню високотемпературної надпровідності, досі немає ясності в питанні про механізм надпровідного спарювання, що дозволяє отримувати куперівські пари при температурі НП переходу багато вище 100 К. В даний момент вважається, що правильне розуміння такого незвичайного явища як псевдощілина (ПЩ), що відкривається в купратах при $T^* \gg T_c$, має прояснити механізм надпровідного спарювання в ВТНП, а також дозволить з'ясувати роль взаємодії надпровідності й магнетизму в формуванні спарених ферміонів при таких високих температурах. Однак фізична природа ПЩ поки залишається до кінця невивченою.

Вперше в рамках підходу, розвиненого в моделі локальних пар, отримана інформація про вплив відпалу в атмосфері кисню, а потім і при кімнатних температурах на надлишкову провідність $\sigma'(T)$ і псевдощілину $\Delta^*(T)$ бездвійникового монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої

стехіометрії. Показано, що $\sigma'(T)$ поблизу T_c добре описується флуктуаційними теоріями Асламазова-Ларкіна і Хікамі-Ларкіна, демонструючи 3D-2D кросовер при підвищенні температури. Температура кросовера T_0 визначає довжину когерентності вздовж осі c $\xi_c(0) = 0,86 \text{ \AA}$, що в 2,6 рази більше, ніж в ОД монокристалах YBCO з дефектами. Виявилось, що вище T_0 , в області 2D флуктуацій, експеримент відмінно апроксимується 2D рівнянням Макі-Томпсона (МТ) теорії Хікамі-Ларкіна для ВТНП. При цьому максимальна відстань між кривою МТ і екстрапольованою прямою лінією АЛ, $\Delta(\ln\sigma') \sim 0,1$, що типово для немагнітних YBCO. Крім того, модель Лоуренса-Доніаха не описує експеримент, підтверджуючи відсутність дефектів (перш за все двійникових границь) в зразках. З урахуванням малої довжини когерентності в ВТНП, вперше в моделі вільних носіїв заряду визначено час фазової релаксації флуктуаційних куперівських пар (ФКП) в таких монокристалах, $\tau_{\text{pair}}(100 \text{ K}) = (4,42 \pm 0,02) \cdot 10^{-13} \text{ с}$, що незначно (в 1,2 рази) більше, ніж в добре структурованих плівках YBCO, і, також як і в плівках, не залежить від n_f . Виявлено, що температурна залежність псевдощільни $\Delta^*(T)$ при різних стадіях відпалу практично не змінює свою форму. Так само, як і в добре структурованих плівках YBCO, $T_{\text{pair}} \sim 124 \text{ K}$ і не залежить від густини носіїв заряду. Однак максимальне значення $\Delta^*(T_{\text{pair}})$ помітно зростає від 258 К до 270 К, при збільшенні n_f , як це і впливає з фазової діаграми (ФД) купратів, незважаючи на те, що T_c збільшується тільки на 0,3 К. 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, можливо, є універсальною величиною для ВТНП.

Вперше проведений аналіз впливу гідростатичного тиску до 1,7 ГПа на температурні залежності надлишкової провідності $\sigma'(T)$ і ПЩ монокристала $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Показано, що при прикладанні тиску опір зменшується з інтенсивністю $d\ln\rho/dP = -(10,5 \pm 0,2)\% \text{ ГПа}^{-1}$, що відповідно в 1,6 і в 1,8 рази менше, ніж в ОД і слабо допованих (СД) монокристалах YBCO через ймовірну локалізацію частини носіїв заряду, наявності дефектів і власного магнетизму PrBCO ($\mu_{\text{Pr}} \approx 3,58\mu_{\text{B}}$). У той же час, критична температура зростає з інтенсивністю

$dT_c/dP = +1,82 \text{ К}\cdot\text{ГПа}^{-1}$, що добре узгоджується з літературними даними для бездомішкових YBCO. Таким чином, показано, що локалізація носіїв заряду, обумовлена наявністю PrBCO, мало впливає на зростання T_c , підтверджуючи те, що механізми впливу гідростатичного тиску на T_c і питомий опір, швидше за все, різні. Показано, що, незалежно від прикладання зовнішнього тиску, надлишкова провідність $\sigma'(T)$ в інтервалі $T_c < T < T_{01}$ описується флуктуаційними теоріями, а саме: 3D теорією Асламазова-Ларкіна ($T_c < T < T_0$) і теорією Лоуренц-Доніаха ($T_0 < T < T_{01}$), де T_0 – температура 3D-2D кросовера. Флуктуаційний внесок Макі-Томпсона не спостерігається, що вказує на наявність дефектів в зразку, утворених магнітними діелектричними комірками PrBCO, вбудованими в матрицю YBCO. Вперше виявлена нетипова форма залежності ПЩ, $\Delta^*(T)$, при $P = 0$, зі слабо вираженим мінімумом при $103 \text{ К} = T_{\min} < T_{\text{pair}} = 108 \text{ К}$. Показано, що тиск помітно змінює форму кривої $\Delta^*(T)$, що не спостерігається на бездомішкових Од монокристалах YBCO. При $P = 1,7 \text{ ГПа}$ форма $\Delta^*(T)$ стає такою ж, як в Од YBCO, підтверджуючи припущення про мінімізацію впливу дефектів під тиском. Одночасно $\Delta^*(T)$ і D^* зростають, як $d\ln\Delta^*/dP \approx 0,17 \text{ ГПа}^{-1}$. Однак $0,17 \text{ ГПа}^{-1}$ майже в два рази менше, ніж $d\ln\Delta^*/dP = 0,32 \text{ ГПа}^{-1}$, виміряний для Од монокристала YBCO, що також вказує на помітну роль дефектів, що виникають при допуванні Pr. Вперше показано, що зміна під тиском практично всіх вимірюваних параметрів, а саме: зростання $\sigma'(T)$, числа Гінзбурга і співвідношення $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ носить пороговий характер. Всі ці параметри починають змінюватися тільки при $P \geq 0,9 \text{ ГПа}$. Найбільш ймовірно, що, починаючи з $P \sim 1 \text{ ГПа}$, тиск покращує структурний порядок в зразку і, таким чином, зводить до мінімуму вплив дефектів в $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

У дисертації також зроблено спробу дати відповідь як на питання про те, яким чином флуктуаційні куперівські пари ФКП можуть впливати на формування надпровідності в FeSe, так і про можливість реалізації псевдоцілінного стану в таких надпровідниках. З цією метою вперше вивчена надлишкова провідність $\sigma'(T)$ в трьох полікристалічних зразках $\text{FeSe}_{0,94}$, приготованих різними технологічними методами, з якої були отримані дані про температурні залежності

флуктуаційної провідності (ФЛП) і псевдощільни, $\Delta^*(T)$, в FeSe. Флуктуаційна провідність була проаналізована з залученням класичних флуктуаційних теорій Асламазова-Ларкіна (АЛ) і Хікамі-Ларкіна (внесок Макі-Томпсона (МТ)), модернізованої для ВТНП. Показано, що в області НП флуктуацій поблизу T_c , в інтервалі температур від T_c до T_0 , $\sigma'(T)$ відмінно апроксимується 3D флуктуаційною теорією АЛ, а в інтервалі від T_0 до $T_{01} \gg T_c$ – 2D теорією МТ, демонструючи 3D-2D кросовер при $T = T_0$. В області температур від T_0 до T_{01} виявлений посилений внесок 2D-флуктуацій, $\Delta \ln \sigma'$, характерний для магнітних надпровідників, що вказує на помітне посилення магнітних взаємодій в FeSe в порівнянні з немагнітним YBCO. Вперше показано, що в зразках FeSe область НП флуктуацій простягається до температур, що більш ніж у 2 рази перевищують T_c . У той же час інтервал НП флуктуацій $\Delta T_{\text{fl}} = T_{01} - T_G = (10 - 20)$ К фактично такий же, як в купратах і Fe-пніктидах. Відповідно й час фазової релаксації $\tau_\phi = (3,4 \pm \pm 0,05) \cdot 10^{-13}$ с виявився практично однаковим як для FeSe, так і для купратів. Обидва ці результату фактично означають, що механізм НП флуктуацій, а, отже, і механізм утворення НП стану найбільш імовірно є однаковим для різних типів ВТНП. Аналіз температурних залежностей параметра $\Delta^*(T)$, який в купратах асоціюється з псевдощільною, був проведений в рамках моделі локальних пар. Показано, що при високих температурах $\Delta^*(T)$ всіх зразків має форму, характерну для магнітних надпровідників (Fe-пніктидів), з вузьким максимумом при $T_{s1} \sim \sim 250$ К і довгим лінійним відрізком, що спадає до $T \approx 225$ К. Нижче ~ 225 К на $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\text{max}}$ зразків, що містять домішки, виявлений ряд особливостей у вигляді мінімумів і максимумів, які корелюють з особливостями на намагніченості $M(T)$, і температурами, при яких відбувається зміна знака коефіцієнта Хола $R_H(T)$, що вказують на зміну типу носіїв заряду в FeSe при зменшенні T . Показано, що при $T_s = 85$ К є мінімум на $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\text{max}}$ всіх зразків, але немає особливостей на $M(T)$, що узгоджується з уявленнями про нематичний характер структурного переходу в FeSe при T_s . Нижче T_s бездомішковий зразок виявляє типовий для купратів широкий максимум $\Delta^*(T)$.

Аналіз отриманих залежностей $\Delta^*(T)$ дозволяє говорити про можливе відкриття псевдощілини в зразках FeSe в інтервалі $T < T_s$, як це передбачається в літературі. Найбільш ймовірно, що в FeSe нижче T_s починають формуватися флуктуаційні куперівські пари (ФКП), наявність яких пояснює спостережуване в цьому інтервалі температур збільшення опору зразків FeSe магнітним полем. Крім того, саме нижче T_s порушується закон Келера, вказуючи на можливу перебудову поверхні Фермі (ПФ), що є основною ознакою ПЩ стану в ВТНП. Слід зазначити, що скейлінгова поведінка магнетоопору, яка випливає з закону Келера, відновлюється нижче $T \approx 25 \text{ К} \approx T_{01}$, тобто в області НП флуктуацій. На підставі цього результату можна припустити, що перед НП переходом відбувається стабілізація ПФ, що має сенс.

Вперше порівнянням $\Delta^*(T)$ поблизу T_c з теорією Пітерса-Бауера визначена густина локальних пар $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$ в зразках FeSe, яка в разі бездомішкового зразка $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle(T_G) \approx 0,29$ практично така ж, як і в YBCO. Цей результат дозволяє говорити про спільність механізму формування ФКП поблизу T_c в різних ВТНП, що не містять допанти. З іншого боку, в разі зразка з домішками срібла $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle(T_G) \approx 0,47$. Таким чином, всі отримані в роботі результати показують, що різні дефектні ансамблі, що виникають в полікристалах FeSe_{0,94} при різних способах виготовлення, істотно впливають на властивості зразків.

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

ABSTRACT

Petrenko E.V. Study of effects affecting fluctuation conductivity and the formation of a pseudogap state in cuprate HTSCs and magnetic superconductors - Qualification scientific work on the basis of the manuscript.

Thesis for candidate's degree (Doctor of Philosophy) 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.

Based on its name, the dissertation is devoted to obtaining the information about fundamental electronic processes that form the normal and superconducting (SC) phase in high-temperature superconductors (HTSCs), under the influence of such effects as: annealing in untwinned optimally doped single crystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$; hydrostatic pressure up to 1.7 GPa in optimally doped $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals containing defects in the form of twin boundaries; the presence of impurities and defects that arise in one of the simplest iron-based FeSe superconductor, depending on the method of the sample preparation, in order to obtain information about the physical nature of the interaction between superconductivity and magnetism.

Despite the exceptionally large number of works devoted to the study of high-temperature superconductivity, there is still no clarity on the question of the mechanism of superconducting pairing, which allows one to obtain Cooper pairs at the superconducting transition temperature much higher than 100 K. At the moment, it is believed that a correct understanding of such an unusual phenomenon as a pseudogap (PG), which opens in cuprates at $T^* \gg T_c$, should clarify the mechanism of superconducting pairing in HTSCs, as well as clarify the role of the interaction between superconductivity and magnetism in the formation of paired fermions at such high temperatures. However, the physical nature of the PG is still not fully understood.

For the first time in the framework of the approach developed in the local pair (LP) model, the 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. It was shown that $\sigma'(T)$ near T_c is well described

by the fluctuation theories of Aslamazov-Larkin and Hikami-Larkin, demonstrating 3D-2D crossover with increasing temperature. The crossover temperature T_0 determines the coherence length along the c -axis with $\xi_c(0) = 0.86 \text{ \AA}$, which is 2.6 times larger than in YBCO OD single crystals with defects. It turned out that above T_0 , in the range of 2D fluctuations, the experiment is perfectly approximated by the 2D Maki-Thompson equation of the Hikami-Larkin theory for HTSCs. In this case, the maximum distance between the MT curve and the extrapolated AL straight line is $\Delta(\ln\sigma') \sim 0.1$, which is typical for non-magnetic YBCO. In addition, the Lawrence-Doniach does not fit the experiment, confirming the absence of defects (primarily twin boundaries) in the samples. Taking into account the short coherence length in HTSCs, for the first time in the model of free charge carriers, the phase relaxation time of fluctuating Cooper pairs (FCPs) in such single crystals was determined, $\tau_\phi(100 \text{ K}) = (4.42 \pm 0.02) \cdot 10^{-13} \text{ s}$, which is insignificant (1.2 times) longer than in well-structured YBCO films, and, like in films, is independent of n_f . It was found that the temperature dependence of the pseudogap $\Delta^*(T)$ practically does not change its shape at different stages of annealing. As in well-structured YBCO films, T_{pair} is $\sim 124 \text{ K}$ and does not depend on the charge carrier density. However, the maximum value of $\Delta^*(T_{\text{pair}})$ noticeably increases from 258 K to 270 K, with an increase in n_f , as follows from the PD of cuprates, despite the fact that T_c increases by only 0.3 K. For the first time, comparing experimental data with the Peters-Bauer 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.

The effect of hydrostatic pressure of up to 1.7 GPa on the temperature dependences of the excess conductivity $\sigma'(T)$ and the PG of the $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystal has been analysed for the first time. It has been shown that, upon application of pressure, the resistance decreases with the intensity of $d\ln\rho/dP = -(10.5 \pm 0.2)\% \text{ GPa}^{-1}$, which is 1.6 and 1.8 times less than in OD and slightly doped (SD) YBCO single crystals, respectively, because of the probable localization of part of the charge carriers, the presence of defects, and the intrinsic magnetism of PrBCO ($\mu_{\text{Pr}} \approx 3.58\mu_{\text{B}}$). At the same time, the critical temperature increases with the intensity of $dT_c/dP = +1.82 \text{ K} \cdot \text{GPa}^{-1}$, which is in good agreement with the literature data for impurity-free YBCOs.

Thus, it has been shown that the localization of charge carriers due to the presence of PrBCO has little effect on the T_c growth, confirming that the mechanisms of the effect of hydrostatic pressure on T_c and resistivity are most likely different. It has been shown that, regardless of the application of external pressure, the excess conductivity $\sigma'(T)$ in the range $T_c < T < T_{01}$ is described by fluctuation theories, namely, the 3D Aslamazov-Larkin theory ($T_c < T < T_0$) and the Lawrence-Doniach theory ($T_0 < T < T_{01}$), where T_0 is the temperature of the 3D-2D crossover. No Maki-Thompson fluctuation contribution has been observed, which indicates the presence of defects in the sample formed by PrBCO magnetic dielectric cells embedded in the YBCO matrix. For the first time, an atypical form of the PG dependence, $\Delta^*(T)$, at $P = 0$, with a weakly expressed minimum at $103 \text{ K} = T_{\min} < T_{\text{pair}} = 108 \text{ K}$, has been found. The pressure has been shown to noticeably change the shape of the $\Delta^*(T)$ curve, which is not observed on pure YBCO OD single crystals. At $P = 1.7 \text{ GPa}$, the $\Delta^*(T)$ shape becomes the same as in the OD YBCO, confirming the assumption that the influence of defects under pressure is minimized. At the same time, $\Delta^*(T)$ and D^* increase as $d\ln\Delta^*/dP \approx 0.17 \text{ GPa}^{-1}$. However, 0.17 GPa^{-1} is almost two times less than $d\ln\Delta^*/dP \approx 0.32 \text{ GPa}^{-1}$ measured for the OD YBCO single crystal, which also indicates a significant role of defects arising from the doping of Pr. It has been shown for the first time that the change under pressure of almost all measured parameters, namely: $\sigma'(T)$ growth, the Ginzburg number and the $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ ratio is of a threshold nature. All these parameters begin to change only at $P \geq 0.9 \text{ GPa}$. It is most likely that, starting from $P \sim 1 \text{ GPa}$, the pressure improves the structural order in the sample and, thus, minimizes the influence of defects in $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

The dissertation is also an attempt to answer both the question of how FCPs can influence the formation of superconductivity in FeSe and the possibility of the pseudogap state realization in such superconductors. For this, the excess conductivity $\sigma'(T)$ has been studied for the first time in three polycrystalline $\text{FeSe}_{0.94}$ samples, S1, S2 and S3, prepared by various technological methods, from which data have been obtained on the temperature dependence of fluctuation conductivity (FLC) and pseudogap, $\Delta^*(T)$, in FeSe. Fluctuation conductivity has been analyzed using the

classical fluctuation theories of Aslamazov-Larkin (AL) and Hikami-Larkin (Maki-Thompson (MT) contribution), modified for HTSC. For all three samples, it has been shown that in the range of SC fluctuations near T_c , in the temperature range from T_c up to T_0 , $\sigma'(T)$ is perfectly approximated by the 3D AL fluctuation theory, and in the range from T_0 up to $T_{01} \gg T_c$ – by the 2D MT theory, demonstrating 3D-2D crossover at $T=T_0$. In the temperature range from T_0 up to T_{01} , an enhanced contribution of 2D fluctuations, $\Delta \ln \sigma'$, which is a characteristic of magnetic superconductors, has been found, which indicates a noticeable increase in magnetic interactions in FeSe compared with nonmagnetic YBCO. It has been shown for the first time that, in FeSe samples, the range of the SC fluctuations extends to temperatures more than 2 times higher than T_c . At the same time, the range of SC fluctuations $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G = (10 - 20)$ K is practically the same as in cuprates and Fe-pnictides. Correspondingly, the phase relaxation time, $\tau_\varphi = (3.4 \pm 0.05) \cdot 10^{-13}$ s, turned out to be almost the same for both FeSe and cuprates. Both of these results actually mean that the mechanism of the SC fluctuations, and, consequently, the mechanism of the SC state formation, is most likely the same for different types of HTSCs. An analysis of the temperature dependences of the $\Delta^*(T)$ parameter, which in cuprates is associated with a pseudogap, has been carried out in the framework of the local pair model. It has been shown that, at high temperatures, $\Delta^*(T)$ of all samples has the shape, which is typical for magnetic superconductors (Fe-pnictides), with a narrow maximum at $T_{s1} \sim 250$ K and a long linear section that drops to $T \approx 225$ K. Below ~ 225 K, $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ of samples, which contain impurities, demonstrates a number of features, found in the form of minima and maxima that correlate with features on $M(T)$, and temperatures at which the sign of the Hall coefficient $R_H(T)$ changes, indicating to a change in the type of charge carriers in FeSe with a decrease in T . It has been shown that at $T_s = 85$ K, there is a minimum at $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ of all samples, but there are no features on the magnetization $M(T)$, which is consistent with the idea of the nematic nature of the structural transition in FeSe at T_s . Below T_s , the pure sample exhibits a wide maximum $\Delta^*(T)$, which is typical for cuprates.

The analysis of the obtained $\Delta^*(T)$ dependences suggests a possible opening of a pseudogap in FeSe samples in the range $T < T_s$, as it is suggested in the literature. Most likely, fluctuating Cooper pairs begin to form in FeSe below T_s , the presence of which explains the increase in the resistance of FeSe samples by the magnetic field observed in this temperature range. In addition, it is below T_s that Kohler's rule is violated, indicating a possible rearrangement of the Fermi surface, which is the main sign of the PG state in HTSCs. It should be noted that the scaling behavior of the magnetoresistance, which follows from Kohler's rule, is restored below $T \approx 25 \text{ K} \approx T_{01}$, in other words, in the range of SC fluctuations. Based on this result, it can be assumed that Fermi surface stabilization occurs before the SC transition, which seems reasonable.

For the first time, by comparing $\Delta^*(T)$ near T_c with the Peters – Bauer theory, the density of local pairs $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle$ in FeSe samples has been determined, which in the case of pure sample is $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle(T_G) \approx 0.29$ being practically the same as in YBCOs. This result allows us to talk about a common mechanism of the formation of FCPs near T_c in various high- T_c superconductors that do not contain dopants. On the other hand, in the case of a sample with silver impurities, the density is $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle(T_G) \approx 0.47$. Thus, all the results obtained in the work show that various defect ensembles arising in FeSe_{0.94} polycrystals with various manufacturing methods significantly affect the properties of the samples.

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

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Наукові праці, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

1. Effect of annealing on a pseudogap in untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / A. L. Solovjov, **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 $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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. Chroneos // Scientific Reports. – 2019. – V. **9**, № 20424 – P.1–16, квартиль – Q1.

3. Особенности поведения избыточной проводимости в магнитном сверхпроводнике $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ / 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.

Наукові праці, які засвідчують апробацію результатів:

5. Особенности поведения избыточной проводимости в железосодержащем сверхпроводнике $\text{FeSe}_{0.94}$ / **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 $\text{FeSe}_{0.94}$ 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 $\text{FeSe}_{0.94}$ 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / 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 $\text{YPr}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 $\text{YPr}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ / **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.

ЗМІСТ

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ.....	17
ВСТУП.....	19
РОЗДІЛ 1. ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ДОСЛІДЖУВАНИХ НАДПРОВІДНИКІВ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ).....	25
1.1. Класичні купратні високотемпературні надпровідники $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	25
1.1.1. Кристалічна структура й механізми провідності $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	26
1.1.2. Фазова діаграма купратів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	28
1.1.3. Надлишкова провідність і псевдощілина в ВТНП.....	30
1.1.3.1. Псевдощілина і модель локальних пар в ВТНП.....	30
1.1.3.2. Флуктуаційна провідність купратних ВТНП.....	32
1.1.3.3. Теоретичні аспекти опису псевдощілини в ВТНП.....	35
1.1.4. Вплив різних факторів на властивості ВТНП.....	36
1.1.4.1. Вплив відпалу на питомий опір і критичну температуру НП переходу.....	36
1.1.4.2. Вплив тиску на температурну залежність питомого опору і значення температури НП переходу.....	36
1.1.4.3. Залежність властивостей монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ від концентрації Pr.....	38
1.2. FeSe – новітній високотемпературний надпровідник з найпростішою структурою.....	39
1.2.1. Основні властивості залізовмісних надпровідників.....	39
1.2.2. Кристалічна структура і властивості FeSe.....	42
1.2.3. Структурні переходи і провісники надпровідності в FeSe.....	44
РОЗДІЛ 2. ОБ'ЄКТИ І МЕТОДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ.....	46
2.1. Технологія виготовлення монокристалів ВТНП типу $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, (системи 1-2-3, RE = Y, Pr) і методика експерименту.....	46
2.1.1. Технологія вирощування оптимально допованих монокристалів $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (RE = Y, Pr).....	46

2.1.2. Отримання бездвійникових оптимально допованих монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і оптимально допованих монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$...	47
2.1.3. Методика експерименту.....	49
2.1.3.1. Нанесення електроконтактів для резистивних досліджень.....	49
2.1.3.2. Установка для вимірювання електроопору при низьких температурах.....	50
2.1.3.3. Техніка проведення вимірювань при високих гідростатичних тисках.....	51
2.2. Технологія виготовлення полікристалів $FeSe_{0,94}$ і методика експерименту.	53
2.2.1. Методика отримання полікристалів $FeSe_{0,94}$	53
2.2.2. Структурні дослідження полікристалів.....	54
2.2.3. Методика експерименту.....	55
РОЗДІЛ 3. ВПЛИВ ВІДПАЛУ НА ВЛАСТИВОСТІ ОПТИМАЛЬНО ДОПОВАНИХ БЕЗДВІЙНИКОВИХ МОНОКРИСТАЛІВ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	56
3.1. Залежність питомого опору від відпалу.....	56
3.2. Вплив відпалу на надлишкову провідність.....	58
3.3. Визначення часу фазової релаксації τ_ϕ флуктуаційних куперівських пар в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	63
3.4. Ефект відпалу на температурну залежність псевдощільності.....	66
3.5. Вплив відпалу на густину локальних пар в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	70
Висновки до розділу 3.....	72
РОЗДІЛ 4. ВЛАСТИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ ПІД ТИСКОМ ДО 1,7 ГПа.....	73
4.1. Ефект гідростатичного тиску до 1,7 ГПа на властивості оптимально допованих монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$	73
4.1.1. Специфіка зміни температурної залежності питомого опору і критичної температури від прикладеного тиску.....	73
4.1.2. Вплив гідростатичного тиску на надлишкову провідність.....	79
4.1.3. Зміна форми температурної залежності псевдощільності в $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску.....	84

4.1.4. Незвичні залежності числа Гінзбурга і співвідношення БКШ від гідростатичного тиску.....	91
Висновки до розділу 4.....	96
РОЗДІЛ 5. АНАЛІЗ НАДЛИШКОВОЇ ПРОВІДНОСТІ ТА МОЖЛИВОСТІ ІСНУВАННЯ ПСЕВДОЩІЛИНИ У НАДПРОВІДНИКАХ FeSe.....	97
5.1. Температурна залежність питомого опору і визначення характеристичних температур.....	97
5.2. Наявність надлишкової провідності як доказ існування надпровідних флуктуацій в FeSe.....	98
5.2.1. Критерій вибору нормального стану в зразках FeSe.....	98
5.2.2. Аналіз температурної залежності флуктуаційної провідності.....	100
5.3. Визначення часу фазової релаксації флуктуаційних куперівських пар в FeSe. Порівняння з купратними ВТНП.....	106
5.4. Аналіз можливого псевдощільного стану і густини локальних пар в FeSe.....	109
5.4.1. Визначення параметрів ПЩ аналізу.....	109
5.4.2. Теоретичні та експериментальні оцінки величини співвідношення $2\Delta/k_B T_c$ в FeSe.....	111
5.4.3. Температурні залежності параметра $\Delta^*(T)$ в полікристалах FeSe.....	113
5.4.4. Специфічні особливості поведінки залежностей $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ в полікристалах FeSe _{0,94}	116
5.4.5. Спостереження залежності $\Delta^*(T)$ в полікристалах FeSe _{0,94} , що характерна для ПЩ стану в ВТНП.....	118
5.4.6. Визначення густини локальних пар в полікристалах FeSe _{0,94} в області НП флуктуацій поблизу T_c	121
Висновки до розділу 5.....	123
ВИСНОВКИ.....	124
ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ.....	125
ДОДАТОК А.....	148
ДОДАТОК Б.....	150

СПИСОК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

CDW – хвилі зарядової густини;

Ch – халькоген;

d – розмір елементарної комірки уздовж осі c ;

d_{01} – відстань між провідними площинами CuO_2 в YBCO або атомами Se в провідних шарах Se-Fe-Se в FeSe;

D^* – відношення БКШ;

DOS – густина електронних станів;

l – довжина вільного пробігу;

NAFL – Nearly Antiferromagnetic Fermi Liquid (model);

$M(T)$ – температурна залежність намагніченості;

n_f – густина носіїв заряду;

P – гідростатичний тиск;

Pn – пніктоген;

SDW – хвилі спінової густини;

T_c – критична температура;

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

T_G – температура Гінзбурга;

T_{pair} – температура трансформації БЕК-БКШ для ЛП;

T_s – температура структурного переходу;

T_{s1} – температура слабо вираженого структурного переходу;

T_0 – температура 3D - 2D кросовера;

T_{01} – температура області надпровідних флуктуацій;

T^* – температура відкриття псевдощілини;

wt% – ваговий процент;

Δ^* – псевдощілина;

Δ_0 – параметр порядку зразка в НП стані при $T = 0$ К;

ε – приведена температура;

ξ_{ab} – довжина когерентності в площині ab ;

ξ_c – довжина когерентності вздовж осі c ;

ρ – питомий опір;
 $\sigma'(T)$ – надлишкова провідність;
АФМ – антиферомагнетизм;
АЛ – теорія Асламазова–Ларкіна;
БКШ – теорія Бардіна - Купера - Шриффера;
БЕК – Бозе-Ейнштейнівська конденсація;
ВТНП – високотемпературні надпровідники;
ДГ – двійникові границі;
ЕФВ – електрон-фононна взаємодія;
ЗВНП – залізовмісні надпровідники;
КВТ – камера високого тиску;
КП – куперівські пари;
ЛП – локальні пари;
МТ – теорія Макі-Томпсона;
НП – надпровідний / надпровідність;
ОД – оптимально допований;
ПБ – теорія Пітерса–Бауера;
ПФ – поверхня Фермі;
ПЩ – псевдощілина;
СД – слабо допований;
СЗБ – сильно зв'язані бозони;
ФКП – флуктуаційні куперівські пари;
ФЛП – флуктуаційна провідність;
ФМ – феромагнетизм;
ФР – теорія Ференбахера-Райса;
ХЛ – теорія Хіками–Ларкіна.

ВСТУП

Актуальність теми. Однією з проблем сучасної фізики твердого тіла, що найбільш інтригує, 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 $T_c > 100$ К. Серед надпровідників з високою T_c можна виділити відкриті в 1986-87 роках металлооксиди типу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 $T^* \gg T_c$, дозволить з'ясувати внутрішні механізми ВТНП, а також роль взаємодії надпровідності й магнетизму в формуванні спарених ферміонів при таких високих температурах. Однак фізична природа псевдощільнини також до кінця не з'ясована.

З метою вивчення цього питання, в рамках моделі локальних пар була отримана інформація про температурні залежності надлишкової провідності монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, а також залізовмісних надпровідників $\text{FeSe}_{0,94}$, і проведено аналіз їх псевдощільнинних параметрів. За визначенням псевдощілина (ПЩ) – це особливий стан речовини, що характеризується зниженою (але не до нуля) густиною електронних станів на рівні Фермі. Слід зробити застереження про принципову відмінність псевдощільнинного стану від надпровідного, в якому відкривається надпровідна щільнина, і густина електронних станів на рівні Фермі дорівнює нулю.

Вважаємо, що псевдощілина в купратах (і, можливо, в залізовмісних надпровідниках) обумовлена надпровідними флуктуаціями, що призводять до формування спарених ферміонів, так званих локальних пар, при $T^* \geq T \geq T_c$ 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 $\xi_{ab}(0) \sim \xi_{ab}(T^*)$ виключно мала. Відповідно сила зв'язку в такій парі, $\epsilon_B \sim 1/(\xi_{ab})^2$, 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, і 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 та задачі дослідження. Метою дисертаційної роботи є отримання нової інформації про основні електронні процеси і взаємодії, які формують нормальну і надпровідну фазу в високотемпературних надпровідниках

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом відпалу, під впливом гідростатичного тиску до 1,7 ГПа в системах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим вмістом Pr, а також під впливом домішок в залізовмісному надпровідникові FeSe.

Для досягнення поставленої мети ставилися і вирішувалися такі основні **завдання дослідження**:

– у моделі локальних пар дослідити вплив відпалу в атмосфері кисню, а потім і при кімнатних температурах на надлишкову провідність і псевдощілину бездвійникового монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії;

– дослідити вплив гідростатичного тиску до 1,7 ГПа на температурні залежності надлишкової провідності і ПЩ монокристала $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з дефектами у вигляді двійників;

– визначити в полікрystalах FeSe, виготовлених різними методами, область існування надпровідних флуктуацій і дослідити їх відповідний можливий псевдощілинний стан.

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 чотириконтактним методом на повністю комп'ютеризованій установці. Вимірювання в умовах застосування гідростатичного тиску здійснювалися в установці типу поршень-циліндр. Тиск всередині камери високого тиску вимірювався манганіновим манометром. Для вивчення електронних процесів і взаємодій, які формують нормальну і надпровідну фазу в високотемпературних надпровідниках, був використаний метод аналізу

надлишкової провідності і псевдощілини. 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. **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.

Наукове та практичне значення отриманих результатів. Основні результати дисертаційної роботи отримані вперше і можуть бути використані для

з'ясування механізмів надпровідного спарювання в мідно-оксидних і залізовмісних високотемпературних надпровідниках. Це важливо для пошуку нових надпровідників з ще більш високими T_c . Основне своє застосування високотемпературні надпровідники знаходять в створенні струмопідводів надпровідних магнітів, роз'єднувачів - запобіжників в потужнострумових лініях зв'язку, принципово нового обладнання залізничного транспорту, в магнітометричних пристроях і високочастотних пристроях: резонаторах, прийомних котушках для медичних томографів, СКВІДах, надшвидкісних лініях зв'язку.

Особистий внесок здобувача. Наукові статті, які мають імпаکت-фактор і входять до міжнародних баз (Scopus і Web of Science): [1-4], в яких представлені основні результати дисертаційної роботи, були виконані здобувачем у співавторстві. Особистий внесок здобувача полягає в підготовці зразків до вимірювань; проведенні експерименту; обробці експериментальних даних з використанням існуючих теоретичних моделей; підготовці матеріалів доповідей на конференціях і семінарах; в написанні та підготовці до друку наукових статей. Таким чином, особистий внесок дисертанта є **визначальним**.

Апробація результатів дисертації. Основні результати дисертації доповідались та обговорювались на міжнародних та вітчизняних 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 Colloquium 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 конференцій [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.

РОЗДІЛ 1. ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ ДОСЛІДЖУВАНИХ НАДПРОВІДНИКІВ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ)

1.1. Класичні купратні високотемпературні надпровідники $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Дослідники в галузі фізики твердого тіла безупинно ведуть пошук матеріалів, які б могли мати високотемпературну надпровідність одночасно при кімнатних температурах та нормальних умовах. На даний момент успіх досягається виключно в умовах високого тиску і в досить екзотичних речовинах [13]. А все почалося більше тридцяти років тому з моменту відкриття Алексом Мюллером і Георгом Беднорцем мідно-оксидної кераміки на основі лантану і барію, $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}$, з $T_c = 35$ К, що було приблизно на 10 К вище, ніж в будь-яких інших відомих тоді надпровідниках [14]. Це відкриття дало поштовх до виявлення інших сімейств купратів з критичними температурами понад 100 К [15-18]. Однак, незважаючи на винятково велику кількість робіт, присвячених дослідженню ВТНП, досі немає ясності в питаннях:

- про механізм НП спарювання, що дозволяє отримувати куперівські пари при температурі НП переходу багато вище 100 К;
- про фізичну природу такого незвичайного явища, як псевдощільна в ВТНП;
- про співіснування надпровідності й магнетизму в ВТНП;
- в розумінні основного критерію для пошуку нових надпровідників з ще більшими T_c , бажано при кімнатній температурі [19-27].

На даний час з оксидних надпровідників максимальну температуру НП резистивного переходу $T_c = 134$ К, яка зростає до 156 К під тиском, демонструють ртутні купрати $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$ [16,18]. Також за допомогою високого тиску в 2015 р. змогли досягти рекордних $T_c = 203$ К в сірководні H_2S під тиском 150 ГПа [28], а в 2018 р. – 260 К в супергідриді лантану LaH_{10} під тиском до 170 ГПа [13, 29]. Однак природа НП спарювання в цих сполуках ще менш зрозуміла.

Якби куперівські пари в ВТНП виникали за рахунок класичної ЕФВ [30], константа зв'язку λ повинна була б бути близько 3 [31,32], проте в YBCO вона \sim

$\sim 0,36$, як в звичайному свинці [30,33]. Очевидно, що в ВТНП окрім ЕФВ повинен діяти ще якийсь механізм взаємодії, найбільш ймовірно, магнітного типу [20-23, 34 та посилання в них]. Дійсно, в основному стані всі купрати – мотівські діелектрики з дальнім АФМ порядком [20-23,35-37]. Носії заряду, що виникають при допуванні киснем [38,39], ефективно руйнують дальній АФМ порядок, але, як показали нейтронні дослідження, короткодіючі магнітні кореляції зберігаються до вельми високих рівнів допування, котрим в YBCO відповідає $T_c \sim 80$ К [33,36]. Природа магнітної взаємодії в ВТНП також до кінця незрозуміла [20-23,34,36,37].

У результаті, для пояснення механізму НП спарювання в ВТНП пропонується враховувати кілька видів упорядкування, таких як CDW [20-23], SDW [20,21,36], а також електронно-нематичне впорядкування [40]. Це ті стани, які можуть виникати при низьких температурах в квазідвоірних матеріалах, в яких спостерігаються сильні електронні кореляції. Хвилі зарядової густини є просторовими періодичними модуляціями електронного заряду без дальнього порядку [20-23]. Хвилі спінової густини є аналогічним явищем, але в даному випадку модулюється спінова густина електронів [20,21,36]. У нематичній фазі електрони організуються в просторову структуру, що частково нагадує електронний кристал, але при цьому залишається провідною [40]. В той же час, інтервали температур і густин носіїв заряду, де передбачається наявність перерахованих механізмів, що повідомляються в різних роботах, – різні. Як наслідок, і фазові діаграми купратів, що пропонуються в різних роботах, також дуже різняться.

1.1.1. Кристалічна структура й механізми провідності $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Купрати мають квазідвоірну структуру і є системами з сильно корельованими електронами. Як видно з Рис. 1.1., елементарне комірка YBCO складається з семи площин [38,39]: це ітрієвий Y-шар в центрі, дві площини CuO_2 , дві площини BaO з атомом Ba, що розташовуються в центрі площини, і дві ланцюжкові площини CuO по краях структури. Основу електронної конфігурації купратів складають провідні площини CuO_2 , які і визначають квазідвоірність

електронних властивостей ВТНП. Роль ланцюжків зводиться до забезпечення площин CuO_2 носіями заряду [39,41], а Y-шар по суті забезпечує анізотропний рух носіїв заряду в такій системі [38]. Площини CuO_2 дзеркально симетричні відносно площин BaO , однак, через їх незначний поздовжній вигин і наявність ланцюжкових площин, парна інваріантність в CuO_2 площинах дещо порушена (див. Рис.1.1.).

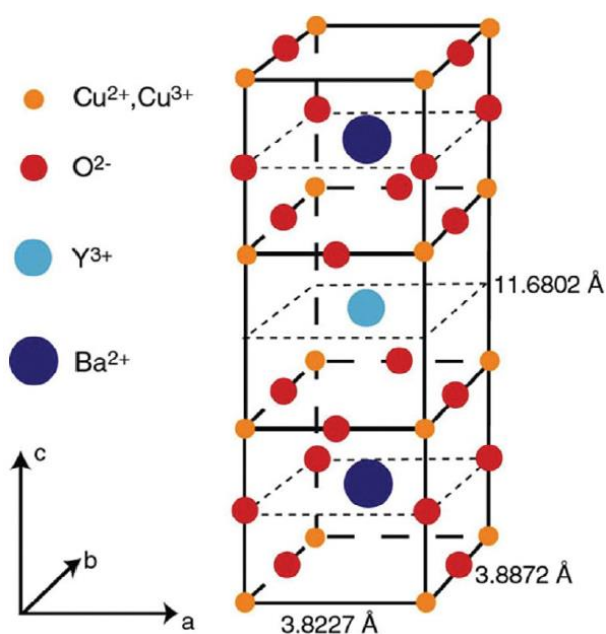


Рис. 1.1. Кристалічна структура $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO). Площини CuO_2 є надпровідними і розділені непровідними шарами. Структура нагадує набір надпровідних тунельних переходів вздовж кристалографічної осі c .

В основному стані (кисневий індекс $(7-\delta) < 6,4$) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ є мотивським діелектриком з дальнім АФМ порядком, де спіни електронів $S = 1/2$ локалізовані на іонах міді Cu^{2+} [42]. Допування $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ відбувається шляхом інтеркаляції кисню [39]. Процес допування починається з заповнення киснем вакантних місць в ланцюжках базового шару CuO_x . Ця стадія допування ($(7-\delta) < 6,2$) не впливає на активну площину CuO_2 . Проникаючи всередину, кисень притягує два електрони від сусідніх іонів Cu^+ , і утворюється O^{2-} . Мідь в ланцюжках має змінну валентність в залежності від числа найближчих кисневих сусідів. У міру допування в CuO_x виникає ситуація, коли кисень не знаходить позиції з двома

сусідніми іонами Cu^+ . У цьому випадку необхідний електрон береться з сусідньої активної площини CuO_2 , що зрештою призводить до діркової провідності в YBCO. Таким чином, хімічне допування супроводжується перетіканням заряду між CuO_2 і ланцюжками CuO_x , що відіграють роль резервуара захоплених електронів. Слід підкреслити, що можливість перерозподілу заряду між розділеними в просторі квазінезалежними структурами елементарної комірки є однією з основних концепцій фізики ВТНП [39]. Це, в свою чергу, обумовлює різноманітність електронних властивостей і безліч станів на фазовій діаграмі.

1.1.2. Фазова діаграма купратів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Всі властивості ВТНП купратів визначаються густиною носіїв заряду n_f , яка може змінюватися в широких межах при допуванні [20-23,33,34,36,37]. Як уже згадувалося, в разі вихідного $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (при нульовому допуванні) електрони локалізуються на атомах міді, утворюючи АФМ мотивський діелектрик. У цій ситуації була б потрібна значна кількість енергії для переміщення даних електронів в сусідню елементарну комірку. Вже при появі невеликого числа дірок ($p_{\min} \leq 0,05$) дальній АФМ порядок в YBCO швидко зникає, як це видно з фазової діаграми на Рис.1.2. Це відбувається тому, що дірки, які в основному проникають в кисневі $2p$ -орбіталі, ефективно руйнують обмінну взаємодію між спінами міді [42,43]. Як уже згадувалося, незважаючи на втрату дальнього АФМ порядку, сильні спінові кореляції в ВТНП зберігаються до вельми високих рівнів допування, що впливає зокрема, з експериментів з нейтронного розсіювання [33,36,44].

При досягненні концентрацією дірок значення $p_{\min} \sim 0,05$ ($(7-\delta) \geq 6,4$) відбувається перехід діелектрик-метал і YBCO набуває металеву провідність, одночасно стаючи надпровідником. У той же час поперечна провідність вздовж осі c $\sigma_{\perp}(T)$ демонструє активаційну залежність. При збільшенні вмісту кисню n_f швидко збільшується, при цьому одночасно зростає критична температура. T_c стає максимальною при оптимальному допуванні p_{opt} (орто-I фаза, $(7-\delta) = 7$, $T_c \sim 92$ К

[45]). Планарна провідність зростає, а поперечна провідність демонструє тенденцію до металізації [46,47].

У разі подальшого підвищення концентрації носіїв заряду YBCO стає передопованим [21], а T_c знижується до моменту повного зникнення надпровідності при іншому певному значенні рівня допування p_{max} . Для переходу YBCO в overdoped-режим необхідно застосовувати допування Ca [21]. При такому сценарії фактично всі ланцюжки CuO_x шару є заповненими, і система переходить у 3D-стан. При цьому $\sigma_{\perp}(T)$ має вже добре виражений металевий хід [47]. В overdoped-режимі система все більше металізується, і виникає необхідність врахування електрон-електронної взаємодії [42,48].

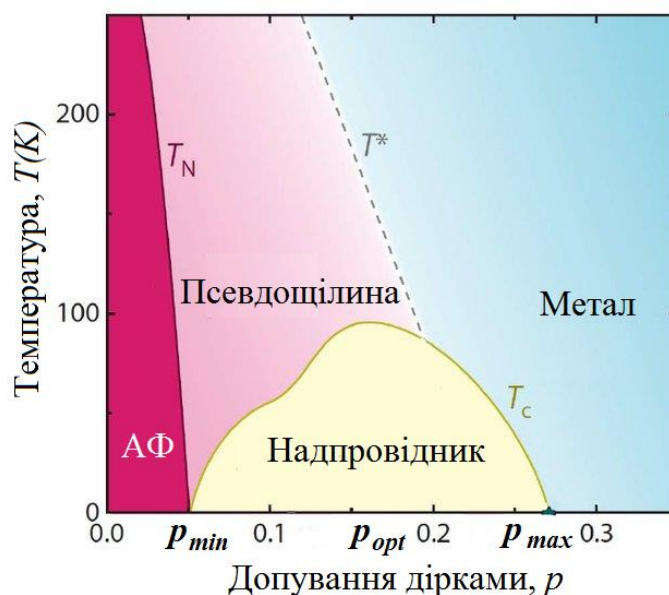


Рис. 1.2. Фазова діаграма купратного ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

В області концентрації носіїв заряду аж до оптимального допування p_{opt} в нормальному стані властивості YBCO при підвищенні температури подібні до металу з лінійним питомим опором $\rho(T) \sim T$ [42,43]. Однак в купратах $\rho(T)$ безперервно збільшується з температурою без насичення в певній точці, як це відбувається в разі класичного металу, коли довжина вільного пробігу електрона складає близько довжини хвилі де Бройля. Ця так звана фаза дивного металу або не-Фермі-рідини, яка не має чітко визначених (довгоіснуючих) квазічастинок. Підтвердженням даного факту є вимірювання холівського опору, в яких

спостерігається температурна залежність, відмінна від очікуваної для певного розподілу квазічастинок [49]. В overdoped-режимі по всій зоні Бріллюена утворюється замкнута поверхня Фермі, і електрони демонструють Фермі-рідинну поведінку при низьких температурах, для якої характерна температурна залежність опору $\rho(T) \sim T^2$. Однак кросовер між режимами дивного металу і Фермі-рідини досить слабкий, і тому досі незрозуміло, наскільки сильно ці два стани дійсно відрізняються [49].

Приділимо особливу увагу області фазової діаграми, яка розташовується між двома граничними концентраціями p_{\min} і p_{opt} та відповідає слабо допованому режиму. Вище лінії $T^*(p)$ матеріал знаходиться в нормальному стані. Відповідно до теоретичної моделі NAFL [50], ця область характеризується стабільністю ПФ і, як наслідок, стабільною інтенсивністю розсіювання нормальних носіїв, що призводить до лінійної залежності $\rho(T)$ при високих T , що є прямою ознакою нормального стану системи. Нижче лінії $T^*(p)$ розташована область псевдощілинного стану, де T^* , відповідно, – температура відкриття псевдощілини (ПЩ), що докладно розглядається в наступному підрозділі.

Достовірне походження ПЩ та її вплив на надпровідність досі залишаються об'єктом великих дискусій. Слід підкреслити, що ПЩ спостерігається тільки в області $p < p_{\text{opt}}$, де зберігаються магнітні кореляції. Передбачається, що механізм взаємодії, що відповідає за формування локальних пар, швидше за все магнітного типу [20,36,51,52]. Це й визначає особливий інтерес до дослідження взаємодії надпровідних флуктуацій і магнетизму в ВТНП.

