

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

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

Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

Омельченко Людмила Валеріївна

УДК 538.945

**ДИСЕРТАЦІЯ
«НАДЛИШКОВА ПРОВІДНІСТЬ В КУПРАТНИХ
ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКАХ
 $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (RE=Y, Pr)»**

104 – Фізика та астрономія (01.04.07 - фізика твердого тіла)

Природничі науки

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

(підпис, ініціали та прізвище здобувача)

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

Харків 2017

АНОТАЦІЯ

Омельченко Л.В. Надлишкова провідність в купратних високотемпературних надпровідниках $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($RE=Y,Pr$). – 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, 2017.

Дисертація присвячена дослідженню основоположних електронних процесів і взаємодій, які формують нормальну і надпровідну фазу у високотемпературних надпровідниках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, як при зміні рівня допування киснем, так і при прикладанні гідростатичного тиску до 1 ГПа, а також в сполуках типу $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і $YBa_2Cu_3O_{7-\delta} - PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при зміні вмісту магнітних атомів Pr і шарів $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для отримання інформації про фізичну природу взаємодії надпровідності і магнетизму.

Хоча з моменту відкриття високотемпературної надпровідності пройшло більше 30 років, механізм спарювання, що призводить до виникнення надпровідності при температурах вище 100 К, до кінця не відомий. В даний час вважається, що правильне розуміння такого незвичайного явища, як псевдощілина, яка відкривається в купратах при $T^* \gg T_c$, має допомогти розумінню механізму