1.1.3. Надлишкова провідність і псевдощілина в ВТНП

1.1.3.1. Псевдощілина і модель локальних пар в ВТНП

Висока критична температура ВТНП матеріалів є далеко не єдиною властивістю, яка відрізняє їх від класичних низькотемпературних надпровідників. Інша, не менш фундаментальна, властивість купратів – це реалізація в них ПЩ стану. Експериментальні дані [53-56] переконливо говорять про те, що при

зменшенні концентрації носіїв заряду щодо її значення в оптимально допованих зразках в деякому температурному інтервалі вище T_c в ВТНП системах реалізується абсолютно незвичайний стан, в якому поєднуються властивість нормальної і надпровідних фаз. Деякі автори називають цей стан «псевдощілинною фазою». Однак, як зазначає, наприклад, Абрикосов [57], цей стан реально не можна розглядати як якийсь новий фазовий стан речовини, оскільки ПЩ не відділена від нормального стану фазовим переходом. У той же час можна говорити про те, що в ВТНП має місце кросовер при $T = T^*$ [58]. Нижче $T^* > T_c$ в силу досі невстановлених причин починає зменшуватися густина квазічастинкових станів на рівні Фермі [59-61]. Власне з цієї причини це явище й отримало назву «псевдощілина». Передбачається також, що нижче псевдощілинної температури T^* починається і перебудова ПФ [20,21,62]. Однак, незважаючи на величезну кількість робіт, присвячених дослідженню ПЩ, як і раніше немає консенсусу в питанні про фізичну природу ПЩ (див. [19-28,35,36, 63-65] і посилання в них).

Дисертація засновується на ідеї, що ПЩ стан обумовлюється саме надпровідними флуктуаціями, які призводять до формування спарених ферміонів у вигляді локальних пар (ЛП) при $T \leq T^*$, і таким чином, є передвісником переходу ВТНП в надпровідний стан [19,26,27,35,53,64-70]. Відповідно до теорії [53,64-68] в області високих температур $T \leq T^*$ локальні пари існують у вигляді сильно зв'язаних бозонів (СЗБ), що підпорядковуються теорії БЕК. Розмір СЗБ визначає довжина когерентності в площині ab : $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)(T/T_c - 1)^{-1/2}$, розмір якої $\xi_{ab}(0) = \xi_{ab}(T^*)$ поблизу T^* виключно малий. Так для плівок YBCO з допуванням близьким до оптимального $\xi_{ab}(0) \sim 10 \text{ \AA}$ [71]. Звідси випливає, що сила зв'язку в такій парі $\epsilon_B \sim (\xi_{ab}^2)^{-1}$ [64,66,67], навпаки дуже велика. Такий сильний зв'язок, причиною якого може бути, як зазначено вище, магнітна взаємодія, і який не руйнується тепловими флуктуаціями, як раз і забезпечує можливість формування СЗБ при таких високих температурах. В результаті СЗБ є сильно зв'язаними, але локальними, тобто такими, що не взаємодіють між собою, утвореннями, оскільки розмір такої пари набагато менше відстані між ними [27].

Слід зазначити, що, відповідно до теорії БЕК, СЗБ можуть формуватися тільки в системах зі зниженою густиною n_f , котрими якраз і є купрати при допуванні менше оптимального. Суттєво, що ПЩ спостерігається для ВТНП саме з таким рівнем допування (Рис.1.2.).

Важливо, що ЛП, що виникають при високій температурі T^* , можуть сконденсуватися лише при $T_c \ll T^*$ [53,64-68]. Це відбувається в результаті сильних гаусівських флуктуацій параметра порядку в двовимірних (2D) системах, якими якраз і є ВТНП в широкому інтервалі температур. Такі флуктуації перешкоджають виникненню будь-фазової когерентності в 2D стані. В результаті критична температура надпровідного переходу в ідеальному 2D металі виявляється рівною нулю (теорема Мерміна-Вагнера-Хоенберга), і кінцеве значення можна отримати тільки з урахуванням тривимірних факторів [53,64-65]. З цієї причини ВТНП завжди переходить в тривимірний стан при наближенні T до T_c [27,35]. При цьому флуктуаційна провідність (ФЛП) завжди описується стандартним рівнянням класичної флуктуаційної теорії Асламазова-Ларкіна [48] для 3D-систем. Однак СЗБ, що не взаємодіють, не можуть сконденсуватися за визначенням. З цієї причини теорія припускає, що при зменшенні температури і одночасному збільшенні $\xi_{ab}(T)$ СЗБ мають трансформуватися у флуктуаційні куперівські пари (ФКП), що взаємодіють між собою та підпорядковуються теорії БКШ [30], тобто теорія передбачає перехід БЕК-БКШ [64-68]. Температура такого переходу T_{pair} чітко спостерігається в ряді експериментів [35,62,70]. Однак деталі такого переходу теж до кінця не з'ясовані.

1.1.3.2. Флуктуаційна провідність купратних ВТНП

При високих температурах $T > T^*$ залежність $\rho(T)$ в ВТНП лінійна. Як зазначено вище, відповідно до теоретичної моделі NAFL [50] лінійна залежність $\rho(T)$ відповідає нормальному стану системи. Нижче T^* $\rho(T)$, який вимірюється, відхиляється від лінійної залежності в бік менших значень, що призводить до виникнення надлишкової провідності:

$$\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma_N(T) = \frac{1}{\rho(T)} - \frac{1}{\rho_N(T)}, \text{ або}$$

$$\sigma'(T) = \frac{\rho_N(T) - \rho(T)}{\rho(T)\rho_N(T)}. \quad (1.1)$$

У формулах вище $\rho_N(T) = \rho_0 + aT$ – лінійний опір зразка в нормальному стані, який екстраполюється в область низьких температур, а ρ_0 – опір, котрий залежність $\rho_N(T)$ відсікає на осі Y . Відповідно T_c визначається екстраполяцією залежності $\rho(T)$ в області резистивного переходу до значення $\rho(T_c) = 0$ [35]. Аналіз надлишкової провідності $\sigma'(T)$, який проводиться в рамках моделі локальних пар ЛП, дозволяє визначити температурні залежності ФЛП і ПЩ [35].

Поблизу T_c , де довжина когерентності вздовж осі c $\xi_c(T) = \xi_c(0)(T/T_c^{mf} - 1)^{-1/2}$ більше відповідного розміру елементарної комірки $d = c = 11,67 \text{ \AA}$ (YBCO), ФКП взаємодіють по всьому об'єму надпровідника. За визначенням, це область 3D флуктуацій, де, до температури кросовера T_0 , експеримент добре екстраполюється флуктуаційним внеском Асламазова-Ларкіна (АЛ) для 3D систем [48]:

$$\sigma'_{AL3D} = C_{3D} \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{\frac{1}{2}}, \quad (1.2)$$

де ε – приведена температура, яка визначається рівнянням:

$$\varepsilon = \frac{T - T_c^{mf}}{T_c^{mf}} \quad (1.3)$$

Відповідно, $T_c^{mf} > T_c$ – критична температура в наближенні середнього поля, що відокремлює область ФЛП від області критичних флуктуацій надпровідного параметра порядку Δ безпосередньо поблизу T_c (де $\Delta < k_B T$), що не враховуються в теорії Гінзбурга-Ландау [30]. У всіх рівняннях C_{3D} – це чисельний коефіцієнт (C -фактор), за допомогою якого теорія зіставляється з експериментом. Чим краще структура зразків, тим більше C_{3D} прагне до 1 [35,72]. Вище T_0 реалізується ситуація, коли $d > \xi_c(T) > d_{01}$, де $d_{01} \sim 4 \text{ \AA}$ – відстань між внутрішніми провідними площинами CuO_2 в купратах [39,41], і $\xi_c(T)$ пов'язує джозефсонівською взаємодією тільки внутрішні площини. Відповідно, це область 2D флуктуацій, яка

описується рівнянням Макі-Томпсона (МТ) теорії Хікамі-Ларкіна (ХЛ) для двовимірних систем [73]:

$$\sigma'_{MT2D} = \frac{e^2}{8d\hbar} \frac{1}{1-\alpha/\delta} \ln \left((\delta/\alpha) \frac{1+\alpha+\sqrt{1+2\alpha}}{1+\delta+\sqrt{1+2\delta}} \right) \varepsilon^{-1} \quad (1.4)$$

де параметр спарювання α визначається рівнянням:

$$\alpha = 2 \left(\frac{\xi_c(0)}{d} \right)^2 \varepsilon^{-1}, \quad (1.5)$$

а параметр розпарювання δ має вигляд:

$$\delta = \beta \frac{16}{\pi\hbar} \left(\frac{\xi_c(0)}{d} \right)^2 k_B T \tau_\varphi, \quad (1.6)$$

де τ_φ – час фазової релаксації куперівських пар, що визначається за виразом $\tau_\varphi \beta T = \pi\hbar/8k_B\varepsilon = A/\varepsilon$, де $A = 2,998 \cdot 10^{-12}$ сК. Множник $\beta = 1,203(l/\xi_{ab})$, де l – довжина вільного пробігу і ξ_{ab} – довжина когерентності в площині ab , враховує наближення чистої межі [35].

Таким чином, T_0 – це температура МТ-АЛ і одночасно розмірного 2D-3D кросовера. Користуючись тим, що $\xi_c(T_0) = d$, визначаємо:

$$\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0} \quad (1.7)$$

Вище T_{01} , де $\xi_c(T) < d_{01}$, пари розташовуються всередині площин, які тепер не пов'язані кореляційною взаємодією. В результаті вище T_{01} флуктуаційні теорії вже не описують експеримент. За допомогою того факту, що при $T = T_{01}$ $\xi_c(T_{01}) = \xi_c(0)/\sqrt{\varepsilon_{01}} = d_{01}$, можна визначити d_{01} , так як $\xi_c(0)$ вже визначена по температурі розмірного кросовера T_0 . Таким чином, T_{01} – це саме та температура, до якої в ВТНП існують НП флуктуації, тобто, відповідно до теорії [26], зберігається жорсткість фази параметра порядку надпровідника, що підтверджується експериментами [69,70]. Це означає, що в інтервалі температур від T_c до T_{01} ФКП в значній мірі ведуть себе як надпровідні, але не когерентні пари (short-range phase correlations) [20,24,26,27].

1.1.3.3. Теоретичні аспекти опису псевдощільни в ВТНП

Модель локальних пар стверджує, що якби в ВТНП не було ніяких процесів, що призводять до відкриття ПЩ, то $\rho(T)$ зменшувався б лінійно аж до T_c . Це, в свою чергу, означає, що надлишкова провідність $\sigma'(T)$, що виникає в результаті таких процесів, має містити інформацію про величину і температурну залежність ПЩ. Для отримання такої інформації необхідно мати рівняння, яке описувало б $\sigma'(T)$ в інтервалі від T^* до T_c і містило б псевдощільнинний параметр $\Delta^*(T)$ в явному вигляді. Через відсутність строгої теорії відповідна формула для $\sigma'(T)$ була запропонована в [35,56]:

$$\sigma'(T) = \frac{e^2 A_4 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right) \left(\exp\left(-\frac{\Delta^*}{T}\right)\right)}{16\hbar \xi_c(0) \sqrt{2\varepsilon_{c0}^*} \sinh(2\varepsilon / \varepsilon_{c0}^*)} \quad (1.8)$$

де $(1-T/T^*)$ визначає число пар, що виникають при $T \leq T^*$, а $\exp(-\Delta^*/T)$ показує число пар, які руйнуються тепловими флуктуаціями при наближенні T до T_c [35, 56]. Розв'язуючи рівняння (1.8) щодо $\Delta^*(T)$, отримуємо наступне рівняння:

$$\Delta^*(T) = T \ln \frac{e^2 A_4 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right)}{\sigma'(T) 16\hbar \xi_c(0) \sqrt{2\varepsilon_{c0}^*} \sinh(2\varepsilon / \varepsilon_{c0}^*)} \cdot \quad (1.9)$$

Тут $\sigma'(T)$ – надлишкова провідність, яка вимірюється в експерименті; A_4 – числовий коефіцієнт, який має те ж значення, що і C -фактор в теорії НП флуктуацій. Для знаходження A_4 за рівнянням (1.8) розраховується залежність $\sigma'(T)$ в усьому інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} і поєднується з експериментом в області 3D-АЛ флуктуацій, де $\ln\sigma'$ – лінійна функція $\ln\varepsilon$ з нахилом $\lambda = -1/2$ [35]. У моделі локальних пар усі інші параметри, що входять в рівняння (1.8) і (1.9), разом з A_4 і теоретичним параметром ε_{c0}^* , також можуть бути визначені з експерименту, як буде показано нижче.

1.1.4. Вплив різних факторів на властивості ВТНП

1.1.4.1. Вплив відпалу на питомий опір і критичну температуру НП переходу

Зазвичай для вимірювань бажано використовувати набір зразків з різною концентрацією носіїв заряду [33,45]. При виготовленні ВТНП плівок, значення n_f кожної плівки визначається умовами виготовлення (зазвичай тиском кисню в камері) кожного конкретного зразка [33,74]. Також для зміни n_f в ВТНП широко використовується відпал зразків при різних температурах. Так, наприклад, в роботі [75] вміст кисню регулювався відпалом при температурах близько 400°C, що значно нижче температури росту кристалів (600-700°C). В [76] шляхом низькотемпературного відпалу тонких плівок YBCO при 180 °C спостерігалось зростання T_c на 5 K на початковій стадії відпалу, а потім спад до температури кипіння азоту, при цьому залежність T_c від питомого опору плівки ρ_{100} , виміряного при температурі 100 K, мала параболічний характер, схожий з даними для монокристалів [77].

Перевага монокристалів у тому, що в них n_f може помітно змінюватися в процесі відпалу зразків в атмосфері кисню [45]. З іншого боку, в разі сильної зміни n_f в зразках можуть виникати різні дефекти. Саме тому вельми бажано з'ясувати, як змінюються властивості одного й того ж зразка, перш за все флуктуаційної провідності і ПЩ, якщо якимось чином змінювати в ньому густину носіїв заряду в відносно невеликих межах, мінімізуючи формування дефектів.

1.1.4.2. Вплив тиску на температурну залежність питомого опору і значення температури НП переходу

Добре відомо, що ефективним методом дослідження ВТНП є гідростатичний тиск [див. Огляд [37] і посилання в ньому], який дозволяє перевіряти відповідність багатьох теоретичних моделей, а також встановлювати найбільш вагомні параметри ВТНП структур, що визначають їх фізичні характеристики в нормальному і НП станах. У купратах в більшості випадків залежність dT_c/dP

позитивна, тоді як похідна dT_c/dP негативна і відносно велика [25,34,78-83]. Однак дані, що наводяться в роботах, які присвячуються дослідженню впливу тиску на T_c сполук $YPrBCO$ (див., наприклад, огляд [84]), часто є суперечливими. Повідомляється про реєстрацію як позитивної, так і негативної баричної похідної dT_c/dP , а в окремих випадках і про зміну знака dT_c/dP [37,84]. Суттєво, що значна частина експериментальних даних була отримана на керамічних, плівкових і текстурованих зразках вельми різної технологічної передісторії [44,84-88]. У разі ж монокристалічних зразків певні складності може створювати виникнення в системі досить розупорядкованої структури двійникових границь (ДГ) [89,90]. ДГ є протяжними двовимірними дефектами, а також місцем стоку дефектів більш низької розмірності – це потужні центри розсіювання нормальних і флуктуаційних носіїв заряду [37,84]. Тим самим здійснюється помітний вплив на процеси переносу заряду в конкретному експериментальному зразку.

Із прикладанням тиску відбувається зменшення об'єму елементарної комірки, що сприяє упорядкуванню системи і має призводити до зменшення числа структурних дефектів і врешті-решт до зменшення ρ [37,81,91]. На жаль, механізми впливу тиску як на T_c , так і на ρ до кінця не з'ясовані з тієї причини, що природа транспортних властивостей ВТНП, строго кажучи, також до кінця незрозуміла. Основний внесок в провідність купратів вносять площини CuO_2 , між якими є відносно слабка міжплощинна взаємодія. Передбачається, що тиск призводить до збільшення густини носіїв заряду n_f в провідних площинах CuO_2 і, як наслідок, до зменшення ρ [37,81]. Збільшення n_f під тиском має приводити також і до збільшення T_c , тобто до позитивного значення dT_c/dP , що спостерігається в експерименті [78,80,83,39]. З іншого боку, наскільки нам відомо, число робіт, в яких досліджувався вплив тиску на флуктуаційну провідність і ПЩ в ВТНП купратах, досить незначне [37,78,92].

1.1.4.3. Залежність властивостей монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ від концентрації Pr

Можливість широкого варіювання складу сполук $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ шляхом заміни ітрію його ізоелектронними аналогами, або зміни ступеня кисневої нестехіометрії (див. огляд [37] і посилання в ньому) зробило такі ВТНП одними з найбільш цікавих матеріалів для вивчення псевдощілинного стану. Як відомо, заміна в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ітрію на інші рідкоземельні елементи не призводить до істотної зміни його резистивних характеристик [44]. Винятком є лише випадок заміни ітрію на празеодим (так звана аномалія празеодиму), що призводить до помітного збільшення ρ і зниження T_c [56,85-88]. Вважається, що в $YPrBCO$ це відбувається в результаті взаємодії дірок з електронами $4f$ -оболонки Pr. Зрештою з ростом змісту Pr і незалежно від вмісту кисню в $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($PrBCO$) носії заряду повністю локалізуються в енергетичній зоні, яка в літературі має назву енергетичної зони Ференбахера-Райса (ФР) [93]. Таким чином, $PrBCO$ є діелектриком, але ізоструктурним по відношенню до $YBCO$ [56,86,87]. Діелектричні комірки $PrBCO$, що виникають під час виготовлення зразків $YPrBCO$, формують множинні дефекти в надпровідній матриці $YBCO$, які будуть істотно впливати на транспортні властивості зразка. При цьому вміст кисню в зразку не змінюється [86-89]. Тому допування $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ празеодимом з одного боку призводить до поступового придушення надпровідності з ростом « x », а з іншого – дозволяє зберігати практично незмінними параметри ґратки і кисневий індекс ($7-\delta$) досліджуваного зразка [56,93,94]. Слід також звернути увагу на той факт, що атоми Pr^{+3} мають власний магнітний момент $m_{eff} \approx 3,58\mu_B$ [95] і $m_{eff} \approx 2\mu_B$ в сполучі $PrBCO$ [96]. Саме тому дослідження впливу домішки Pr на властивості монокристалів $YPrBaCuO$ вважається дуже перспективним для вивчення механізмів взаємовпливу надпровідності й магнетизму в ВТНП [34,97 і посилання в них], що важливо для остаточного з'ясування фізичної природи як ПЩ, так і високотемпературної надпровідності в цілому [21, 26,27,98-100].

Також слід зазначити, що в літературі практично відсутні експериментальні дані, отримані при дослідженні впливу згаданого в попередньому підпункті гідростатичного тиску в сполуках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з концентрацією празеодиму $x < 0,1$. Більш того, наскільки нам відомо, дослідження впливу тиску на флуктуаційну провідність і ПЩ в сполуках YBCO з Pr до теперішнього часу взагалі не проводилися.

1.2. FeSe – новітній високотемпературний надпровідник з найпростішою структурою

1.2.1. Основні властивості залізовмісних надпровідників

2008 р. ознаменувало відкриття надпровідності з критичними температурами до 56 К в залізовмісних надпровідниках $LnFeAsO_{1-x}F_x$ ($Ln = La - Gd$) [101-103], а вслід за ними і в безкисневих фероарсенідах і фероселенідах лужних і лужноземельних металів [104], викликавши тим самим величезний інтерес в науковому співтоваристві. За елементним складом в порядку збільшення числа компонентів всі отримані зараз надпровідники на основі заліза зазвичай групують за такими сімействами:

1) 1111-сімейство ізоструктурних фаз типу $REOF_e(As/P)$ і $AFeAsF$, де $AE = Sr, Ba, RE$ – рідкоземельні елемент [101,105];

2) 111-сімейство, до складу якого входять три представники – $LiFeP$, $LiFeAs$ і $NaFeAs$ [106,107];

3) 122-сімейство, до якого належать численні фази типу AFe_2As_2 , де $A = K, Rb, Cs, Ca, Sr, Ba, Eu$ [108] і $A_xFe_{2-y}Se_2$, де $A = K, Rb, Cs, Tl$ [109];

4) 11-сімейство. До нього відносяться фази типу $FeCh$, де $Ch = Se, Te, Se/S, Se/Te$ [110].

Крім цього в даний час відомо сімейство сполук типу $Sr_4M_2O_6Fe_2As_2$ (42622), де $M - d$ -елемент [111,112], розгляд яких виходить за рамки даної дисертації.

Слід зазначити найбільш важливі особливості залізовмісних надпровідників всіх сімейств, що дозволяють об'єднати їх в один клас. Однією з таких

властивостей є наявність загального структурного елементу – антифлюоритоподібного провідного шару $[\text{FeX}]$, де $X = \text{Pn}, \text{Ch}$ (Pn (пніктоген) = P, As або комбінація P/As ; Ch (халькоген) = $\text{Se}, \text{Se/S}, \text{Se/Te}$) (Рис. 1.3 а). Даний факт дозволяє провести аналогію з іншим класом високотемпературних надпровідників, вже розглянутим в попередньому підрозділі – купратами, для яких загальним структурним елементом є наявність провідних площин CuO_2 . У випадку FeAs -надпровідників, типова фазова діаграма $T-x$ (де x – вміст допанта) містить область співіснування магнетизму й надпровідності, як показано на Рис. 1.3 б для $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ [101-103]. Завжди чітко спостерігається структурний перехід від тетрагональної до орторомбічної фази при $T_s(x=0) = (130-150) \text{ K}$, який тісно пов'язаний з утворенням магнітної нестабільності SDW-типу при $T = T_{\text{SDW}}$ внаслідок АФМ впорядкування спінів Fe [113]. Для 1111-сімейства $T_{\text{SDW}} < T_s$ [113, 114], а для 122-сімейства, наприклад, для EuFe_2As_2 [115], $T_{\text{SDW}} \approx T_s$. Максимальне значення T_c знаходиться в околиці екстрапольованої точки, де SDW-впорядкування магнітного моменту Fe 3d пригнічується допуванням або тиском.

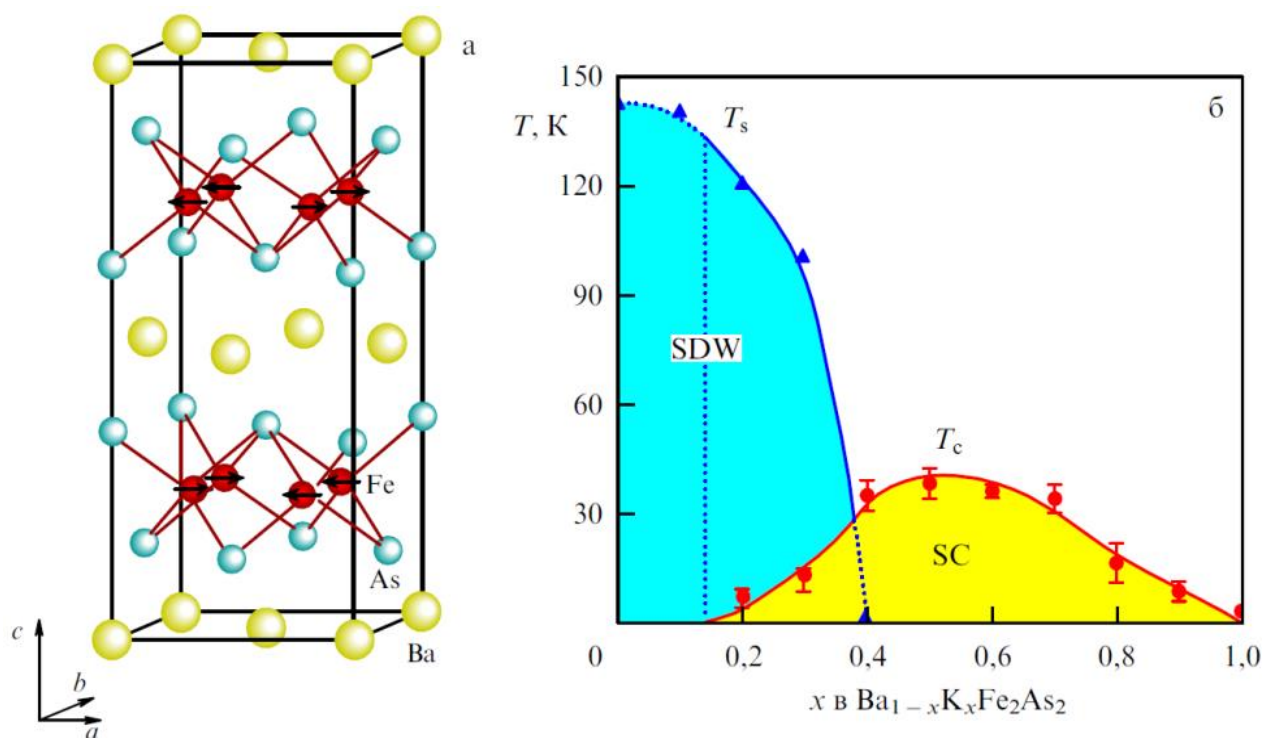


Рис. 1.3. (а) Кристалічна структура BaFe_2As_2 в орторомбічній ($Fm\bar{3}m$) комірці [116]. (б) Фазова діаграма системи $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ за даними роботи [117].

Вищезазначена область співіснування НП і АФМ виявляється досить незвичайної, оскільки традиційно вважається, що магнетизм і надпровідність схильні пригнічувати один одного. Орієнтуючись на мікроскопічну теорію, потрібно відзначити, що обмінна взаємодія має руйнувати куперівські пари за умови, коли зееманівська енергія електронів пари в обмінному полі перевищує енергію зв'язку, мірою якої є надпровідна щілина [30]. Крім цього, куперівське спарювання помітно пригнічується локалізованими магнітними моментами через так зване обмінне розсіювання на них електронів провідності. Таке розсіювання призводить до перевероту спіна електрона провідності та руйнування синглетного спінового стану куперівської пари [30].

З іншого боку, як показало чимало досліджень [117-120], шляхом взаємного підлаштування магнітної і надпровідної підсистем можливо домогтися появи вищезгаданої області співіснування магнетизму й надпровідності. Важливо, що в залізовмісних надпровідниках, як і в купратах, надпровідний стан виникає на фоні вже існуючого магнітного порядку [117,120]. Так, при зміні складу в результаті діркового або електронного допування магнітне впорядкування підґратки Fe пригнічується і виникає перехід в діамагнітний стан [116,117]. Також необхідно відзначити виключно складну зонну структуру залізовмісних надпровідників. Рівень Фермі в загальному випадку може перетинати до 5 зон, утворених *d*-орбіталями Fe (з незначним внеском *p*-орбіталей As), тобто надпровідність формується в багатозонній системі з декількома поверхнями Фермі різної (електронної та діркової) природи, на кожній з яких може утворюватися "своя" щілина [101-104].

В результаті механізм надпровідного спарювання як в пніктидах, так і халькогенідах заліза також залишається до кінця нез'ясованим і, мабуть, є ще менш зрозумілим, ніж в купратах [20-23,35-37]. Передбачалося, що вивчення FeSe зможе дати відповідь, в тому числі і на це питання.

1.2.2. Кристалічна структура і властивості FeSe

FeSe має найпростішу кристалічну структуру (Рис. 1.4) серед усіх шаруватих залізовмісних надпровідників і при нормальному тиску може існувати у вигляді кількох модифікацій. Це тетрагональна фаза α -FeSe зі структурою типу анти-PbO; гексагональна фаза β -Fe₇Se₈ зі структурою типу NiAs, що є ферімагнетиком з температурою Кюрі близько 125 К; моноклінна фаза Fe₃Se₄ і орторомбічна фаза FeSe₂ зі структурою марказиту [110,121]. З усіх перерахованих структур лише тетрагональна α -FeSe фаза забезпечує появу надпровідності в FeSe зі зниженням температури, причому, що цікаво, в дуже вузькому інтервалі концентрацій селену [122].

Елементарна комірка FeSe (Рис. 1.4) є тетраедром з іоном Fe в центрі і Se в його вершинах, якій відповідає просторова група $P4/nmm$ з параметрами $a = 3,77 \text{ \AA}$ (відстань Fe-Fe), $c = 5,52 \text{ \AA}$ (міжплощинна відстань) і висотою іонів Se над площинами Fe $z_{\text{Se}} = 0.2343$ ($\sim 1,45 \text{ \AA}$) [121-123].

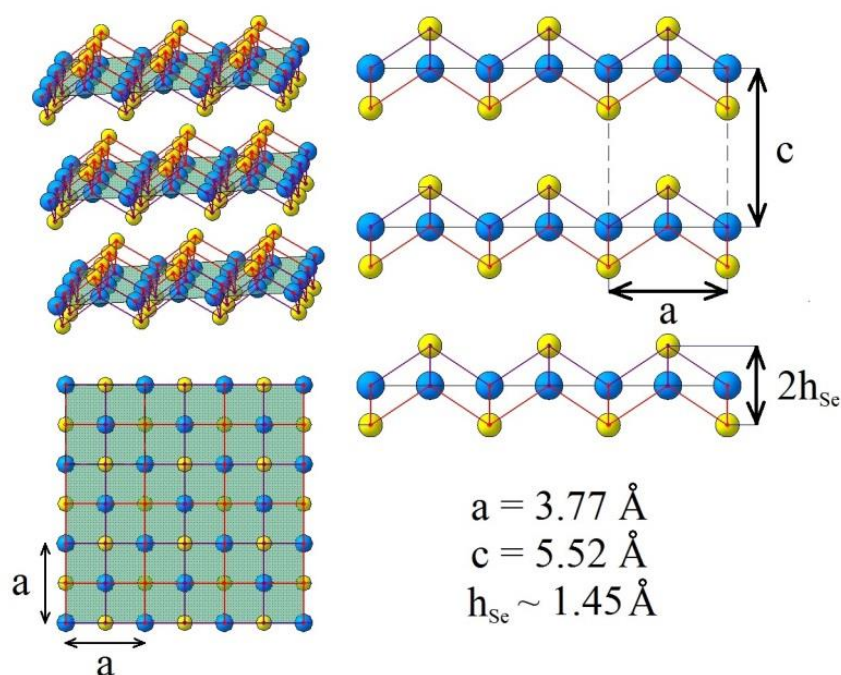


Рис. 1.4. Структура FeSe (зліва загальний вигляд), що відповідає надпровідній тетрагональній фазі, з зазначенням відповідних параметрів ґратки (праворуч).

Залежність поздовжнього питомого опору $\rho(T)$ в FeSe (Рис. 1.5) є незвичною з вираженим напівпровідниковим ходом в широкому інтервалі температур вище

~ 315 К [121,124]. Нижче ~300 К $\rho(T)$ демонструє металевий хід [121,124] і набуває форму характерну для слабо допованих купратів [45,125] і залізовмісних надпровідників (Fe-пніктидов) [113,126]. В кінцевому підсумку в міру зменшення температури FeSe стає надпровідником з температурою НП переходу $T_c \approx 10$ К при нормальному тиску [104, 121,124,127], причому в дуже вузькому інтервалі концентрацій Se [122], як зазначено вище. Було виявлено, що при прикладанні тиску до 9 ГПа T_c може зростати до 38 К [128, 129]. Часткова заміна атомів Se на S або Te також сприяє збільшенню T_c [123,127,130]. У деяких випадках комбінація тиску і інтеркаляції здатна забезпечити надпровідність при 48 К [131]. Також повідомляється, що в плівках FeSe товщиною всього в одну елементарну комірку критична температура може досягати величини порядку 109 К [132-134], вказуючи на можливість спостереження нової незвичайної надпровідності в таких сполуках [135].

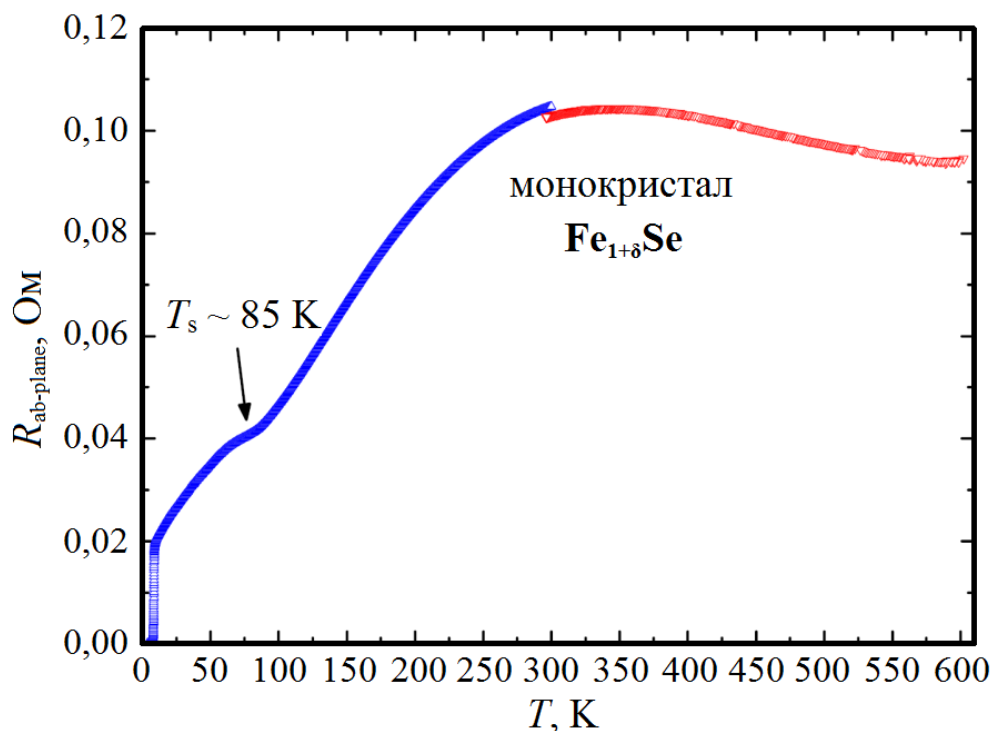


Рис. 1.5. Температурна залежність опору $Fe_{1+\delta}Se$ в широкому інтервалі температур до 600 К в нульовому магнітному полі [121]. Стрілкою позначена температура структурного переходу T_s від тетрагональної до орторомбічної фази.

1.2.3. Структурні переходи і провідники надпровідності в FeSe

У підсумку було показано, що спостережуваний в FeSe при $T \sim 300$ К максимум на $\rho(T)$ (Рис. 1.5) не пов'язаний ні з електрон-фононим розсіюванням або взаємодією спінових флуктуацій з носіями заряду [121,124], ні з їх термічною активацією [136]. Слід також зазначити, що нічого не повідомляється про будь-який структурний або магнітний перехід при 300 К [121,124]. Найімовірніше, в інтервалі 350-300 К електронна зонна структура FeSe перебудовується, що може призводити до збільшення густини носіїв заряду n_f і, як результат, до спостережуваного зменшення $\rho(T)$ при зменшенні T (див. [104,121] і посилання в них). Слабо виражений структурний перехід був виявлений при $T_{s1} \approx 250$ К [36,37], а добре відомий структурний перехід спостерігається при $T_s \approx 85$ К [127,122,139]. На відміну від Fe-пніктидів, даний перехід не супроводжується відповідним антиферомагнітним переходом (див. [104,140,141] і посилання в них). З цієї причини, в безлічі робіт таку властивість FeSe пов'язують з нематичністю, що наводиться зарядами (charge induced nematicity) [103,121,127,142-144]. Такий перехід пов'язаний зі спонтанним порушенням симетрії в напрямках x і y в площинах Fe, що знижує групову симетрію ґратки від тетрагональної до орторомбічної [104,127,142-144]. Даний факт відображає внутрішню електронну нестабільність FeSe і складну еволюцію електронної зонної структури при зниженні температури, коли відбувається зміна типу носіїв заряду від електронів до дірок і навпаки [104,121,137-144]. Це впливає з вимірів коефіцієнтів Хола і Зеебека, які кілька разів змінюють знак при зниженні температури від 300 К, підтверджуючи висновок про те, що FeSe є сполукою з двома типами носіїв заряду [127,145,146]. Можна припустити, що сполука FeSe знаходяться в режимі кросовера між межами БКШ і Бозе-Ейнштейнівської конденсації (БЕК) [27,141,144,147].

На відміну від купратів, детально розглянутих в підрозділі 1.1.2, дослідження НП флуктуацій в FeSe фактично відсутні, головним чином через складність визначення нормального стану. В результаті практично немає даних про існування в таких сполуках ФКП вище T_c і їх можливий вплив на зазначені вище

незвичайні властивості FeSe. Відповідно і дані про можливу реалізацію ПЩ стану в сполуках FeSe, про які повідомляється в ряді робіт, також вельми суперечливі [145,148-153]. Відзначимо, що на кривих $\rho(T)$ [121,147,150] аж до $T_s \sim 85$ К відсутні будь-які особливості (аномалії), що дозволяє говорити про те, що флуктуаційні куперівські пари можуть існувати в FeSe як мінімум до T_s [145,148-150]. Дійсно, в ряді робіт стверджується, що особливості ПЩ повинні починати проявлятися безпосередньо нижче температури структурного переходу T_s , де флуктуаційні ефекти пригнічують DOS на рівні Фермі [59,62] шляхом формування спарених електронів (ФКП) вище T_c [150,154], що за визначенням і є псевдощільною [19-24,35,36]. На користь цього свідчать експерименти з вивчення впливу магнітного поля на $\rho(T)$ в FeSe [147]. Було показано, що магнітне поле різко збільшує величину опору саме нижче T_s найбільш ймовірно за рахунок руйнування ФКП. Також є експерименти з вивчення магнетоопору в FeSe, де відповідні залежності при різних значеннях прикладеного постійного магнітного поля не підпорядковуються закону Келера нижче T_s , вказуючи на можливу перебудову поверхні Фермі [146,147,150,155]. У той же час експеримент показує, що закон Келера відновлюється нижче $T_{01} = (20 - 25)$ К [146], що вказує на стабілізацію поверхні Фермі поблизу T_c [4]. Як буде показано нижче, інтервал температур від T_c до T_{01} – це область НП флуктуацій, де надлишкова провідність описується флуктуаційними теоріями Асламазова-Ларкіна [48] і Макі-Томпсона [73]. Це, в свою чергу, означає, що в FeSe в інтервалі до ≈ 20 К мають існувати ФКП. Однак питання про те, яким чином ФКП можуть впливати на формування надпровідності в FeSe і чи реалізується в FeSe псевдощільний стан, як і раніше залишається дискусійним.

РОЗДІЛ 2. ОБ'ЄКТИ І МЕТОДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

2.1. Технологія виготовлення монокристалів ВТНП типу $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, (системи 1-2-3, $\text{RE} = \text{Y}, \text{Pr}$) і методика експерименту

2.1.1. Технологія вирощування оптимально допованих монокристалів $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\text{RE} = \text{Y}, \text{Pr}$)

Як відомо, тетрагональна фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ розпадається по перитектичній реакції при температурах $1020 \div 1040^\circ\text{C}$ з виділенням кисню та утворенням фази Y_2BaCuO_5 . Це унеможлиблює вирощування кристалів традиційними способами, такими як метод Вернейля або Чохральського [156]. Саме тому всі досліджені монокристали, як $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, так і $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ були виготовлені розчин-розплавним методом з використанням в якості розчинника надлишку сполук CuO і BaCuO_3 в молярному співвідношенні 1: 3. Переваги такого вибору обумовлені тим, що, по-перше, дослідження псевдобінарних розрізів $\text{CuO} - \text{BaCuO}_3$, $\text{CuO} - \text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і $\text{BaCuO}_3 - \text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ показало наявність подвійних евтектик, а сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, CuO і BaCuO_3 створюють потрійну евтектику при атомному співвідношенні елементів $\text{Y} : \text{Ba} : \text{Cu} = 0,7 : 25 : 75$ відповідно до літератури [157]. При використанні сполук, зміщених в область збагачену іттрієм, спочатку кристалізується фаза $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що дозволяє отримувати монокристали, розмір яких може становити $5 \times 5 \times 0,2$ мм [158]. По-друге, оскільки всі хімічні елементи розчин-розплаву входять до складу синтезованої сполуки, використання в якості флюсу сполук CuO і BaCuO_3 дозволяє запобігти забрудненню кристалів хімічними елементами, що входять до складу розчину-розплаву. Забруднення монокристалів також може відбутися при взаємодії з матеріалом тигля, в якому здійснюється синтез сполуки, що може призвести до пригнічення надпровідних властивостей монокристалів. Зазвичай при вирощуванні кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ використовують тиглі з тугоплавких оксидів типу Al_2O_3 , MgO і ZrO_2 або тиглі, виготовлені з золота або платини. Кращі надпровідні характеристики отримані для кристалів, вирощених в золотих тиглях [159]. Так як температура

кристалізації потрійної евтектики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} - \text{CuO} - \text{BaCuO}_3$ становить $T = 870^\circ\text{C}$, то температурний інтервал, в якому можна здійснити вирощування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в золотому тиглі, становить $870^\circ\text{C} \div 970^\circ\text{C}$. Для відокремлення самих монокристалів від застиглого розплаву використовується методика зростання з тонкого шару розплаву в присутності слабкого градієнта температури вздовж тигля [159].

Важливо відзначити, що при насиченні киснем в сполуках $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ відбувається тетра-орто структурний перехід, який, в свою чергу, в монокристалах призводить до утворення ДГ [39], які мінімізують пружну енергію. Приклад утворення таких границь показаний на Рис. 2.1.

2.1.2. Отримання бездвійникових оптимально допованих монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і оптимально допованих монокристалів $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Крім відсутності домішок, про високу якість монокристалів купратних ВТНП може свідчити також і відсутність в них таких протяжних дефектів як ДГ (Рис. 2.1. і 2.2.). З цієї причини вимоги високих електро-фізичних характеристик вдається дотримуватися тільки у випадку досить досконалих, бездвійникових монокристалічних зразках.

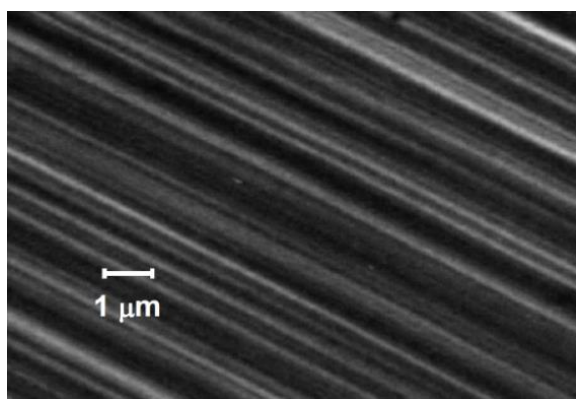


Рис. 2.1. Знімок ділянки монокристала з односпрямованими двійниковими границями.

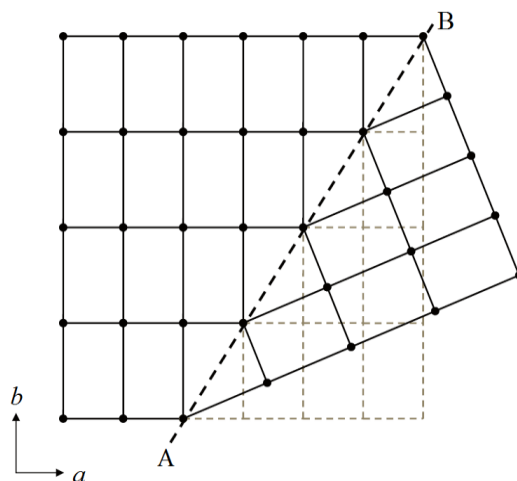


Рис. 2.2. Схематичне уявлення

Монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вирощували розчин-розплавним методом у золотому тиглі, як описується в попередньому підпункті. В якості первинних компонент використовувалися сполуки Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , взяті 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 відповідно до методики, запропонованої в [160]. З метою отримання однорідного контрольованого вмісту кисню зразки після роздвійниковування повторно відпалювали в атмосфері кисню протягом семи діб при температурі 420°C .

Для подальшої зміни вмісту кисню і досягнення відповідних значень n_f і T_c зразок відпалювали протягом двох діб в потоці кисню при температурі 620°C . Після відпалу кристал охолоджували до кімнатної температури протягом 2-3 хв, монтували в вимірювальній комірці і охолоджували до температури рідкого азоту протягом 10-15 хв (зразок А1).

Для дослідження впливу відпалу при кімнатній температурі зразок після першого виміру $\rho(T)$, назвімо його А1, витримували протягом 20 год при кімнатній температурі й отримували зразок А2 і потім проводили повторні вимірювання. Наступна серія вимірювань була проведена після додаткової витримки зразка А2 при кімнатній температурі протягом трьох діб – це зразок А3. Всі вимірювання приводили на відігріванні зразків.

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. Режимом росту і насичення кристалів киснем були такими ж, як і в роботах [90,161,162]. Отримані після росту і охолодження кристали YPrBaCuO мали тетрагональну структуру і дефіцит кисню $\delta > 0,2$. 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.

2.1.3. Методика експерименту

2.1.3.1. Нанесення електроконтактів для резистивних досліджень

З метою проведення резистивних вимірювань бездвійникові зразки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ у вигляді прямокутних паралелепіпедів з розмірами близько 1,7 x 1,2 x 0,2 мм відбирали з однієї дослідної партії. У разі монокристалів YPrBaCuO відбирали зразки прямокутної форми з розмірами 3 x 0,5 x 0,3 мм, де найменший розмір кристала відповідав осі c . Зазвичай геометрію зразка підбирали таким чином, щоб вектор транспортного струму був паралельний ab -площині. У ряді експериментів для отримання зразків з односпрямованими ДГ з кристала вирізався мостик шириною $\sim 0,2$ мм і відстанню між парами контактів 0,3 мм. При цьому геометрія експерименту обиралася таким чином, щоб вектор транспортного струму I вздовж містка був паралельний площинам двійник вання ($I \parallel \text{ДГ}$), [37,161,163]. Електричний опір всіх зразків вимірювався за стандартною чотириконтактною схемою (Рис. 2.3.).

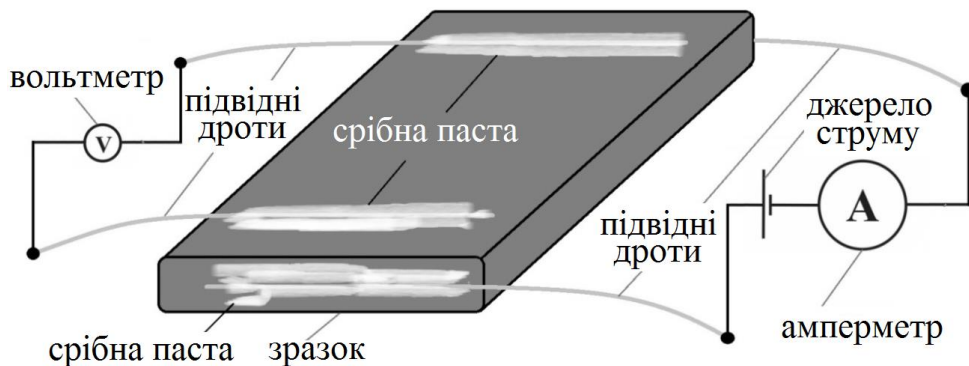


Рис. 2.3. Стандартна схема чотириконтактною методики вимірювання опору зразків.

Електричні струмові контакти кріпили шляхом нанесення срібної пасти на кінці кристала для досягнення однорідного розподілу струму в центральній частині зразка. Потенційні контакти у вигляді паралельних срібних провідників діаметром 0,05 мм також кріпилися до зразка за допомогою срібної пасти, як показано на Рис. 2.3, з подальшим тригодинним відпалом при температурі 200°C в атмосфері кисню. Таким чином, вдавалося проводити резистивні вимірювання

при транспортних струмах до 10 мА з перехідним опором контактів менше 1 Ом [1,2 і посилання в них].

2.1.3.2. Установа для вимірювання електроопору при низьких температурах

Схема установки для вимірювання температурної залежності електроопору представлена на Рис. 2.4. Установка складається з посудини Дьюара, мініатюрного азотного кріостату, вимірювального штока, вакуумного насоса 2НВР-5д, вакуумметра, вентиля тонкого регулювання і універсального комплексу для вимірювання електричних характеристик. Вимірювання опору здійснювалося в режимі дрейфу температури при постійному струмі в двох протилежних напрямках з метою вилучення впливу паразитного сигналу. Температуру вимірювали платиновим терморезистором з дрейфом температури близько 0,1 К/хв поблизу T_c і 5 К/хв при $T \gg T_c$. Напругу на зразку і зразковому опорі вимірювали нановольтметрами В2-38 (Рис. 2.5.). Дані з вольтметрів через інтерфейс автоматично передавалися на комп'ютер. Частина вимірювань проводилася на повністю автоматизованому вимірювальному комплексі.

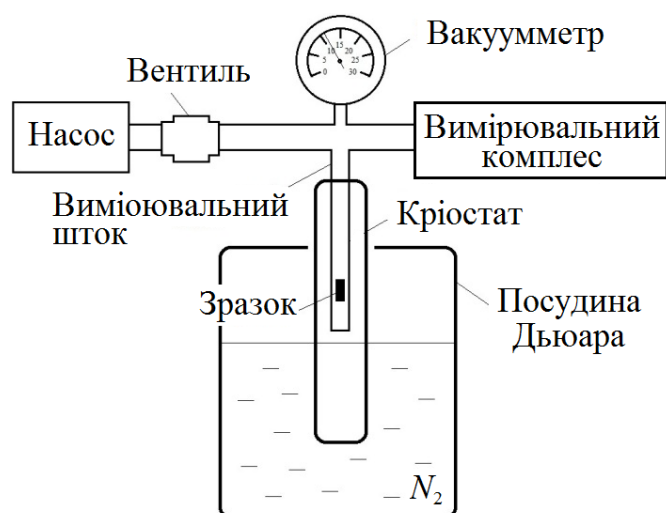


Рис. 2.4. Схема установки для вимірювання температурної залежності електроопору при низьких температурах.

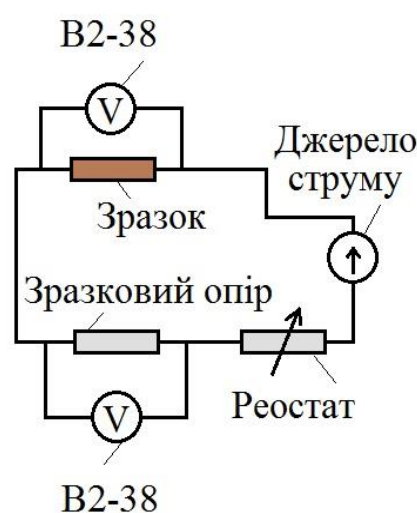


Рис. 2.5. Спрощена схема включення зразка в вимірювальне коло.

2.1.3.3. Техніка проведення вимірювань при високих гідростатичних тисках.

Для проведення досліджень використовувалася камера високого тиску до 1,7 ГПа. Конструкція описуваної нижче камери високого тиску (КВТ) або «бомби» була запропонована Ю.С. Іцкевичем і модифікована А.І. Поповичем [164,165]. Схематичне зображення камери представлено на Рис. 2.6. Її основні розміри: діаметр робочого каналу 8,4 мм, зовнішній діаметр 29,8 мм, загальна довжина 160 мм.

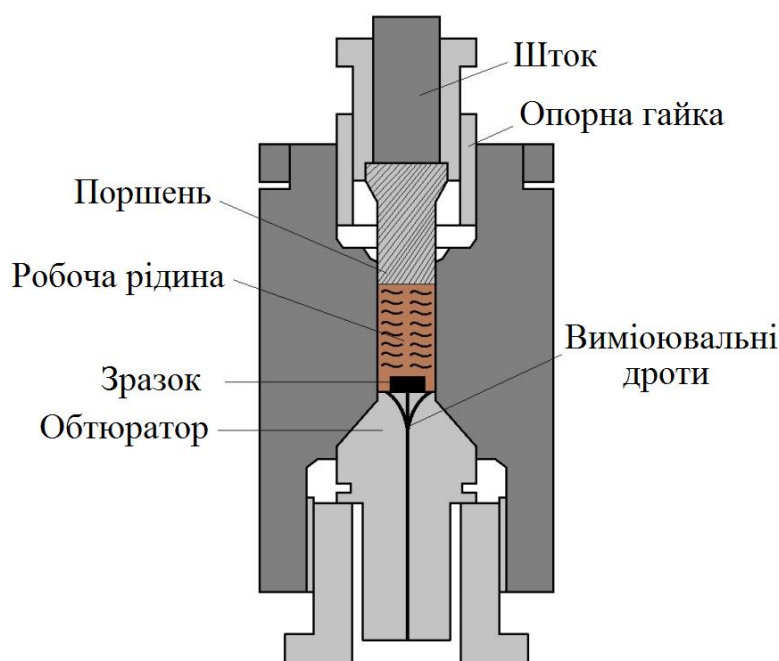


Рис. 2.6. Схема конструкції камери високого тиску.

Для створення тиску КВТ кріпиться в лещата, пригвинчується гайкою, і зусилля передається на поршень, виготовлений з берилієвої бронзи Бр Б-2, що пройшла термомеханічну обробку. Ущільнення поршня здійснюється набором кілець з берилієвої бронзи, відпаленої міді і свинцю. Тиск в камері фіксується гайкою. У разі потреби видалення поршня з камери використовується спеціальний знімач. Конструкційна особливість даної камери – поєднання обтюратора з затворною гайкою і електророз'ємом, що набагато полегшує і прискорює процес монтажу і отримання електроконтакту зі зразком і датчиком тиску. В обтюраторі розташований один конусоподібний електроввід

(конструкція Амага) з ізоляцією з аральдіта. З зовнішнього боку конус з'єднується з електророз'ємом РС-10, а з боку робочого каналу камери до нього підпаюють зразок і датчик вимірювання тиску.

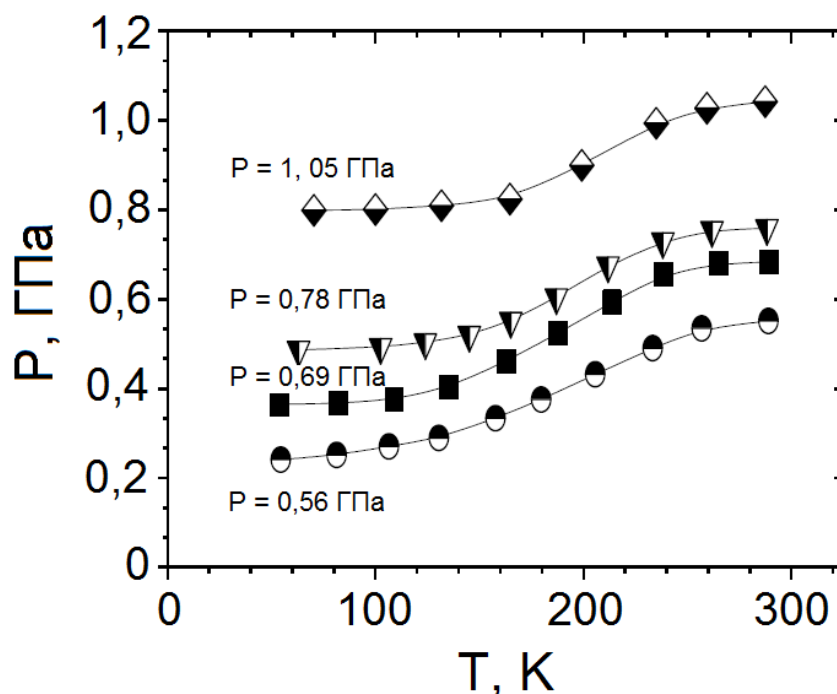


Рис. 2.7. Температурні залежності величин тиску в КВТ при різних початкових тисках, зазначених на рисунку.

При охолодженні тиск в камері спадав на величину $\sim 0,25$ ГПа. В якості середовища, що передає тиск використовувалася зневоднена суміш трансформаторної оливи з гасом 1:1. Використання даного розчину дозволяє отримати однорідний тиск. Для визначення величини тиску в КВТ був використаний попередньо відградуваний манганіновий манометр, який містився всередині камери. Температура вимірювалася мідь-константановою термопарою, вмонтованою в зовнішню поверхню камери на рівні положення зразка. Градування манганінового манометра було здійснено відповідно до методики, запропонованої в [164] при кімнатній температурі, а також і після заморожування тиску при температурах рідкого азоту і гелію. Залежність електроопору манганінового манометра від тиску була практично лінійна. Отриманий з цієї залежності коефіцієнт $k = \Delta R / (R \Delta p) = 2,2 \cdot 10^{-2} \text{ ГПа}^{-1}$, де

$R = 112,77$ Ом, дозволяв обчислювати величину тиску в камері при відповідних температурах. На Рис. 2.7 наводяться експериментально отримані залежності тиску в камері від температури. Видно, що при створенні початкового тиску 1,05 ГПа при кімнатній температурі падіння тиску при охолодженні до 100 К становило $\sim 0,25$ ГПа, після чого тиск залишався практично постійним.

Падіння тиску, при зниженні температури обумовлено різницею коефіцієнтів теплового розширення матеріалу КВТ і середовища, що передає тиск. Помилка у визначенні тиску в інтервалі температур $4,2 \div 300$ К не перевищувала $\sim 0,01$ ГПа. Порівняльний аналіз характеристик зразків, змонтованих уздовж і поперек каналу КВТ, 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. Технологія виготовлення полікристалів $\text{FeSe}_{0,94}$ і методика експерименту

2.2.1. Методика отримання полікристалів $\text{FeSe}_{0,94}$

З метою з'ясування впливу можливих домішок і спотворень кристалічної структури на властивості FeSe були досліджені три зразки $\text{FeSe}_{0,94}$, виготовані з використанням різної технології. Зразок S1, що містить 4wt% Ag, і зразок S3 без домішок срібла були отримані методом часткового плавлення (partial melting technique) [155]. Вихідні порошки Se, Fe і Ag зі ступенями чистоти 99,9%, 99,5% і 99,9% відповідно змішувалися і пресувалися в таблетки в боксі з рукавичками з атмосферою Ar. Таблетки поміщувалися в кварцову трубку, яку потім відкачали і запечатали. Термічна обробка проводилася у вакуумній печі при 700°C протягом 8 годин. Після подальшого здрібнювання й пресування таблетки запечатувалися в двічі вакуумованих кварцових трубках для здійснення процесу плавлення. Термічна обробка проводилася при 1050°C протягом 20 годин. Синтез завершувався додатковим відпалом при 400°C протягом 100 годин з подальшим охолодженням у печі. Зразок S2 з номінальним складом $\text{FeSe}_{0,94}$ отримували

методом твердотільної реакції (solid state reaction (SSR)) [155]. В цьому випадку синтез здійснювався при 700°C протягом 24 годин в один раз вакуумованій кварцовій трубці, а зразки відпалювали при 400°C протягом 36 годин з подальшим охолодженням печі.

Срібло широко використовується в якості допанта або малих добавок для поліпшення мікроструктури і надпровідних властивостей FeSe [166-168]. Як було встановлено в роботах [155,169], невелика кількість срібла, впровадженого в гранули FeSe_{0,94}, покращує як внутрішні, так і міжгранульні НП властивості. Це полягає в збільшенні T_c , верхнього критичного поля $H_{c2}(0)$, параметра Гінзбурга-Ландау κ , критичного струму та енергії пінінгу, а також у зменшенні ширини НП резистивного переходу ΔT_c [170].

2.2.2. Структурні дослідження полікристалів

Вимірювання рентгенівських спектрів (Рис. 2.8.) проводилися методом порошкового рентгеноструктурного (XRD) аналізу на дифрактометрі Bruker D8 Advance в діапазоні кутів 2θ від $5,3^{\circ}$ до 80° з постійним кроком $0,02\ 2\theta$ з використанням випромінювання Cu K α і детектора LynxEye. Дослідження складу проводилося на Diffracplus EVA з використанням бази даних ICDD-PDF2 [155]. Було виявлено, що обидва недоповані зразки S2 і S3 в основному складаються з НП тетрагональної фази. Однак в зразку S3, виготовленому методом часткового плавлення, були ідентифіковані включення непровідний гексагональної фази. У той же час в зразку S1, також виготовленому методом часткового плавлення, але допованому Ag, ніяких слідів гексагональної фази не спостерігалось. Лише невелика кількість Ag ідентифікувалася як домішки. Таким чином, за аналогією з добавками Sn в FeSe [171], Ag перешкоджає утворенню непровідної гексагональної фази і збільшує вміст НП тетрагональної фази в зразку.

При цьому визначені з XRD вимірювань параметри ґратки обох зразків S1 і S3 виявилися однаковими: S3: $a = 3,7650\ \text{Å}$, $c = 5,5180\ \text{Å}$, і S1: $a = 3,7671\ \text{Å}$, $c = 5,5193\ \text{Å}$. Це підтверджує зроблений раніше висновок про те, що Ag, швидше за все, не вбудовується в елементарну комірку [168]. Параметри зразка S2 також

майже не відрізнялися: $a = 3,77598 \text{ \AA}$, $c = 5,51800 \text{ \AA}$. Таким чином, виміряні нами параметри зразків $\text{FeSe}_{0,94}$ відповідають літературним даним.

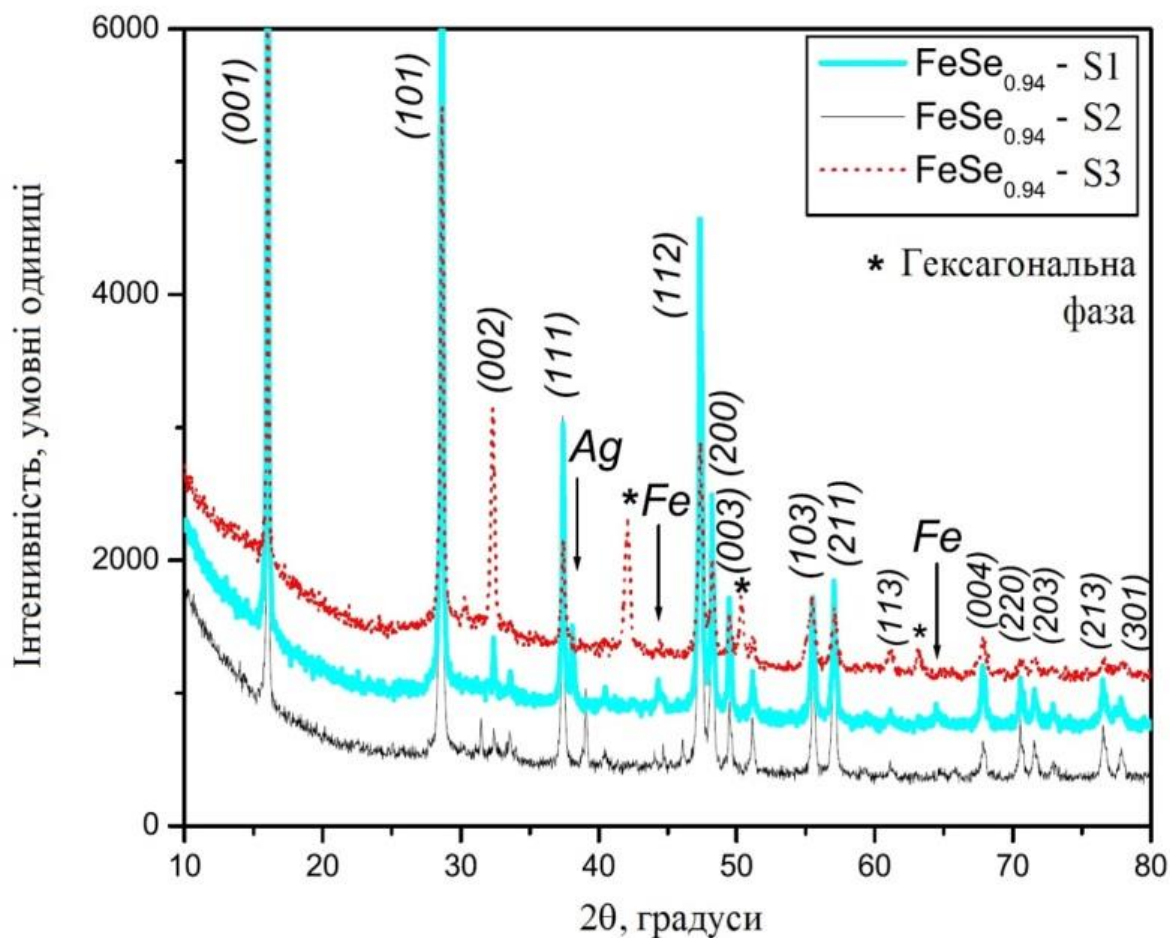


Рис. 2.8. Рентгенограми досліджених полікристалів $\text{FeSe}_{0,94}$.

2.2.3. Методика експерименту

Прямокутні зразки з розмірами близько $5 \times 1 \times 1$ мм вирізалися з пресованих таблеток. Вимірювання поздовжнього питомого опору ρ_{xx} виконувалися за допомогою стандартної чотириконтактної схеми на автоматизованому комплексі Quantum Design PPMS-14T. Як і у випадку монокристалів (Рис. 2.3.), тонкі дроти, що підводилися до зразку, приклеювалися за допомогою срібної пасти до країв зразка для забезпечення рівномірного розподілу струму в центральній області, де розміщувалися потенційні зонди шириною менше 0,3 мм. Контактний опір потенційних зондів був менше 1 Ом [4].

РОЗДІЛ 3. ВПЛИВ ВІДПАЛУ НА ВЛАСТИВОСТІ ОПТИМАЛЬНО ДОПОВАНИХ БЕЗДВІЙНИКОВИХ МОНОКРИСТАЛІВ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

3.1. Залежність питомого опору від відпалу

Температурні залежності питомого опору $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$ всіх трьох зразків А1, А2 і А3 (див. Розділ 2) бездвійникових монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ показані на Рис. 3.1. Оскільки температурні залежності $\rho(T)$ зразків відрізняються незначно, щоб не перевантажувати рисунки на Рис. 3.1а (верхня панель) показана тільки резистивна крива зразка А1. Залежності $\rho(T)$ всіх трьох зразків показані на тривимірному графіку 3.1б (нижня панель). В інтервалі температур вище вище $T^* = (185 \pm 0,5) \text{ К}$ (А1), $(182 \pm 0,5) \text{ К}$ (А2), $(179 \pm 0,5) \text{ К}$ і до 300 К всі залежності $\rho(T)$ лінійні з нахилом $a = d\rho/dT = 0,484$ (А1), $0,488$ (А2) і $0,478$ (А4) мкОм·см/К, який мало змінюється з відпалом. Нахил визначався апроксимацією експериментальних залежностей $\rho(T)$ і підтверджував лінійність залежностей з середньоквадратичною помилкою 0.009 ± 0.002 в зазначеному інтервалі температур для всіх зразків. Температура відкриття псевдощільни $T^* \gg T_c$ визначалася за відхиленням $\rho(T)$ від цієї лінійної залежності в бік менших значень, як добре видно на Рис. 3.1. На вставці Рис. 3.1а показана методика більш точного визначення ПЩ температури T^* з точністю $\pm 1 \text{ К}$, розглянутого в Розділі 1. Для визначення T^* використовується критерій $(\rho(T) - \rho_0)/aT = 1$ [172], який отримують шляхом трансформації рівняння прямої лінії [173], де ρ_0 – залишковий опір, що відсікається цією лінією на осі Y при $T = 0$. У цьому випадку T^* визначається як температура відхилення $\rho(T)$ від 1, як показано на вставці до Рис. 3.1а. Обидва методи дають однакові значення T^* .

У процесі відпалу в міру збільшення вмісту кисню T_c дещо зростає, а $\rho(T)$ незначно зменшується (Рис. 3.1б і Табл. 3.1), що не дивно, оскільки зразки знаходяться на вершині ФД. У той же час T^* зменшується набагато більш відчутно, що є в повній згоді з фазовою діаграмою купратів [21-23,36,37,45] (див. Табл. 3.2, 3.3 і 3.4).

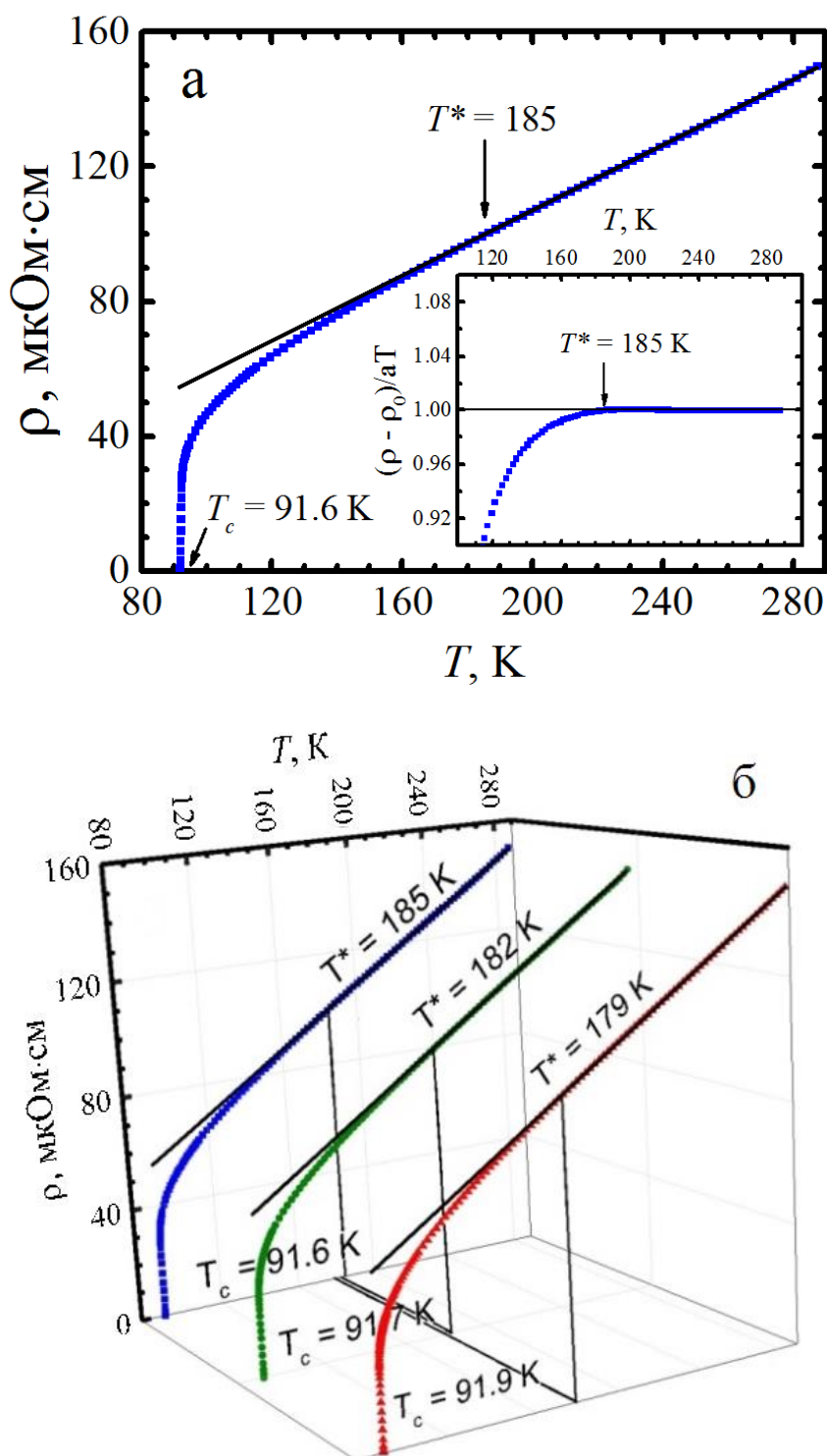


Рис. 3.1. Верхня панель а. Графік залежності $\rho(T)$ бездвійникового монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ після відпалу в атмосфері кисню (зразок А1, ■). Вставка: метод визначення T^* з використанням критерію $(\rho(T) - \rho_0)/aT = 1$ (зразок А1) [172]. Нижня панель б: Графік $\rho(T)$ того ж монокристалу для розглянутих в Розділі 2 різних стадій відпалу: А1 (■), А2 (●) і А3 (▲). Суцільні лінії визначають $\rho_N(T)$, який екстраполюється в область низьких температур.

Таблиця 3.1. Визначені з аналізу ФЛП параметри бездвійникових оптимально допованих монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Зразок	$\rho(100K)$ (мкОм·см)	T_c (К)	T_c^{mf} (К)	T_G (К)	T_o (К)	T_{01} (К)	ΔT_{fl} (К)	d_{01} (Å)	$\xi_c(\theta)$ (Å)	C_{3D}
A1	47,2	91,6	91,84	91,90	92,3	97,4	5,5	3,50	0,86	1,34
A2	47,0	91,7	91,93	91,98	92,4	96,9	4,9	3,54	0,84	1,25
A3	46,3	91,9	91,98	92,02	92,4	97,3	5,3	3,42	0,81	1,27

Основна відмінність між бездвійниковими YBCO і монокристалами, що містять дефекти, ймовірно у вигляді двійникових границь (ДГ) [37,147], полягає в набагато більш високому значенні T^* . Зазвичай в ОД монокристалах YBCO з $T_c \sim 91,1$ К, але що містять дефекти у вигляді ДГ, $T^* \sim 140$ К [92]. Передбачається, що дефекти перешкоджають встановленню фазової когерентності спарених ферміонів і, таким чином, ефективно знижують T^* [37,175]. У той же час в добре структурованих плівках YBCO [33,35] зразку з $T_c \sim 88$ К відповідає $T^* \sim 200$ К, що помітно ближче до $T^* = 185$ К, що спостерігається для бездвійникового YBCO монокристала A1 з $T_c = 91,6$ К (Табл. 3.4). Таким чином, можна припустити, що за своїми властивостями монокристали YBCO, що не містять ДГ, ближче до добре структурованих плівок. Цей висновок підтверджується результатами аналізу як флуктуаційної провідності, так і ПЩ.

3.2. Вплив відпалу на надлишкову провідність

Як було детально розглянуто в підрозділі 1.1.3.2., у резистивних вимірах ПЩ проявляється як відхилення вимірюваного в площині ab опору $\rho_{ab}(T) = \rho(T)$ від лінійної при високих T залежності в бік менших значень (Рис. 3.1). Це призводить до виникнення надлишкової провідності $\sigma'(T)$, яка обчислювалася стандартним чином за рівнянням (1.1) як різниця між вимірюваним опором $\rho(T)$ і $\rho(T)$, що екстраполюється в область низьких температур.

Відповідно до сучасних уявлень [22-27,37,176], мале значення довжини когерентності і квазішарувата структура ВТНП призводять до виникнення широкої флуктуаційної області на залежностях $\rho(T)$ поблизу T_c , де $\sigma'(T)$ підпорядковується класичним флуктуаційна теоріям [33,35,177- 179]. При цьому зміна вмісту кисню, домішок і структурних дефектів істотно впливає на процеси формування $\sigma'(T)$ і, відповідно, на реалізацію різних режимів існування ФЛП при температурах вище критичної [33, 163,180,181].

Флуктуаційна провідність для всіх трьох зразків визначалася з аналізу надлишкової провідності $\sigma'(T)$. Аналіз ФЛП проводився в моделі локальних пар [19,33,35,37], в якій передбачається наявність спарених ферміонів (локальних пар (ЛП)) в ВТНП при $T > T_c$ [19,24-27,33]. Перш за все, необхідно визначити температуру $T_c^{mf} > T_c$, яка обмежує область критичних флуктуацій поблизу T_c . Крім того, T_c^{mf} визначає приведену температуру ε , яка розраховується за формулою (1.3) і входить в усі рівняння. Звідси видно, що правильне визначення T_c^{mf} відіграє визначальну роль в розрахунках ФЛП і ПЩ. Поблизу T_c довжина когерентності вздовж осі c $\xi_c(T) > d$, де $d = 11,67 \text{ \AA}$ [182] – розмір елементарної комірки YBCO уздовж осі c [172,175]. При цьому флуктуаційні куперівські пари (ФКП) взаємодіють у всьому об'ємі надпровідника, утворюючи тривимірний (3D) стан ВТНП [33,73,179]. Тому поблизу T_c ФЛП завжди описується 3D рівнянням (1.2) теорії Асламазова-Ларкіна [35,48] з критичної експонентою $\lambda = -1/2$, яке визначає ФЛП в будь-якій 3D системі.

Неважко показати, що в цьому випадку $\sigma^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim T - T_c^{mf}$ і обертається на нуль при $T = T_c^{mf}$ (Рис. 3.2), що дозволяє визначати T_c^{mf} з високою точністю [33,35,72]. Також на Рис. 3.2 стрілками показані T_c , температура Гінзбурга T_G , до якої флуктуаційні теорії можуть описувати експеримент, і температура 3D-2D кросовера T_0 , яка обмежує область 3D флуктуацій [179,180]. Відзначимо, що вище $T_0 = 92,34 \text{ K}$ дані відхиляються вправо від лінійної залежності, вказуючи на наявність флуктуаційного 2D внеску Макі-Томпсона (МТ) в ФЛП [73,179].

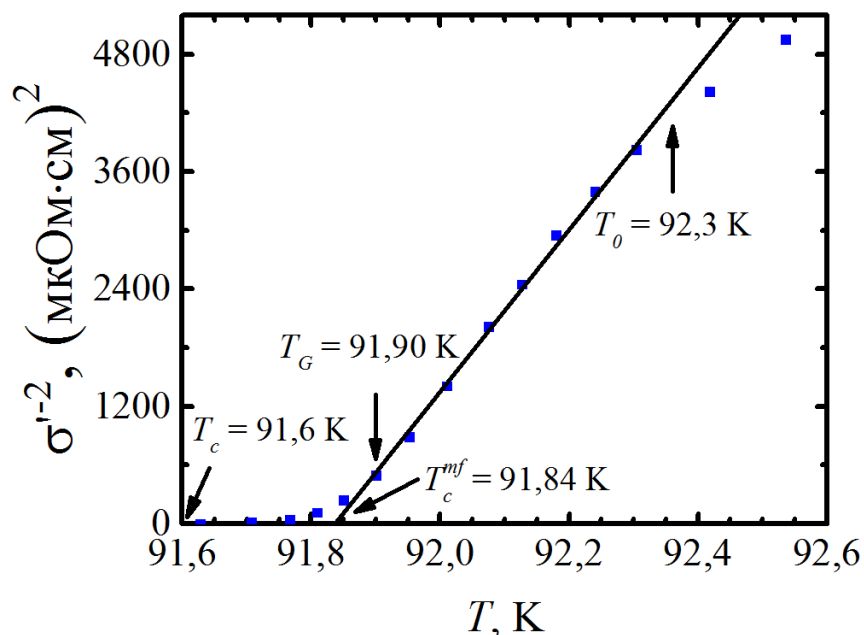


Рис. 3.2. Залежність $\sigma'^{-2}(T)$ бездвійникового монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ після відпалу в атмосфері кисню (зразок А1, ■). Пряма лінія проведена для зручності сприйняття.

Визначивши T_c^{mf} , за Рів. (1.3) знаходимо ε і будемо залежність $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ (Рис. 3.3). На Рис. 3.3а показана відповідна залежність для базового зразка А1. Як і очікувалося, поблизу T_c , в інтервалі $T_G—T_0$, ФЛП відмінно апроксимується флуктуаційними внеском АЛ для 3D систем (Рів. 1.2). У подвійних логарифмічних координатах – це пряма (1) з нахилом $\lambda = -1/2$. Як уже згадувалося, це означає, що класична 3D ФЛП завжди реалізується в ВТНП, коли $T \rightarrow T_c$ і $\xi_c(T) > d$ [33,35,183]. Вище T_0 ($\ln(\varepsilon_0) = -5,21$, Рис. 3.3) $\xi_c(T) < d$ [35,37,73,179], і це вже не 3D режим. Проте як і раніше $\xi_c(T) > d_{01}$, де $d_{01} \approx 3,5 \text{ \AA}$ – відстань між провідними площинами CuO_2 в YBCO [182]. У зв'язку з цим, аж до температури T_{01} ($\ln(\varepsilon_{01}) = -2,80$, Рис. 3.3) $\xi_c(T)$ пов'язує джоуфсонівською взаємодією внутрішні площини CuO_2 [33,35,179]. Це режим 2D флуктуацій, який відмінно апроксимується 2D рівнянням Макі-Томпсона теорії Хікамі-Ларкіна (1.4) [73] для ВТНП (суцільна товста крива (2) на Рис. 3.3).

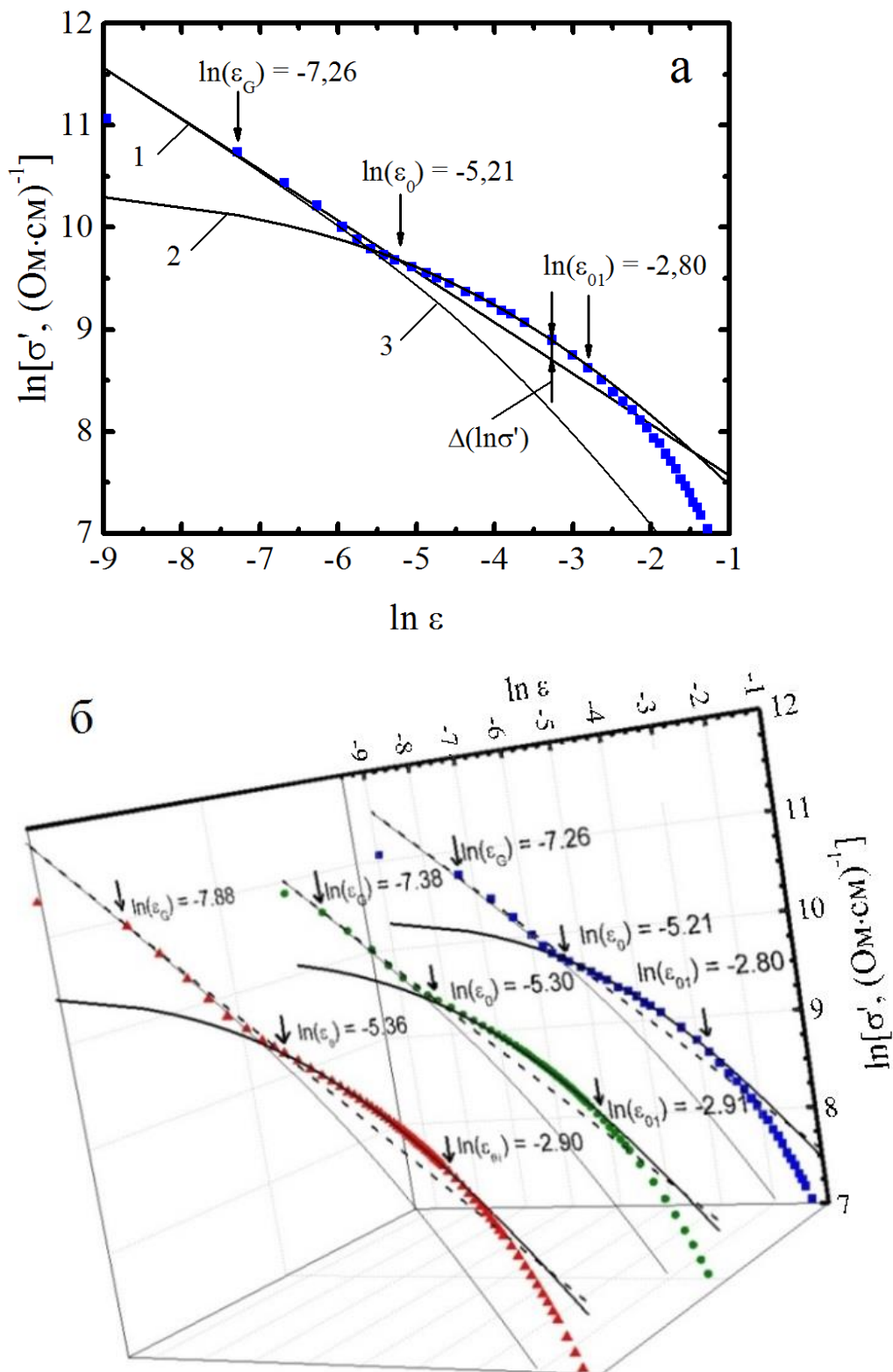


Рис. 3.3. Верхня панель а. Залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ зразка А1 (■) в порівнянні з флуктуаційними теоріями: 3D АЛ (лінія(1)), 2D МТ (суцільна товста крива(2)), ЛД (суцільна тонка крива(3)). T_{01} ($\ln \varepsilon_{01}$) визначає область НП флуктуацій, T_0 ($\ln \varepsilon_0$) – температура 3D-2D кросовера, T_G ($\ln \varepsilon_G$) – температура Гінзбурга. Нижня панель б: Та ж залежність для всіх трьох зразків: А1 (■), А2 (●) і А3 (▲).

Вище T_{01} дані відхиляються вниз від теорії (Рис.3.3), тобто класичні флуктуаційні теорії не описують експеримент, і 2D режим зберігається до температури T_{01} , яка обмежує зверху область НП флуктуацій $\Delta T_{\text{н}} = T_{01} - T_G$, і навпаки, T_G обмежує область НП флуктуацій знизу. В результаті нижче T_G , позначеної як $\ln(\varepsilon_G)$ на (Рис. 3.3.а, б), експериментальні точки також відхиляються вниз від теорії (Рис. 3.3), що передбачає перехід в область критичних флуктуацій або флуктуацій НП параметра порядку Δ_0 безпосередньо поблизу T_c , де $\Delta_0 < kT$ [30,35].

Тонкі криві на рисунку побудовані за рівнянням Лоуренса-Доніаха (ЛД) [177]:

$$\sigma'_{LD} = C_{LD} \frac{e^2}{16\hbar d \sqrt{1+2\alpha}} \varepsilon^{-1}, \quad (3.1)$$

Модель ЛД ефективно описує експеримент в разі наявності дефектів в зразках [72,175, 184]. В даному випадку тонкі криві в області 2D флуктуацій лежать далеко від експериментальних точок, підтверджуючи відсутність дефектів (перш за все ДГ) в наших зразках.

Показово, що в цьому випадку максимальна відстань між кривою МТ (2) і екстрапольованою прямою лінією АЛ (1) $\Delta(\ln\sigma) \sim 0,1$, що типово для немагнітних YBCO [33,35]. У магнітних надпровідниках, таких як SmFeAsO_{0.85}, крива МТ (2) завжди проходить набагато вище, ніж екстрапольована пряма АЛ (1) [35,48], і $\Delta(\ln\sigma) \sim 0,8$ [34]. Така поведінка вказує на наявність магнітної взаємодії в ВТНП, яка явно відсутня в нашому немагнітному бездвійниковому монокристалі.

Зважаючи на те, що $\ln(\varepsilon_0) = -5,21$ (Рис. 3.3), за Рів. (1.7) для зразка А1 знаходимо: $\xi_c(0) = (0,86 \pm 0,02) \text{ \AA}$, що майже в 2,6 рази більше, ніж довжина когерентності вздовж осі c , що отримана для ОД ($T_c = 91,07 \text{ К}$, $\xi_c(0) = (0,33 \pm 0,02) \text{ \AA}$) монокристала YBCO з ДГ [92]. Найбільш ймовірно це пов'язано з тим, що в монокристалах з дефектами область НП флуктуацій $\Delta T_{\text{н}} = T_{01} - T_G \sim 1,5 \text{ К}$, тобто виключно мала. Тоді як для А1 $\Delta T_{\text{н}} = T_{01} - T_G = 97,4 \text{ К} - 91,9 \text{ К} = 5,5 \text{ К}$, тобто в 3,7 разів більше. Цей результат ще раз підкреслює помітну різницю в поведінці

монокристалів YBCO з дефектами й без. Окрім цього, $\xi_c(T_{01}) = d_{01}$, і, оскільки $\xi_c(0)$ вже визначена за Рів. (1.7), можна знайти d_{01} , використовуючи рівність: $\xi_c(0) = d\sqrt{\epsilon_0} = d_{01}\sqrt{\epsilon_{01}}$. Для зразка А1 розрахунки дають $d_{01} = (3,5 \pm 0,2) \text{ \AA}$, що виявляється в відмінній згоді з результатами структурних досліджень [182].

На Рис. 3.3б показані залежності $\ln\sigma'$ від $\ln\epsilon$ для всіх трьох зразків А1-А3. Видно (Табл. 3.1), що з ростом T_c всі характерні температури також дещо зростають. Відзначимо, що спостережуване збільшення абсолютного значення $\ln\epsilon_0$ означає зменшення $\xi_c(0)$ від 0,86 Å (А1) до 0,81 Å (А3) (табл.3.1), що є в повній згоді з теорією надпровідності, де $\xi \sim 1/T_c$ [30].

3.3. Визначення часу фазової релаксації τ_ϕ флуктуаційних куперівських пар в $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Визначивши параметри ФЛП аналізу, видається цікавим розглянути фізичний зміст короткої довжини когерентності $\xi_{ab}(0)$ в рамках простої двовимірної моделі вільних носіїв заряду [63,71,85]. Цей підхід дозволяє визначити набір додаткових важливих параметрів зразків, враховуючи τ_ϕ , який фактично є часом життя ФКП в діапазоні НП флуктуацій. В ВТНП всі параметри разом з τ_ϕ і коефіцієнтом Хола R_H є функціями температури. Отже, відповідні розрахунки, в тому числі і в YBCO, виконуються при $T = 100 \text{ K}$, як це зазвичай робиться в літературі [33,63,71,85].

Таблиця 3.2. *Визначені з аналізу часу фазової релаксації параметри бездвійникових оптимально допованих монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.*

Зразок	$R_H(100 \text{ K})$ ($10^{-9} \text{ м}^3/\text{Кл}$)	$\rho(100 \text{ K}) \cdot C_{3D}$ (мкОм·см)	n_f (10^{21} см^{-3})	n_s (10^{14} см^{-2})	μ_H ($\text{см}^2/\text{Вс}$)	l (10^{-8} см)
А1	2,40	62,9	2,60	3,05	38,2	110,0
А2	2,39	58,6	2,62	3,06	40,8	117,8
А3	2,38	58,8	2,63	3,07	40,5	117,1

З аналізу ФЛП за Рів. (1.5) знаходимо параметр зв'язку α , а потім і параметр розпарювання δ за Рів. (1.6), який завжди ~ 2 [33,63], якщо всі інші параметри визначені правильно. Далі, розраховуємо параметр $\tau_\phi\beta T$ (Табл. 3.3) за рівнянням:

$$\tau_\phi\beta T = \frac{\pi\hbar}{8k_B\varepsilon} = \frac{A}{\varepsilon}, \quad (3.2)$$

вважаючи, що в Рів. (3.2) $\varepsilon = \varepsilon_0$ [33]. У самому рівнянні (3.2) $A = 2,998 \cdot 10^{-12}$ сК, а множник $\beta = 1,203(l/\xi_{ab})$, де l – довжина вільного пробігу, а ξ_{ab} – довжина когерентності вздовж площині ab , враховує наближення чистої межі ($l > \xi$), яка завжди має місце в ВТНП через малість $\xi(T)$ [73,177-179]. Оскільки $T = 100$ К, то для того, щоб знайти $\tau_\phi(100$ К), необхідно визначити коефіцієнт β . Для цього необхідно знати довжину вільного пробігу l , яка визначається густиною носіїв заряду n_f , а також ξ_{ab} . Густину носіїв заряду n_f можна розрахувати зі значень коефіцієнта Хола $R_H(100$ К), а саме $n_f = r[1/(eR_H)]$ [33,63,185]. Тут e – заряд електрона, а коефіцієнт $r = \langle\tau^2\rangle/\langle\tau\rangle^2$, де τ – середній час між зіткненнями носіїв заряду, фактично визначає механізм розсіювання в нормальному стані [185]. Оскільки механізм розсіювання нормальних носіїв заряду в ВТНП, особливо в ПЩ стані, досі точно не відомий [186-189], ми вважаємо $r = 1$.

З літератури для ОД монокристалів YBCO [21,190] і плівок YBCO з близьким значенням T_c [33] знаходимо: $R_H(100$ К) $\approx 2,40 \cdot 10^{-9}$ м³/Кл для зразка А1, і, відповідно, $n_f = 2,60 \cdot 10^{21}$ см⁻³ (Табл. 3.2). Продовжуючи аналіз зразка А1, для густини носіїв в площинах отримаємо $n_s = n_f d = 3,05 \cdot 10^{14}$ см⁻². Використовуючи скориговане значення $\rho(100$ К) $\cdot C_{3D} = 62,9$ мкОм \cdot см [71,85], маємо $\mu_H = r/(\rho ne) = 38,2$ см²/Вс для рухливості холівських носіїв. Цікаво, що знайдені значення μ_H (Табл. 3.2) добре узгоджуються зі значеннями, отриманими в роботі [190] для бездвійникових монокристалів YBaCuO. Також було показано [190], що провідність ланцюжків Cu-O і анізотропія площин CuO₂ не впливають на результати вимірювань ефекту Хола. Тепер, використовуючи формулу $l = (\hbar\mu/e)(2\pi n_s)^{1/2}$, знаходимо довжину вільного пробігу носіїв заряду в А1: $l = v_{FT} \tau \approx$

$\approx 110 \text{ \AA}$, де v_F – швидкість Фермі. Щоб продовжити аналіз, середнє значення $\xi_{ab}(0) = 11,0 \text{ \AA}$ було вибрано для А1 з літератури [71,72, 85].

Таблиця 3.3. *Визначені з аналізу часу фазової релаксації параметри бездвійникових оптимально допованих монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.*

Зразок	ξ_{ab} (\AA)	v_F (10^7 см/с)	m^*/m_0	τ (10^{-13} с)	$\tau_\phi(100 \text{ К})\beta$ (10^{-13} сК)	β	$\tau_\phi(100 \text{ К})$ (10^{-13} с)
A1	11,00	1,04	4,91	1,06	54,68	12,03	$4,55 \pm 0,02$
A2	10,50	1,01	5,04	1,17	59,83	13,49	$4,43 \pm 0,02$
A3	10,35	1,03	4,92	1,13	60,73	13,61	$4,46 \pm 0,02$

У загальній теорії надпровідності [30]:

$$\xi_0 \sim \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta(0)}, \quad (3.3)$$

де $\Delta(0)$ – параметр НП порядку при $T = 0 \text{ К}$. Беручи до уваги, що в YBCO $\Delta(0)/k_B T_c = 5$ [63,191,192] і вважаючи $\xi_0 = \xi_{ab}(0)$, для швидкості Фермі отримаємо $v_F = 1,04 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, а для ефективної маси носіїв заряду $m^*/m_0 = (\rho l)(n_f e^2)/(v_F m_0) = 4,91$ (Табл. 3.3). Після цього можна також розрахувати транспортний час нормальних носіїв $\tau(100 \text{ К}) = l/v_F = 1,06 \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Всі отримані вище оцінки знаходяться в добрій згоді з аналогічними результатами, що повідомляються для ОД YBCO [33,63,71,72,188,189]. В кінцевому підсумку знаходимо, що $\beta(100 \text{ К}) = 1,203(l/\xi_{ab}) = 12,03$. Тепер, використовуючи знайдене вище $\tau_\phi(100 \text{ К})\beta = 54,68 \cdot 10^{-13} \text{ сК}$, отримаємо шукане значення $\tau_\phi(100 \text{ К}) = (4,55 \pm 0,02) \cdot 10^{-13} \text{ с}$. Проробивши аналогічні обчислення для зразків А2 і А3 відповідно отримаємо $\tau_\phi(100 \text{ К}) = (4,43 \pm 0,02) \cdot 10^{-13} \text{ с}$ і $\tau_\phi(100 \text{ К}) = (4,46 \pm 0,02) \cdot 10^{-13} \text{ с}$ (Табл. 3.3), що добре узгоджується з аналогічними результатами, отриманими при вимірюванні магнетоопору на надгратках YBCO-PrBCO [193] і ФЛП на плівках YBCO [33]. Разом з тим, довжина вільного пробігу l і холівська рухливість μ_H приблизно в

2 рази, а $\tau_{\phi}(100 \text{ K})$ в $\sim 1,2$ рази більше, ніж в ОД плівках YBCO [33], що, швидше за все, є специфічною властивістю бездвійникових монокристалів [190]. У той же час $\tau_{\phi}(100 \text{ K})/\tau(100 \text{ K}) \sim 4 \pm 0,2$, у відмінній згоді з теорією [178], яка враховує наближення чистої межі ($l > \xi$), як згадано вище. Слід підкреслити, що так само, як і в добре структурованих плівках YBCO з різною густиною носіїв заряду [33], в бездвійникових монокристалах $\tau_{\phi}(100 \text{ K})$ практично не залежить від n_f . Цей результат можна вважати загальною властивістю ВТНП купратів, принаймні, сполук на основі YBCO. За допомогою цього ж підходу був розрахований набір відповідних параметрів для двох інших зразків А2 і А3, і всі параметри наведені в Табл. 3.2 і 3.3. Відзначимо, що при аналізі параметрів зразків А2 і А3 ми врахували зміну коефіцієнта Хола і ξ_{ab} зі зростанням T_c .

3.4. Ефект відпалу на температурну залежність псевдощільни

Надлишкова провідність $\sigma'(T)$ виникає внаслідок відкриття ПЩ і має містити інформацію про величину і температурну залежність ПЩ [35,194], що було розглянуто в підрозділі 1.1.3.3. Класичні флуктуаційні теорії, модифіковані для ВТНП в теорії Хікамі-Ларкіна [73], відмінно описують експериментальну $\sigma'(T)$, але лише приблизно до 110 К [34,35,176]. Для отримання ж повної інформації про псевдощільну необхідне рівняння, що описує експериментальну криву в усьому температурному інтервалі від T^* до T_c і містить ПЩ в явному вигляді. Таким є рівняння (1.8) [196], що враховує динаміку утворення локальних пар при $T \leq T^*$ і їх руйнування при наближенні до T_c .

Крім вже визначених вище T^* , ε , $\xi_c(0)$, в Рів. (1.8) входять чисельний коефіцієнт A_4 , що має сенс С-фактора в теорії ФЛП [33,71,72,85], теоретичний параметр ε_{c0}^* [195] і $\Delta^* = \Delta^*(T_G)$. При цьому передбачається, що $\Delta^*(T_G) = \Delta_0(0)$ [55,197], де Δ_0 – параметр порядку зразка в НП стані. Суттєво, що в рамках моделі ЛП [33-35, 196] всі ці параметри можуть бути визначені з експерименту. Ми розглянемо це на прикладі зразка А1 (Рис. 3.4, 3.5). В області $\ln \varepsilon_{c01} < \ln \varepsilon < \ln \varepsilon_{c02}$ або, відповідно, $\varepsilon_{c01} < \varepsilon < \varepsilon_{c02}$ ($113 \text{ K} < T < 155 \text{ K}$), $\sigma'^{-1} \sim \exp(\varepsilon)$ [195]. Ця особливість виявилася однією з основних властивостей більшості ВТНП

[35,34,63]. В результаті в зазначеному інтервалі температур $\ln(\sigma^{-1})$ є лінійною функцією ε з нахилом $\alpha^* = 5,8$ (вставка до Рис. 3.4а), який визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0,172$ [195]. Це дозволяє для всіх зразків отримати достовірні значення ε_{c0}^* , які, як встановлено [34,196], помітно впливають на форму теоретичних кривих, показаних на Рис. 3.4 і 3.5, при високих T .

Для визначення A_4 слід апроксимувати експеримент залежністю $\sigma'(\varepsilon)$, яка розраховується за Рів. (1.8), в області 3D АЛ флуктуацій поблизу T_c (Рис. 3.4), де $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ є лінійною функцією приведеної температури ε з нахилом $\lambda = -1/2$. Видно, що розрахована за Рів. (1.8) суцільна крива відмінно описує експеримент при $A_4 = 33$. Для знаходження $\Delta^*(T_G)$, використовуваного в рівнянні (1.8), будемо $\ln\sigma'$ від $1/T$ [198] (Рис. 3.5). В цьому випадку нахил теоретичної кривої (1.8) виявляється досить чутливим до значення $\Delta^*(T_G)$ [33,34,196]. Краща апроксимація досягається при $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5,0 \pm 0,1$, що відповідає межі сильного зв'язку, типового для YBCO. Відповідно, отримуємо $\Delta^*(T_G)/k_B \approx 229$ К, що добре узгоджується з експериментальним значенням $\Delta^*(T_G)/k_B \approx 228$ К (Рис. 3.6). Аналогічні результати були отримані для зразків А2 і А3 (див. Табл. 3.4).

Таблиця 3.4. *Визначені з аналізу псевдоцілини параметри бездвійникових оптимально допованих монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.*

Зразок	T^* (К)	α^*	ε_{c0}^*	A_4	$\Delta^*(T_G)$ (К)	$\Delta^*_{\max}(T_{\text{pair}})$ (К)	T_{pair} (К)	D^*
A1	185	5,8	0,17	33	229	258	119.3	5,0
A2	182	5,9	0,17	33	237	264	120.6	5,1
A3	179	5,8	0,17	37	244	270	120.7	5,3

Той факт, що $\sigma'(T)$ добре описується рівнянням (1.8) (Рис. 3.4) дозволяє припустити, що рівняння (1.9) дає надійні значення, як величини, так і температурної залежності ПЩ. Залежність $\Delta^*(T)$ для зразка А1, побудована з

використанням наступних параметрів, отриманих з експерименту: $T_c^{mf} = 91,84$ К, $T^* = 185$ К, $\xi_c(0) = 0,86$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 0,17$, $A_4 = 33$, $\Delta^*(T_G)/k_B \approx 229$ К, показана на Рис. 3.6. Параметри, завдяки яким розраховувалися залежності $\Delta^*(T)$ зразків А2 і А3, приведені в таблицях 3.1 і 3.4.

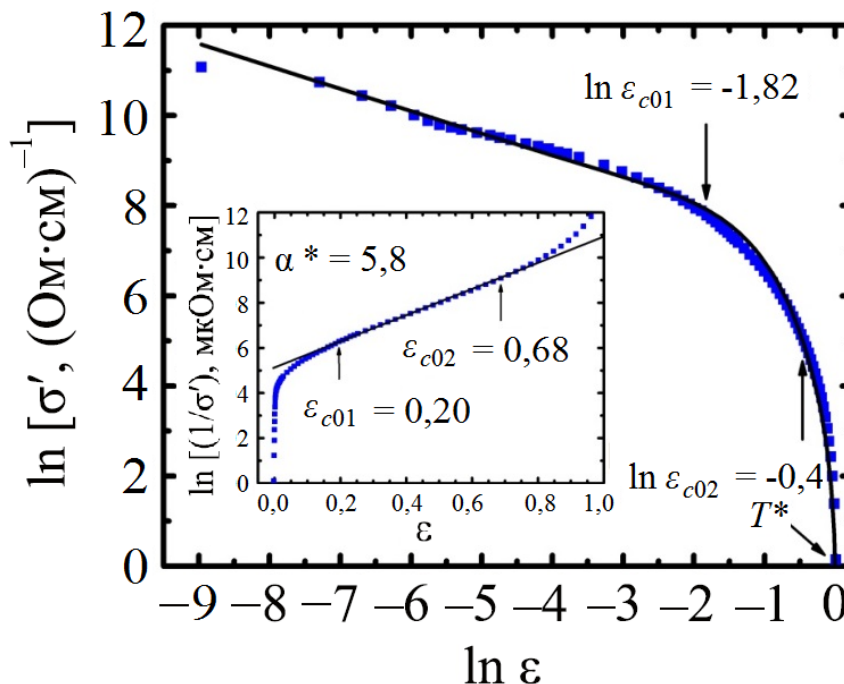


Рис. 3.4. Залежність $\ln(\sigma')$ від $\ln(\varepsilon)$ (зразок А1, ■) бездвійникового монокристалу в інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} . Суцільна крива – апроксимація експериментальних даних відповідно до (1.8). Вставка: $\ln(\sigma'^{-1})$ як функція від ε [195]. Нахил $\alpha^*=5,8$ визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0,172$.

Всі криві на Рис. 3.6 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, що характерна для добре структурованих плівок YBCO [63,196], і мінімумом при $T \approx T_{01}$ [34,92]. Видно, що, в повній відповідності з фазовою діаграмою купратів, $\Delta^*_{\text{max}}(T_{\text{pair}})/k_B$ зростає при збільшенні n_f (Табл. 3.2), а, отже, і T_c (Табл. 3.1), від 258 К (А1) до 270 К (А3). Також очікувано зростає і $\Delta^*(T_G)/k_B$, від 229 К (А1) до 244 К (А3) (Табл. 3.4). Нагадаємо, що саме $\Delta^*(T_G) = \Delta_0(0)$ визначає істинне значення ПЩ в ВТНП [55,197]. При цьому $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ також зростає від 5,0 до 5,3, тоді як T_{pair}

практично не змінюється (Табл. 3.4), що має сенс, з огляду на високу T_c зразків. Як зазначено в Розділі 1, відповідно до теорії систем з малою густиною носіїв заряду [26,27,64-66] вище T_{pair} локальні пари мають існувати у вигляді СЗБ, які підпорядковуються теорії Бозе-Ейнштейнівська конденсації (БЕК).

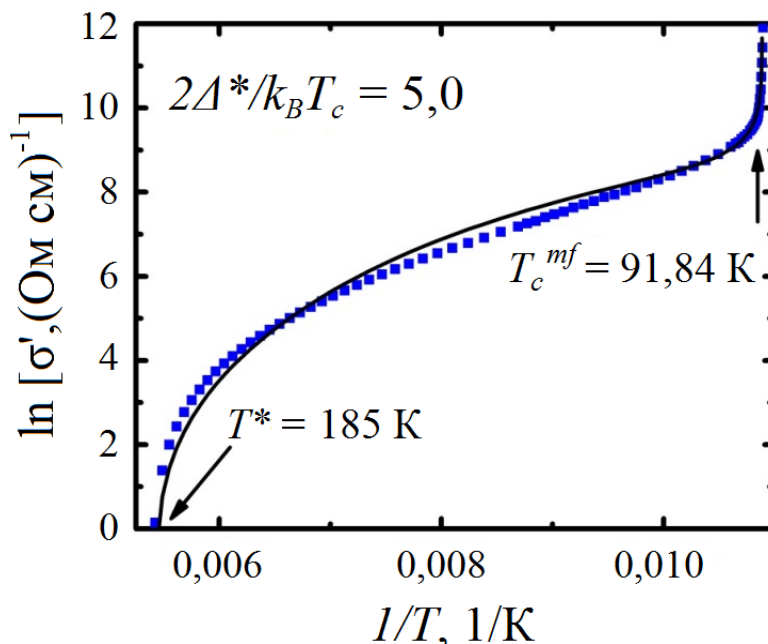


Рис. 3.5. $\ln\sigma'$ як функція $1/T$ (зразок Al, ■) бездвійникового монокристала в інтервалі від T^* до T_c^{mf} . Суцільна крива – апроксимація відповідно до (1.8). Крайній результат отриманий при $\Delta^*(T_G)/k_B = 229$ K і $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5,0$.

Нижче T_{pair} локальні пари мають трансформуватися в ФКП, що підпорядковуються теорії БКШ. Таким чином, теорія передбачає перехід БЕК-БКШ в YBCO, причому T_{pair} розділяє обидва ці режими [26,27,35,64,65,176,196]. Мінімум $\Delta^*(T)$ при $T \approx T_{01}$ також спостерігається на всіх без винятку ВТНП, враховуючи пніктиди [35] і полікристали FeSe [4]. При цьому поблизу T_c також завжди спостерігаються максимум трохи нижче T_0 і мінімум при $T = T_G$ [34,91] (вставка до Рис. 3.6). Нижче T_G має місце різкий скачок $\Delta^*(T)$ при $T \rightarrow T_c^{mf}$, проте це вже перехід в область критичних флуктуацій, де модель локальних пар не описує експеримент. Таким чином, підхід в рамках моделі ЛП дозволяє визначити точні значення T_G і, як наслідок, отримати надійні значення величини $\Delta^*(T_c) \approx \Delta^*(T_G) \approx \Delta(0)$ [55,63,195,196,197] (Табл. 3.4).

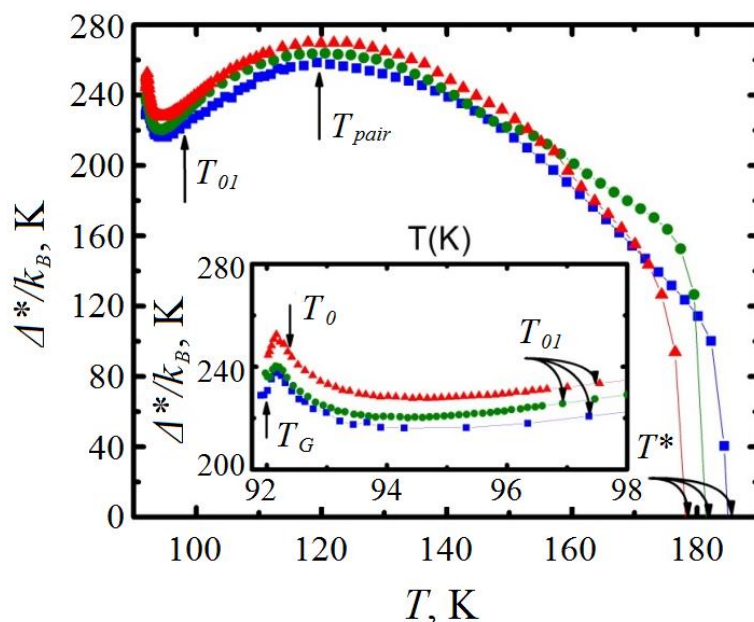


Рис. 3.6. Температурні залежності псевдощілини $\Delta^*(T)$ бездвійникового монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, для всіх стадій відпалу: A1 (■), A2 (●) і A3 (▲). Вставка: ті ж залежності для температурного інтервалу $T_G < T < T_{01}$.

3.5. Вплив відпалу на густину локальних пар в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Слід підкреслити, що форма кривих $\Delta^*(T)$ поблизу T_c , показаних на вставці до Рис. 3.6, дуже нагадує температурні залежності 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)) [24]. Крім того, в розрахунках використовувалися інтеграл перескоку t і ширина дозволеної зони $W = 12t$ в якості енергетичних шкал. З огляду на той факт, що рівняння (1.9) містить інформацію про густину локальних пар, була здійснена спроба порівняти отримані результати з даними роботи [24]. Виконавши нормування температури і величини псевдощілини, відповідно, на $T^*(T)$ і Δ^*_{\max} і здійснивши підгонку параметрів, вдалося отримати добре узгодження з теорією ПБ (Рис. 3.7). При підгонці значення $\Delta^*(T_G)/\Delta^*_{\max}$ поєднувалося з мінімальним значенням $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$ при низьких T , а $\Delta^*(T_0)/\Delta^*_{\max}$ – з максимальним $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$. Обидві температури на Рис. 3.7 позначені стрілками. На теоретичній кривій 2 ці температури вказані похилими стрілками. Важливо

відзначити, що для всіх зразків використовувалися одні й ті ж підгінні коефіцієнти, отримані для зразка A1.

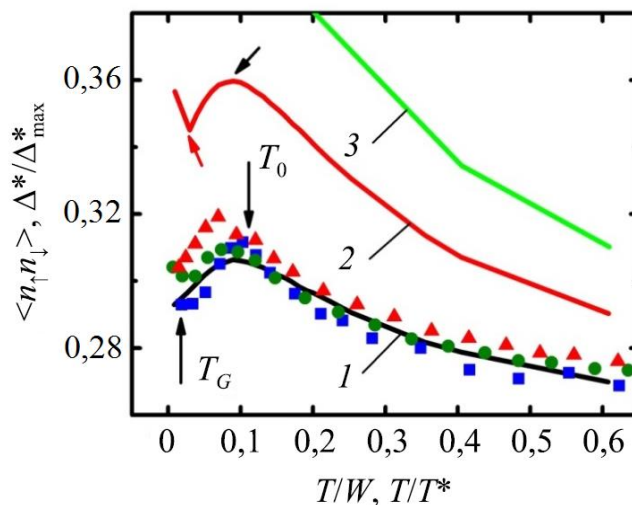


Рис. 3.7. Суцільними кривими показано густину локальних пар $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$ як функцію приведеної температури для різних значень параметра взаємодії: $U/W = 0,2$ (1), $U/W = 0,4$ (2) і $U/W = 0,6$ (3) [24]. A1 (■), A2 (●) і A3 (▲) – експериментальні дані після відповідних перенормувань залежності $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ в інтервалі $T_G < T < T_{0I}$.

Вдалося знайти добре узгодження між експериментальним значенням $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ 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. 3.7). 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 параметра взаємодії, який відповідає збільшенню відношення БКШ D^* в нашому випадку. Як і очікувалося, зі зростанням температури як $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$, так і $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ зменшуються (Рис. 3.7), що має сенс. Справді, число ФКП має спадати з ростом T [21-24,35]. Суттєво, що при $U/W = 0,2$ експериментальні дані узгоджуються з теорією в широкому інтервалі температур, фактично у всьому діапазоні НП флуктуацій. Видно, що при великих значеннях U/W (криві 2 і 3) експериментальні дані відхилялися б від теорії вже при $T/W \sim 0,2$. Підкреслимо, що такі ж значення $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle \approx 0,3$ мають і полікристали FeSe поблизу T_c [4]. Можливо, що така густина ЛП поблизу T_c є типовою для всіх ВТНП.

Висновки до розділу 3

1. Вперше в моделі локальних пар отримана інформація про вплив відпалу в атмосфері кисню, а потім і при кімнатних температурах на надлишкову провідність $\sigma'(T)$ і псевдощільину $\Delta^*(T)$ бездвійникового монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з малим відхиленням від кисневої стехіометрії.

2. Показано, що $\sigma'(T)$ поблизу T_c добре описується флуктуаційними теоріями Асламазова-Ларкіна і Хікамі-Ларкіна, демонструючи 3D-2D кросовер при підвищенні температури. Температура кросовера T_0 визначає довжину когерентності вздовж осі c $\xi_c(0) = 0,86 \text{ \AA}$, що в 2,6 рази більше, ніж в ОД монокристалах YBCO з дефектами.

3. Вперше в бездвійниковому монокристалі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ визначено час фазової релаксації ФКП $\tau_\phi(100 \text{ K}) = (4,42 \pm 0,02) \cdot 10^{-13} \text{ с}$, що незначно (в 1,2 рази) більше, ніж в добре структурованих плівках YBCO , але, як і в плівках, не залежить від густини носіїв заряду.

4. Виявлено, що, так само, як і в добре структурованих плівках YBCO , $T_{\text{pair}} \sim 124 \text{ K}$, що відповідає максимуму $\Delta^*(T)$, не залежить від густини носіїв заряду.

5. Вперше 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.

РОЗДІЛ 4. ВЛАСТИВОСТІ МОНОКРИСТАЛІВ $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ ПІД ТИСКОМ ДО 1,7 ГПа

4.1. Ефект гідростатичного тиску до 1,7 ГПа на властивості оптимально допованих монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

4.1.1. Специфіка зміни температурної залежності питомого опору і критичної температури від прикладеного тиску

Незважаючи на те, що число робіт, присвячених дослідженню систем YBCO при допуванні Pr, досить велике [див. [199] і посилання в ній], властивості монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ з малим вмістом Pr під впливом гідростатичного тиску практично не вивчені. З цієї причини нами була отримана інформація про зміну різних властивостей монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ при прикладанні тиску до 1,7 ГПа [2]. Зразки були виготовлені розчин-розплавним методом і мали розміри 3 x 0,5 x 0,3 мм, як в деталях описано в Розділі 2. Температурні залежності питомого опору $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$ монокристала $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, виміряні при $P = 0$ (крива 1) і $P = 1,7$ ГПа (крива 2), показані на Рис. 4.1. Як видно з рисунка, при атмосферному тиску $T_c = 85,2$ К і $\rho_{ab}(300\text{ К}) \approx 190$ мкОм·см. Таким чином, у порівнянні з оптимально допованими (ОД) бездомішковими монокристаллами (БМ) YBCO критична температура YPrBCO зменшилася на 5-7 К при одночасному збільшенні $\rho_{ab}(300\text{ К})$ на 30–40 мкОм·см, що в цілому узгоджується з літературними даними [37,78-82]. При всіх тисках, що прикладаються, залежності $\rho(T)$ мали форму, типову для ОД ВТНП [22,33,45,92,183]. В широкому інтервалі температур від T^* до 300 К залежності $\rho(T)$ лінійні з нахилом $dp/dT \approx 0,61$ мкОм·см/К ($P = 0$) і $dp/dT \approx 0,37$ мкОм·см/К ($P = 1,7$ ГПа). Як вже було описано в Розділі 1, нахил визначався шляхом апроксимації експериментальних залежностей $\rho(T)$ рівнянням прямої $\rho(T) = \rho_0 + aT$, де $a = dp/dT$ і ρ_0 – залишковий опір, що відсікається цією прямою на осі Y при $T = 0$. Апроксимація підтверджувала відмінну лінійність залежностей з середньоквадратичною помилкою $0,002 \pm 0,001$ в зазначеному інтервалі T для всіх

зразків. Відхилення $\rho(T)$ від лінійності в бік менших значень визначає температуру відкриття ПЩ T^* . Як показано на вставці (а) Рис. 4.1, відхилення від лінійності відбувається дуже різко, що дозволяє визначати T^* з високою точністю. Всього було проаналізовано 5 кривих, отриманих при тисках $P = 0, 0,45, 0,92, 1,27, 1,70$ ГПа, які можуть розглядатися як 5 різних зразків (Y0–Y5, відповідно). Залежності $\rho(T)$ для проміжних тисків мають подібну форму і розташовуються між кривими $\rho(T)$ при $P = 0$ і $P = 1,7$ ГПа (Рис. 4.1), але не показані, щоб не перевантажувати рисунок.

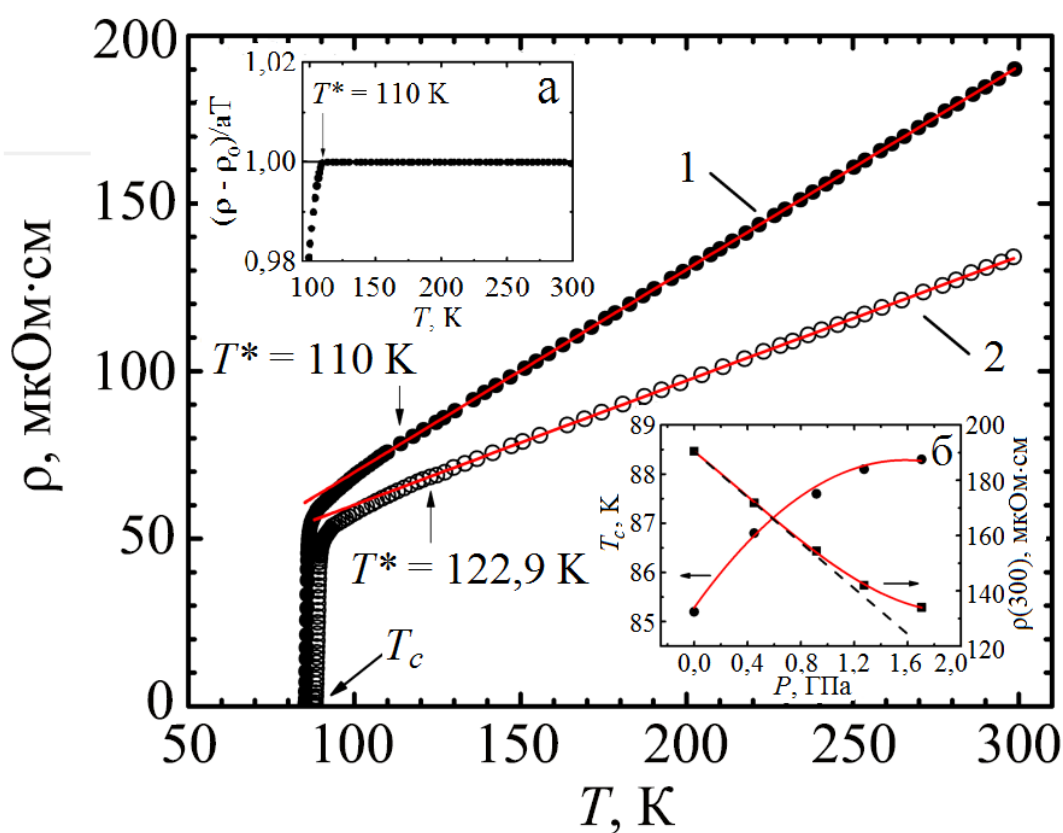


Рис. 4.1. Температурні залежності питомого опору $\rho(T)$ монокристала $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $P = 0$ (крива 1) і при $P = 1,7$ ГПа (крива 2). Суцільні прямі позначають $\rho_N(T)$, який екстраполюється в область низьких температур. Вставка (а) – метод визначення T^* з використанням критерію $[\rho(T) - \rho_0]/dT = 1$ [172], вставка (б) - баричні залежності T_c і $\rho(300\text{ K})$.

Температура резистивного переходу в НП стан $T_c(\rho = 0)$ визначалася екстраполяцією лінійної частини НП переходу до перетину з віссю температур

[78-80,92,125]. Слід зазначити, що ширина резистивних переходів $\Delta T_c = T_c(0,9\rho_N) - T_c(0,1\rho_N)$, де ρ_N – опір зразка перед переходом [200], в разі монокристала $YPrBaCuO$ дуже мала. При $P = 0$ $\Delta T_c \approx 1,4$ К і $\Delta T_c \approx 2$ К при $P = 1,7$ ГПа, що дає $d\Delta T_c/dP \approx 0,35$ КГПа⁻¹. У той же час, в ОД $YBCO$ з $T_c = 91,07$ К, що не містить дефекти, резистивні переходи помітно вужче, а саме: $\Delta T_c \approx 0,3$ К ($P = 0$) і $\Delta T_c \approx 0,5$ К ($P = 0,95$ ГПа), а $d\Delta T_c/dP \approx 0,18$ К·ГПа⁻¹ [92]. Суттєво, що у всіх випадках тиск збільшує ширину резистивного переходу. Найбільш явно цей ефект має прояв в слабо допованих (СД) монокристалах $YBCO$ ($T_c(P = 0) = 49,2$ К), де $d\Delta T_c/dP \approx 0,65$ К·ГПа⁻¹ [125] і особливо в монокристалах $HoBCO$ ($T_c(P = 0) = 61,3$ К, а також $\mu_{Ho} \approx 10,5 \mu_B$ и $m_{eff} = 9,7 \mu_B$ [37]), що містять виражені дефекти у вигляді двійникових границь (ДГ) [174]. В останньому випадку $d\Delta T_c/dP \approx 3,5$ К·ГПа⁻¹. Резистивні параметри зразків при різних P наведені в Таблиці 4.1.

Таблиця 4.1. Зміна під тиском параметрів, визначених з резистивних і ФЛП вимірювань, монокристала $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$.

P (ГПа)	$\rho(300$ К) (мкОм·см)	$\rho(100$ К) (мкОм·см)	T_c (К)	T_c^{mf} (К)	T_G (К)	T_o (К)	T_{01} (К)	ΔT_{fl} (К)	d_{01} (Å)	$\xi_c(0)$ (Å)
0	190,05	69,22	85,2	85,85	85,97	88,0	92,77	6,8	6,43	1,84
0,45	171,84	67,41	86,8	87,51	87,66	90,18	96,72	9,06	6,35	2,03
0,92	154,42	65,10	87,6	88,42	88,58	91,32	98,78	10,2	6,3	2,12
1,27	142,0	61,84	88,1	88,77	88,92	91,72	99,18	10,26	6,24	2,14
1,70	134,0	57,94	89,1	89,17	89,40	92,15	99,53	10,13	6,22	2,16

Так само, як і в переважній більшості купратів, в досліджуваному монокристалі $YPrBaCuO$ гідростатичний тиск збільшує T_c з інтенсивністю $d\Delta T_c/dP = +1,82$ К·ГПа⁻¹ і зменшує опір як $d\ln\rho/dP = -(10,5 \pm 0,2)\%$ ГПа⁻¹ (Рис. 4.1, вставка б і Рис. 4.2а). Деякі помітні відмінності все ж є. Зазвичай в купратах в розглянутому інтервалі тисків залежності T_c , T^* і ρ від P лінійні [80,83,201], причому не тільки в $YBCO$ [78,174,202]. В даному випадку залежність $T_c(P)$

помітно не лінійна і виходить на насичення при $P \geq 0,9$ ГПа (Рис. 4.1, вставка б і Рис. 4.2а). При цьому тиску залежність $\rho(300 \text{ K})$ від P також відхиляється від лінійності в бік більших значень (рис. 4.1, вставка б). Однак найбільш цікаві залежності від тиску демонструють $\rho(100 \text{ K})$, виміряні в області псевдощільни, і $T^*(P)$ (Рис. 4.2а, б). Обидві залежності чітко змінюють нахил при $P \sim 0,9$ ГПа. Як буде показано нижче, велика частина вимірних параметрів YPrBaCuO демонструє особливість при $P \sim 0,9$ ГПа.

Слід також відзначити дуже низьке у порівнянні з БМ монокристаллами YBCO з аналогічною $T_c \approx 85,2 \text{ K}$ [33] значення ПЩ температури $T^* = 110 \pm 0,3 \text{ K}$ при $P = 0$. Будь-які допанти, в тому числі Pr, можуть відігравати роль домішок в зразку, оскільки їх випадкові кулонівські поля створюють додаткові центри розсіювання для носіїв заряду [56,87,88]. Можна припустити, що індуковані PrBCO додаткові дефекти, а також магнітний момент PrBCO перешкоджають встановленню фазової когерентності і утворенню флуктуаційних куперівських пар (ФКП) вище T_c тим самим знижуючи T^* [56,199]. Другою відмінністю є відносно слабке зменшення опору під тиском, особливо, якщо врахувати, що величина тиску в даному випадку в 1,7 рази більше, ніж було використано в попередніх дослідженнях [92,125,174]. Отримане значення $d \ln \rho / dP = -(10,5 \pm \pm 0,2)\% \text{ ГПа}^{-1}$ відповідно в 1,6 і в 1,8 рази менше, ніж в ОД [92] і СД [125] монокристалах YBCO . Одна з можливих причин зменшення опору – це перерозподіл носіїв заряду під тиском з ланцюжків CuO в площині CuO_2 , що повинно призводити до збільшення густини носіїв заряду n_f в площинах [37]. Як зазначено вище, в YPrBCO частина носіїв заряду локалізована, що може перешкоджати збільшенню n_f під тиском в площині CuO_2 і призводити до спостережуваного зниження інтенсивності зменшення ρ . Виявлене несподіване збільшення ПЩ температури до $T^* = 122,9 \pm 0,3 \text{ K}$ при $P = 1,7$ ГПа обговорюється нижче.

Відповідно до фазової діаграми купратів [21-23,36] збільшення n_f в площинах CuO_2 під тиском також повинно призводити і до збільшення T_c зразків [див. Огляд [37] і посилання в ньому]. У досліджуваному монокристалі YPrBaCuO

інтенсивність збільшення критичної температури під тиском $dT_c/dP = + 1,82 \text{ К}\cdot\text{ГПа}^{-1}$ (Рис. 4.1, вставка б). Це в $\sim 2,7$ разів менше, ніж у СД монокристалах YBCO, де $dT_c/dP = + 5 \text{ К}\cdot\text{ГПа}^{-1}$ [125], але в $\sim 2,5$ рази більше, ніж в ОД монокристалах, де $dT_c/dP = + 0,73 \text{ К}\cdot\text{ГПа}^{-1}$ [92]. Таким чином, dT_c/dP , що спостерігається в YPrBCO, приблизно такої ж величини, як і повинно було б бути в БМ YBCO з $T_c \approx 85 \text{ К}$. Тобто локалізація носіїв заряду, що обумовлюється наявністю PrBCO, в даному випадку мало впливає на зростання T_c . Цей результат в черговий раз підтверджує те, що механізми впливу гідростатичного тиску на T_c і питомий опір в монокристалах YPrBCO, так само, як і в монокристалах YBCO [37,174] різні.

При визначенні dT_c/dP слід розділяти два ефекти. Перший ефект пов'язаний зі зміною параметрів ґратки, електрон-фононою взаємодією, зв'язками між шарами і так далі (істинний ефект тиску), а другий – зі зміною n_f за рахунок перерозподілу лабільного кисню (релаксаційний ефект тиску) [25,37,78-83]. У загальному вигляді залежність T_c від тиску можна представити формулою [78,203]:

$$\frac{dT_c}{dP} = \left(\frac{\partial T_c}{\partial P} \right)_n + \left(\frac{\partial T_c}{\partial n} \right)_P \cdot \frac{dn}{dP}, \quad (4.1)$$

де $n = n_f$ – густина носіїв заряду в зразку. Перший доданок в Рів. (4.1) характеризує істинний ефект тиску, а другий є результатом зміни n_f під тиском. Як було показано вище, в YPrBCO зміна n_f відносно мало через ймовірну локалізації носіїв заряду. Отже, саме істинний ефект тиску повинен відповідати за dT_c/dP в YPrBCO. Різні теоретичні моделі для опису поведінки dT_c/dP в купратах докладно розглядалися раніше [37].

Малі значення dT_c/dP в ОД зразках [92,201] і помітний вплив тиску на величину T_c в СД монокристалах YBCO [125,201], які спостерігаються в експерименті, можна пояснити в рамках моделі, що передбачає наявність сингулярності Ван Хова в спектрі носіїв заряду [200,204], яка характерна для ґраток з сильним зв'язком. Як відомо, для ОД монокристалів (з $T_c \sim 90 \text{ К}$) рівень Фермі лежить в долині між двома піками густини станів, при цьому густина станів на рівні Фермі $N(E_F)$ істотно залежить від величини орторомбічної

дисторсії $(a-b)/a$ [204]. Слід зазначити, що при впливі гідростатичного тиску величина відношення $(a-b)/a$ змінюється слабо (вона визначається різницею модулів стиску вздовж осей a і b). Тому зміна критичної температури при впливі гідростатичного тиску відносно мала.

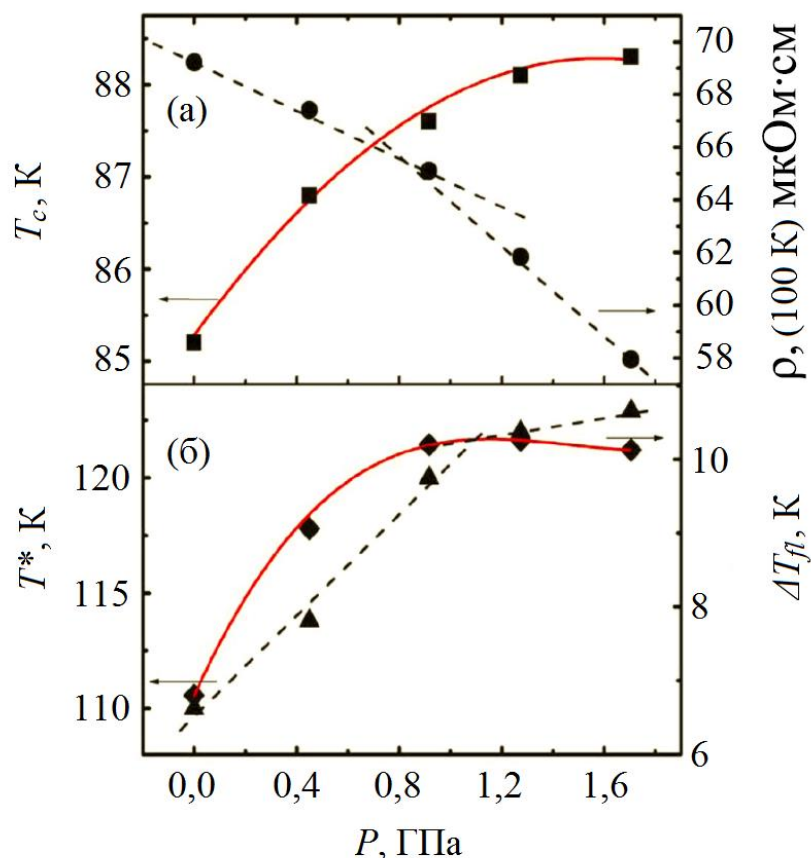


Рис. 4.2. Баричні залежності: T_c (панель а, ■), T^* (панель б, ▲), $\rho(100\text{ K})$ (панель а, ●) і ΔT_{fl} (панель б, ◆) монокристалу $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Суцільні криві – екстраполяції залежностей поліномом 4-го ступеня. Пунктирні прямі вказують лінійну інтерполяцію.

Для СД монокристалів зі зниженою $T_c \sim 60\text{ K}$ рівень Фермі може зміститися з середини зони (в тому числі, внаслідок допування елементами, що заміщують інші атоми [205,206]) і розташуватися в боці від піку густини станів. З цієї причини якщо величина критичної температури, в першу чергу, визначається густиною електронних станів, то зміщення рівня Фермі в бік піку густини станів при впливі гідростатичного тиску може призводити до значного зростання абсолютного значення dT_c/dP [78,125,201]. Відповідно, монокристали з

проміжними значеннями T_c , в тому числі й YPrBaCuO , що є слабо допованими Pr, повинні демонструвати проміжні значення dT_c/dP , що й спостерігається в експерименті.

4.1.2. Вплив гідростатичного тиску на надлишкову провідність

Флуктуаційна провідність (ФЛП) при всіх тисках, що прикладаються, визначалася з аналізу надлишкової провідності $\sigma'(T)$, яка обчислювалася за рівнянням (1.1), як різниця між вимірюваним опором $\rho(T)$ і лінійним нормальним опором зразка $\rho_N(T) = aT + \rho_0$, що екстраполюється в область низьких температур [22,92,183,198], що було розглянуто в підрозділі 1.1.3.2. цієї роботи. Далі більш детально розглядатиметься процедура аналізу ФЛП і ПЩ в моделі локальних пар (ЛП) [19,24,26,27,33,35] на прикладі зразків Y0 ($P = 0$) і Y5 ($P = 1,7$ ГПа).

На Рис. 4.3. показані температурні залежності $\sigma'^{-2}(T)$ монокристала YPrBaCuO при $P = 0$ (крива 1) і при $P = 1,7$ ГПа (крива 2), що визначають T_c^{mf} . Істотною відмінністю результатів, наведених на даному рисунку, від аналогічних залежностей, отриманих на бездомішкових монокристалах YBCO [37,92,125], є відхилення експериментальних даних вліво і вгору від лінійної залежності $\sigma'^{-2}(T)$ вище T_0 . Така залежність $\sigma'^{-2}(T)$ вказує на відсутність флуктуаційного внеску Макі-Томпсона (МТ) [73] в ФЛП і є типовою для зразків з дефектами [72,175]. В добре структурованих плівках [33,35,37] і монокристалах [1,92,125] YBCO завжди спостерігається флуктуаційний внесок МТ, і експериментальні точки вище T_0 відхиляються вправо (Рис. 3.2.) від лінійної залежності $\sigma'^{-2}(T)$. Отриманий результат підтверджує зроблений вище висновок про наявність в зразку додаткових дефектів, що індукуються PrBCO [56,161,199,207]. Також слід відзначити помітний розкид експериментальних точок в інтервалі температур $T_0 - T_G$, який призводить до специфічної залежності ПЩ $\Delta^*(T)$ в зазначеному інтервалі температур, що обговорюється нижче. Крім того, під тиском помітно змінюється нахил експериментальних кривих (показаний прямими лініями на Рис. 4.3). Суттєво, що нахил починає помітно змінюватися тільки при $P \geq 0,9$ ГПа, вказуючи на немонотонне зростання $\sigma'(T)$ при збільшенні тиску. Слід підкреслити,

що не було виявлено зміни нахилу залежностей $\sigma^{r-2}(T)$ ні в СД [125], ні в ОД [92] монокристалах YBCO, що правда максимальне значення P в цьому випадку не перевищувало 1 ГПа.

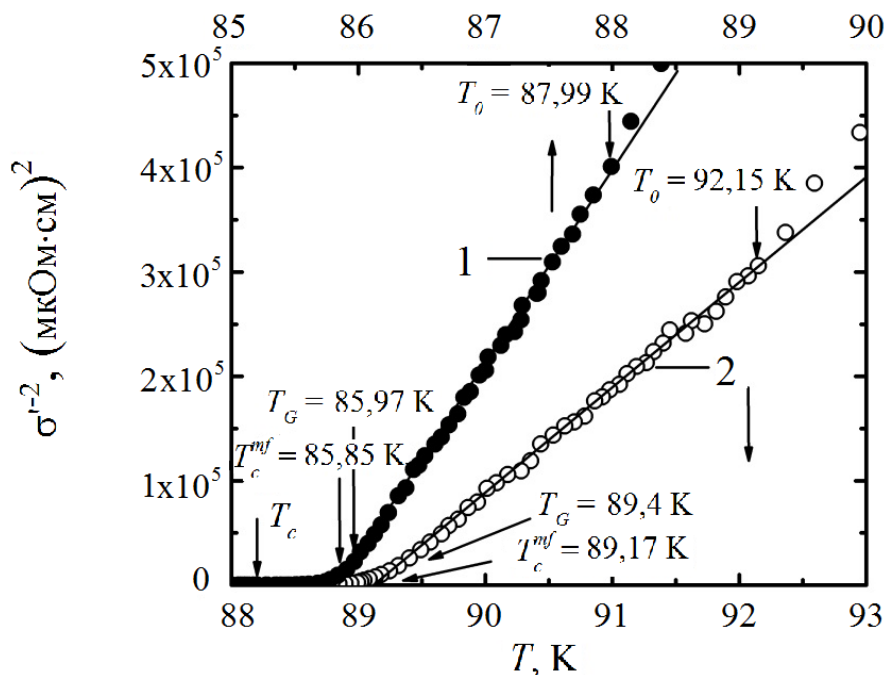


Рис. 4.3. Температурні залежності $\sigma^{r-2}(T)$ монокристала $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $P = 0$ (крива 1) і при $P = 1,7$ ГПа (крива 2), що визначають T_c^{mf} . Суцільні тонкі лінії проведені для зручності сприйняття.

Визначивши ε , за допомогою T_c^{mf} , можна з'ясувати роль флуктуаційного спарювання в формуванні ФЛП [19,21,23,24,26,27,35,72,196]. Для цього будемо залежність $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$, як показано на Рис. 4.4. для зразків Y0 ($P = 0$) і Y5 ($P = 1,7$ ГПа). Як і очікувалося, незалежно від наявності тиску, поблизу T_c ФЛП відмінно апроксимується флуктуаційним внеском АЛ для 3D систем (Рів. 1.2). У подвійних логарифмічних координатах – це пунктирні прямі (1) з нахилом, що дорівнює $\lambda = -1/2$. Цей результат підтверджує зроблений вище висновок про те, що класична 3D-АЛ ФЛП завжди реалізується в купратних ВТНП, коли T прагне до T_c , де $\xi_c(T) > d$ [22,33,37,45,80,183,208,209]. Лінійна залежність $\ln\sigma'(\ln\varepsilon)$ зберігається до температури $T_0 = 88,0$ К ($\ln\varepsilon_0 = -3,69$, $P = 0$), при якій відбувається 3D-2D кросовер [73,179], і експериментальні точки відхиляються в сторону менших значень.

Визначивши ε_0 , за Рів. (1.7) знаходимо $\xi_c(0) = (1,84 \pm 0,02) \text{ \AA}$ для $P = 0$. Аналогічним чином отримуємо значення $\xi_c(0)$ при всіх інших тисках (Табл. 4.1). Отримані значення $\xi_c(0)$ добре узгоджуються з даними, що повідомляються для YBCO в літературі [80,92,125,195,210], і фактично збігаються з $\xi_c(0) = (1,86 \pm \pm 0,02) \text{ \AA}$, знайденою для двошарової плівки YBCO- PrBCO з аналогічною $T_c = 85 \text{ K}$ (зразок SD1) [34].

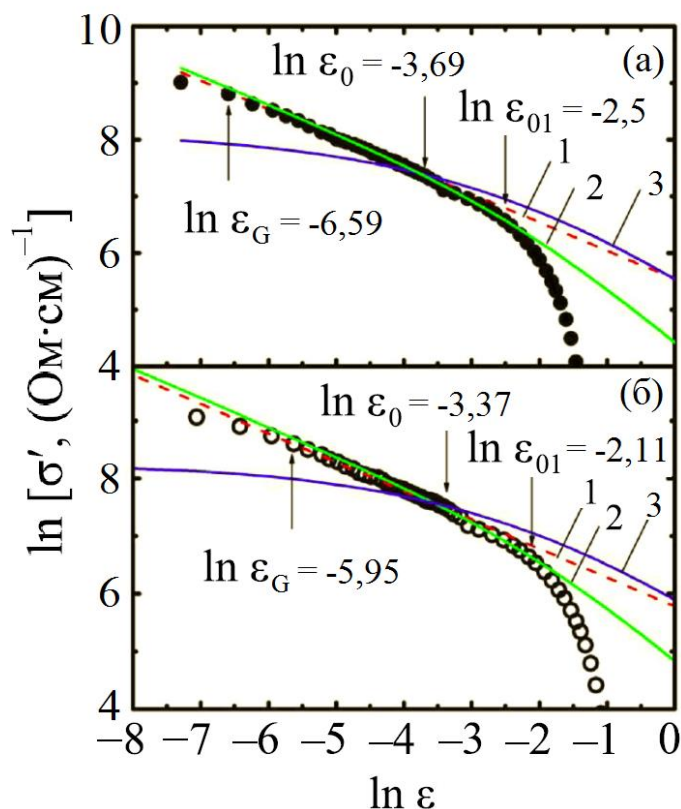


Рис 4.4. Залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ монокристалу $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ для $P = 0$ (панель а, точки) і $P = 1,7 \text{ ГПа}$ (панель б, кільця) у порівнянні з флуктуаційними теоріями: 3D АЛ (пунктири (1)), ЛД (криві (2)) і МТ (криві (3)).

Вище T_0 (Рис. 4.4) $\xi_c(T) < d$, і зразок виходить з режиму 3D флуктуацій [33,73,179,183]. Однак, як і раніше в інтервалі температур $T_0 < T < T_{01}$ ($\ln \varepsilon_0 < \ln \varepsilon < \ln \varepsilon_{01}$, Рис. 4.4) $\xi_c(T) > d_{01}$, де d_{01} – відстань між внутрішніми провідними площинами CuO_2 , і площині CuO_2 пов'язані джозефсонівською взаємодією [35, 73,179]. В результаті вище T_0 в ВТНП реалізується двовимірний (2D) ФЛП. Однак, на відміну від добре структурованих монокристалів YBCO [1,25,92,125], в даному випадку температурна залежність ФЛП описується за Рів. (3.1) моделі Лоуренса -

Доніаха (ЛД) (суцільні криві 2 на Рис. 4.4), яка є окремим випадком теорії Хікамі-Ларкіна (ХЛ) [73].

Поблизу T_c , де $\xi_c(T) \gg d$, Рів. (3.1) ЛД трансформується в Рів. (1.2) 3D-АЛ, але відхиляється вниз від лінійності з ростом T . Така температурна залежність $\sigma'(\varepsilon)$ характерна для зразків ВТНП з дефектами [72,175], що виникають під впливом PrBCO. Відповідно, флуктуаційний внесок 2D-МТ в $\sigma'(\varepsilon)$, характерний для добре структурованих зразків [33,37,92,125], повністю пригнічений в даному випадку. МТ-внесок визначається процесами розпарювання в конкретному зразку у відсутності дефектів, тобто залежить від часу життя флуктуаційних куперівських пар (ФКП) τ_ϕ [73]. Щоб в цьому переконатися, криві 2D-МТ (суцільні криві 3), розраховані за Рів. (1.4) з $d = 11,67 \text{ \AA}$ і визначеними з експерименту значеннями значеннями $\xi_c(0)$ (Табл. 4.1), $\tau_\phi(100 \text{ K}) = 11,9 \cdot 10^{-13} \text{ c}$ ($P = 0$) і $\tau_\phi(100 \text{ K}) = 8,9 \cdot 10^{-13} \text{ c}$ ($P = 1,7 \text{ ГПа}$), також показані на Рис. 4.4 і, як і очікувалося, не описують експеримент.

Вище T_{01} , позначеної як $\ln \varepsilon_{01}$ на Рис. 4.4 ($T_{01} = 92,77 \text{ K}$ і $\ln \varepsilon_{01} = -2,5$, $P = 0$), експериментальні дані відхиляються від кривої ЛД в сторону менших значень. Отже, класичні флуктуаційні теорії [48,73], що базуються на уявленні про існування некогерентних ФКП в купратних ВТНП при $T > T_c$ [26,27,209], добре описують надлишкову провідність $\sigma'(T)$ тільки до температури T_{01} . Вище T_{01} як ФКП, так і нормальні носії заряду знаходяться безпосередньо в площинах CuO_2 [73,179], і, оскільки $\xi_c(T) < d_{01}$ [34,35,37], внутрішні провідні площині CuO_2 , як зазначено в Розділі 1, більше не пов'язані джозефсонівською взаємодією. З цієї причини вище T_{01} флуктуаційні теорії не описують експеримент, що добре видно з результатів, наведених на Рис. 4.4. Вважаючи, як зазначено вище, що $d = c = 11,67 \text{ \AA}$, для $P = 0$ отримуємо: $d_{01} = d(\varepsilon/\varepsilon_0)^{1/2} = (6,43 \pm 0,05) \text{ \AA}$ і, відповідно, $d_{01} = (6,22 \pm 0,05) \text{ \AA}$ для $P = 1,7 \text{ ГПа}$. Аналогічним чином отримані значення d_{01} при всіх інших значеннях тиску (Табл. 4.1). Таким чином, тиск трохи зменшує міжплощинну відстань в монокристалах YPrBCO (Рис. 4.4), що має сенс [83,91], оскільки тиск помітно зменшує всі параметри елементарної комірки YBCO [211].

Зрозуміло, що T_{01} визначає область НП флуктуацій вище T_c . З цієї причини питання про величину температури T_{01} є вельми важливим. У ряді випадків $\Delta T_{\text{н}} = T_{01} - T_G = 15,6$ К, тобто T_{01} приблизно на 16 К вище T_c . Цей результат, $T_{01}/T_c \approx 1,19$, що було отримано на добре структурованій двошаровій плівці YBCO-PrBCO з $T_c = 88,5$ К (зразок SD2 в [34]), в якій шари PrBCO, що напилуються незалежно, не створюють додаткових дефектів в шарах YBCO [34,93]. В такій же плівці з $T_c = 85$ К (зразок SD1 в [34]), $\Delta T_{\text{н}} = 11,4$ К і $T_{01}/T_c \approx 1,13$. У досліджуваному монокристалі YPrBCO з практично такою ж $T_c = 85,2$ К, $\Delta T_{\text{н}} = 6,8$ К і $T_{01}/T_c \approx 1,05$ при $P = 0$, тобто в 1,7 рази менше, ніж в добре структурованій плівці SD1. Цей результат ще раз підтверджує зроблений вище висновок про те, що саме дефекти, індуковані магнітними домішками у вигляді комірок PrBCO в чистому YBCO, перешкоджають встановленню фазової когерентності ФКП і помітно зменшують область НП флуктуацій. Під тиском в 1,7 ГПа критична температура монокристала YPrBCO зростає до $T_c = 89,1$ К і стає практично такою ж, як і в плівці SD2. Відповідно інтервал НП флуктуацій $\Delta T_{\text{н}} = 10,13$ К (Табл. 4.1) і $T_{01}/T_c \approx 1,11$ помітно зростають. Одночасно C -фактор C_{3D} зростає від 0,62 ($P = 0$) до 0,93 ($P = 1,7$ ГПа), а чим краще структура зразка, тим C_{3D} ближче до одиниці [35,174]. Таким чином, тиск не тільки зменшує d_{01} , але і зменшує число дефектів в зразку, а ступінь безладу зводиться до мінімуму, що узгоджується з попередніми дослідженнями [81,211].

Збільшення $\Delta T_{\text{н}}$ також відбувається немонотонно. До $P = 0,92$ ГПа інтервал НП флуктуацій швидко розширюється, а потім виходить на насичення (Рис. 4.2б, суцільна крива). З Рис. 4.2. видно, що залежність $\Delta T_{\text{н}}(P)$ практично така ж, як і залежність $T_c(P)$. Беручи до уваги спостережуване зменшення $\rho(P)$ (Рис. 4.2а), можна припустити, що причиною збільшення як T_c , так і $\Delta T_{\text{н}}$ є зростання густини носіїв заряду в зразку під впливом тиску. Таку немонотонну поведінку всіх параметрів (Рис. 4.2) виявлено вперше. Це можна пояснити особливостями досліджуваного монокристала $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$.

4.1.3. Зміна форми температурної залежності псевдощільності в $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску

Для опису надлишкової провідності $\sigma'(T)$ у всьому інтервалі температур $T^* > T > T_c^{mf}$, ми використовуємо Рів. (1.8) і Рів. (1.9) для розрахунку ПЩ, в які входить певний ряд параметрів надпровідника, про що зазначалося в підрозділі 1.1.3.3. Вище, в рамках моделі локальних пар (ЛП) [19,24,26,27,35,55,69,70,197,198], з експерименту були визначені значення T^* , T_c^{mf} , ε і $\zeta_c(0)$, що входять у Рів. (1.8) [196]. Для побудови температурної залежності ПЩ за Рів. (1.9) також потрібні значення коефіцієнта A_4 , теоретичного параметра ε_{c0}^* і величини $\Delta^*(T_G)$, що входять в обидва рівняння (1.8) і (1.9). В рамках моделі ЛП всі ці параметри також можна визначити з експерименту (див. Розділ 1).

Таблиця 4.2. Параметри аналізу ПЩ монокристала $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ при різних значеннях P .

P (ГПа)	T^* (К)	α	ε_{c0}^*	T_{pair} (К)	D^* (К)	Gi	$\Delta^*(T_G)$ (К)
0	110	9,4	0,11	108	5	0,0014	216,13
0,45	113,8	6,5	0,15	109,7	5	0,0013	218,16
0,92	120	6,2	0,16	110,6	5	0,0015	220,83
1,27	122	5,5	0,18	114,6	6,0	0,0017	268,04
1,70	122,9	5,9	0,17	115	6,4	0,0026	290,02

На Рис. 4.5. показана залежність $\ln(\sigma')$ від $\ln(\varepsilon)$ при $P = 0$ побудована в усьому інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} . Як вже зазначалося (Розділ 3), для визначення A_4 слід апроксимувати експеримент залежністю $\sigma'(\varepsilon)$, що розраховується за Рів. (1.8), в області 3D АЛ флуктуацій поблизу T_c (Рис. 4.5), де $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ є лінійною функцією приведеної температури ε з нахилом $\lambda = -1/2$. Суцільна крива, побудована за Рів. (1.8) з $A_4 = 31$ відмінно описує експеримент. Для визначення параметра ε_{c0}^* використовується той факт, що в інтервалі $\ln\varepsilon_{c01} < \ln\varepsilon < \ln\varepsilon_{c02}$

($\ln \varepsilon_{c01} = -3,4$; $\ln \varepsilon_{c02} = -2,5$, Рис. 4.5) $\sigma^{-1} \sim \exp(\varepsilon)$. Відповідно в інтервалі температур $\varepsilon_{c01} < \varepsilon < \varepsilon_{c02}$ ($89,2 \text{ К} < T < 92,8 \text{ К}$) (див. вставку до Рис. 4.5), $\ln(\sigma^{-1})$ є лінійна функція ε з нахилом $\alpha^* = 9,4$, який дозволяє знайти параметр $\varepsilon^*_{c0} = 1/\alpha^* = 0,11$ при $P = 0$ [195,210]. Такі ж графіки, але з α^* , що спадає до 5,9 і що дає $\varepsilon^*_{c0} = 0,17$ при $P = 1,7$ ГПа, були отримані при всіх величинах тиску P . Це дозволило отримати адекватні значення ε^*_{c0} , які, як видно з Табл. 4.2, збільшуються з ростом P .

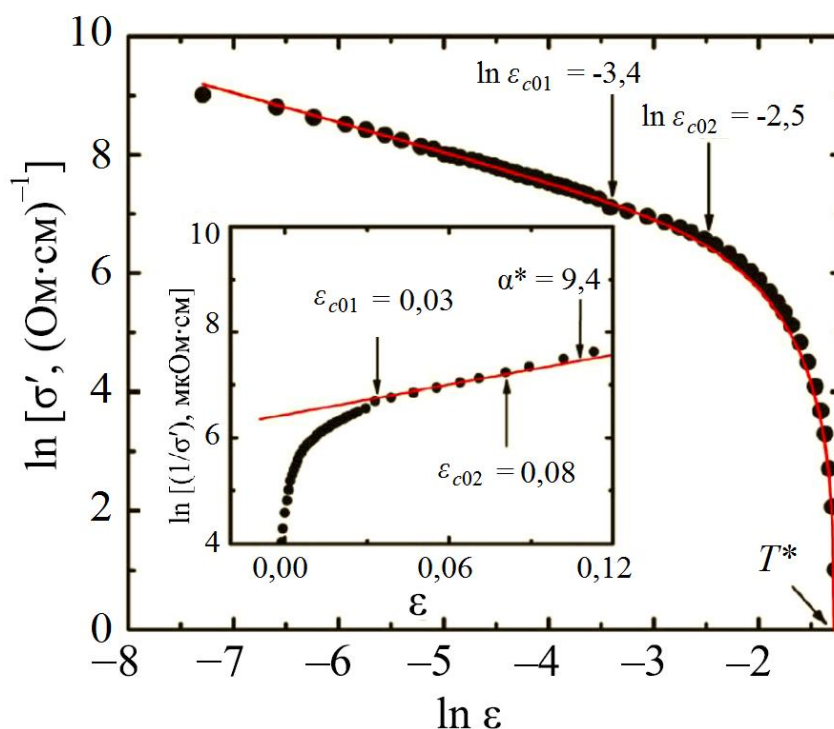


Рис. 4.5. Залежність $\ln(\sigma')$ від $\ln(\varepsilon)$ (\bullet) монокристала $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ для $P = 0$ в інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} . Суцільна крива – апроксимація експериментальних даних відповідно до (1.8). Вставка: $\ln(\sigma^{-1})$ як функція від ε [195]. Нахил $\alpha^* = 9,4$ визначає параметр $\varepsilon^*_{c0} = 1/\alpha^* = 0,11$.

Беручи до уваги результати робіт [77,78], при розрахунках за Рів. (1.8) Δ^* припускається рівною $\Delta^*(T_G) = \Delta_0(0)$, де $\Delta_0(0)$ – НП щілина при $T = 0$. Відповідно, має виконуватися співвідношення: $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 2\Delta_0(0)/k_B T_c$ [34,35,37]. В кінцевому підсумку, для оцінки $\Delta^*(T_G)$, яка використовується в Рів. (1.8), ми будемо $\ln \sigma'$ як функцію $1/T$ [34,196,198]. Результати для $P = 0$ і $P = 1,7$ ГПа показані на Рис. 4.6. У цьому випадку форма теоретичної кривої виявилася дуже чутливою до величини $\Delta^*(T_G)$. Краща апроксимація для $P = 0$ досягається при

$\Delta^*(T_G) = 2,5k_B T_c$ або $D^* = 5,0 \pm 0,1$ (крива 1 на Рис. 4.6), що є типовою величиною для d -хвильових надпровідників в межі сильного зв'язку при атмосферному тиску [37,191,196,212].

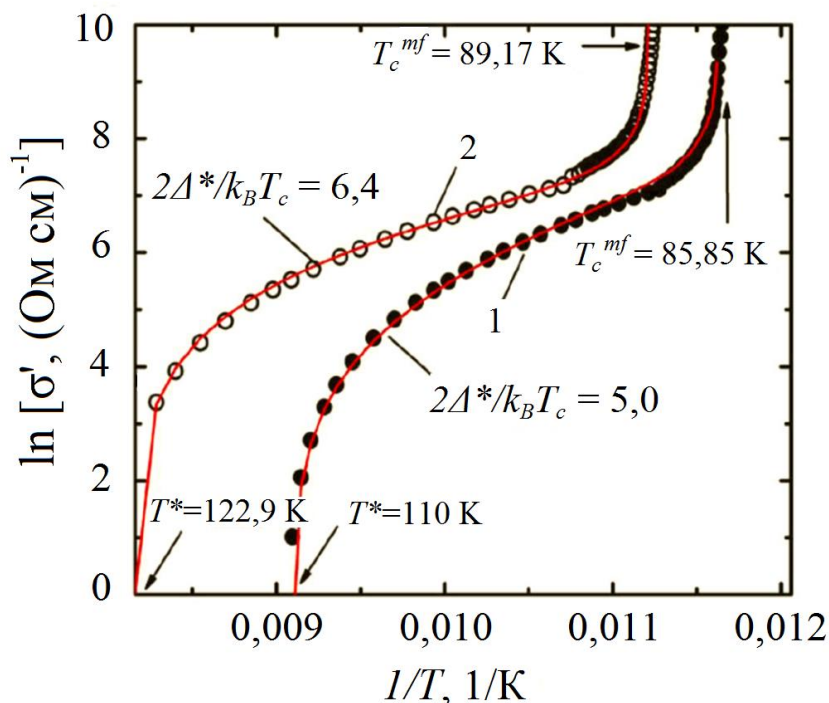


Рис. 4.6. $\ln \sigma'$ як функція $1/T$ монокристалу $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в усьому інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} при $P = 0$ (крива 1) і $P = 1,7$ ГПа (крива 2). Суцільні криві – розрахунок відповідно до (1.8) при $2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 5$ ($P = 0$) і $2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 6,4$ ($P = 1,7$ ГПа).

Такий результат має сенс, враховуючи, що зразок є ОД за киснем з високою $T_c = 85,2$ К навіть при наявності Pr. Для $P = 1,7$ ГПа відповідно отримуємо: $\Delta^*(T_G) = 3,2k_B T_c$ або $D^* = 6,4 \pm 0,1$ (крива 2 на Рис. 4.6). Таким чином, тиск помітно збільшує D^* , тобто збільшує силу зв'язку електронів в парі, на що вказує і зростання T_c під тиском, що має сенс. Видно, що при обраних значеннях параметрів розрахункові криві відмінно описують експеримент, таким чином, підтверджуючи правомірність використовуваного підходу. Аналогічні графіки були отримані при всіх обраних значеннях тиску, що дозволило отримати адекватні значення $\Delta^*(T_G)$ і D^* для всіх зразків (Табл. 4.2). З рисунка також видно, що тиск помітно збільшує величину надлишкової провідності σ' , особливо в

області високих температур. Необхідно, зокрема, зазначити пороговий характер отриманих результатів: форма кривої $\ln\sigma'$ від $1/T$ до $P \sim 0,9$ ГПа практично не змінюється, зберігаючи незмінними як величину $\ln\sigma'$, так і значення $D^* = 5$. З Табл. 4.2 добре видно, що зміна значення параметра D^* , отриманого з експериментальних кривих, починається лише вище $P \sim 0,9$ ГПа.

Після знаходження всіх необхідних параметрів будемо залежності $\Delta^*(T)$ для всіх значень тиску. Те, що Рів. (1.8) відмінно апроксимує експериментальні дані (Рис. 4.5 і 4.6), дає гарантію правильно розрахувати за Рів. (1.9) залежності ПЩ $\Delta^*(T)$. Розрахована в ЛП моделі за Рів. (1.9) для $P = 0$ з параметрами $T^* = 110$ К, $T_c^{mf} = 85,85$ К, $\xi_c(0) = 1,84$ Å, $\varepsilon^*_{c0} = 0,11$ і $A_4 = 31$ залежність $\Delta^*(T)$ представлена на Рис. 4.7 точками. Залежність $\Delta^*(T)$ для $P = 1,7$ ГПа показана на Рис. 4.7 кільцями. Вона побудована з параметрами $T^* = 122,9$ К, $T_c^{mf} = 89,17$ К, $\xi_c(0) = 2,16$ Å, $\varepsilon^*_{c0} = 0,17$, $A_4 = 85$. Аналогічні залежності, побудовані для $P = 0,45, 0,92$ і $1,27$ ГПа з параметрами, наведеними в таблицях 4.1 і 4.2, розташовуються між цими двома кривими, але вони не показуються, щоб не перевантажувати рисунок. З Рис. 4.7 видно, що тиск помітно збільшує $\Delta^*(T)$, як $d\ln\Delta^*/dP \approx 0,17$ ГПа⁻¹, а також змінює форму кривої $\Delta^*(T)$. Слід підкреслити, що для оцінок ми беремо значення $\Delta^*(T_G)$, які, як зазначено вище, можна розглядати як певний аналог НП щілини $\Delta_0(0)$ [37,55,197].

Однак значення $d\ln\Delta^*/dP = 0,17$ ГПа⁻¹ для зразків, допованих Pr, майже вдвічі менше, ніж $d\ln\Delta^*/dP = 0,32$ ГПа⁻¹, що виміряне для ОД монокристала YBCO [92]. Це також вказує на помітну роль дефектів, що виникають при допуванні Pr. Згідно з попередніми дослідженнями [35,37,92,125,174,213] експериментально спостережуване збільшення T_c під тиском має призводити до збільшення як НП щілини Δ_0 , так і ПЩ Δ^* . Цікаво, що в чистих ОД монокристалах YBCO T_c збільшується тільки на 0,7 К, а $d\ln\Delta^*/dP = 0,32$ ГПа⁻¹. У досліджуваному монокристалі YPrBCO T_c збільшується на 3 К і $d\ln\Delta^*/dP = 0,17$ ГПа⁻¹. Тим самим показано, що не існує прямої кореляції між зростанням T_c і значенням $d\ln\Delta^*/dP$ в цьому випадку. Як уже згадувалося, при гідростатичному тиску збільшення T_c може відбуватися через збільшення густини носіїв заряду n_f в

площинах CuO_2 [25,37,78-83] і через зсув піків густини станів [205,206]. Беручи до уваги отримані результати, можна зробити висновок, що в YPrBCO вплив обох цих процесів на $d\ln\Delta^*/dP$ виражається слабо через можливу часткову локалізацію носіїв заряду [56,93,207], наявність дефектів і власний магнетизм PrBCO [34,95,96]. Інший можливий механізм, що відповідає за збільшення НП щільності і ПЩ, пов'язаний зі зміщенням в бік більш низьких частот фононного спектра надпровідника під тиском [213]. Зрештою як працює цей механізм в присутності магнітного PrBCO , незрозуміло, і це питання залишається відкритим.

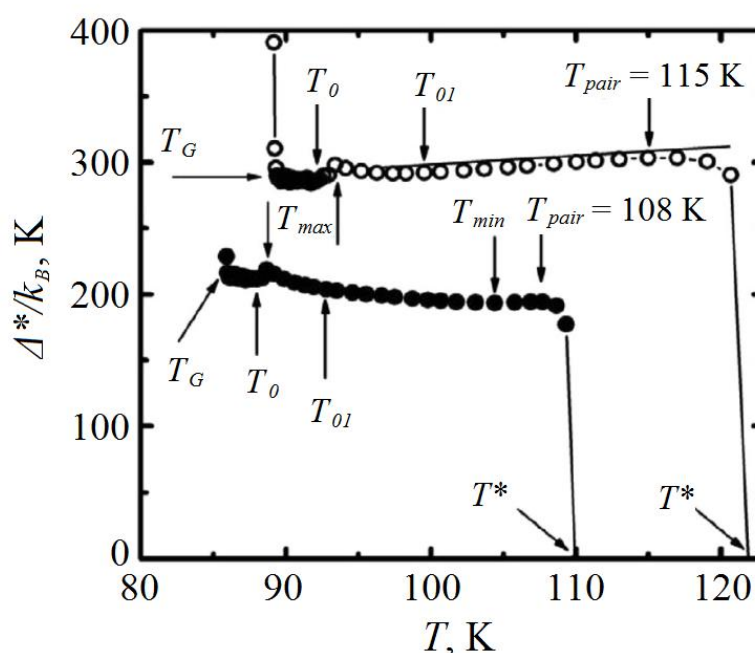


Рис. 4.7. Температурні залежності псевдощільності $\Delta^*(T)$ монокристала $\text{Y}_{0,95}\text{Pr}_{0,05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, розраховані відповідно до (1.9) для $P = 0$ (нижня залежність) і $P = 1,7$ ГПа (верхня залежність).

Із Рис. 4.7 видно, що при $P = 0$ форма кривої $\Delta^*(T)$ є досить незвичайною: при $T < T_{\text{pair}} = 108$ К спостерігається слабо виражений мінімум при $T_{\text{min}} \approx 103$ К. Нижче T_{min} $\Delta^*(T)$ поступово збільшується, демонструючи максимум при $T_{\text{max}} = 88,7$ К, де $\Delta^*(T_{\text{max}})/k_B = 218,7$ К. Суттєво, що це на $\sim 0,7$ К вище $T_0 = 88,0$ К, що визначається з аналізу ФЛП (Рис. 4.3). Потім $\Delta^*(T)$ стрибком зменшується на $\sim 6,5$ К, і $\Delta^*(T_0)/k_B = 212,2$ К. Цілком ймовірно, що максимум і

стрибок $\Delta^*(T)$ обумовлюються інерцією вимірювальної системи, яка відображає реакцію на зміну швидкості охолодження в інтервалі 93 К – 88 К, що збігається зі зміною кроку вимірювання від $\delta T = 1$ К при $T > 93$ К $\delta T = 0,1$ К при $T < 88$ К (Рис. 4.1). Нижче T_0 спостерігається дуже великий розкид експериментальних точок, який закінчується максимумом $\Delta^*(T_G)/k_B = 216,1$ К при $T = T_G$, як в деталях показано на Рис. 4.8. Такі ж скачки напруги поблизу T_c спостерігалися при дослідженні ефекту Хола на плівці $Y_{0,9}Pr_{0,1}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (див. Рис. 3 в [214]), що, найімовірніше, є специфікою поведінки ВТНП, що містять магнітні домішки РгВСО безпосередньо всередині матриці YBCO [56,207,214]. Також видно, що саме нижче T_G починається перехід в область критичних флуктуацій, але вдається отримати ще одну точку, яка на 0,05 К вище T_c^{mf} . Аналогічну поведінку $\Delta^*(T)$ нижче T_{min} демонструє й досліджуваний монокристал при $P = 1,7$ ГПа (Рис. 4.7, кільця).

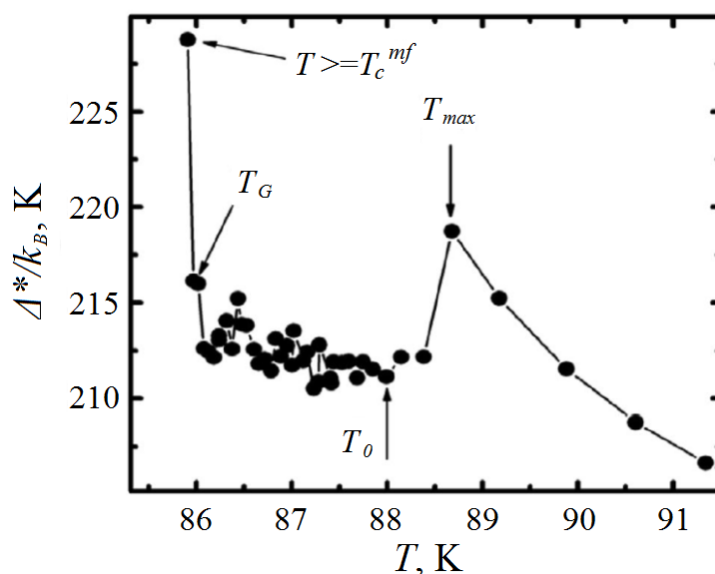


Рис. 4.8. Температурна залежність псевдощілини $\Delta^*(T)$ монокристала $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ поблизу T_c , розрахована відповідно до (1.9) для $P = 0$.

Отримані залежності $\Delta^*(T)$ істотно відрізняються від аналогічної залежності $\Delta^*(T)$, яка спостерігалася в області НП флуктуацій поблизу T_c у всіх досліджуваних раніше купратах і пніктидах [35,37,56,92,125]. У всіх зазначених ВТНП при зменшенні температури $\Delta^*(T)$ завжди демонструє мінімум при $T \sim T_{01}$, а потім максимум при $T \sim T_0$, за яким є мінімум завжди при $T = T_G$. Слід

підкреслити, що така ж залежність $\Delta^*(T)$ спостерігається на надгратках і двошарових плівках YBCO-PrBCO [34], в яких, як уже згадувалося, шари PrBCO, які напилювалися незалежно, не спотворюють структуру шарів YBCO [19]. Таким чином, спостережувана в перерахованих вище ВТНП кореляція між температурами T_{01} , T_0 , T_G і особливостями (мінімумами і максимумами) на залежності $\Delta^*(T)$, в досліджуваному монокристалі $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ явно відсутня.

З Рис. 4.7 також видно, що тиск не тільки збільшує $\Delta^*(T)$, а й змінює форму кривої $\Delta^*(T)$, чого не спостерігалось на бездомішкових ОД монокристалах YBCO [37,92]. При збільшенні тиску максимум при T_{pair} ширшає і зміщується в область більш високих температур. В кінцевому підсумку при $P = 1,7$ ГПа залежність $\Delta^*(T)$ набуває форму, близьку до тієї, що спостерігається для ОД монокристалів YBCO, демонструючи лінійну залежність $\Delta^*(T)$, що спадає в інтервалі $T_{\text{pair}} > T > T_{01}$ [92]. Це говорить про сильний вплив тиску на динаміку ґратки [81,83,91,211], особливо в області високих температур. Слід згадати, що T_{pair} – це температура, при якій локальні пари трансформуються з сильно зв'язаних бозонів, що підпорядковуються теорії Бозе-Ейнштейнівської конденсації (БЕК), в ФКП, що підпорядковуються теорії Бардіна - Купера - Шріффера (БКШ) [23,26,27, 63,196]. Іншими словами, це температура кросовера БЕК-БКШ, що передбачається теорією [64,66] для систем з малою густиною носіїв заряду, якими є купратні ВТНП з допунням менше оптимального [35,44,63]. При зменшенні температури нижче T_{01} $\Delta^*(T)$ зростає, демонструючи максимум при $T = T_{\text{max}} \approx 93,4$ К, де $\Delta^*(T_{\text{max}})/k_B = 298,2$ К (Рис. 4.7, кільця). На цьому схожість з ОД YBCO кривої $\Delta^*(T)$ закінчується, так як нижче T_{max} починається нестандартна, фактично така ж, як і при $P = 0$, поведінка $\Delta^*(T)$, що обумовлюється впливом Pr. В інтервалі $T_{\text{max}} - T_0$ спостерігається стрибок $\Delta^*(T)$, природа якого така ж, як і в випадку $P = 0$. Потім, як і при $P = 0$, є область з великим розкидом значень $\Delta^*(T)$ і з виходом на максимум $\Delta^*(T_G)/k_B = 290,0$ К при $T_G = 89,4$ К.

4.1.4. Незвичні залежності числа Гінзбурга і співвідношення БКШ від гідростатичного тиску

Слід підкреслити, що при $P = 1,7$ ГПа вдається впевнено виміряти значення $\Delta^*(T)$ ще для трьох температур нижче T_G (Рис. 4.7, кільця), причому остання точка отримана при температурі 89,18 К, що всього лише на 0,01 К вище T_c^{mf} . Найбільш ймовірно це відбувається тому, що тиск, роблячи НП перехід ширше, також дещо збільшує й область критичних флуктуацій [199,203]. Відповідно, зростає і число Гінзбурга: $Gi = (T_G - T_c^{mf})/T_c^{mf}$ [80,174], як це видно з Рис. 4.9. Це фактично збільшується різниця $T_G - T_c^{mf}$ (Табл. 4.1), вказуючи на те, що справжні критичні флуктуації посилюються при збільшенні тиску [80,174]. Відповідно до анізотропної теорії Гінзбурга-Ландау, число Гінзбурга визначається за рівнянням [215,216]:

$$Gi = \alpha \left(\frac{k_B}{\Delta c \xi_c(0) \xi_{ab}^2(0)} \right)^2, \quad (4.2)$$

де α – константа порядку 10^{-3} і Δc – стрибок теплоємності при T_c . Відповідно до мікроскопічної теорії [216], $\Delta c \sim T_c N(0)$, де $N(0)$ – густина одночастинкових станів на рівні Фермі. Передбачається, що Δc слабо залежить від P в розглянутому інтервалі тисків, оскільки $N(0)$, як це впливає з вимірів сприйнятливості Паулі в YBCO вище T_c , слабо реагує на зміну P (див. [80,215] і посилання в них).

У будь-якому випадку нас буде цікавити величина співвідношення $Gi^* = Gi(P)/Gi(0)$ [174], яка залежить тільки від співвідношення довжин когерентності. Використовуючи дані Таблиць 4.1 і 4.2, отримаємо: $Gi^* \approx 1,86$ і $\xi_c(P)/\xi_c(P = 0) \approx 1,17$, тобто $\xi_c(0)$ зростає з тиском приблизно на 17% як $d\xi_c(0)/dP \approx 0,19$. До того ж, збільшення $\xi_c(0)$ під тиском також спостерігалось на YBCO [80,92], HoBCO [174] і HgBaCaCuO [202], причому $d\xi_c(0)/dP$ змінювалося в діапазоні від 0,08 [92,202] до 0,42 [174].

На перший погляд це дивовижний результат, оскільки одночасно збільшується T_c , а в загальній теорії надпровідності передбачається, що $\xi \sim 1/T_c$ [30]. Однак, збільшення $\xi_c(0)$ зі зростанням P призводить до збільшення

сили зв'язку між площинами CuO_2 , а саме: $J = [\xi_c(0)/d]^2$ [203], $J(P)/J(0) \approx 1,38$, сила зв'язку збільшується на 38%. Якщо припустити, що в цьому випадку $d = d_{01}$, то $J(P)/J(0) \approx 1,47$, тобто сила зв'язку між площинами CuO_2 під тиском збільшується майже в 1,5 рази. Отриманий результат показує, що під впливом тиску просте співвідношення $\xi_c \sim 1/T_c$ в купратах порушується, а сильна анізотропія провідних властивостей в ВТНП виходить на перший план [35,44,54]. З огляду на вищезгадані результати і використовуючи Рів. (4.2), знаходимо: $\xi_{ab}(0)/\xi_{ab}(P) \approx 1,26$. Іншими словами, щоб забезпечити результуюче збільшення Gi^* , $\xi_{ab}(0)$ повинна зменшитися на $\approx 26\%$.

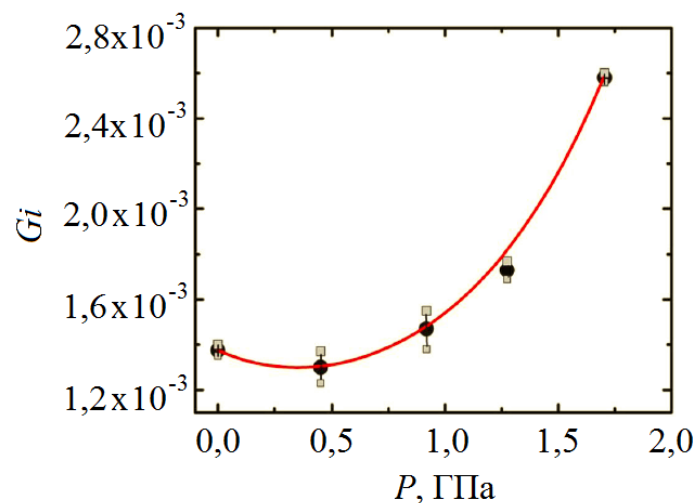


Рис. 4.9. Число Гінзбурга $Gi = (T_G - T_c^{mf})/T_c^{mf}$ як функція тиску для монокристала $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Суцільна крива – екстраполяція залежності поліномом.

Таким чином, так само, як і в ОД YBCO [80,92], в досліджуваному YPrBCO тиск впливає на властивості ВТНП як уздовж провідних площин CuO_2 , так і вздовж осі c . Це добре узгоджується з опублікованими даними [80,174,215,217], а також з висновками загальної теорії надпровідності, згідно з якою довжина когерентності, що визначає розмір куперівських пар (в даному випадку $\xi_{ab}(T)$) пропорційна $1/T_c$ [30]. Таким чином, можна оцінити величину $\xi_{ab}(0)(P = 1,7 \text{ ГПа})$. Беручи до уваги, що в ВТСП $\xi_{ab}(0) \sim 10\xi_c(0) \approx 18,4 \text{ \AA}$ ($P = 0$) [35], отримаємо: $\xi_{ab}(0)(P = 1,7 \text{ ГПа}) = 18,4 - (18,4 \times 0,26) \approx 13,6 \text{ \AA}$, що є типовою величиною для

бездефектних плівок YBCO, близьких до ОД [33,35,72]. Даний факт підтверджує обґрунтованість наведених міркувань. Залишається додати, що, як і інші данні вимірювань, $G_i(P)$ в YPrBCO демонструє немонотонну залежність від тиску. З Рис. 4.9. видно, що характер залежності $G_i(P)$ різко змінюється при $P > 0,9$ ГПа. Слід зазначити, що аналогічна залежність $G_i(P)$ спостерігалася раніше [80]. Монокристали YBCO, що досліджувалися *Ferreira et al.* [80], містили велику кількість двійників. Відповідно, тиск може мінімізувати вплив дефектів, приводячи до аналогічної залежності $G_i(P)$. Однак це питання не розглядалося *Ferreira et al.* [80].

Відзначимо ще ряд виявлених відмінностей в поведінці YPrBaCuO від бездомішкових монокристалів YBCO. Перш за все це несподіване збільшення T^* під тиском (Рис. 4.7 і Табл. 4.2). Згідно з фазовою діаграмою купратів [21,22,36,37], при збільшенні T_c (в даному випадку за рахунок тиску) T^* має зменшуватися, як це і спостерігається в СД і ОД [92,125] монокристалах YBCO і HoBCO [174]. В YPrBaCuO при $P = 0$ спочатку спостерігається надзвичайно низька $T^* \sim 110$ К (Рис. 4.1 і Табл. 4.2), що характерно для сполук з Pr [56]. Виявлений ефект збільшення T^* можна пояснити, якщо припустити, що дефекти, які продукуються PrBCO, і власний магнетизм PrBCO ефективно руйнують обмінну взаємодію між електронами, перешкоджаючи формуванню ФКП при $P = 0$ [35,56,207].

Відповідно, спостережуваний ефект збільшення T^* стає зрозумілим, якщо припустити, що тиск, покращуючи структуру [81,83,91,211], мінімізує вплив дефектів. Це підтверджується зменшенням опору зразка (Рис. 4.1), збільшенням ΔT_H і коефіцієнта C_{3D} (Табл. 4.1), а також відповідним перетворенням залежності $\Delta^*(T)$ (Рис. 4.7). Таким чином, реальні результати показують, що під тиском 1,7 ГПа досліджуваний YPrBaCuO перетворюється в практично бездефектний монокристал YBCO, а ПЩ температура зростає до $T^* \sim 123$ К (Рис. 4.1 і Табл. 4.2). Однак при цьому і T_c зростає приблизно на 3 К (Табл.4.1), що повинно призводити до зменшення T^* , як зазначено вище. Таким чином, в даному випадку

є два протилежні ефекти: а) збільшення T^* під тиском за рахунок мінімізації впливу додаткових дефектів, б) зменшення T^* при збільшенні T_c зразка.

Можна припустити, що якби не було ефекту P_g, досліджуваний монокристал YBCO при $P = 0$ мав би $T^* \sim 140$ К, що є типовим значенням для ОД YBCO [55,195,197,210]. В бездомішкових ОД монокристалах YBCO при $P \approx 0,95$ ГПа збільшення T_c всього на 0,7 К призводить до зниження T^* на 5 К [92]. У нашому випадку при $P \approx 0,95$ ГПа T_c збільшується на $\sim 2,4$ К (Табл. 4.1), тобто в $\sim 3,4$ рази інтенсивніше, ніж в ОД монокристалі, що не містить P_g. Відповідно зниження T^* має становити: $\Delta T^* \approx 3,6 \times 5 = 17$ К. Інакше кажучи, тиск $P = 1,7$ ГПа, зменшуючи вплив дефектів, відновлює T^* до спостережуваного значення $T^* = 140$ К $- 17$ К = 123 К, підтверджуючи зроблене припущення. Тут також враховано той факт, що T_c і T^* досягають насичення при $P > 1$ ГПа (Рис. 4.1 і 4.2).

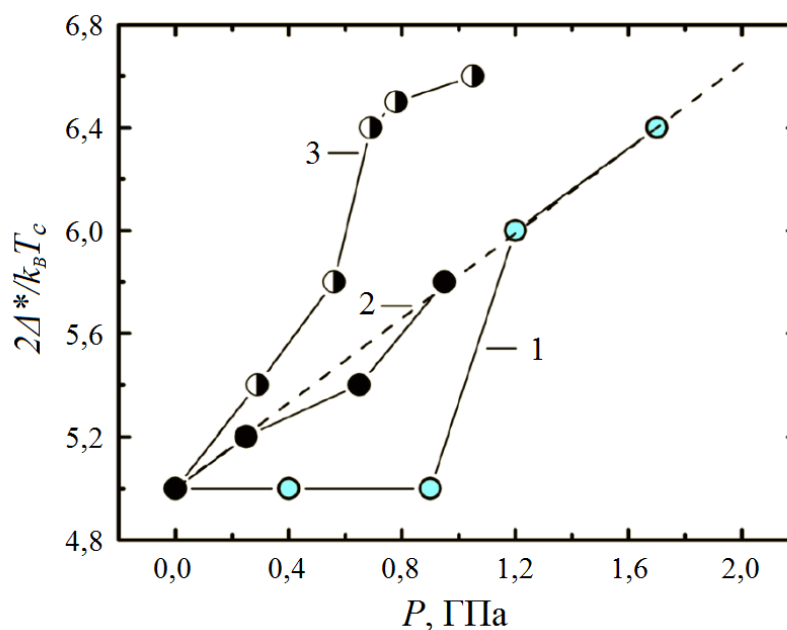


Рис. 4.10. Залежності $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ від тиску для монокристалів $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (1), оптимально допованих монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (2) і слабо допованих монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (3) з ДГ. Всі лінії проведені для зручності сприйняття.

Незвичайною є також залежність співвідношення $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ від тиску (Рис. 4.10, крива 1). Видно, що, на відміну від ОД (крива 2) і СД (крива 3)

бездомішкових монокристалів YBCO, до $P \sim 0,9$ ГПа D^* не змінюється, зберігаючи значення рівне ~ 5 (Рис. 4.10 і Табл. 4.2). При $P > 0,9$ ГПа спостерігається різке зростання D^* , і залежність виходить на пряму, яка є продовженням лінійної залежності $D^*(P)$ (пунктир на рисунку), яку демонструє ОД монокристал. Таким чином, тиск покращує структурний порядок в зразку [81,91,218] і мінімізує вплив дефектів 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 бездефектному монокристалі YBCO, де, на жаль, вимірювання були проведені тільки до $P = 0,95$ ГПа [92]. Можна підсумувати, що при $P > 1$ ГПа монокристал YPrBCO більшою мірою має ті ж властивості, що й монокристал YBCO з відносно малою кількістю дефектів. Про це ж говорить і залежність $\Delta^*(T)$, виміряна при $P = 1,7$ ГПа, форма якої при високих T така ж, як і в ОД монокристалах YBCO (Рис. 4.7, кільця), а також помітне збільшення ΔT_{fl} і $C_{3\text{D}}$ з тиском (Табл. 4.1). Звертає на себе увагу і той факт, що зростання D^* починається лише після $\sim 0,9$ ГПа.

Таким же «пороговим» чином збільшується і Δ^* , виміряна при T_G (Табл. 4.2). Як це зазначено вище, такий же пороговий ефект спостерігається і при зміні нахилу залежностей $\sigma^{-2}(T)$ (Рис. 4.3), а також при зміні числа Гінзбурга Gi зі збільшенням тиску (Рис. 4.9), і фактично всі данні вимірювань демонструють порогову залежність. Безумовно, ці нетривіальні результати вимагають більш ретельного вивчення.

Висновки до розділу 4

1. Вперше проведено аналіз впливу гідростатичного тиску до 1,7 ГПа на температурні залежності надлишкової провідності $\sigma'(T)$ і ПЩ монокристала $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з $x = 0,05$.

2. Показано, що, незалежно від прикладеного зовнішнього тиску, надлишкова провідність $\sigma'(T)$ в інтервалі $T_c < T < T_{01}$ описується флуктуаційними теоріями, а саме: 3D теорією Асламазова-Ларкіна і теорією Лоуренца-Доніаха. Флуктуаційний внесок Макі-Томпсона не спостерігається, що вказує на наявність дефектів в зразку, утворених комірками PrBCO, вбудованими в матрицю YBCO.

3. Вперше виявлено нетипову форму залежності ПЩ при $P = 0$ зі слабо вираженим мінімумом при $103 \text{ K} = T_{\min} < T_{\text{pair}} = 108 \text{ K}$. Показано, що, тиск помітно змінює форму кривої $\Delta^*(T)$, що не спостерігається на бездомішкових ОД монокристалах YBCO. При $P = 1,7 \text{ ГПа}$ форма $\Delta^*(T)$ стає такою ж, як в ОД YBCO, що є результатом мінімізації впливу дефектів під тиском.

4. Вперше показано, що зміна під тиском практично всіх вимірюваних параметрів, а саме: зростання $\sigma'(T)$, числа Гінзбурга і співвідношення $D^* = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$, – носить пороговий характер. Всі ці параметри починають змінюватися лише при $P \geq 0,9 \text{ ГПа}$, оскільки тиск покращує структурний порядок в зразку і, таким чином, зводить до мінімуму вплив дефектів в $Y_{0,95}Pr_{0,05}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$.

РОЗДІЛ 5. АНАЛІЗ НАДЛИШКОВОЇ ПРОВІДНОСТІ ТА МОЖЛИВОСТІ ІСНУВАННЯ ПСЕВДОЩІЛИНИ У НАДПРОВІДНИКАХ FeSe

5.1. Температурна залежність питомого опору і визначення характеристичних температур

Температурні залежності питомого опору $\rho(T) = \rho_{xx}(T)$ розглянутих в Розділі 2 трьох зразків S1, S2 і S3 FeSe_{0,94} показані на Рис. 5.1. Видно, що нижче ~ 300 К всі залежності $\rho(T)$ демонструють металевий хід при зменшенні температури до T_c . Шляхом екстраполяції лінійної частини $\rho(T)$ в області НП переходу до $\rho(T) = 0$ визначалася критична температура $T_c \equiv T_c(\rho = 0)$. Так як ширина резистивних переходів ΔT_c виявилася досить малою, особливо в разі S1 ($\Delta T_c \sim 1$ К) [155], цей підхід дозволяє отримувати значення T_c з високою точністю. Як і очікувалося, у зразка, допованого сріблом (S1), найвища $T_c = (9,0 \pm 0,05)$ К і найнижчий $\rho(T = 10 \text{ К}) \approx 270$ мкОм·см (Табл. 5.1). Крім того, S1 має найбільше відношення опорів $R(300 \text{ К})/R(10 \text{ К})$, так зване «residual resistivity ratio» або $RRR = 13,6$ [146]. Дане значення RRR значно вище того, що спостерігається в разі полікристалічних зразків FeSe, що отримувалися методом "self flux", де $RRR = 9,3$ [145], що підтверджує високу якість структури зразка S1.

Відповідно, у зразка S3 помітно нижча $T_c = (7,8 \pm 0,05)$ К і найвищий $\rho(T = 10 \text{ К}) \approx 1010$ мкОм·см (Табл. 5.1). Причиною цього є наявність включень непровідних гексагональних фаз, виявлених за допомогою XRD аналізу [155] (див. Розділ 2), які можуть спотворювати структуру зразка. Відповідно, для S3 $RRR = 3,8$. Незважаючи на всі зазначені відмінності, зразки S1 і S3, отримані методом часткового плавлення, мають дуже схожу форму залежностей $\rho(T)$ (Рис. 5.1). Нижче ~ 150 К обидві резистивні криві взагалі йдуть паралельно одна одній. Найнижча $T_c = (7,7 \pm 0,05)$ К спостерігається у зразка S2, отриманого методом твердотільної реакції. Відповідно в даному випадку $\rho(T = 10 \text{ К}) \approx 838$ мкОм·см, що помітно більше, ніж у S1, а $RRR = 3,9$ (Табл. 5.1), що вказує на особливості структури зразка, що обумовлюються методом його виготовлення. В результаті S2 демонструє іншу форму кривої $\rho(T)$, яка нижче $T_s = 85$ К проходить

з помітно меншим нахилом, ніж у зразків S1 і S3. Це підтверджує припущення про те, що властивості полікристалів FeSe істотно залежать від способу їх виготовлення [150]. Відповідно, очікувалося виявити відмінності, що обумовлюються особливостями структури зразків і при дослідженні як флуктуаційної провідності, так і можливої псевдощільни в FeSe.

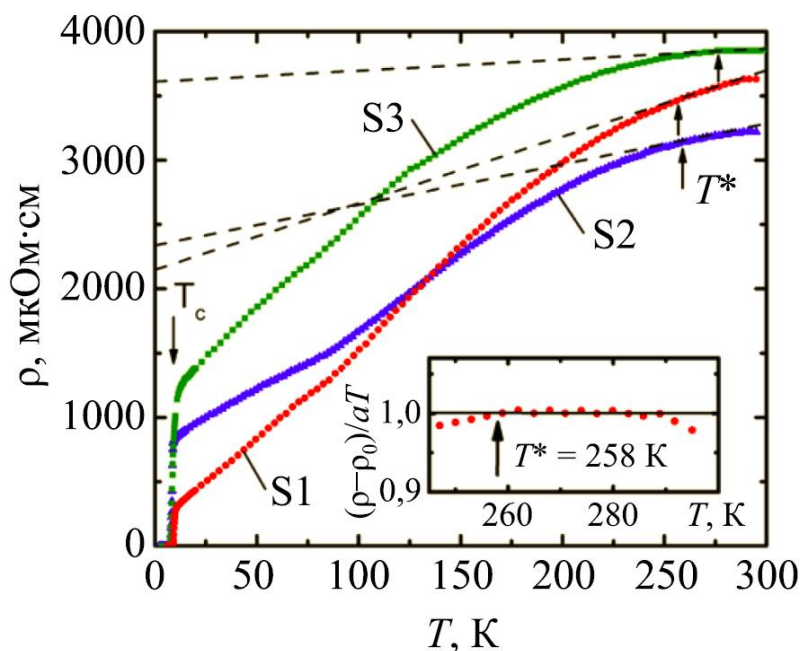


Рис. 5.1. Температурні залежності питомого опору $\rho(T)$ для трьох зразків $\text{FeSe}_{0,94}$, S1, S2 і S3, виготовлених різними методами. Пунктирні прямі позначають $\rho_N(T)$, який екстраполюється в область низьких температур. Вставка: $(\rho - \rho_0)/aT$ як функція від температури для S1 (точки), яка визначає $T^* = 258 \text{ K}$ і лінійну ділянку $(\rho - \rho_0)/aT = 1$ в інтервалі (290–258) K.

5.2. Наявність надлишкової провідності як доказ існування надпровідних флуктуацій в FeSe

5.2.1. Критерій вибору нормального стану в зразках FeSe

Як було детально розглянуто в підрозділі 1.1.3.2. цієї роботи, флуктуаційна провідність (ФЛП) для всіх трьох зразків визначається з аналізу надлишкової провідності $\sigma'(T)$, яка обчислюється за рівнянням (1.1), як різниця між вимірюваним опором $\rho(T)$ і лінійним нормальним опором зразка $\rho_N(T) = aT + \rho_0$,

що екстраполюється в область низьких температур [22,92,183,198,218]. Далі більш детально буде розглянуто аналіз ФЛП і ПЩ в моделі локальних пар (ЛП) [19,24,26,27,33,35] для всіх зразків S1, S2 і S3.

На відміну від купратів, нормальний стан в FeSe все ще залишається невизначеним, незважаючи на уявну простоту його структури. Зрештою нормальний стан було вибрано так, як показано пунктирними лініями на Рис. 5.1, виходячи з таких міркувань. По-перше, нижче ~ 300 К завершується перебудова зонної структури, і FeSe переходить в новий стан, який характеризується металевим типом розсіювання носіїв заряду (Рис. 1.5). Було виявлено, що в цьому стані коефіцієнт Хола R_H практично не залежить від температури [121,128,146]. Це, в свою чергу, вказує на стабільність поверхні Фермі, яка є головною характеристикою нормального стану будь-якого ВТНП, як згадувалося вище. Крім того, було виявлено, що магнетоопір, що залежить від поля, $MR = [\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0)$, виміряний при різних температурах, підпорядковується закону Келера між 250 і 300 К [219], що також передбачає стабільність поверхні Фермі в цьому температурному інтервалі. В цьому випадку MR можна успішно описати залежністю $MR = F(\omega_c\tau) = F\{[\mu_0 H/\rho(0)]^2\}$, де F є функцією циклотронної частоти ω_c і часу розсіювання τ , якщо інтенсивність розсіювання носіїв заряду однакова в усіх точках поверхні Фермі [220]. Цей результат виглядає набагато переконливіше для монокристалів [146] і також може розглядатися як ознака нормального стану системи. По-друге, $\rho(T)$ наших зразків виявилися лінійними, хоча і у відносно короткому інтервалі температур нижче ~ 290 К. За аналогією, як і в попередніх розділах роботи, лінійність $\rho(T)$ визначалася за допомогою критерію $\rho(T) = aT + \rho_0$, де a позначає нахил екстрапольованої лінійної залежності $\rho_N(T)$, а ρ_0 відповідає її перетину з віссю Y [172]. В нормальному стані $\rho(T) = \rho_N(T)$, і тому $[\rho(T) - \rho_N(T)]/aT = 1$. Відповідно, відхилення від одиниці визначає температуру T^* з точністю ± 1 К [34,35,172].

Результати цього підходу показані на вставці до Рис. 5.1 для зразка S1 як приклад. Видно, що $\rho(T)$ відхиляється вниз від лінійності як вище ≈ 290 К, через початок перебудови електронної зонної структури, так і нижче $T^* \approx 258$ К,

швидше за все, через складну взаємодію між електронними і дірковими носіями заряду, які, як відомо, присутні в сполуках FeSe [104,121,141,142,146,221]. Було виявлено, що як $R_N(T)$ [121,124,142,146], так і термоЕРС $S(T)$ [145] кілька разів змінюють свій знак при охолодженні нижче 200 К, тим самим підтверджуючи, що FeSe є сполукою з двома типами носіїв заряду [104,121,141,142,145,146]. Важливо відзначити, що традиційно характеристична температура позначається як T^* , хоча передбачається, що в FeSe в розглянутому температурному інтервалі ПЩ немає. Передбачається, що ПЩ в FeSe повинна існувати, але нижче T_s [145,148-150]. Зрештою $\sigma'(T)$ кожного зразка була розрахована за допомогою Рів. (1.1) і відповідної лінійної залежності $\rho_N(T)$, як показано на Рис. 5.1. Даний підхід дозволив отримати переконливі результати, які будуть представлені та обговорені нижче.

5.2.2. Аналіз температурної залежності флуктуаційної провідності

Значна частина НП властивостей ВТНП, як купратів [33], так і Fe-пнікtidів [126,221], визначається надзвичайно короткою довжиною когерентності ζ в цих сполуках, як уже згадувалося в попередніх розділах. Вона визначає розмір куперівських пар, як в площині ab ζ_{ab} , так і вздовж осі c ζ_c , який при низьких температурах менше або майже такий, як і параметр ґратки d уздовж цієї осі ([35,37] і посилання в них). Вважаємо, що $\zeta(T) = \zeta(0)\varepsilon^{-1/2}$, де $\zeta(0)$ – довжина когерентності при $T = 0$, а приведена температура ε визначається за Рів. (1.3), в якому фігурує критична температура в наближенні середнього поля T_c^{mf} . На Рис. 5.2 показано стандартний метод знаходження T_c^{mf} по залежності $\sigma'^{-2}(T)$ для всіх трьох досліджуваних зразків FeSe_{0,94}. T_c^{mf} визначається точкою перетину залежності $\sigma'^{-2}(T)$ з віссю температур (див. Розділ 1).

Так само, як в YBCO (Розділ 3) і в YPrBCO (Розділ 4) для вивчення НП флуктуацій в FeSe і їх ролі в формуванні НП стану, розраховані за Рів. (1.1) залежності $\sigma'(T)$ зіставлялися з флуктуаційними теоріями поблизу T_c , як показано на Рис. 5.3. Залежності $\sigma'(T)$, побудовані в подвійних логарифмічних координатах (Рис. 5.3), порівнювалися з теоріями 3D-АЛ (пунктирні прямі) і ХЛ (2D-МТ

внесок, суцільні криві) шляхом відповідної підгонки, розглянутої в Розділі 1. Результати, отримані для зразка, що містить Ag (S1, точки на Рис. 5.3 (а)), будуть детально розглядатися в якості прикладу. Згідно з поданими міркуваннями (Розділ 1), вище $T_G = 9,4$ К ($\ln \varepsilon_G = -4,19$) і до $T_0 = 9,9$ К ($\ln \varepsilon_0 = -2,73$), $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$, як і очікувалося, добре описується 3D-внеском флуктуаційної теорії АЛ (Рів. (1.2)) з $\zeta_c(0) = 2,8 (\pm 0,05)$ Å, визначеної за Рів. (1.7), і з $C_{3D} = 3,04$ (Табл. 5.1). За аналогією з купратами, для визначення $\zeta_c(0)$ в Рів. (1.7) використовувалися розмір $d = 11,0$ Å і значення $\varepsilon_0 = 0,065$, отримане з $\ln \varepsilon_0 = -2,73$. Слід підкреслити, що, незважаючи на те, що параметри ґратки FeSe вважаються добре встановленими [113,121,155,222], значення параметра ґратки d уздовж осі c , що використовується в аналізі ФЛП, чітко не визначене.

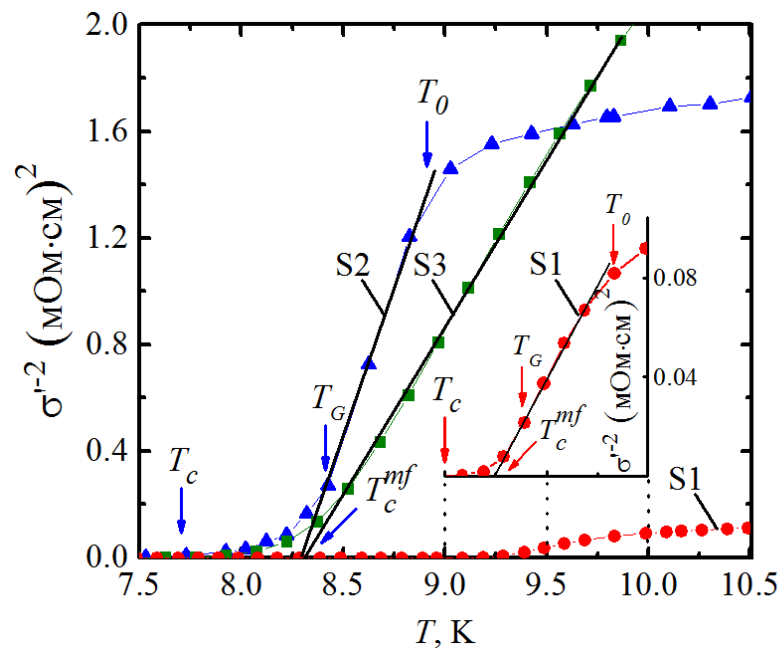


Рис. 5.2. Температурні залежності $\sigma^{-r-2}(T)$ полікристалів $FeSe_{0.94}$: S1 (●), S2 (▲) і S3 (■) – що визначають T_c^{mf} . Вставка: та ж залежність для S1 (●) в зменшеному масштабі.

Існує певне протиріччя між наведеними в Розділі 1 параметром $c = 5,52$ Å і взятим тут значенням $d = 2c = 11,0$ Å. Передбачається, що, як і у всіх інших надпровідниках на основі Fe, перенос носіїв заряду в FeSe здійснюється в провідних шарах Se-FeSe [104,113,141]. Однак будь-який такий шар сам по собі

не може забезпечити 2D, а тим більше 3D надпровідність. Очевидно, що для спостереження надпровідності необхідно мати більше шарів, що пов'язуються НП кореляціями уздовж осі c : два шари для досягнення 2D-стану і, щонайменше, три шари для спостереження 3D-стану поблизу T_c , що необхідно для забезпечення НП переходу [179, 223] (див. вставку до Рис. 5.5).

Таким чином, стає зрозуміло, що саме $d = 11,0 \text{ \AA}$ визначає параметр надпровідної елементарної комірки уздовж осі c , тоді як $c = 5,52 \text{ \AA}$ відповідає відстані між сусідніми шарами Fe. В роботі [104] стверджується, що для надпровідників на основі FeSe залежність енергії фотонів експериментально вимірної поверхні Фермі підтверджує ідею подвоєння елементарної комірки уздовж осі c , тим самим засвідчуючи на користь вибору $d = 2c = 11,0 \text{ \AA}$.

У разі ВТНП довжина когерентності в площині ab дорівнює $\xi_{ab}(0) = (10 - 15)\xi_c(0)$ [33,37,71,72,85]. Беручи $\xi_c(0) = 2,8 \text{ \AA}$, визначену вище (Табл. 5.1, S1), і $\xi_{ab}(0) = 34 \text{ \AA}$, визначену з магнітних вимірювань в роботі [155], отримуємо $\xi_{ab}(0)/\xi_c(0) \approx 12$, що підтверджує правильність визначення $\xi_c(0)$. Більш того, виміряна для нашого зразка FeSe $\xi_c(0) = 2,8 \text{ \AA}$ приблизно така ж, як і для EuFeAsO_{0,85}F_{0,15} з близькою $T_c = 11 \text{ K}$ ($\xi_c(0) = 2,84 \text{ \AA}$) [126] і приблизно в 2 рази більше, ніж отримано для SmFeAsO_{0,85} з $T_c = 55 \text{ K}$ ($\xi_c(0) = 1,40 \text{ \AA}$) [224]. Передбачається, що $\xi_c(0) \sim \hbar v_F / \pi \Delta_0(0) \sim \hbar v_F / \pi k_B T_c$ з урахуванням співвідношення БКШ $2\Delta_0(0) \sim k_B T_c$ [30], тобто чим нижче T_c , тим більше $\xi_c(0)$ і, відповідно, $\xi_{ab}(0)$, що повністю узгоджується з нашими результатами. Визначені аналогічним чином $\xi_c(0)$ і відповідні їм $\xi_{ab}(0)$, а також ряд інших параметрів для зразків S2 і S3, також наведені в Таблиці 5.1.

З Рис. 5.3 також видно, що вище T_0 вимірянні значення $\sigma'(\varepsilon)$ помітно відхиляються вгору від лінійної залежності 3D-АЛ (Рів. 1.2, пунктирні лінії 1), що вказує на появу 2D-флуктуацій МТ. При $T > T_0$ $\xi_c(T) < d$, і 3D-стан втрачається (див. Розділ 1). Проте як і раніше $\xi_c(T) \geq d_{01}$, і пари внутрішніх провідних шарів все ще пов'язані джозефсонівською взаємодією, яка формує стан з 2D-флуктуаціями, як пояснюється вище і в [73,179,225]. В результаті $\sigma'(\varepsilon)$ добре описується Рів. (1.4) (суцільні криві 2 на Рис. 5.3) до T_{01} , що для зразка S1

дорівнює 19 К ($\ln(\epsilon_{01}) = 0,05$). Варто підкреслити, що $T_{01} = 19$ К фактично дорівнює подвоєному значенню T_c , що добре узгоджується з результатами, наведеними в [147,226].

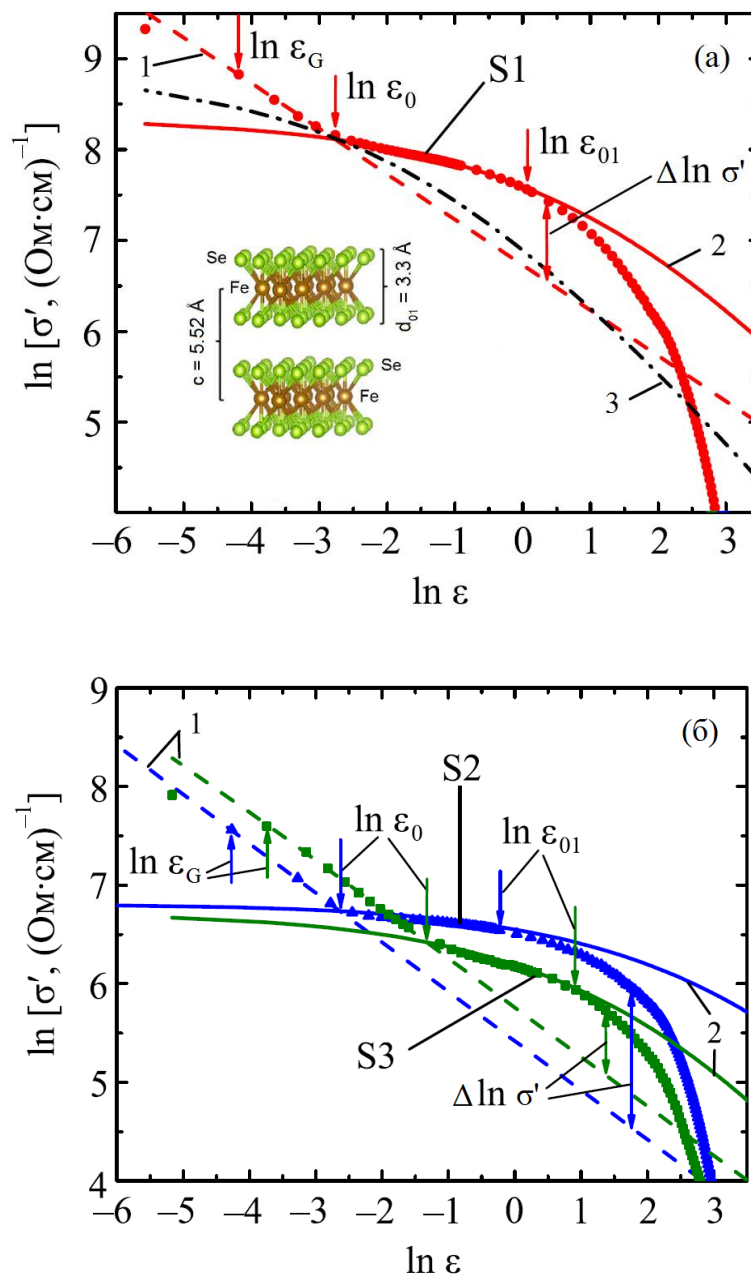


Рис. 5.3. Залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \epsilon$ в $\text{FeSe}_{0.94}$ для зразків S1 (а), S2 і S3 (б) у порівнянні з флуктуаційними теоріями: 3D АЛ (1), 2D МТ (2), а також для зразка S1 в немагнітному ліміті (3). Вертикальні стрілки позначають логарифми приведених температур: T_G , T_0 і T_{01} . Подвійні вертикальні стрілки вказують приріст флуктуаційної провідності $\Delta \ln \sigma'$ за рахунок 2D МТ флуктуацій. Вставка до (а): зображення кристалічної структури FeSe.

Таблиця 5.1. Визначені з аналізу флуктуаційної провідності параметри зразків S1, S2 і S3 $FeSe_{0,94}$.

Зразок	$\rho(25\text{ К})$ (мОм·см)	T_c (К)	T_c^{mf} (К)	T_G (К)	T_0 (К)	T_{01} (К)	ΔT_{fl} (К)	C_{3D}	$\xi_c(0)$ (Å)	$\xi_{ab}(0)$ (Å)	d_{01} (Å)	$\Delta \ln \sigma'$
S1	0,50	9,0	9,25	9,4	9,9	19	9,6	3,04	2,8	34	2,7	0,90
S2	1,00	7,7	8,31	8,4	8,9	15	6,6	0,87	2,9	43	3,2	1,42
S3	1,47	7,8	8,32	8,5	10,5	29	20,5	2,40	5,6	36	3,6	0,66

Оскільки значення ε_0 і ε_{01} вже визначені, а $d = 11,0 \text{ Å}$, за допомогою простої алгебри отримуємо: $d_{01} = d(\varepsilon_0/\varepsilon_{01})^{1/2} \approx 2,7 \text{ Å}$ для S1 (Табл. 5.1). У Fe-пніктидах $d_{01} \approx 3 \text{ Å}$ є відстанню між атомами As в провідних шарах As-Fe-As [224,227,228]. За аналогією з Fe-пніктидами передбачається, що в FeSe d_{01} є відстанню між атомами Se в провідних шарах Se-Fe-Se. Таким чином, $d_{01} = 2,7 \text{ Å}$ узгоджується з кристалічною структурою, показаною на вставці Рис. 5.3. Важливо відзначити, що для знаходження правильної форми кривої МТ необхідно підставити d_{01} замість d в Рів. (1.4-1.6) і ε_{01} замість ε_0 в Рів. (3.2) для розрахунку $\tau_\phi \beta T$. В іншому випадку, використовуючи Рів. (1.4), отримуємо криву, яка характерна для немагнітних купратів [33,35] і не описує експеримент (штрих-пунктирна крива 3 на Рис. 5.3 (а)). Отже, це означає, що вище T_0 в FeSe проявляється підвищений внесок 2D-флуктуацій, що, характерно для магнітних надпровідників [34,126, 224], де присутні флуктуації магнітних моментів [150]. Однак, як і в купратах, параметр розпарювання $\delta \approx 2$ (Рів. 1.6), і це означає, що всі параметри ФЛП визначені правильно [33,35]. Нарешті, використовуючи Рів. (3.2) і припускаючи, що $\tau_\phi \sim 1/T$ [85], отримуємо $\tau_\phi \beta T \approx 28,5 \cdot 10^{-13} \text{ сК}$, і для $T = 25 \text{ К}$ отримуємо $\tau_\phi \beta \approx 1,14 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ (S1, Табл. 5.2).

Відповідні залежності $\ln \sigma'(\ln \varepsilon)$, отримані для зразків S2 і S3, показані на Рис. 5.3. б. Поблизу T_c обидві залежності добре описуються рівнянням 3D-АЛ Рів. (1.2) (пунктирні прямі 1 на рисунку), що означає формування тривимірною стану при

цих температурах. Вище T_0 , позначеної на Рис. 5.3 як $\ln\epsilon_0$, обидва зразки переходять в 2D-стан, в якому $\ln\sigma'(\ln\epsilon)$ добре описується 2D-внеском МТ згідно Рів. (1.4) (суцільні криві 2 на рисунку). Нарешті, вище T_{01} ($\ln\epsilon_{01}$ на Рис. 5.3) залежності $\ln\sigma'(\ln\epsilon)$ відхиляються вниз від теорії, демонструючи хід, аналогічно спостережуваний для зразка S1. Однак криві $\ln\sigma'(\ln\epsilon)$ для S2 і S3 демонструють кілька відмінностей, які, виникають через різний склад і/або спосіб виготовлення зразків, як це було також відзначено в [4].

Аналізуючи транспортні властивості розглянутих зразків, було виявлено, що питомий опір зразка S3 при низьких температурах приблизно в три рази більше, ніж у зразка S1 (Рис. 5.1 і Табл. 5.1). У той же час флуктуаційна провідність S3 приблизно в три рази менше (Рис. 5.3), хоча обидва зразки виготовлені однаковою методом часткового плавлення. Однак, незважаючи на те, що S3 містить сліди непровідних фаз, як 3D-, так і 2D- рівняння дуже добре описують експеримент, як показано на Рис. 5.3. Важливо відзначити, що всі три характеристичні температури T_G , T_0 і T_{01} чітко позначені на кривій $\ln\sigma'(\ln\epsilon)$. У порівнянні зі зразком S1, температури T_0 і T_{01} для S3 значно зміщені в бік більш високих температур, ймовірно, через збільшений діапазон 3D-флуктуацій, який становить $T_0 - T_G = 0,5$ і $2,0$ К для S1 і S3 відповідно. Це призводить до дуже великої величини $\xi_c(0)$ (Табл. 5.1) і надзвичайно високого значення $T_{01} \approx 29$ К ($\ln\epsilon_{01} = 0,92$ на Рис. 5.3), показуючи тим самим, що в S3 інтервал НП флуктуацій поширюється до температур, що приблизно в 3,7 рази перевищують $T_c = 7,8$ К. Таким чином, можна зробити висновок, що різні неоднорідності, наприклад, сліди непровідних фаз, не тільки збільшують питомий опір, але також і збільшують інтервал НП флуктуацій вище T_c . Це має сенс, якщо припустити існування надпровідності зі структурою типу «тонкої павутини» (gossamer-like high-temperature superconductivity), яка може з'являтися у вигляді незв'язаних надпровідних острівців, як це спостерігалось в FeSe в роботі [229]. При такому підході вважається, що неоднорідна надпровідність в FeSe може з'являтися нижче ~ 35 К, що набагато вище $T_c = 8$ К, у вигляді НП флуктуацій, як це виявлено для зразка S3.

Для зразка S2, виготовленого методом твердотільної реакції, надлишкова провідність в області 3D-АЛ флуктуацій менше, ніж σ' , визначена для S3 (Рис. 5.3), але помітно більше в області 2D-МТ флуктуацій, що призводить до максимального значення $\Delta \ln(\sigma')$, що характерно для магнітних надпровідників [34,126,224]. Таким чином, можна припустити, що для зразка S2 збільшення внеску 2D-флуктуацій пов'язано з посиленням магнітного взаємодії. Опис експериментальних даних $\ln\sigma'(\ln\varepsilon)$ для зразка S2 за допомогою Рів. (1.4) дозволяє визначити $\ln\varepsilon_{01} = -0,20$ (Рис. 5.3, $T_{01} \approx 15$ К), і це призводить до $d_{01} = \xi_c(0)/\sqrt{\varepsilon_{01}} \approx 3,2$ Å, що дуже добре узгоджується з шириною шару Se-Fe-Se (вставка до Рис. 5.3). Відповідно, $\xi_c(0) = 2.9 (\pm 0.05)$ Å була незалежно визначена за температурою 3D-2D (АЛ-МТ) кросовера $T_0 \approx 8,9$ К ($\ln\varepsilon_0 = -2.6$), аналогічно тому, як це було зроблено для зразків S1 і S3. Це значення $\xi_c(0)$ призводить до адекватної анізотропії довжини когерентності, що виражається співвідношенням $\xi_{ab}(0)/\xi_c(0) = 43/2,9 \approx 15$. Область НП флуктуацій поширюється до $T_{01} \approx 15$ К, яка дає співвідношення $T_{01}/T_c \approx 1,9$. Це також приблизно в два рази вище T_c , що можна порівняти з результатами, отриманими для S1 ($T_{01}/T_c \approx 2,1$) і S3 (3,7). Нарешті, враховуючи обговорювані характеристичні температури, параметри $\xi_c(0)$, d_{01} , $\Delta \ln(\sigma')$ і $\tau_\phi \beta T$ були визначені для всіх зразків і зібрані в Табл. 5.1 і 5.2.

5.3. Визначення часу фазової релаксації флуктуаційних куперівських пар в FeSe. Порівняння з купратними ВТНП

За аналогією з результатами, отриманими в Розділі 3, в рамках простої двовимірної моделі вільних носіїв заряду [63,71,85] розраховується набір додаткових важливих параметрів і для зразків FeSe_{0,94}. Однак, на відміну від бездвійникових монокристалів YBCO, де основні параметри визначалися при $T = 100$ К, розрахунки для FeSe виконувались при $T = 25$ К, що, як і в YBCO, трохи вище області НП флуктуації. Для монокристалів FeSe відповідну величину $R_H(T)$ можна знайти в [142,146]. Через різні способи виготовлення монокристалів, $R_H(25$ К) $\approx -7 \cdot 10^{-9}$ і $R_H(25$ К) $\approx -15 \cdot 10^{-9}$ м³/Кл були отримані відповідно в [142] і [146]. Зрештою в даній роботі використовується середнє значення

$R_H(25\text{ K}) \approx -11 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3/\text{Кл}$ з метою приблизно оцінити всі необхідні параметри. Як приклад докладно розглядається результат, отриманий для добре структурованого зразка S1.

Використовуючи $R_H(25\text{ K}) \approx -11 \cdot 10^{-9} \text{ м}^3/\text{Кл}$, для S1 отримуємо: $n_f = 0,57 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ($r = 1$). Це значення n_f разом зі скоректованою величиною $\rho(25\text{ K}) \cdot C_{3D} = 500 \cdot 3,04 = 1520 \text{ мкОм} \cdot \text{см}$ [71,85] дає $\mu_H = r/(\rho n e) \approx 7,2 \text{ см}^2/\text{Вс}$ для рухливості холівських носіїв. Тепер, за допомогою $l = (\hbar\mu/e)(2\pi n_s)^{1/2}$ і $n_s = n_f d = 0,57 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3} \cdot 11,0 \cdot 10^{-8} \text{ см} \approx 0,63 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ знаходимо довжину вільного пробігу носіїв заряду в S1: $l(25\text{ K}) = v_F \tau \approx 9,4 \text{ \AA}$. Так як для ВТНП $\Delta(0) \sim \Delta^*(T_c)$ [35,36,55,197], де Δ^* – псевдощільинний параметр, то прийнявши $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c = 3,0$ (S1) (4,6 для S2 і 3,0 для S3) [4] і вважаючи $\xi_0 = \xi_{ab}(0)$ [50], були отримані швидкість Фермі $v_F \approx 0,19 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, транспортний час нормальних носіїв $\tau(25\text{ K}) = l/v_F \approx 0,50 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ і ефективна маса носіїв заряду $m^*/m_0 = (\rho l)(n_f e^2)/(v_F m_0) \approx 12,2$. Зрештою знаходимо, що $\beta(25\text{ K}) = 1,203(l/\xi_{ab}) \approx 0,33$. Тепер, використовуючи знайдене в вимірюваннях ФЛП $\tau_\phi(25\text{ K})\beta = 1,14 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, отримуємо шукане значення $\tau_\phi(25\text{ K}) \approx (3,45 \pm 0,05) \cdot 10^{-13} \text{ с}$, що добре узгоджується з результатом для бездвійникових монокристалів, розглянутих в Розділі 3, і для добре структурованої плівки YBCO з $T_c = 87,4 \text{ K}$, позначеної в Табл. 5.2. як F1 [63]. За допомогою цього ж підходу розраховувався набір відповідних параметрів для двох інших зразків S2 і S3. Всі параметри зібрані в Табл. 5.2.

Те, що довжина вільного пробігу носіїв заряду помітно менше, ніж довжина когерентності вздовж провідних шарів, (наприклад, для S1 $l/\xi_{ab} \approx 0,28$), дозволяє стверджувати, що, на відміну від купратів, FeSe є надпровідником другого роду в брудній, а не в чистій межі. Важливо відзначити, що більшість параметрів, отриманих для зразків FeSe, помітно відрізняються від тих, що спостерігаються для добре структурованої плівки YBCO (Табл. 5.2, зразок F1). Більшість з них менше, ніж у плівки, а саме: $n_f(F1)/n_f(S1) \approx 4,5$, $\mu_H(F1)/\mu_H(S1) \approx 2,3$, $l(F1)/l(S1) \approx 5,2$, а $v_F(F1)/v_F(S1) \approx 6,2$. Слід зазначити, що швидкість Фермі $v_F \approx 0,9 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, яка також менше, ніж в плівці YBCO (F1), повідомляється для монокристала FeSe з $T_c = 9,0 \text{ K}$ [146]. У той же час ефективна маса носіїв заряду для зразка S1

$m^*(S1)/m_0 \approx 12,2$, яка, що важливо, не залежить від C_{3D} , виявилася помітно більше, ніж для плівки YBCO, а саме: $m^*(S1)/m_0/m^*(F1)/m_0 = 2,6$. Ці результати вказують на суттєву різницю в транспортних властивостях між FeSe і купратами. Незважаючи на всі відмінності, розглянуті вище, досить цікавий і несподіваний результат був отриманий для транспортного часу нормальних носіїв (τ) і, що більш важливо, для часу фазової релаксації ФКП (τ_ϕ). Як τ , так і особливо τ_ϕ зразків FeSe виявилися практично такими ж, як і для плівки YBCO (Табл. 5.2).

Таблиця 5.2. *Визначені з аналізу часу фазової релаксації параметри зразків FeSe_{0,94} (S1, S2 і S3) і плівки YBCO (F1) [63]. Для зразка F1 всі параметри наведені при 100 K.*

Зразок	$\rho(25\text{ K}) \cdot C_{3D}$ (мкОм·см)	n_f (10^{21} см ⁻³)	μ_H (см ² /Вс)	$l(25\text{ K})$ (10^{-8} см)	v_F (10^7 см/с)	m^*/m_0	τ (25 K) (10^{-13} с)	$\tau_\phi(25\text{ K})\beta$ (10^{-13} сK)	β (25 K)	τ_ϕ (25 K) (10^{-13} с)
S1	1520	0,57	7,2	9,4	0,19	12,2	0,50	1,14	0,33	3,45 ± 0,05
S2	870	0,57	12,6	16,4	0,32	7,3	0,52	1,47	0,46	3,20 ± 0,05
S3	3530	0,57	3,1	4,1	0,17	13,3	0,24	0,48	0,14	3,42 ± 0,05
F1	147 (100K)	2,55	16,6	48,5	1,17	4,7	0,42	15,1	4,5	3,35 ± 0,05

Результати, що стосуються часу фазової релаксації, дозволяють зробити висновок, що НП флуктуації можуть мати подібну природу і приблизно однаковий температурний інтервал ($\Delta T_{\text{НП}} = T_{01} - T_G$) в ВТНП різних типів. Для досліджуваних зразків FeSe (Табл. 5.1) $\Delta T_{\text{НП}}$ простягається від 9,6 K (S1) до 20,5 K

(S3), що добре узгоджується з $\Delta T_{\text{fl}} \approx 9,2$, отриманим для плівки YBCO (F1) [33,35], а також з ΔT_{fl} в надгратках і гетероструктурах PrBCO-YBCO, який варіюється від 7 до 16 К [34]. Відповідно, $\Delta T_{\text{fl}} = 7$ К і $\Delta T_{\text{fl}} = 23$ К наведені в роботі [176] для майже оптимально допованих ($T_c = 89$ К) і слабо допованих ($T_c = 57$ К) монокристалів YBCO. Таким чином, можна зробити висновок, що область НП флуктуацій в різних ВТНП варіюється від 10 К до приблизно 20 К вище T_c . Слід зазначити, що зразок S2, отриманий методом твердотільної реакції, дещо випадає із загальної картини. Дійсно, він має найбільші значення μ_{H} , l і ν_{F} , але найнижчий питомий опір і ефективну масу носіїв заряду $m^*/m_0 \approx 7,3$. Незважаючи на всі відмінності і той факт, що S2 має найменше значення $\Delta T_{\text{fl}} \approx 6,6$ К, з нашого аналізу час фазової релаксації $\tau_{\phi}(25 \text{ К}) \approx (3,2 \pm 0,05) \cdot 10^{-13}$ с було визначено для S2, що добре узгоджується з результатами, отриманими для інших зразків.

5.4. Аналіз можливого псевдощільного стану і густини локальних пар в FeSe

5.4.1. Визначення параметрів ПЩ аналізу

Слід ще раз зазначити, що в ВТНП купратах при $T \leq T^*$ не тільки змінюються всі параметри зразків, а й починає зменшуватися DOS на рівні Фермі [59,62], тобто відкривається псевдощільина [35,100,217,230,231]. Передбачається, що при цьому також відбувається і перебудова поверхні Фермі [20,21,50,217], яка нижче T^* розпадається на Фермі-арки [62,217]. Вважається, що правильне розуміння фізики ПЩ має відповісти і на питання про механізм НП спарювання в ВТНП, який як і раніше залишається дуже дискусійним [20,24,26,27,35,149,217]. Однак нам не відомо, щоб подібні вимірювання DOS проводилися в FeSe. З цієї причини питання про виникнення ПЩ в FeSe залишається відкритим. Зважаючи на відсутність інших теорій аналіз $\sigma'(T)$ і $\Delta^*(T)$ у всьому інтервалі температур від T^* до T_c в FeSe також був проведений в рамках моделі локальних пар з використанням Рів. (1.8) і (1.9). Як зазначено вище, температура відхилення $\rho_{\text{N}}(T)$ від лінійності при 258 К традиційно позначається як T^* , хоча немає вагомих

доказів того, що ПЩ відкривається в FeSe саме при цій температурі. З цієї ж причини параметр $\Delta^*(T)$, який розраховується з аналізу надлишкової провідності в усьому інтервалі від T^* до T_c , тут **не** називається псевдощільною.

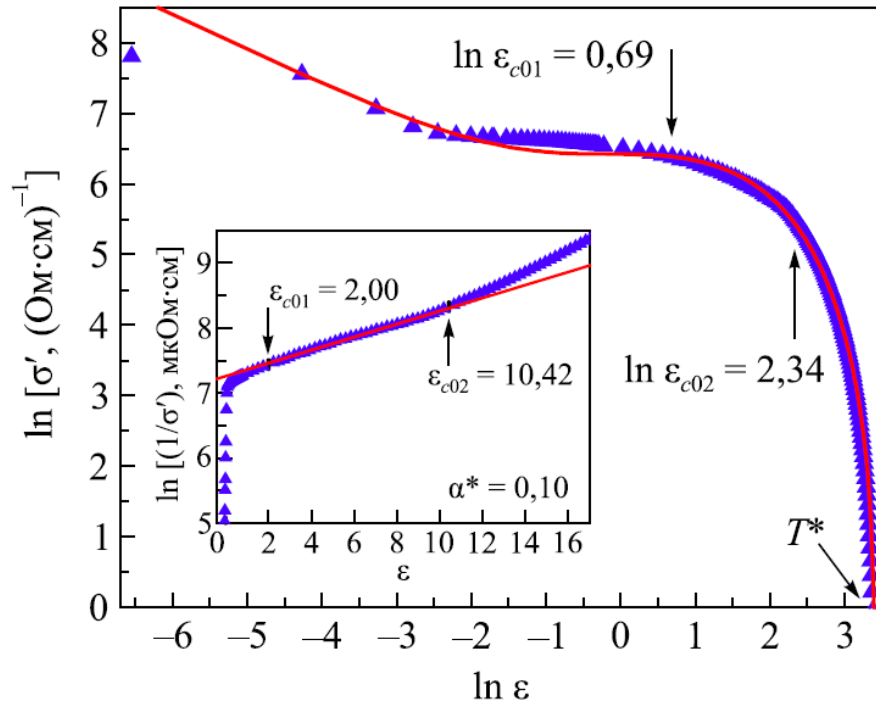


Рис. 5.4. Залежність $\ln(\sigma')$ від $\ln(\varepsilon)$ зразка S2 (\blacktriangle) полікристала $FeSe_{0,94}$ в інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} . Суцільна крива – апроксимація експериментальних даних відповідно до (1.8). Вставка: $\ln(\sigma'^{-1})$ як функція від ε [195]. Нахил $\alpha^*=0,10$ визначає параметр $\varepsilon_{c0}^*=1/\alpha^*=10,0$.

Як зазначено в Розділі 1, для проведення такого аналізу необхідно знати ряд параметрів, які входять в Рів. (1.8) і (1.9) і в моделі локальних пар можуть визначитися з експерименту. Оскільки T^* , T_c^{mf} , ε і $\xi_c(0)$ вже визначені з резистивних і ФЛП вимірювань, залишається знайти коефіцієнт A_4 , параметр теорії ε_{c0}^* і значення $\Delta^*(T_G)$. Для визначення A_4 слід апроксимувати експеримент залежністю $\sigma'(\varepsilon)$, розрахованою за Рів. (1.8), в області 3D АЛ флуктуацій поблизу T_c (Рис. 5.4), як це зроблено в Розділах 3 та 4. Як приклад такого аналізу на Рис. 5.4. приведена залежність $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ для зразка S2 у всьому інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} , яка відмінно апроксимується Рів. (1.8) (крива 1 на рисунку) з $A_4=7,4$. На вставці до Рис. 5.4 показана залежність $\ln(\sigma'^{-1})$ від ε . Видно,

що в інтервалі $\varepsilon_{c01} < \varepsilon < \varepsilon_{c02}$ $\ln(\sigma'^{-1})$ є лінійною функцією ε з нахилом $\alpha^* = 0,10$, який визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* \approx 10$ [195] (Табл. 5.3). У свою чергу це означає, що в інтервалі температур від $T_{c01} = 24,9$ К до $T_{c02} = 94,9$ К, позначеному на головній панелі Рис. 5.4 стрілками при $\ln\varepsilon_{c01} = 0,69$ і $\ln\varepsilon_{c02} = 2,34$, як і очікувалося, $\sigma'^{-1} \sim \exp(\varepsilon)$ [195].

Для знаходження значення $\Delta^*(T_G)$ аналізується залежність $\ln\sigma'$ від $1/T$ (Рис. 5.5) [34,125,196]. Як показано в роботах [34,125,196], в цих координатах форма теоретичної кривої виявилася дуже чутливою до величини $\Delta^*(T_G)$. Крім того, як вже зазначалося, передбачається, що $\Delta^*(T_G) = \Delta_0(0)$, де Δ_0 – НП щілина [55,197]. Відзначимо ще раз, що саме величина $\Delta^*(T_G)$ визначає істинне значення ПЩ і використовується для оцінки величини співвідношення БКШ $2\Delta_0(0)/k_B T_c = 2\Delta^*(T_G)/k_B T_c$ в конкретному ВТНП зразку [34,125,196]. Краща апроксимація залежності $\ln\sigma'$ від $1/T$, показаної на Рис. 5.5, за допомогою рівняння (1.8) для зразка S2 досягається при $2\Delta^*(T_G)/k_B T_c = 4,6 \pm 0,05$, що трохи перевищує межу теорії БКШ для d -хвильових надпровідників ($2\Delta_0/k_B T_c \approx 4,28$) [232,233].

5.4.2. Теоретичні та експериментальні оцінки величини співвідношення $2\Delta/k_B T_c$ в FeSe

Як відомо ([213] і посилання в ній), в купратах спостерігається аномально велика величина енергетичної щілини $\Delta(0) = \Delta_0$, тому співвідношення $2\Delta_0/k_B T_c \sim 5-7$ помітно більше, ніж дає теорія БКШ для d -хвильових надпровідників [232,233]. Серед теорій, що пояснюють великі значення $2\Delta_0/k_B T_c$ в межі сильного зв'язку [234-236], найбільш популярна модель, в якій куперівське спарювання в ВТНП реалізується в результаті взаємодії електронів зі спіновими флуктуаціями [237-239]. Однак нещодавні результати, отримані за допомогою методів фотоелектронної спектроскопії з кутовим розділенням (ARPES) [240], а також скануючої тунельної спектроскопії [241-243], показали, що механізм спарювання в ВТНП може мати слабкозв'язаний характер, оскільки критична температура T_c визначається параметром Δ_{SC} істотно меншим, ніж Δ_0 . В результаті співвідношення $2\Delta_{SC}/k_B T_c \sim 4,3$, що відповідає теорії БКШ для d -хвильового

надпровідника [232,233]. В такому випадку низькочастотні спінові збудження, що фігурують в основі спін-флуктуаційної моделі, вирішальної ролі не відіграють. Крім того, існують й інші моделі [24,35,230,231], тому питання про величину співвідношення $2\Delta/k_B T_c$ в ВТНП залишається відкритим.

Механізм реалізації НП стану в FeSe, судячи з усього, ще складніший. У ряді робіт повідомляється про існування двох [223,244] і навіть трьох [107] енергетичних щілин в FeSe, що є наслідком складної зонної структури таких сполук. Відповідні розрахунки показують, що поверхня Фермі (ПФ), наприклад в FeSe_{0.85} [223], є квазидвовірною і складається з діркоподібних листів навколо точки Γ і електронподібних листів навколо точки M зони Бріллюена [222].

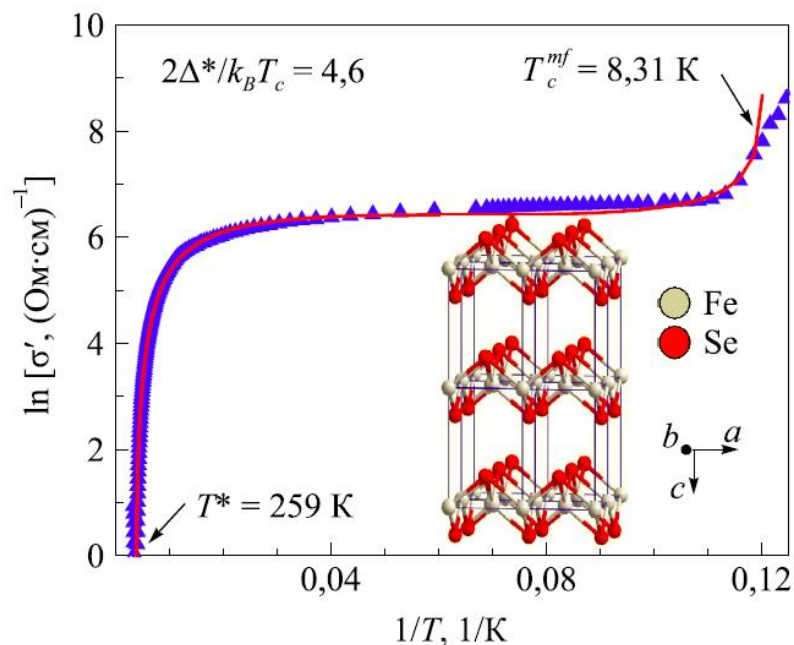


Рис. 5.5. $\ln\sigma'$ як функція $1/T$ (зразок S2, \blacktriangle) полікристала FeSe_{0.94} в інтервалі від T^* до T_c^{mf} . Суцільна крива – апроксимація відповідно до (1.8). Вставка: це один варіант структури FeSe, що відповідає провідній тетрагональній фазі [223].

Відповідно, можна припустити, що дві різні щілини відкриваються на різних листах ПФ. Отримані в зазначених роботах значення співвідношення $2\Delta_0/k_B T_c$ для більшої щілини лежать в інтервалі від 4,3 до 4,6 і від 1 до 2 для меншої щілини. Більш того, з аналізу глибини проникнення магнітного поля λ_{ab} в площині ab за допомогою вивчення обертання мюонних спінів (muon-spin rotation (μ SR))

виявилось, що величина $2\Delta_0/k_B T_c$ істотно залежить від моделі, обраної для інтерпретації отриманих результатів. Переконаливо показано, що найкраще експериментальні дані узгоджуються з теорією в рамках двощілинної s^+s^- хвильової моделі, і співвідношення $2\Delta_0/k_B T_c$ дорівнює 4,49 і 1,07 відповідно для більшої (Δ_1) і меншої (Δ_2) щілин (див. [223] і посилання в ній). При цьому підкреслюється, що надпровідна щілина в FeSe не містить нулів, що також зазначається в роботі [244]. Таким чином, отримане нами для S2 значення $2\Delta^*/k_B T_c = 4,6 \pm 0,05$ знаходиться в повній згоді з результатами робіт [223,244,245] для більшої щілини, що, зокрема, підтверджує правильність обраного нами підходу до аналізу надлишкової провідності в FeSe. Аналогічно залежності $\ln\sigma'$ від $1/T$ були отримані і для зразків S1 і S3. В обох випадках найкраща апроксимація залежності $\ln\sigma'$ від $1/T$ рівнянням (1.8) досягається при $2\Delta^*/k_B T_c = 3,0 \pm 0,05$. Це менше, ніж у зразка S2, але помітно більше, ніж отримано в роботах [223,244,245] для меншої щілини, де $2\Delta_2/k_B T_c = 1,07 \pm 0,03$ [223,245]. Таким чином, в наших експериментах вимірюється велика щілина в FeSe. У зразках S1 і S3 вона істотно менше, ніж в S2 за рахунок зміни ПФ під впливом домішок у вигляді Ag (S1) або включень непровідних фаз (S3).

5.4.3. Температурні залежності параметра $\Delta^*(T)$ в полікристалах FeSe

Як видно на Рис. 5.4, Рів. (1.8) з $A_4 = 7,4$, $\varepsilon_{c0}^* = 10$ і $\Delta^*(T_G)/k_B = 2,3T_c = 17,7$ К, як і очікувалося, добре описує експеримент в інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} . Виняток становить інтервал температур від T_0 до T_{c01} ($\ln\varepsilon_{c01} = 0,69$ на Рис. 5.4), де, на відміну від купратів, передбачається посилений вплив магнетизму на 2D флуктуації, що не враховуються в моделі локальних пар. Той факт, що $\sigma'(T)$ добре описується рівнянням (1.8), дозволяє припустити, що Рів. (1.9) дає надійні величину і температурну залежність параметра Δ^* . Рис. 5.6 відображає результат аналізу $\Delta^*(T)$ за Рів. (1.9) для зразка S2 з використанням наступних параметрів, визначених на підставі експерименту: $T^* = 259$ К, $\xi_c(0) = 2,9$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 10$, $A_4 = 7,4$ і $\Delta^*(T_G)/k_B = 17,7$ К. Також показані залежності $\Delta^*(T)$, побудовані для зразків S1 і S3 з аналогічним набором параметрів, значення яких знаходяться в Табл. 5.3.

Передбачається, що температурні залежності $\Delta^*(T)$ можуть дати відповідь на частину зазначених вище питань.

Таблиця 5.3. Отримані з аналізу $\Delta^*(T)$ параметри зразків S1, S2 і S3 $FeSe_{0,94}$.

Зразок	T^* (К)	ϵ^*_{c0}	A_4	$\Delta^*(T_G)$ (К)	T_{pair} (К)	$2\Delta^*(T_G)$ $/k_B T_c$
S1	258	6,3	13,0	13,3	70	3,0
S2	259	10,0	7,4	17,7	53	4,6
S3	273	10,0	7,9	10,2	-	3,0

Отримані залежності з вузьким максимумом при $T_{max} = T_{s1} \approx 250$ К є типовими для магнітних ВТНП, таких як $EuFeAsO_{0,85}F_{0,15}$ [126], $Dy_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ [3] і $SmFeAsO_{0,15}$ [114], і істотно відрізняються від аналогічних залежностей $\Delta^*(T)$ для немагнітних купратів [35,56,63]. Нижче T_{s1} (Рис. 5.6) $\Delta^*(T)$ всіх зразків швидко зменшується і спостерігається мінімум при температурі $T_s \approx 85$ К. У сполуках FeSe цей мінімум відповідає структурному фазового переходу з тетрагональної в орторомбічну фазу при T_s ([104,127,146,150] і посилання в них). Нижче T_s параметр $\Delta^*(T)$ дещо зростає, демонструючи максимум при T_{max} , за яким спостерігається мінімум при T_G . Чому це мінімум, пояснює вставка на Рис. 5.6. а, де показані залежності $\Delta^*(T)$ для всіх зразків в області НП флуктуацій поблизу T_c . Залежності $\Delta^*(T)$ S1 і S2 типові для досліджених раніше ВТНП разом з купратами і Fe-пніктидами ([34] і посилання в ній). При $T \sim T_{01}$, яка обмежує зверху область НП флуктуацій, завжди спостерігається мінімум. Далі бачимо максимум поблизу температури T_0 , при якій спостерігається кросовер від 2D МТ флуктуацій до 3D АЛ флуктуацій [4,34]. І нарешті, є мінімум при $T = T_G$. Як видно, виняток становить лише зразок S3, поведінка якого випадає із загальної картини за рахунок впливу непровідних включень гексагональної фази.

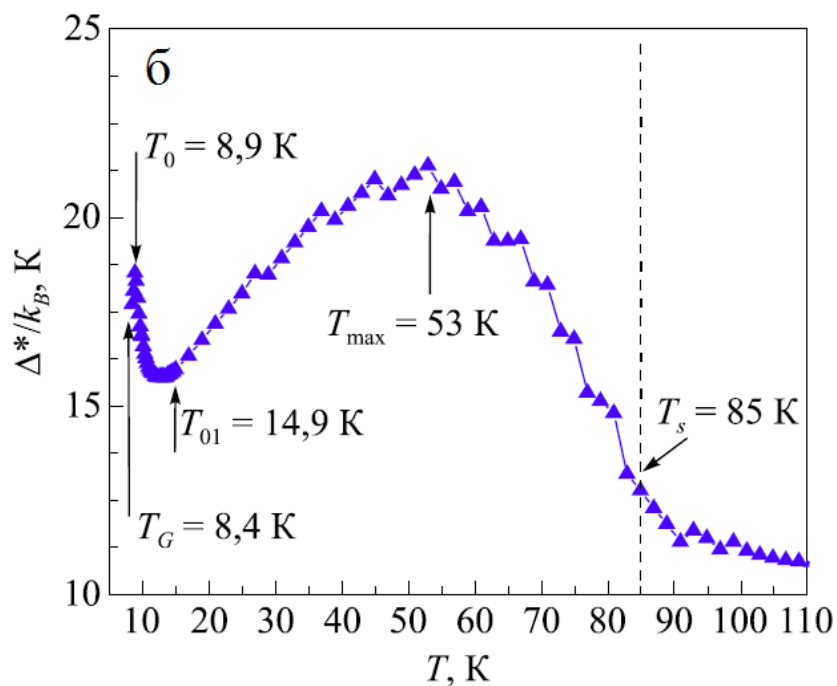
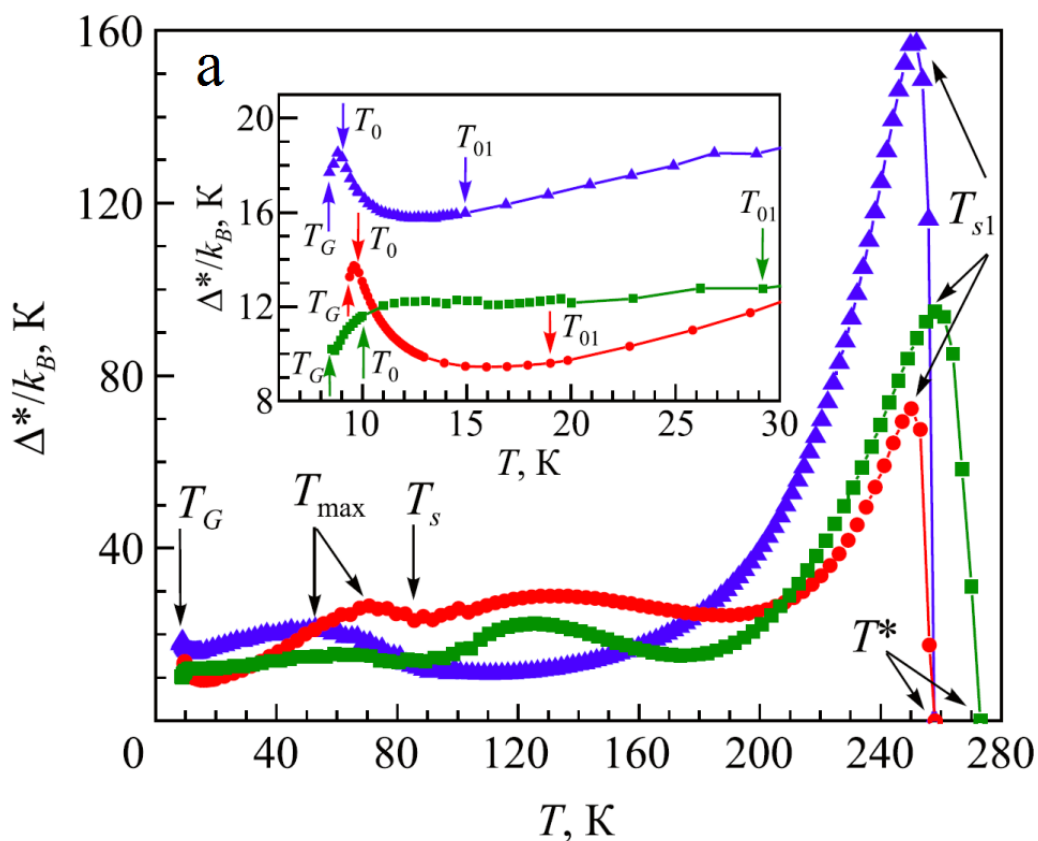


Рис. 5.6. Верхня панель а. Температурні залежності параметра $\Delta^*(T)/k_B$ зразків S1 (●), S2 (▲) і S3 (■). Вставка: ті ж залежності $\Delta^*(T)/k_B$ в області НП флуктуацій поблизу T_c . Нижня панель б: Та ж залежність для S2 (▲) в інтервалі від T_G до T_s .

5.4.4. Специфічні особливості поведінки залежностей $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ в полікристалах $\text{FeSe}_{0,94}$

Найбільш чітко зазначені особливості при T_s і T_{\max} спостерігаються на залежності $\Delta^*(T)$ зразка S2, що не містить ніяких допантів. Зразки S1 і S3 демонструють ряд додаткових особливостей, які добре видно на Рис. 5.7, де $\Delta^*(T)$ побудована в одиницях $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$. Ці особливості корелюють з особливостями на температурних залежностях намагніченості $M(T)$, вимірених для S1 і S2. Як уже зазначалося, нижче T^* спостерігається виражений максимум $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ при $T_{s1} \approx 250$ К. У ряді робіт відзначається можливість додаткового, досі до кінця не вивченого структурного переходу в FeSe при цій температурі [137,138]. Видно, що при $T = T_{s1}$ є особливість і на обох залежностях $M(T)$, що вказує на завершення перебудови магнітної підсистеми $\text{FeSe}_{0,94}$, яка спостерігається при $T_{s1} \sim 250$ К при зменшенні T . Підкреслимо, що цей експериментальний факт є ще одним аргументом на користь правильності вибору нормального стану в досліджуваних зразках $\text{FeSe}_{0,94}$. В інтервалі температур від T_{s1} до ~ 225 К залежності $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ всіх трьох зразків є лінійними функціями від T , що спадають (Рис. 5.7). Слід зазначити, що дуже схожа лінійна залежність $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ спостерігалася в текстурованому полікристалі $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ з близькою $T_c = 11,0$ К [126]. Істотно, що в Fe-пніктидах ця лінійна залежність спостерігається чітко в інтервалі між температурою структурного переходу T_s і температурою переходу в режим хвиль спінової густини (SDW) $T_{\text{SDW}} \sim 130$ К [114,126]. Таким чином, виявлена певна аналогія в поведінці $\Delta^*(T)$ в FeSe і Fe-пніктидах. В обох випадках лінійна залежність $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ починається при температурі структурного переходу. Чи є в FeSe перехід в SDW режим нижче ~ 225 К, строго кажучи, незрозуміло, оскільки немає особливостей на $M(T)$, і це питання залишається відкритим. На Рис. 5.7 видно, що нижче $T \approx 225$ К залежності $\Delta^*(T)$ зразків S1, S3 і S2 розходяться. Слід підкреслити, що нижче цієї температури форми залежностей $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ зразків S1 і S3, отриманих методом часткового плавлення, за винятком області НП флуктуацій (вставка на Рис. 5.6.a), фактично ідентичні. У той же час вони помітно

відрізняються від $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ зразка S2, отриманого методом твердотільної реакції, що не містить домішки.

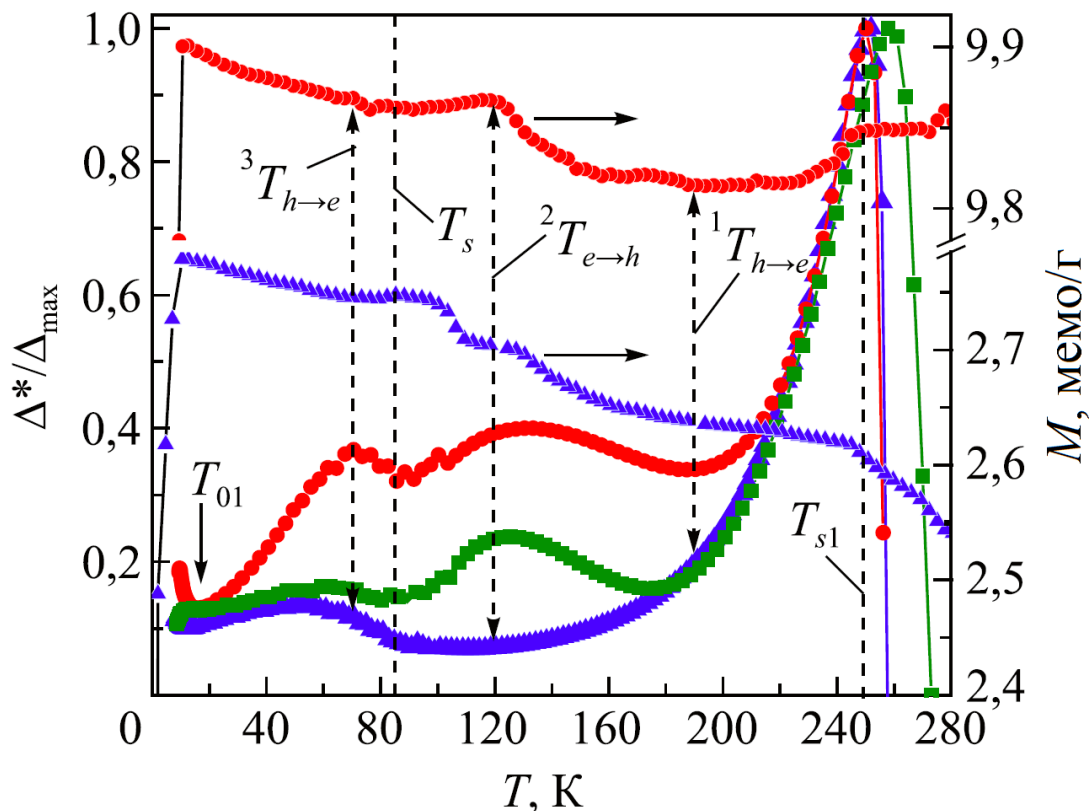


Рис. 5.7. Температурні залежності $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ для S1 (●), S2 (▲) і S3 (■), а також $M(T)$ для S1 (●) і S2 (▲) (символи меншого розміру). Вертикальні пунктирні лінії без стрілок позначають структурні переходи при T_{s1} і T_s . Пунктирами з двома стрілками позначені температури, при яких змінюється тип носіїв заряду.

Так, в області ~ 190 К на $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ зразків S1 і S3 спостерігається мінімум, який відсутній у зразка S2, де $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ продовжує монотонно зменшуватися. Можна припустити, що при $T \sim 225$ К в FeSe починається трансформація типу носіїв заряду від діркоподібних до електронподібних, яка завершується зміною знака коефіцієнта Холла $R_H(T)$ при ${}^1T_{h \rightarrow e} \sim 190$ К, зазначеної на рисунку вертикальним пунктиром ([127,146] і посилання в них). При ${}^2T_{e \rightarrow h} \sim 120$ К на $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ зразків S1 і S3 є виражений максимум, який спостерігається і на $M(T)$

для S1. При цьому $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ для S2 продовжує так само монотонно зменшуватися, наближаючись до мінімуму, де на $M(T)$ є особливість. Відзначимо, що при цій температурі в FeSe $R_H(T)$, а отже, і носії заряду знову змінюють знак, але на цей раз від електронів до дірок [127,146]. При $T_s \sim 85$ К в FeSe відбувається зменшення ротаційної симетрії від чотирикратної (C_4) до двократної (C_2) в результаті переходу кристалічної структури з тетрагональної в орторомбічну фазу [246]. При цьому передбачається, що параметр порядку, що відповідає за цей перехід, має електронний характер [247]. Відповідно при $T_s \sim 85$ К є мінімум на $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ всіх трьох зразків, але немає явних особливостей на залежностях $M(T)$ (Рис. 5.7). Останній результат узгоджується з уявленнями про нематичний характер структурного переходу в FeSe при T_s [103,104,127,142-147].

5.4.5. Спостереження залежності $\Delta^*(T)$ в полікристалах FeSe_{0,94}, що характерна для ПЩ стану в ВТНП

При подальшому зменшенні температури S1 демонструє специфічний несиметричний максимум $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ при температурі ${}^3T_{h \rightarrow e} = 70$ К, позначеної пунктиром на рисунку, нижче якого $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ швидко зменшується фактично за лінійним законом аж до T_{01} (див. вставку на Рис. 5.6.a). S3 демонструє схожу залежність $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ нижче T_s , але всі особливості виражені набагато слабкіше. У той же час ніяких особливостей при ${}^3T_{h \rightarrow e} = 70$ К на $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ зразка S2 немає. Однак при цій температурі нахил $M(T)$ обох зразків S1 і S2 змінюється і нижче ${}^3T_{h \rightarrow e} = 70$ К починається практично лінійне зростання $M(T)$, яке триває аж до НП переходу. В FeSe при температурі ${}^3T_{h \rightarrow e} \sim 70$ К $R_H(T)$ знову стає негативним і остаточно відбувається перехід носіїв заряду з дірок в електрони [127,146]. Можливо, що при цьому якимось чином трансформується магнітна і спінова підсистеми, що й призводить до лінійного росту $M(T)$. Особливості властивостей FeSe при температурі ${}^3T_{h \rightarrow e} \sim 70$ К спостерігалися при вимірюванні магнітної сприйнятливості [248], магнетоопору [248], ефекту Хола [146,248] і часу релаксації $1/(T_1T)$, що вимірюється в експериментах з ядерного магнітного резонансу [249]. Оскільки у всіх цих експериментах використовується магнітне

поле, найбільш ймовірно, що особливості, які спостерігаються, обумовлюються трансформацією спінової підсистеми. З цієї причини ${}^3T_{h \rightarrow e} \sim 70$ К може розглядатися як температура, при якій посилюються анізотропні спінові флуктуації, що призводять до залежної від імпульсу анізотропії розсіяння носіїв заряду на поверхні Фермі [150]. Таку поведінку можна розглядати як певну трансформацію поверхні Фермі, що, як зазначено вище, характерно для псевдощільного стану [20,21,217].

Відзначимо ще раз, що будь-які особливості на залежності $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ зразка S2 при температурі посилення анізотропних спінових флуктуацій ${}^3T_{h \rightarrow e} = 70$ К відсутні (Рис. 5.7). Цей результат узгоджується з висновками роботи [150] про те, що особливості при ${}^3T_{h \rightarrow e} \approx 70$ К спостерігаються в зразках FeSe з великими значеннями RRR (= 13,6 для S1), але відсутні в зразках з малими RRR (= 3,9 для S2) (Табл. 5.1). На Рис. 5.7 видно, що нижче T_s параметр $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ зразка S2 зростає, демонструючи широкий максимум при $T_{\max} \approx 53$ К, за яким бачимо мінімум при $T_{01} \approx 15$ К, максимум при $T_0 \approx 8,9$ К і невеликий мінімум при $T_G \approx 8,4$ К (вставка на Рис. 5.6.а). Це добре видно на Рис. 5.6.б., де залежність $\Delta^*(T)$ показана в меншому масштабі. Така форма $\Delta^*(T)$ повністю відповідає температурній залежності ПЩ для купратів [34,63,196]. Слід зазначити, що така ж залежність $\Delta^*(T)$, яка асоціюється з псевдощільною, спостерігалася нами нижче $T_s \sim 95$ К для магнітного надпровідника $Du_{0,6}Y_{0,4}Rh_{3,85}Ru_{0,15}B_4$ з $T_c = 6,4$ К [3], що підкреслює спільність реалізації ПЩ стану в таких ВТНП. Таким чином, отримана залежність $\Delta^*(T)$ вказує на можливість реалізації ПЩ стану в FeSe в інтервалі $T_s > T > T_c^{mf}$, найбільш ймовірно, за рахунок спінових флуктуацій, які, як зазначено вище, можуть сприяти формуванню спарених ферміонів вище T_c . Така можливість також відзначається в ряді робіт [50,127,146,147,150]. Як вже зазначалося раніше, в FeSe_{0,94} поблизу T_c є область НП флуктуацій $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$, де ФКП поведуться як НП куперівські пари, але без дальнього порядку, причому T_{01} приблизно в два рази вище T_c , тобто $T_{01} \approx 20-30$ К, що узгоджується з результатами робіт [147,226]. Відзначимо, що при цьому на $R(T)$ немає ніяких особливостей аж до T_s . Іншими словами, якщо ФКП є нижче T_{01} , то вони мають

існувати і вище по температурі аж до T_s . Виходячи з цих міркувань, можна припустити, що в FeSe нижче $T_s \sim 85$ К починають формуватися ФКП, які, як і в купратах, пригнічують DOS на рівні Фермі [147,196,226,248] і сприяють реалізації ПЩ ([150] і посилання в ній).

На залежності $\Delta^*(T)$ зразка S1 нижче T_s також є максимум, специфічна форма якого, як уже згадувалося, найбільш ймовірно, обумовлена впливом добавок Ag. Логічно припустити, що нижче T_s в зразку S1 також відкривається ПЩ, оскільки при подальшому зменшенні температури нижче T_{01} S1 демонструє залежність $\Delta^*(T)$, типову для ПЩ, що спостерігається в купратах в області НП флуктуацій (вставка на Рис. 5.6.a.). У свою чергу на $\Delta^*(T)$ зразка S3, який, як і S2, формально теж не містить допантів, якщо і є ознаки ПЩ поведінки нижче T_s , то вони виражені дуже слабко (Рис. 5.6.a.). Найбільш ймовірно, що наявні в S3 включення непровідної гексагональної фази пригнічують можливість формування ФКП нижче T_s . Це ж стосується і області НП флуктуацій нижче T_{01} , де, як уже зазначалося, залежність $\Delta^*(T)$ зразка S3 сильно відрізняється від залежності, типової для більшості ВТНП (вставка на Рис. 5.6.a.). Зазначимо, що ніякого максимуму $\Delta^*(T)$, а відповідно, і ПЩ в цій області температур не спостерігається у Fe-пніктида $\text{EuFeAsO}_{0,85}\text{F}_{0,15}$ (див. Рис. 6 в [126]), оскільки в цьому випадку ПЩ відкривається при $T^* = 171$ К. Цей результат підкреслює помітну різницю в реалізації ПЩ стану в FeSe і Fe-пніктидах.

Таким чином, найбільш ймовірно, що ФКП, які формуються нижче T_s , якраз і визначають механізм переходу FeSe в НП стан. Дійсно, при $T > T_s$ магнітне поле ніяк не впливає на $\rho(T)$. Тоді як нижче T_s магнітне поле помітно збільшує опір зразків FeSe ([146,147] і посилання в них). Цей результат легко пояснити, вважаючи, що магнітне поле руйнує ФКП, які формуються нижче T_s . Крім того, саме нижче T_s порушується закон Келера, вказуючи на можливу перебудову поверхні Фермі [146,150], що, як зазначено вище, є основною ознакою ПЩ стану в ВТНП. Цікаво, що скейлінгова поведінка магнетоопору, яке впливає з закону Келера, відновлюється нижче $T \approx 25$ К $\approx T_{01}$ [146,150], тобто в області НП

флуктуацій. Таким чином, можна підсумувати, що перед НП переходом відбувається стабілізація ПФ.

5.4.6. Визначення густини локальних пар в полікрystalах $\text{FeSe}_{0,94}$ в області НП флуктуацій поблизу T_c

На Рис. 5.8 наведено порівняння залежностей $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ зразків S1, S2 і S3 поблизу T_c (вставка на Рис. 5.6.а.) з температурними залежностями густини локальних пар в ВТНП $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$, розрахованими в теорії Пітерса-Бауера (ПБ) [24] в рамках тривимірної моделі Хаббарда з притяганням для різних значень температури T/W , взаємодії U/W і фактора заповнення, де W – ширина зони. Це дозволяє оцінити величину $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$ для всіх трьох зразків FeSe при T_G . Для цього значення Δ^*/Δ^*_{\max} , виміряні для зразка S2, поєднуються при T_G з мінімумом, а при T_0 – з максимумом кожної теоретичної кривої, розрахованої при різних значеннях U/W , досягаючи найкращої згоди експерименту з теорією в максимально широкому інтервалі температур. Важливо, що знайдені для S2 коефіцієнти підгонки використовувалися і для двох інших зразків S1 і S3. Результати підгонки для трьох значень U/W показані на Рис. 5.8. Зразок S2 (трикутники) демонструє відмінну згоду з теорією при $U/W = 0,2$ (крива 1) практично у всьому інтервалі НП флуктуацій. Знайдене значення $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle(T_G) \approx 0,29$ фактично таке ж, як і в YBCO. Видно, що максимальне значення $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle(T_G) \approx 0,47$ демонструє зразок S1, допований Ag. При цьому експериментальні значення $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ (точки) збігаються з теорією при $U/W = 1,2$ (крива 4) в широкому інтервалі температур вище T_c . Відзначимо, що $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle(T_G) \approx 0,47$ помітно більше, ніж $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle(T_G) \approx 0,3$, що отримана для бездвійникових оптимально допованих монокристалів YBaCuO, розглянутих в Розділі 3 [1]. Цей дещо несподіваний результат можна розглядати як наслідок впливу домішки Ag, яка покращує як внутрішні, так і міжгранульні НП властивості FeSe [155,169,170]. У свою чергу залежність $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\max}$ зразка S3 (квадрати), що містить домішки непровідної гексагональної фази, як видно, не збігається з теорією ПБ. Відповідно і густина локальних пар в S3 $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle(T_G) \approx 0,28$, як і очікувалося, виявилася найменшою з розглянутих зразків. Таким

чином, отримані в роботі результати показують, що різні дефектні ансамблі, що виникають в полікристалах $\text{FeSe}_{0,94}$ при різних способах виготовлення, істотно впливають на властивості зразків.

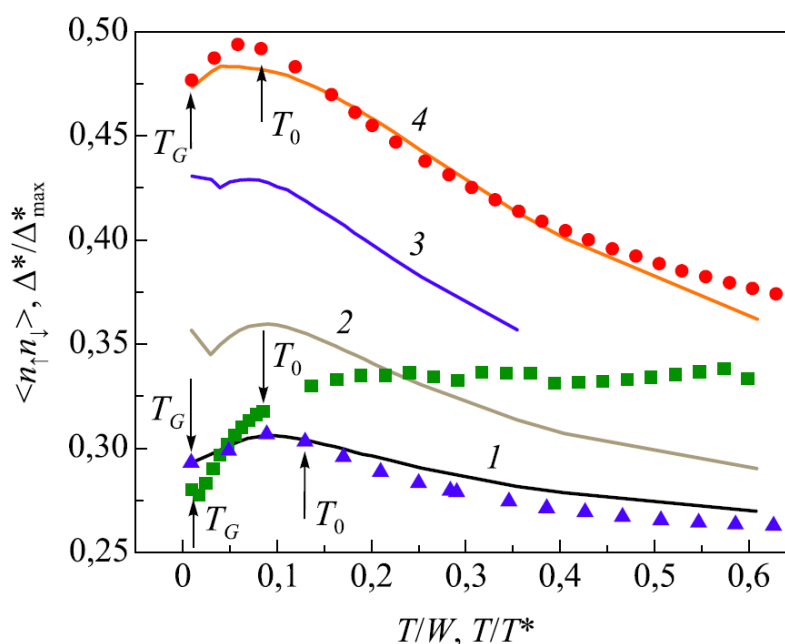


Рис. 5.8. Залежності $\Delta^*/\Delta_{\text{max}}^*$ від T/T^* для зразків $\text{FeSe}_{0,94}$ S1 (●), S2 (▲) і S3 (■) в порівнянні з теоретичними залежностями $\langle n_{\uparrow}n_{\downarrow} \rangle$ від T/W при відповідних значеннях взаємодії U/W : 0,2(1); 0,4(2); 0,7(3); 1,2(4). Стрілками показані температури T_0 і T_G .

Висновки до розділу 5

1. Вперше проведено аналіз надлишкової провідності $\sigma'(T)$ в полікристалічних зразках $\text{FeSe}_{0,94}$, приготованих різними технологічними методами, з якої були отримані дані про температурні залежності флуктуаційної провідності (ФЛП) і псевдощільнини $\Delta^*(T)$ в FeSe .

2. Вперше показано, що в області НП флуктуацій поблизу T_c , в інтервалі температур від T_c до T_0 , $\sigma'(T)$ відмінно апроксимується 3D флуктуаційною теорією Асламазова-Ларкіна, а в інтервалі від T_0 до $T_{01} \gg T_c$ – 2D теорією Макі-Томпсона, демонструючи 3D-2D кросовер при $T = T_0$.

3. Вперше показано, що в FeSe область НП флуктуацій простягається до температур, що більш ніж в 2 рази перевищують T_c . У той же час інтервал НП флуктуацій $\Delta T_{\text{НП}} = T_{01} - T_G = (10 - 20)$ К фактично такий же, як в купратах і Fe-пніктидах. Відповідно і час фазової релаксації $\tau_\phi = (3,4 \pm 0,05) \cdot 10^{-13}$ с виявився практично однаковим як для FeSe , так і для купратів. Обидва ці результати фактично означають, що механізм НП флуктуацій, а, отже, і механізм утворення НП стану найбільш імовірно є однаковим для різних типів ВТНП.

4. Аналіз температурних залежностей параметра $\Delta^*(T)$, який в купратах асоціюється з псевдощільниною, був проведений вперше. Отримані результати підтверджують факт формування псевдощільнинного стану в FeSe при $T < T_s$.

5. Показано, що при $T_s = 85$ К є мінімум на $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\text{max}}$ всіх зразків, але немає особливостей на намагніченості, що узгоджується з уявленнями про нематичний характер структурного переходу в FeSe при T_s .

6. Вперше порівнянням $\Delta^*(T)$ поблизу T_c з теорією Пітерса-Бауера визначена густина локальних пар $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle$ в зразках FeSe , яка в разі бездомішкового зразка $\langle n_\uparrow n_\downarrow \rangle(T_G) \approx 0,29$ практично така ж, як і в YBCO . Цей результат дозволяє говорити про спільність механізму формування ФКП поблизу T_c в різних ВТНП, що не містять допанти.

ВИСНОВКИ:

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 $\Delta^*(T)/\Delta^*_{\text{max}}$, 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 Пітерса-Бауера (ПБ), суттєво залежить від різних дефектних ансамблів, що виникають при виготовленні окремих зразків.

ПЕРЕЛІК ЛІТЕРАТУРИ

1. Effect of annealing on a pseudogap in untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / A. L. Solovjov, **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 $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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. Chroneos // *Scientific Reports*. – 2019. – V. **9**, № 20424 – P.1–16, квартиль – Q1.
3. Особенности поведения избыточной проводимости в магнитном сверхпроводнике $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ / 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 $\text{FeSe}_{0.94}$ / **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 $\text{FeSe}_{0.94}$ 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 $\text{FeSe}_{0.94}$ 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / A.L. Solovjov, **E. V. Petrenko**, L.V.Omelchenko, R.V.Vovk // XI 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 $\text{YPr}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 $\text{YPr}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ / **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.

13. Superconductivity at 250 K in lanthanum hydride under high pressures/ A. P. Drozdov, P. P. Kong, V. S. Minkov, S. P. Besedin, M. A. Kuzovnikov, S. Mozaffari, L. Balicas, F. F. Balakirev, D. E. Graf, V. B. Prakapenka, E. Greenberg, D. A. Knyazev, M. Tkacz and M.I. Eremets // Nature. – 2019. – V.569 – P. 528-531.

14. Bednorz J.G. Possible high- T_c superconductivity in the Ba-La-Cu-O system / J.G. Bednorz and K. A. Müller // Zeitschrift für Physik B. – 1986. – V. 64, № 2. – P. 189-193.

15. C-axis oriented (Hg,Ti)based superconducting films with $T_c = 125$ K / F. Foong, B. Bedard, Q. L. Xu, and S. H. Liou // Applied Physics Letters. – 1996. – V.68, № 8. – P.1153-1155.

16. Epitaxial $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ films on SrTiO_3 substrates prepared by spray pyrolysis technique / Y. Moriwaki, T. Sugano, C. Gasser, A. Fukuoka, K. Nakanishi, S. Adachi, and K. Tanabe // Applied Physics Letters. – 1996. – V.69, № 22. – P. 3423-3425.

17. Processing of highly oriented $(\text{Hg}_{1-x}\text{Re}_x)\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ tape with $x = 0.1$ / R. L. Meng, B. Hickey, Y. Q. Wang, Y. Y. Sun, L. Gao, Y. Y. Xue, and C. W. Chu // Applied Physics Letters. – 1996. – V.68, № 22. – P.3177-3179.

18. Superconductivity up to 164 K in $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{m-1}\text{Cu}_m\text{O}_{2m+2+\delta}$ ($m=1, 2, \text{ and } 3$) under quasihydrostatic pressures / L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert and H. K. Mao // Physical Review B. – 1994. – V.50, № 6. – P.4260-4263.

19. Effect of the pseudogap on the transition temperature in the cuprates and implications for its origin / Vivek Mishra, U. Chatterjee, J. C. Campusano and M. R. Norman // *Nature Phys.* – 2014. – V.10, № 5. – P.357-360.

20. Taillefer L. Scattering and Pairing in Cuprate Superconductors / L. Taillefer // *Annual Rev.of Condens. Matter Phys.* – 2010. – V. 1. – P. 51-70.

21. Change of carrier density at the pseudogap critical point of a cuprate superconductor / S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberté, G. Grissonnanche, B. Vignolle, D. Vignolles, J. Béard, D. A. Bonn, W. N. Hardy, R. Liang, N. Doiron-Leyraud, Louis Taillefer, Cyril Proust // *Nature.* – 2016. – V. 531, № 7593. – P. 210-214.

22. Superconducting fluctuations, pseudogap and phase diagram in cuprates / H. Alloul, F. Rullier-Albenque, B. Vignolle, D. Colson and A. Forget // *Europhysics Letters.* – 2010. – V. 91, № 3. – P. 37005.

23. Rullier-Albenque F. High-field studies of superconducting fluctuations in high- T_c cuprates: Evidence for a small gap distinct from the large pseudogap/ F. Rullier-Albenque, H. Alloul & G. Rikken // *Physical Review B.* – 2011. – V.84, № 1. – P. 014522.

24. Peters R. Local origin of the pseudogap in the attractive Hubbard model and / R. Peters, J. Bauer // *Phys. Rev. B.* – 2015. – V. 92, № 1. – P. 014511.

25. Effect of long aging on the resistivity properties of optimally doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / R. V. Vovk, N. R. Vovk, A. V. Samoilov, I. L. Goulatis, and A. Chroneos // *Solid State Commun.* – 2013. – V. 170. – P. 6-9.

26. Emery V. J. Importance of phase fluctuations in superconductors with small superfluid density / V.J. Emery, S.A. Kivelson // *Nature (London).* – 1995. – V. 374, № 6522. – P. 434-437.

27. Randeria M. Ultracold Fermi gases: Pre-pairing for condensation / M. Randeria // *Nature Phys.* – 2010. – V. 8, № 6. – P. 561-562.

28. Conventional superconductivity at 203 kelvin at high pressures in the sulfur hydride system / A. P. Drozdov, M. I. Erements, I. A. Troyan, V. Ksenofontov & S. I. Shylin // *Nature.* – 2015. – V. 525. – P. 73-76.

29. Evidence for Superconductivity above 260 K in Lanthanum Superhydride at Megabar Pressures / Maddury Somayazulu, Muhtar Ahart, Ajay K. Mishra, Zachary M. Geballe, Maria Baldini, Yue Meng, Viktor V. Struzhkin, and Russell J. Hemley // *Physical Review Letters* – 2019. – V. 122, № 2. – P. 027001.

30. De Gennes P.G. Superconductivity of metals and alloys / P.G. De Gennes // W. A. Benjamin, Inc., New York – Amsterdam. – 1996. – P. 280.

31. Maksimov E.G. High-temperature superconductivity: the current state/ E. G. Maksimov // *PHYS-USP* – 2000. – V. 43, № 10. – P. 965-990.

32. Zubov E. E. High-temperature superconductivity and normal state in the Holstein-t-J model / E.E. Zubov // *Physica C*. – 2014. – V. 497. – P. 67-76.
33. Solovjov A.L. Fluctuation conductivity in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ films with different oxygen content. II. YBCO films with $T_c \approx 80$ K / A. L. Solovjov, H.-U. Habermeier, and T. Haage // *Low Temperature Physics*. – 2002. – V. 28, № 2. – P. 99-108.
34. Specific temperature dependence of pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers / A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, V. B. Stepanov, R. V. Vovk, H.- U. Habermeier, P. Przyslupski and K. Rogacki // *Phys.Rev.B*. – 2016. – V. 94, № 22. – P. 224505 (1-11).
35. Solovjov A. L. Superconductors – Materials, Properties and Applications. Chapter 7: Pseudogap and local pairs in high- T_c superconductors, Ed. A.M. Gabovich / A. L. Solovjov // Rijeka. – 2012. – P. 137-170.
36. Korđyuk A.A. Pseudogap from ARPES experiment: Three gaps in cuprates and topological superconductivity / A.A. Korđyuk // *Low Temp. Phys*. – 2015. – V.1, №1. – P. 319.
37. R.V. Vovk. Electric transport and pseudogap in high-temperature superconducting compounds of system 1-2-3 under conditions of all-round compression (Review Article) / R.V. Vovk and A.L. Solovjov // *Low Temp. Phys*. – 2018. – V.44, №2. – P. 111-153.
38. Wong K.W. Theory of simultaneous excitonic-superconductivity condensation II: Experimental evidence and stoichiometric interpretations/ K.W.Wong, W.Y.Ching // *Physica C: Superconductivity*. – 1989. – V.158, №1-2. – P. 15-31.
39. Cava R. J. Structural chemistry and the local charge picture of copper oxide superconductors / R. J. Cava // *Science*. – 1990. – V. 243, № 4943. – P. 656-662.
40. Detection of electronic nematicity using scanning tunneling microscopy/ Eduardo H. da Silva Neto, Pegor Aynajian, Ryan E. Baumbach, Eric D. Bauer, John Mydosh, Shimpei Ono, and Ali Yazdani // *Phys.Rev.B*. – 2016. – V. 87, № 16. – P. 161117(R).
41. One- and two-dimensional oxygen ordering in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ / M. Asta, D. de Fontaine, G. Ceder, E. Salomons, M. Kraitchman // *J. Less. Common Metals*. – 1991. – V. 168, № 1. – P. 39-51.
42. Iye Y. Transport properties of high- T_c cuprates. / Y.Iye // *Phys. Properties of High- Temp. Superconductors*. – Ed. D. M. Ginsberg. – Singapore: World Scientific, 1992. – V.3 – P. 285-361.
43. The Physics of Superconductors. / Ed. K. H. Bennemann and J. B. Katterson // Vol.1: Conventional and High- T_c superconductors. – Berlin: Springer, 2003. – P. 966.

44. Birgineau R. J. and Shirane G., Neutron Scattering Studies of Structural and Magnetic Excitations in Lamellar Copper Oxides. A Review / R. J. Birgineau, G. Shirane // Phys. Properties of High-Temp. Superconductors. – Ed. D.M. Ginsberg. – Singapore: World Scientific, 1989. – P. 152-212.

45. Electronic Phase Diagram of High- T_c Cuprate Superconductors from a Mapping of the In-Plane Resistivity Curvature / Y. Ando, S. Komiya, K. Segawa, S. Ono, and Y. Kurita // Phys. Rev. Lett. – 2004. – V. 93, № 26 - 31. – P. 267001.

46. Imada M. Metal-insulator transitions / M. Imada, A. Fujimori, Y. Tokura // Rev. Mod. Phys. – 1998. – V. 70, № 4. – P. 1040-1264.

47. Zha Yuyao. Model of c-axis resistivity of high- T_c cuprates / Yuyao Zha, S. L. Cooper, and David Pines // Phys. Rev. B – 1996. – V. 53, № 13. – P. 8253.

48. Aslamazov L.G. and Larkin A. L. The influence of fluctuation pairing of electrons on the conductivity of the normal metal / L.G. Aslamazov and A. L. Larkin // Phys. Lett. – 1968. – V. 26A, № 6. – P. 238-239.

49. From quantum matter to high-temperature superconductivity in copper oxides/ B. Keimer, S.A. Kivelson, M.R. Norman, S. Uchida, J. Zaanen // Nature. – 2015. – V. 518. – P. 179-186.

50. Stojkovic B. P. Theory of the longitudinal and Hall conductivities of the cuprate superconductors / B.P. Stojkovic, D. Pines // Phys. Rev. B. – 1997.– V. 55, № 13. – P. 8576 – 8595.

51. From a single-band metal to a high-temperature superconductor via two thermal phase transitions / Rui-Hua He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, J. D. Koralek, J. P. Hinton, J. P. Testaud, V. Nathan, Y. Yoshida, Hong Yao, K. Tanaka, W. Meevasana, R. G. Moore, D. H. Lu, S.-K. Mo, M. Ishikado, H. Eisaki, Z. Hussain, T. P. Devereaux, S. A. Kivelson, J. Orenstein, A. Kapitulnik, Z.-X. Shen // Science. – 2011. – V.331, № 6024. – P. 1579-1583.

52. Yao Ma Low – temperature pseudogap in high – temperature phenomenon[^] precursor of high- T_c superconductivity / Ma Yao, Ye Peng, Weng Zheng // New J. Phys. – 2014 – V. 16. – P. 083039.

53. Локтев В.М. Механизмы высокотемпературной сверхпроводимости медных оксидов / В.М. Локтев // ФНТ. – 1996. – Т.22, № 1. – С. 3-45.

54. Timusk T. and Statt B. The pseudogap in high-temperature superconductors: an experimental survey. / T. Timusk and B. Statt // Rep. Prog. Phys. – 1999. – V.62, № 1. – P. 161 - 122.

55. Interlayer tunneling spectroscopy and doping dependent energy- gap structure of the trilayer superconductor $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ / Y. Yamada, K. Anagawa,

T. Shibauchi, T. Fujii, T. Watanabe, A. Matsuda, and M. Suzuki // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V.68, № 5. – P. 054533 (1-11).

56. Соловьев А. Л., Дмитриев В. М. Флуктуационная проводимость и псевдощель в пленках $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ / А. Л. Соловьев, В. М. Дмитриев // *ФНТ.* – 2006. – Т.32, № 6. – С. 753 - 760.

57. Abrikosov A. A. Properties of the pseudogap phase in high- T_c superconductors / A. A. Abrikosov // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V.64, № 10. – P. 104521(1-10).

58. Tallon J. L. The doping dependence of T^* – what is the real high- T_c phase diagram / J. L. Tallon and J. W. Loram // *Physica C.* – 2001. – V.349, № 1-2. – P.53 - 68.

59. Alloul H. ^{89}Y NMR evidence for a Fermi-liquid behavior in $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ / H. Alloul T. Ohno, P. Mendels // *Phys. Rev. Lett.* – 1989. – V. 63, № 16. – P. 1700.

60. *Solid State Science* / Ed. H. Yasuoka, T. Imai, and T. Shimizu // Vol.89: in *Strong Correlation and Superconductivity.* – Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 1989. – P. 254.

61. Influence of the spin gap on the normal state transport in $YBa_2Cu_4O_8$ / B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V.70, № 13. – P.2012.

62. Formation of gapless Fermi arcs and fingerprints of order in the pseudogap state of cuprate superconductors / T. Kondo, A. D. Palczewski, Y. Hamaya, T. Takeuchi, J. S. Wen, Z. J. Xu, G. Gu, and A. Kaminski // *Physical Review Letters* – 2013. – V.111, № 15. – P. 157003.

63. Solovjov A.L. Fluctuation conductivity and pseudogap in high-temperature YBCO superconductors / A.L. Solovjov, V. M. Dmitriev // *Low Temp. Phys.* – 2009. – V. 35, № 169. – P. 227-264.

64. Engelbrecht J.R. Pseudogap above T_c in a model with $d_{x^2-y^2}$ pairing / J.R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria, and E. Dagotto // *Phys. Rev B.* – 1988. – V.57, № 21. – P. 13406.

65. Gusynin P. Phase diagram of a 2D metal system with a variable number of carriers / P. Gusynin, V. M. Loktev, and S. G. Sharapov // *JETP Lett.* – 1997. – V. 65, № 2. – P. 182-188.

66. Haussmann R. Properties of a Fermi liquid at the superfluid transition in the crossover region between BCS superconductivity and Bose-Einstein condensation / R. Haussmann // *Phys. Rev. B.* – 1994. – V.49, № 18. – P. 12975.

67. Sa de Melo C.A.R. Crossover from BCS to Bose superconductivity: Transition temperature and time-dependent Ginzburg-Landau theory / C.A.R. Sa de Melo, M. Randeria, and J.R. Engelbrecht // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V.71, №19. – P. 3202.

68. Engelbrecht J.R. BCS to Bose crossover: Broken-symmetry state / J.R. Engelbrecht, M. Randeria, C.A.R. Sade Melo // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V. 55, № 22. – P. 15153.

69. Corson J. Vanishing of phase coherence in underdoped $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ / J. Corson, R. Mallozzi, J. Orenstein, J. N. Eckstein and I. Bozovic // *Nature.* – 1999. – V. 398, № 6724. – P. 221-223.

70. Detection of a coherent boson current in the normal state of a high – temperature superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ film patterned to micrometer – sized rings / K. Kawabata, S. Tsukui, Y. Shono, O. Michikami, H. Sasakura, K. Yoshiara, Y. Takehi, and T. Yotsuya // *Phys. Rev. B.* – 1998. – V.58, № 5. – P. 2458.

71. Fluctuation conductivity of a c-axis-oriented $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ film prepared by chemical vapor deposition / J. Sugawara, H. Iwasaki, N. Kobayashi, H. Yamane, and T. Hirai // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V.46, № 22. – P. 14818-14822.

72. Upper critical field, fluctuation conductivity, and dimensionality in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ / B. Oh, K. Char, A. D. Kent, M. Naito, M. R. Beasley, T. H. Geballe, R. H. Hammond, A. Kapitulnik, and J. M. Graybeal // *Phys. Rev. B.* – 1988. – V. 37, № 13. – P. 7861-7864.

73. Hikami S. and Larkin A.I. Magnetoresistance of high temperature superconductors / S. Hikami and A.I. Larkin // *Mod. Phys. Lett. B.* – 1988. – V. 2, № 5. – P. 693-698.

74. Habermeier H.-U. Pulsed Laser Deposition – a Versatile Technique Only for High-temperature Superconductor Thin-film Deposition? / H.-U. Habermeier // *Applied Surface Science* – 1993. – V.69 – P. 204-211.

75. Gvaler J.R. Effect of oxygen over-doping on T_c and R_s of YBCO films / J.R. Gvaler, J. Talvacchio, R.W. Weinert // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* – 1995. – V.5, № 2 – P. 1173-1176.

76. Дроздов Ю.Н. Влияние низкотемпературного отжига на свойства тонких пленок $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / Ю.Н. Дроздов, С.А. Павлов, А.Е. Парафин // *Письма в ЖЭТФ.* – 1998. – V.24, № 1 – С. 55-58.

77. Phase separation in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals near $\delta = 0$ / H. Claus, U. Gebhard, J. Linker, K. Röhberg, S. Riedling, J. Franz, T. Ishida, A. Erb, G. Müller-Vogt, H. Wühl // *Physica C.* – 1992. – V.200 – P. 271-276.

78. Hydrostatic-pressure effects on the a-axis resistance of monocrystalline $\text{Bi}_{2.2}(\text{Sr,Ca})_{2.8}\text{Cu}_2\text{O}_{8+y}$ / H.J. Liu, Q. Wang, G.A. Saunders, D.P. Almond, B. Chapman, K. Kitahama // *Phys. Rev. B Condens. Matter.* – 1995. – V.51 – P. 9167-9179.

79. Electrical resistance under pressure in textured $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+y}$: Enhancement of the energy gap and thermodynamic fluctuations/ Q. Wang, G. A. Saunders, H. J. Liu, M. S. Acres, and D. P. Almond // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V.55, №13 – P. 8529.

80. Effects of pressure on the fluctuation conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ / L. Mendonça Ferreira, Paulo Pureur, Ha Borges, P. Lejay // *Phys. Rev. B.* – 2004. – V.69 – P. 212505.

81. Modification of structural disorder by hydrostatic pressure in the superconducting cuprate $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.73}$ / H. Huang, H. Jang, M. Fujita, T. Nishizaki, Y. Lin, J. Wang, J. Ying, J. S. Smith, C. Kenney-Benson, G. Shen, W. L. Mao, C. C. Kao, Y.-J. Liu, and J.-S. Lee // *Phys. Rev. B.* – 2018. – V.97, №17 – P. 174508.

82. Phase separation in oxygen deficient $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals: effect of high pressure and twin boundaries / 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.

83. Muon spin rotation investigation of the pressure effect on the magnetic penetration depth in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ / A. Maisuradze, A. Shengelaya, A. Amato, E. Pomjakushina, and H. Keller // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V.84, №1 – P. 184523.

84. Akhavan M. The question of Pr in HTSC / M. Akhavan // *Physica B: Condensed Matter.* – 2002. – V.321, №1-4 – P. 265-282.

85. Magnetoresistance of *c*-axis-oriented epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ films above T_c / Y. Matsuda, T. Hirai, S. Komiyama, T. Terashima, Y. Bando, K. Iijima, K. Yamamoto, and K. Hirata // *Phys. Rev. B.* – 1989. – V.40, №7 – P. 5176.

86. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superlattices: Properties of Ultrathin superconducting layers separated by insulating layers / J.-M. Triscone, O. Fischer, O. Brunner, L. Antognazza, A. D. Kent, and M. G. Karkut // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V. 64, № 7 – P. 804.

87. Hall effect in the mixed state of $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / Y. X. Jia, J. Z. Liu, M. D. Lan, and R. N. Shelton // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V.47, №10 – P. 6043.

88. Metal-to-insulator transition in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with various praseodymium contents / R.V.Vovk, Z.F.Nazyrov, I.L.Goulatis, A. Chroneos // *Physica C: Superconductivity.* – 2013. – V.485– P. 89-91.

89. Lacayo G. Twin to tweed transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ by substitution of Al for Cu / G.Lacayo, G.Kästner, R.Herrmann // *Physica C: Superconductivity.* – 1992. – V. 192, № 1-2 – P. 207-214.

90. Incoherent transport and pseudogap in $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with different oxygen content / R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy,

I. L. Goulatis, A. I. Chroneos & V. M. Pinto Simoes // *J. Mater. Sci.* – 2009. – V. 20 – P. 858-860.

91. Pressure-induced phase transition in $\text{La}_{1-x}\text{Sm}_x\text{O}_{0.5}\text{F}_{0.5}\text{BiS}_2$ / Y. Fang, D. Yazici, B. D. White, and M. B. Maple // *Phys. Rev. B.* – 2015. – V.92, №9 – P. 094507.

92. Peculiarities in the pseudogap behavior in optimally doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under pressure up to 1 GPa / A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk, O. V. Dobrovolskiy, S. N. Kamchatnaya, D. M. Sergeev // *Current Applied Physics.* – 2016. – V.16, №9 – P. 931-938.

93. Fehrenbacher R. Unusual electronic structure of $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ / R. Fehrenbacher and T. M. Rice // *Phys. Rev. Lett.* – 1993. – V.70, №22 – P. 3471.

94. Yu Yabin. Hole distribution and T_c suppression in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ / Yabin Yu, Guanghan Cao, and Zhengkuan Jiao // *Phys. Rev. B.* – 1999. – V.59, №5 – P. 3845.

95. Nagasawa H. The Magnetism of Praseodymium Metal / H. Nagasawa, and T. Sugawara // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1967. – V.23, №4 – P. 701-710.

96. Magnetic order of Pr ions in related perovskite-type Pr123 compounds / M. Guillaume, P. Fischer, B. Roessli, A. Podlesnyak, J. Schefer, and A. Furrer // *Journal of Applied Physics.* – 1994. – V.75, №10 – P. 6331.

97. Pseudogap and fluctuation conductivity in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with different concentrations of praseodymium / A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk and S. N. Kamchatnaya // *Low Temperature Physics.* – 2017. – V. 43, № 7. – P. 841-847.

98. Anomalies in the pseudogap phase of the cuprates: Competing ground states and the role of umklapp scattering / N. J. Robinson, P. D. Johnson, T. M. Rice & A. M. Tsvelik // *Rep. Prog. Phys.* – 2019. – V. 82, № 12. – P. 126501.

99. Kivelson S. A. Linking the pseudogap in the cuprates with local symmetry breaking: a commentary. / S. A. Kivelson & S. Lederer // *PNAS.* – 2019. – V. 116, №29. – P. 14395-14397.

100. Esterlis I. Pseudogap crossover in the electron-phonon system / I. Esterlis, S. A. Kivelson, and D. J. Scalapino // *Phys. Rev. B.* – 2019. – V.99, №17 – P. 174516.

101. Kamihara Y. Iron-Based Layered Superconductor $\text{La}[\text{O}_{1-x}\text{F}_x]\text{FeAs}$ ($x = 0.05-0.12$) with $T_c = 26$ K / Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono // *J. Am. Chem. Soc.* – 2008. – V.130, №11 – P. 3296-3297.

102. Pressure effect on superconductivity of iron-based arsenic-oxide $\text{ReFeAsO}_{0.85}$ (Re=Sm and Nd) / Z.A. Ren, J. Yang, W. Lu, W. Yi, X.L. Shen, Z.C. Li, G.C. Che, X.L. Dong, L.L. Sun, F. Zhou, and Z.X. Zhao // *Europhys. Lett.* – 2008. – V.83, №5 – P. 57002.

103. Thorium-doping-induced superconductivity up to 56K in $\text{Gd}_{1-x}\text{Th}_x\text{FeAsO}$ / C. Wang, L.J. Li, S. Chi, Z.W. Zhu, Z. Ren, Y.K. Li, Y.T. Wang, X. Lin, Y.K. Luo, S.A. Jiang, X.F. Xu, G.H. Cao, and Z.A. Xu // *Europhys. Lett.* – 2008. – V.83, №6 – P. 67006.

104. Pustovit Yu. V. Metamorphoses of electronic structure of FeSe-based superconductors (Review Article) / Yu. V. Pustovit and A. A. Kordyuk // *Low Temp. Phys.* – 2016. – V.42, №11. – P. 1268-1283.

105. High- T_c superconductivity induced by doping rare-earth elements into CaFeAsF / Peng Cheng, Bing Shen, Gang Mu, Xiyu Zhu, Fei Han, Bin Zeng and Hai-Hu Wen // *Europhys. Lett.* – 2008. – V.85, №6 – P. 67006.

106. The synthesis and characterization of LiFeAs and NaFeAs / C. W. Chu, F. Chen, M. Gooch, A. M. Guloy, B. Lorenz, B. Lv, K. Sasmal, Z. J. Tang, J. H. Tapp, Y. Y. Xue // *Physica C: Superconductivity.* – 2009. – V.469, №9-12 – P. 326-331.

107. A new "111" type iron pnictide superconductor LiFeP / Z. Deng, X. C. Wang, Q. Q. Liu, S. J. Zhang, Y. X. Lv, J. L. Zhu, R. C. Yu and C. Q. Jin // *Europhys. Lett.* – 2009. – V.87, №3 – P. 37004.

108. Just G. On the coordination of ThCr_2Si_2 (BaAl_4 -type compounds within the field of free parameters) / G. Just and P. Paufler // *J. Alloys Compd.* – 1996. – V. 232, № 1-2 – P. 1-25.

109. Dagotto Elbio. *Colloquium: The unexpected properties of alkali metal iron selenide superconductors* / Elbio Dagotto // *Rev. Mod. Phys.* – 1996. – V. 85, № 2 – P. 849.

110. Hsu F.C. Superconductivity in the PbO -type structure $\alpha\text{-FeSe}$. / F. C. Hsu, J. Y. Luo, K. W. Yeh, T. K. Chen, T. W. Huang, P. M. Wu, Y. C. Lee, Y. L. Huang, Y. Y. Chu, D. C. Yan, M. K. Wu // *PNAS.* – 2008. – V.105, №38 – P. 14262-1426.

111. The layered iron arsenide oxides $\text{Sr}_2\text{CrO}_3\text{FeAs}$ and $\text{Ba}_2\text{ScO}_3\text{FeAs}$ / M. Tegel, F. Hummel, S. Lackner, I. Schellenberg, R. Pöttgen, D. Johrendt // *Z. anorg. allg. Chem.* – 2009. – V. 635, № 13-14 – P. 2242.

112. Ivanovskii A. L. New superconductors based on five-component transition metal oxypnictides / A. L. Ivanovskii // *Russ. Chem. Rev.* – 2010. – V. 79, № 1 – P. 1.

113. Sadovskii M. V. High-temperature superconductivity in iron-based layered iron compounds / M. V. Sadovskii // *PHYS-USP.* – 2008. – V. 51, № 12 – P. 1201-1227.

114. Possibility of local pair existence in optimally doped SmFeAsO_{1-x} in pseudogap regime / A. L. Solovjov, V. N. Svetlov, V. B. Stepanov, S. L. Sidorov,

V. Yu. Tarenkov, A. I. Dyachenko and A. B. Agafonov // *Low Temperature Physics*. – 2011. – V. 37, № 7. – P. 703-707.

115. Unique phase diagram with narrow superconducting dome in $\text{EuFe}_2(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)_2$ due to Eu^{2+} local magnetic moments / Y. Tokiwa, S.-H. Hübner, O. Beck, H. S. Jeevan, and P. Gegenwart // *Phys. Rev. B*. – 2012. – V.86, №22 – P. 220505(R).

116. Neutron-Diffraction Measurements of Magnetic Order and a Structural Transition in the Parent BaFe_2As_2 Compound of FeAs-Based High-Temperature Superconductors / Q. Huang, Y. Qiu, Wei Bao, M. A. Green, J. W. Lynn, Y. C. Gasparovic, T. Wu, G. Wu, and X. H. Chen // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V. 101, № 25 – P. 257003.

117. Coexistence of the spin-density wave and superconductivity in $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ / H. Chen, Y. Ren, Y. Qiu, Wei Bao, R. H. Liu, G. Wu, T. Wu, Y. L. Xie, X. F. Wang, Q. Huang // *Europhysics Letters*. – 2008. – V.85, №1 – P. 17006.

118. Coexistence of static magnetism and superconductivity in $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ as revealed by muon spin rotation / A. J. Drew, Ch. Niedermayer, P. J. Baker, F. L. Pratt, S. J. Blundell, T. Lancaster, R. H. Liu, G. Wu, X. H. Chen, I. Watanabe, V. K. Malik, A. Dubroka, M. Rössle, K. W. Kim, C. Baines and C. Bernhard // *Nature Materials*. – 2009. – V. 8 – P. 310-314.

119. Magnetic-superconducting phase boundary of $\text{SmFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ studied via muon spin rotation: Unified behavior in a pnictide family / S. Sanna, R. De Renzi, G. Lamura, C. Ferdeghini, A. Palenzona, M. Putti, M. Tropeano, and T. Shiroka // *Phys. Rev. B*. – 2009. – V.80, №5 – P. 052503.

120. Zhu Li-Fang. Striped antiferromagnetism and electronic structures of SrFeAsF and their implications / Li-Fang Zhu and Bang-Gui Liu // *Europhysics Letters*. – 2009. – V.85, №6 – P. 67009.

121. Study of high-quality superconducting FeSe single crystals: crossover in electronic transport from a metallic to an activated regime above 350 K / S. Karlsson, P. Strobel, A. Sulpice, C. Marcenat, M. Legendre, F. Gay, S. Pairis, O. Leynaud, and P. Toulemonde // *Supercond. Sci. Technol.* – 2015. – V.28, №10 – P. 105009.

122. Synthesis, crystal structure, and chemical stability of the superconductor FeSe_{1-x} / E. Pomjakushina, K. Conder, V. Pomjakushin, M. Bendele, and R. Khasanov // *Phys. Rev. B*. – 2009. – V.80, №2 – P. 024517.

123. Mizuguchi Y. Review of Fe Chalcogenides as the Simplest Fe-Based Superconductor / Y. Mizuguchi and Y. Takano // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2010. – V.79, №10 – P. 102001.

124. Transport properties of Bi-doped FeSe superconductor up to 700 K / C.-J. Liu, A. Bhaskar, H.-J. Huang, and F.-H. Lin // *Appl. Phys. Lett.* – 2014. – V.104, №25 – P. 252602.

125. Hydrostatic-pressure effects on the pseudogap in slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk, O. V. Dobrovolskiy, Z. F. Nazarov, S. N. Kamchatnaya, and D. M. Sergeyev // *Physica B.* – 2016. – V.493 – P. 58-67.

126. Fluctuation conductivity and possible pseudogap state in FeAs-based superconductor $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ / A.L. Solovjov, L.V. Omelchenko, A.V. Terekhov, K. Rogacki, R.V. Vovk, E.P. Khlybov, and A. Chroneos // *Mater. Res. Express.* – 2016. – V.3 – P. 076001.

127. Critical current density, vortex dynamics, and phase diagram of single-crystal FeSe / Y. Sun, S. Pyon, T. Tamegai, R. Kobayashi, T. Watashige, S. Kasahara, Y. Matsuda, and T. Shibauchi // *Phys. Rev. B.* – 2015. – V.92, №14 – P. 144509.

128. Superconductivity at 27K in tetragonal FeSe under high pressure / Y. Mizuguchi, F. Tomioka, S. Tsuda, T. Yamaguchi, and Y. Takano // *Appl. Phys. Lett.* – 2008. – V.93, №15 – P. 152505.

129. Electronic and magnetic phase diagram of $\beta\text{-Fe}_{1.01}\text{Se}$ with superconductivity at 36.7K under pressure / S. Medvedev, T.M. McQueen, I.A. Troyan, T. Palasyuk, M.I. Eremets, R.J. Cava, S. Naghavi, F. Casper, V. Ksenofontov, G. Wortmann, and C. Felse // *Nat. Mater.* – 2009. – V.8 – P. 630-633.

130. Superconductivity close to magnetic instability in $\text{Fe}(\text{Se}_{1-x}\text{Te}_x)_{0.82}$ / M. H. Fang, H. M. Pham, B. Qian, T. J. Liu, E. K. Vehstedt, Y. Liu, L. Spinu, and Z. Q. Mao // *Phys. Rev. B.* – 2008. – V.78, №22 – P. 224503.

131. Re-emerging superconductivity at 48kelvin in iron chalcogenides / L. Sun, X.-J. Chen, J. Guo, P. Gao, Q.-Z. Huang, H. Wang, M. Fang, X. Chen, G. Chen, Q. Wu, C. Zhang, D. Gu, X. Dong, L. Wang, Ke Yang, A. Li, X. Dai, Ho-kwang Mao, and Z. Zhao // *Nature.* – 2012. – V.483 – P. 67-69.

132. Superconductivity above 100 K in single-layer FeSe films on doped SrTiO_3 / J.-F. Ge, Z.-L. Liu, C. Liu, C.-L. Gao, D. Qian, Q.-K. Xue, Y. Liu, and J.-F. Jia // *Nat. Mater.* – 2015. – V.14 – P. 285-289.

133. Interface-Induced High-Temperature Superconductivity in Single Unit-Cell FeSe Films on SrTiO_3 / Q.-Y. Wang, Z. Li, W.-H. Zhang, Z.-C. Zhang, J.-S. Zhang, W. Li, H. Ding, Y.-B. Ou, P. Deng, and K. Chang // *Chin. Phys. Lett.* – 2012. – V.29, №3 – P. 285-289.

134. Electronic origin of high-temperature superconductivity in single-layer FeSe superconductor / D. Liu, W. Zhang, D. Mou, J. He, Y.-B. Ou, Q.-Y. Wang, Z. Li, L. Wang, L. Zhao, S. He, Y. Peng, X. Liu, C. Chen, L. Yu, G. Liu, X. Dong, J. Zhang, C. Chen, Z. Xu, J. Hu, X. Chen, X. Ma, Q. Xue, and X. J. Zhou // *Nat. Commun.* – 2012. – V.3, №931 – P. 1-6.

135. Bozovic I. A new frontier for superconductivity / I. Bozovic and C. Ahn // *Nat. Phys.* – 2014. – V.10 – P. 892-895.

136. High-temperature resistivity in the iron pnictides and the electron-doped cuprates / P.L. Bach, S.R. Saha, K. Kirshenbaum, J. Paglione, and R.L. Greene // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V.83, №21 – P. 212506.

137. Quasiparticle Dynamics and Phonon Softening in FeSe Superconductors / C.W. Luo, I.H.Wu, P.C. Cheng, J.-Y. Lin, K.H.Wu, T.M. Uen, J.Y. Juang, T. Kobayashi, D.A. Chareev, O.S. Volkova, and A.N. Vasiliev // *Phys. Rev. Lett.* – 2012. – V.108, №25 – P. 257006.

138. Interplay between lattice and spin states degree of freedom in the FeSe superconductor: Dynamic spin state instabilities / V. Gnezdilov, Yu.G. Pashkevich, P. Lemmens, D. Wulferding, T. Shevtsova, A. Gusev, D. Chareev, and A. Vasiliev // *Phys. Rev. B.* – 2013. – V.87, №14 – P. 144508.

139. Crystal structure of the new FeSe_{1-x} superconductor / S. Margadonna, Y. Takabayashi, M.T. McDonald, K. Kasperkiewicz, Y. Mizuguchi, Y. Takano, A.N. Fitch, E. Suard, and K. Prassides // *Chem. Commun. (Cambridge)*. – 2008. – V.43 – P. 5607.

140. Coldea A. I. The Key Ingredients of the Electronic Structure of FeSe / A. I. Coldea and M. D. Watson // *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* – 2018. – V.9 – P. 125-146.

141. Electronic structure of FeSe monolayer superconductors / I. A. Nekrasov, N. S. Pavlova, M. V. Sadovskii, and A. A. Slobodchikova // *Low Temp. Phys.* – 2016. – V.42, №10 – P. 891.

142. High- T_c Superconductivity in FeSe at High Pressure: Dominant Hole Carriers and Enhanced Spin Fluctuations / J.P. Sun, G.Z. Ye, P. Shahi, J.-Q. Yan, K. Matsuura, H. Kontani, G.M. Zhang, Q. Zhou, B.C. Sales, T. Shibauchi, Y. Uwatoko, D.J. Singh, and J.-G. Cheng // *Phys. Rev. Lett.* – 2017. – V.118, №14 – P. 147004.

143. Charge-induced nematicity in FeSe / P. Massat, D. Farina, I. Paul, S. Karlsson, P. Strobel, P. Toulemonde, M.-A. Measson, M. Cazayous, A. Sacuto, S. Kasahara, T. Shibauchi, Y. Matsuda, and Y. Gallais // *PNAS*. – 2016. – V.113, №33 – P. 9177-9181.

144. Emergence of the nematic electronic state in FeSe / M.D. Watson, T.K. Kim, A.A. Haghighirad, N.R. Davies, A. McCollam, A. Narayanan, S.F. Blake, Y.L. Chen, S. Ghannadzadeh, A.J. Schoeld, M. Hoesch, C. Meingast, T. Wolf, and A.I. Coldea // *Phys. Rev. B.* – 2015. – V.91, №15 – P. 155106.

145. Superconducting Properties of a Stoichiometric FeSe Compound and Two Anomalous Features in the Normal State / Y.J. Song, J.B. Hong, B.H. Min, K.J. Lee, M.H. Jung, J.-S. Rhyee, and Y.S. Kwon // *J. Korean Phys. Soc.* – 2011. – V.59 – P. 312-316.

146. Sun Y. Electron carriers with possible Dirac-cone-like dispersion in FeSe_{1-x}S_x (x=0 and 0.14) single crystals triggered by structural transition / Y. Sun, S. Pyon, and T. Tamegai // *Phys. Rev. B.* – 2016. – V.93, №10 – P. 104502.

147. Giant superconducting fluctuations in the compensated semimetal FeSe at the BCS–BEC crossover / S. Kasahara, T. Yamashita, A. Shi, R. Kobayashi, Y. Shimoyama, T. Watashige, K. Ishida, T. Terashima, T. Wolf, F. Hardy, C. Meingast, H. v. Löhneysen, A. Levchenko, T. Shibauchi, and Y. Matsuda // *Nat. Commun.* – 2016. – V.7 – P. 12843.

148. Pseudogap Analysis of Normal State Transport Behavior of 11 and 1111 Fe-Based Superconductors/ I. Pallecchi, M. Tropeano, C. Ferdeghini, G. Lamura, A. Martinelli, A. Palenzona, and M. Putti // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2011. – V.24 – P. 1751-1760.

149. Pseudogap behaviour in FeTe and FeSe probed by photoemission / P. Mishra, H. Lohani, R.A. Zargar, V.P.S. Awana, and B.R. Sekhar // *AIP Conf. Proc.* – 2015. – V.1665, №1 – P. 130015.

150. Influence of disorder on the signature of the pseudogap and multigap superconducting behavior in FeSe / S. Rößler, C.-L. Huang, L. Jiao, C. Koz, U. Schwarz, and S. Wirth // *Phys. Rev. B.* – 2018. – V.97, №9 – P. 094503.

151. Craco L. Normal-state correlated electronic structure of tetragonal FeSe superconductor / L. Craco, M.S. Laad, and S. Leoni // *J. Phys.: Conf.* – 2014. – V.485 – P. 012017.

152. Electron correlation in the FeSe superconductor studied by bulk-sensitive photoemission spectroscopy / A. Yamasaki, Y. Matsui, S. Imada, K. Takase, H. Azuma, T. Muro, Y. Kato, A. Higashiya, A. Sekiyama, S. Suga, M. Yabashi, K. Tamasaku, T. Ishikawa, K. Terashima, H. Kobori, A. Sugimura, N. Umeyama, H. Sato, Y. Hara, N. Miyagawa, and S.I. Ikeda // *Phys. Rev. B.* – 2010. – V.82, №18 – P. 184511.

153. Electronic Structure of Superconducting FeSe Studied by High-Resolution Photoemission Spectroscopy / R. Yoshida, T. Wakita, H. Okazaki, Y. Mizuguchi, S. Tsuda, Y. Takano, H. Takeya, K. Hirata, T. Muro, M. Okawa, K. Ishizaka, S. Shin,

H. Harima, M. Hirai, Y. Muraoka, and T. Yokoya // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2009. – V.78, №3 – P. 034708.

154. Pseudogap Behavior of the Nuclear Spin-Lattice Relaxation Rate in FeSe Probed by ^{77}Se -NMR / A. Shi, T. Arai, S. Kitagawa, T. Yamanaka, K. Ishida, A. E. Bohmer, C. Meingast, T. Wolf, M. Hirata, and T. Sasaki // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2018. – V.87, №1 – P. 013704.

155. Transport and pinning properties of Ag-doped $\text{FeSe}_{0.94}$ / E. Nazarova, N. Balchev, K. Nenkov, K. Buchkov, D. Kovacheva, A. Zahariev, and G. Fuchs // *Supercond. Sci. Technol.* – 2015. – V.28, №2 – P. 025013.

156. Hauck J. Phase relations in pseudobinary $\text{Ba}_2\text{MCu}_3\text{O}_{6.5+x}$ (M=Y,Gd) / J. Hauck, K. Bickmann, F. Zucht // *J. Mater. Research.* – 1987. – V. 2, № 6. – P. 762-764.

157. Ono A. Preparation of single crystals of the superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ / A. Ono, T. Tanaka // *Jap. J. Appl. Phys.* – 1987. – V.26, № 5. – P. 825-827.

158. Синтез монокристаллов ВТСП на основе иттрия / А.В. Бондаренко, Б. И. Веркин, М. О. Зубарева [и др.] // Препринт ФТИНТ АН УСССР. – 1988, № 41. – С.12.

159. Структура и сверхпроводящие свойства монокристалла YBaCuO / В.В. Миткевич, С.А. Васильченко, А.В. Бондаренко [и др.] // ФНТ. – 1990. – Т. 16, № 1. – С. 117-119.

160. Giapintzakis J. A method for obtaining single domain superconducting $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ single crystals/ J. Giapintzakis, D.M. Ginzberg, and P.D. Han // *J. Low Temp. Phys.* – 1989. – V.77, №1/2. – P.155-161.

161. Electro-transport and structure of 1-2-3 HTSC single crystals with different plane defects topologies / R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, A. Chroneos // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* – 2012. – V.23. – P. 1255-1259.

162. 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 / R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, M. R. Levy and A. Chroneos // *Acta Physica Polonica A.* – 2007. – V.111. – P. 123-128.

163. The effect of high pressure on critical temperature of $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with a given topology of planar defects. / G. Ya. Khadzhai, V. V. Sclyar, R. V. Vovk, Ya. V. Dovichpolova, and O.O. Chornovol-Tkachenko // *Low Temp. Phys.* – 2014. – V.40, №8. – P.900-903.

164. Ицкевич Е. С. Бомба высокого давления для работы при низких температурах / Е. С. Ицкевич // ПТЭ. – 1963. – № 4. – С. 148-151.

165. Галкин А. А. Магнитоакустическое исследование электронной структуры галлия под давлением / А. А. Галкин, А. И. Попович, Е. П. Дегтярь, А. И. Дьяченко // ЖЭТФ. – 1975. – Т.68, № 2. – С. 711-720.

166. Rani P. High field magneto-transport study of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}\text{Ag}_x$ ($x = 0.00-0.20$) / P. Rani, A. Pal, and V.P.S. Awana // *Physica C: Superconductivity and its Applications*. – 2014. – V.497. – P.19-23.

167. Improvement of Superconducting Parameters of $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ Added with Nano-Ag / R. Mawassi, S. Marhaba, M. Roumié, R. Awad, M. Korek, and I. Hassan // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2014. – V.27. – P. 1131-1142.

168. Effect of Ag Addition on Microstructure and Raman Vibrational Modes of Bulk FeSe / K. Fabitha, M.S. Ramachandra Rao, M. Muralidhar, K. Furutani, and M. Murakami // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2017. – V.30. – P. 3117-3122.

169. Critical current and flux dynamics in Ag-doped FeSe superconductor / A. Galluzzi, M. Polichetti, K. Buchkov, E. Nazarova, D. Mancusi, and S. Pace // *Supercond. Sci. Technol.* – 2015. – V.30, №2 – P. 025013.

170. Improvement of the superconducting properties of polycrystalline FeSe by silver addition / E. Nazarova, K. Buchkov, S. Terzieva, K. Nenkov, A. Zahariev, D. Kovacheva, N. Balchev, and G. Fuchs // *J. Supercond. Nov. Magn.* – 2015. – V.28, №12. – P. 1135.

171. Influence of Sn doping on the phase formation and superconductivity of $\text{FeSe}_{0.93}$ / N. Chen, Z. Ma, Y. Liu, X. Li, Q. Cai, H. Li and L. Yu // *J. Alloys Compd.* – 2014. – V.588. – P. 418-421.

172. Pressure studies on the pseudogap and critical temperatures of a high- T_c superconductor / E. V. L. de Mello, M. T. D. Orlando, J. L. González, E. S. Caixeiro, and E. Baggio-Saitovich // *Phys. Rev. B*. – 2002. – V.66, №9 – P. 092504.

173. Su Haibin. Strain effects on point defects and chain-oxygen order-disorder transition in 123 cuprate compounds / Haibin Su, David O. Welch, and Winnie Wong-Ng // *Phys. Rev. B*. – 2004. – V.70, №5 – P. 054517.

174. 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 / A. L. Solovjov, M. A. Tkachenko, R. V. Vovk & Chronos A. // *Physica C*. – 2014. – V.501 – P. 24-31.

175. Solovjov A. L. Fluctuation conductivity in Y-Ba-Cu-O films with artificially produced defects / A. L. Solovjov // *Low Temp. Phys.* – 2002. – V.28, №812. – P. 1138-1149.

176. Temperature range of superconducting fluctuations above T_c in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / M. S. Grbić, M. Požek, D. Paar, V. Hinkov, M. Raichle, D. Haug, B. Keimer, N. Barišić, and A. Dulčić // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V.83, №14 – P. 144508.

177. Lawrence W. E. Theory of layer structure superconductor / W. E. Lawrence and S. Doniach // in *Proceedings of the 12th International Conference on Low-Temperature Physics*, E. Kanda, Ed., 1971: book of abstracts. – Japan, Keigaku, Tokyo, 1971. – P.361.

178. Bieri J. B. Nonlocal effect in magnetoconductivity of high- T_c superconductors / J. B. Bieri, K. Maki & R. S. Thompson // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V.44, №9 – P. 4709(R).

179. Xie Y. B. Superconducting fluctuations in the high-temperature superconductors: Theory of the dc resistivity in the normal state / Y. B. Xie // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V.46, №21 – P. 13997-14000.

180. Effect of praseodymium on the electrical resistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / R.V.Vovk, N.R.Vovk, G.Ya.Khadzhai, I.L.Goulatis, A.Chroneos // *Solid State Commun.* – 2014. – V.190 – P. 18-22.

181. Resistive measurements of the pseudogap in lightly Pr-doped $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under high hydrostatic pressure / R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, O. V. Dobrovolskiy // *Solid State Commun.* – 2015. – V.204 – P. 64-66.

182. 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) / G.D.Chryssikos, E.I.Kamitsos, J.A.Kapoutsis, A.P.Patsis, V.Psycharis, A.Koufoudakis, Ch.Mitros, G.Kallias, E.Gamari-Seale, D.Niarchos // *Physica C: Superconductivity.* – 1995. – V.254, №1-2 – P. 44-62.

183. Paraconductivity and excess Hall effect in epitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ films induced by superconducting fluctuations / W. Lang, G. Heine, P. Schwab, X. Z. Wang, and D. Bäuerle // *Phys. Rev. B.* – 1994. – V.49, №6 – P. 4209.

184. Herbut I. F. Antiferromagnetism from Phase Disordering of a d-Wave Superconductor / I. F. Herbut // *Phys. Rev. Lett.* – 2002. – V.88, №4 – P. 047006.

185. Sze S.M. *Physics of Semiconductor Devices* / S.M. Sze // Wiley-Intercience, New York. – 1969. – P. 328.

186. Dzhumanov S. The coexisting of insulating and metallic/ superconducting phases and their competing effects in various underdoped cuprates / S. Dzhumanov and U. T. Kurbanov // *Modern Physics Letters B.* – 2018. – V.32, №26 – P. 1850312.

187. Pashitskii E.A. Low frequency charge excitations in cuprate metal-oxide compounds / E.A. Pashitskii // *Low Temp. Phys.* – 1995. – V.21, №10 – P. 995-1019.

188. Semba R. Vanishingly small Maki-Thompson superconducting fluctuation in the magnetoresistance of high- T_c superconductors / R. Semba R. & A. Matsuda // *Physical Review B*. – 1997. – V.55, №17 – P. 11103-11106.

189. Excess conductivity in 2:2:1:2-phase Bi-Sr-Ca-Cu-O epitaxial thin films / G. Balestrino, M. Marinelli, E. Milani, Lucia Reggiani, R. Vaglio, and A. A. Varlamov // *Physical Review B*. – 1992. – V.46, №22 – P. 14919.

190. Segawa K. Intrinsic Hall response of the CuO_2 planes in a chain-plane composite system of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ / K. Segawa and Y. Ando // *Physical Review B*. – 2004. – V.69, №10 – P. 104521.

191. Wang K. W. A structural-based microscopic theory on high-temperature cuprate superconductors / K. W. Wang and W.Y. Ching // *Physica C*. – 2004. – V.416 – P. 47-67.

192. Zaitsev R. O. Equations of two-fluid hydrodynamics in the Hubbard model / R. O. Zaitsev // *JETP*. – 2010. – V.110 – P. 594-603.

193. Magnetoresistance and the effect of superconducting fluctuations in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superlattices / W. Volz, F. S. Razavi, G. Quirion, H. U. Habermeier, and A. L. Solovjov // *Phys. Rev. B*. – 1997. – V.55, №10 – P. 6631.

194. The physics behind high-temperature superconducting cuprates: the 'plain vanilla' version of RVB / P. W. Anderson, P. A. Lee, M. Randeria, T. M. Rice, N. Trivedi and F. C. Zhang // *Phys. Cond. Mater.* – 2004. – V.16 – P. R755-R759.

195. Conductivity of Underdoped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$: Evidence for Incoherent Pair Correlations in the Pseudogap Regime / B. Leridon, A. Défossez, J. Dumont, J. Lesueur, and J. P. Contour // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V.87, №19 – P. 197007.

196. Solovjov A. L. Resistive studies of the pseudogap in YBCO films with consideration of the transition from BCS to Bose–Einstein condensation / A. L. Solovjov & V. M. Dmitriev // *Low Temp. Phys.* – 2006. – V.32, №.2 – P.99-108.

197. Cuprate pseudogap: Competing order parameters or precursor superconductivity / Jelena Stajic, Andrew Iyengar, K. Levin, B. R. Boyce, and T. R. Lemberger // *Phys. Rev. B*. – 2003. – V.68, №2 – P. 024520.

198. Prokof'ev D. D. Pseudogap and its temperature dependence in YBCO from the data of resistance measurements / D. D. Prokof'ev, M. P. Volkov & Y. A. Bojkov // *Phys. Solid State*. – 2003. – V.45 – P. 1223-1232.

199. Соловьев А.Л. Псевдощель и флуктуационная проводимость в монокристаллах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с разной концентрацией празеодима / А. Л. Соловьев, Л. В. Омельченко, Р. В. Вовк, С. Н. Камчатная // *Low Temperature Physics/Фізика низьких температур*. – 2017. – Т. 43, № 7 – С. 1050–1058.

200. Perali A. Anisotropic pressure dependence of the critical temperature in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ / A. Perali and G. Varelogiannis // *Phys. Rev. B.* – 2000. – V.61, №5 – P. 3672.

201. Gupta R. P. Relationship between pressure-induced charge transfer and the superconducting transition temperature in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductors / R. P. Gupta and M. Gupta // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V.51, №17 – P. 11760.

202. Thermodynamic fluctuation under high pressure in Hg-1223 superconductors / L. J. Shendag, C. C. Lamdag, J. Q. Lidag, J. Fengdag, Y. S. Chendag and H. M. Shao // *Supercond. Sci. Technol.* – 1998. – V.11, №11 – P. 1277.

203. Neumeier J. J. Pressure dependence of the superconducting transition temperature of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ as a function of carrier concentration: A test for a simple charge-transfer model / J. J. Neumeier and H. A. Zimmermann // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V.47, №13 – P. 8385(R).

204. Gvozdicov V. M. Van Hove singularity and anomalous shift of the superconducting transition in untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ under uniaxial pressure / V. M. Gvozdicov // *Physica C: Superconductivity.* – 1994. – V.235-240(part 3) – P. 2127-2128.

205. Effect of uniaxial stress on the superconducting transition in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ / U. Welp, M. Grimsditch, S. Fleshler, W. Nessler, J. Downey, G. W. Crabtree, and J. Guimpel // *Phys. Rev. Lett.* – 1992. – V.69, №14 – P. 2130.

206. Schwingenschlögl U. Doping and defects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$: Results from hybrid density functional theory / U. Schwingenschlögl, and C. Schuster // *Appl. Phys. Lett.* – 2012. – V.100, №25 – P. 253111.

207. *c*-axis hopping conductivity in heavily Pr-doped YBCO single crystals / R. V. Vovk, N. R. Vovk, O. V. Shekhovtsov, I. L. Goulatis and A. Chroneos // *Supercond. Sci. Technol.* – 2013. – V.26, №8 – P. 085017.

208. Caprara S. Extended paraconductivity regime in underdoped cuprates / S. Caprara, M. Grilli, B. Leridon, and J. Lesueur // *Phys. Rev. B.* – 2005. – V.72, №10 – P. 104509.

209. Caprara S. Paraconductivity in layered cuprates behaves as if due to pairing of nearly free quasiparticles / S. Caprara, M. Grilli, B. Leridon, and J. Vanacken // *Phys. Rev. B.* – 2009. – V.79, №2 – P. 024506.

210. Evidence for Pairing Correlations in the Pseudogap State of Underdoped High- T_c Cuprates Thin Films / B. Leridon, M. Moragues, J. Lesueur, A. Défossez, J. Dumont, J. P. Contour // *Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism.* – 2002. – V.15 – P. 409-412.

211. X-ray investigations of $Y_1Ba_2Cu_4O_8$ under high pressure / H. A. Ludwig, W. H. Fietz, M. R. Dietrich, H. Wühl, J. Karpinski, E. Kaldis, S. Rusiecki // *Physica C: Superconductivity*. – 2002. – V.176, №3-4 – P. 335-338.
212. Zaitsev R. O. Peculiarities of the electron mechanism of superconductivity / R. O. Zaitsev // *JETP*. – 2004. – V.98 – P. 780-792.
213. D'yachenko A. I. Effects of pressure on the spectroscopic characteristics of Bi2223 cuprates / A. I. D'yachenko, & V. Yu. Tarenkov // *Phys. Tech. High. Press.* – 2014. – V.24 – P. 24-42.
214. Solovjov A. L. Electric transport and Hall effect in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ films / A. L. Solovjov & V. M. Dmitriev // *Low Temp. Phys.* – 2007. – V.33, №1. – P. 32-40.
215. Kapitulnik A. Thermodynamic fluctuations in the high- T_c perovskite superconductors / A. Kapitulnik, M. R. Beasley, C. Castellani, and C. Di Castro // *Phys. Rev. B*. – 1988. – V.37, №1 – P. 537.
216. Schneider T. Universal Properties at the Quantum Superconductor-to-Insulator Transition of Cuprates / T. Schneider, and J.M. Singer // *Journal of Superconductivity*. – 2000. – V.13 – P. 789-791.
217. Re-entrant charge order in overdoped $(Bi,Pb)_{2.12}Sr_{1.88}CuO_{6+\delta}$ outside the pseudogap regime / Y. Y. Peng, R. Fumagalli, Y. Ding, M. Minola, S. Caprara, D. Betto, M. Bluschke, G. M. De Luca, K. Kummer, E. Lefrançois, M. Salluzzo, H. Suzuki, M. Le Tacon, X. J. Zhou, N. B. Brookes, B. Keimer, L. Braicovich, M. Grilli & G. Ghiringhelli // *Nature Materials*. – 2018. – V.17 – P. 697-702.
218. Relaxation of the normal electrical resistivity induced by high-pressure in strongly underdoped $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals / R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, A. Chronos // *Physica B*. – 2012. – V.407, № 22 – P. 4470-4472.
219. Superconducting and multiband effects in FeSe by Ag addition / E. Nazarova, N. Balchev, K. Buchkov, K. Nenkov, D. Kovacheva, D. Gajda, G. Fuchs // Published in: *High-Temperature Superconductors: Occurrence, Synthesis and Applications* Nova Science Publishers, ISBN: 978-1-53613-341-7, April 2018: Superconducting Materials Laboratory, Graduate School of Science and Engineering, Shibaura Institute of Technology (SIT). – Japan, Tokyo, Koto-ku, Toyosu. – P.195-212.
220. Ziman J. M. *Electrons and Phonons, Classics Series/* J. M. Ziman // Cambridge University Press, Cambridge. – UK. – 2001
221. Johnston D. C. The puzzle of high temperature superconductivity in layered iron pnictides and chalcogenides / D. C. Johnston // *Adv. Phys.* – 2010. – V.59, № 6 – P. 803-1061.

222. Subedi A. Density functional study of FeS, FeSe, and FeTe: Electronic structure, magnetism, phonons, and superconductivity / A. Subedi, Lijun Zhang, D. J. Singh, and M. H. Du // *Phys. Rev. B.* – 2008. – V.78, №13 – P. 134514.

223. Evidence of nodeless superconductivity in FeSe_{0.85} from a muon-spin-rotation study of the in-plane magnetic penetration depth / R. Khasanov, K. Conder, E. Pomjakushina, A. Amato, C. Baines, Z. Bukowski, J. Karpinski, S. Katrych, H. H. Klauss, H. Luetkens, A. Shengelaya, and N. D. Zhigadlo // *Phys. Rev. B.* – 2008. – V.78, №22 – P. 220510(R).

224. Solovjov A. L. Fluctuation conductivity and pseudogap in SmFeAsO_{1-x} / A. L. Solovjov, S. L. Sidorov, V. Yu. Tarenkov, A. I. D'yachenko // *Low Temp. Phys.* – 2009. – V.35, №10 – P. 826.

225. Larkin A. Theory of fluctuations in superconductors / A. Larkin, A. Varlamov // Oxford University Press – USA. – 2005. – P. 552.

226. Doubling of the critical temperature of FeSe observed in point contacts / Yu. G. Naidyuk, G. Fuchs, D. A. Chareev, and A. N. Vasiliev // *Phys. Rev. B.* – 2016. – V.93, №14 – P. 144515.

227. High- T_c electron doped Ca₁₀(Pt₃As₈)(Fe₂As₂)₅ and Ca₁₀(Pt₄As₈)(Fe₂As₂)₅ superconductors with skutterudite intermediary layers/ N. Ni, J.M. Allred, B.C. Chan, and R.J. Cava // *Proc. Nat. Acad. Sci USA.* – 2011. – V.108 – P. E1019.

228. Structural and magnetic phase transitions in Ca_{0.73}La_{0.27}FeAs₂ with electron-overdoped FeAs layers / S. Jiang, C. Liu, H. Cao, T. Birol, J. M. Allred, W. Tian, L. Liu, K. Cho, M. J. Krogstad, J. Ma, K. M. Taddei, M. A. Tanatar, M. Hoesch, R. Prozorov, S. Rosenkranz, Y. J. Uemura, G. Kotliar, and N. Ni // *Phys. Rev. B.* – 2016. – V.93, №5 – P. 054522.

229. Gossamer high-temperature bulk superconductivity in FeSe / A. A. Sinchenko, P. D. Grigoriev, A. P. Orlov, A. V. Frolov, A. Shakin, D. A. Chareev, O. S. Volkova, and A. N. Vasiliev // *Phys. Rev. B.* – 2017. – V.95, №16 – P. 165120.

230. Loktev V.M. Phase fluctuations and pseudogap phenomena/ V.M. Loktev, R.M. Quick, S.G. Sharapov // *Phys. Rep.* – 2001. – V.349 – P. 1-123.

231. Universal precursor of superconductivity in the cuprates / G. Yu, D.-D. Xia, D. Pelc, R.-H. He, N.-H. Kaneko, T. Sasagawa, Y. Li, X. Zhao, N. Barišić, A. Shekhter, and M. Greven // *Phys. Rev. B.* – 2019. – V.99, №21 – P. 214502.

232. Crossover from weak to strong pairing in unconventional superconductors / D. S. Inosov, J. T. Park, A. Charnukha, Yuan Li, A. V. Boris, B. Keimer, and V. Hinkov // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V.83, №21 – P. 214520.

233. Scanning tunneling spectroscopy of high-temperature superconductors / Ø. Fischer, M. Kugler, I. Maggio-Aprile, C. Berthod, and C. Renner // *Rev. Mod. Phys.* – 2007. – V.79, №1 – P. 353.

234. Carbotte J.P. Bosons in high-temperature superconductors: an experimental survey / J.P. Carbotte, T. Timusk, and J. Hwang // *Rep. Prog. Phys.* – 2011. – V.74, №6 – P. 066501.

235. Maksimov E.G. Bosonic Spectral Function and the Electron-Phonon Interaction in HTSC Cuprates / E.G. Maksimov, M.L. Kulić, and O.V. Dolgov // *Adv. Condens. Matter. Phys.* – 2010. – ID 423725.

236. Zhao Guo-meng. Reply to Comment on ‘The pairing mechanism of high-temperature superconductivity: experimental constraints’ / Guo-meng Zhao // *Physica Scripta.* – 2011. – V.83 – P. 038304.

237. M. R. Norman, in: *Novel Superfluids*, vol. 2, K.H. Bennemann and J. B. Ketterson (eds.), Oxford University Press (2013).

238. Scalapino D.J. A common thread: The pairing interaction for unconventional superconductors / D. J. Scalapino // *Rev. Mod. Phys.* – 2012. – V.84, №4 – P. 1383.

239. Strong-coupling analysis of scanning tunneling spectra in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ / C. Berthod, Y. Fasano, I. Maggio-Aprile, A. Piriou, E. Giannini, G. Levy de Castro, and Ø. Fischer // *Phys. Rev. B.* – 2013. – V.88, №1 – P. 014528.

240. Energy scale directly related to superconductivity in high- T_c cuprates: Universality from the temperature-dependent angle-resolved photoemission of $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ / S. Ideta, T. Yoshida, A. Fujimori, H. Anzai, T. Fujita, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, Z.-X. Shen, K. Takashima, K. Kojima, and S. Uchida // *Phys. Rev. B.* – 2012. – V.85, №10 – P. 104515.

241. Universal disorder in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ / J.W. Alldredge, K. Fujita, H. Eisaki, S. Uchida, and K. McElroy // *Phys. Rev. B.* – 2013. – V.87, №10 – P. 104520.

242. Large pseudogap and nodal superconducting gap in $\text{Bi}_2\text{Sr}_{2-x}\text{La}_x\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$: Scanning tunneling microscopy and spectroscopy / T. Kurosawa, T. Yoneyama, Y. Takano, M. Hagiwara, R. Inoue, N. Hagiwara, K. Kurusu, K. Takeyama, N. Momono, M. Oda, and M. Ido // *Phys. Rev. B.* – 2010. – V.81, №9 – P. 094519.

243. Extending Universal Nodal Excitations Optimizes Superconductivity in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ / A. Pushp, C.V. Parker, A.N. Pasupathy, K.K. Gomes, S. Ono, J. Wen, Z. Xu, G. Gu, and A. Yazdani // *Science.* – 2009. – V. 324, №5935 – P. 1689.

244. Andreev Spectroscopy of FeSe: Evidence for Two-Gap Superconductivity / Ya.G. Ponomarev, S.A. Kuzmichev, M.G. Mikheev, M.V. Sudakova, S.N. Tchesnokov,

T.E. Shanygina, O.S. Volkova, A.N. Vasiliev, and Th. Wolf // JETP. – 2009. – V. 113, №3 – P. 459-467.

245. Gap structure of FeSe determined by angle-resolved specific heat measurements in applied rotating magnetic field / Y. Sun, S. Kittaka, S. Nakamura, T. Sakakibara, K. Irie, T. Nomoto, K. Machida, J. Chen, and T. Tamegai // Phys. Rev. B. – 2017. – V.96, №22 – P. 220505(R).

246. Tetragonal-to-Orthorhombic Structural Phase Transition at 90 K in the Superconductor $\text{Fe}_{1.01}\text{Se}$ / T.M. McQueen, A.J. Williams, P.W. Stephens, J. Tao, Y. Zhu, V. Ksenofontov, F. Casper, C. Felser, and R.J. Cava // Phys. Rev. Lett. – 2009. – V.103, №5 – P. 057002.

247. Fernandes R.M. What drives nematic order in iron-based superconductors? / R.M. Fernandes, A.V. Chubukov, and J. Schmalian // Nat. Phys. – 2014. – V.10 – P. 97 - 104.

248. Emergence of an incipient ordering mode in FeSe / S. Röbber, C. Koz, L. Jiao, U.K. Röbber, F. Steglich, U. Schwarz, and S. Wirth // Phys. Rev. B. – 2015. – V.92, №6 – P. 060505(R).

249. Why Does Undoped FeSe Become a High- T_c Superconductor under Pressure? / T. Imai, K. Ahilan, F.L. Ning, T.M. McQueen, and R.J. Cava // Phys. Rev. Lett. – 2009. – V.102, №17 – P. 177005.

ДОДАТОК А

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА 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. Solovjov, **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 $\text{Y}_{0.95}\text{Pr}_{0.05}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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. Chroneos // *Scientific Reports*. – 2019. – V. **9**, № 20424 – P.1–16, квартиль – Q1.
3. Особенности поведения избыточной проводимости в магнитном сверхпроводнике $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ / 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 $\text{FeSe}_{0.94}$ / **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 $\text{FeSe}_{0.94}$ 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 $\text{FeSe}_{0.94}$ 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / A.L. Solovjov, **E. V. Petrenko**, L.V.Omelchenko, R.V.Vovk // XI 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 $\text{YPr}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 $\text{YPr}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 $\text{Dy}_{0.6}\text{Y}_{0.4}\text{Rh}_{3.85}\text{Ru}_{0.15}\text{B}_4$ / **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.

ДОДАТОК Б**ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ**

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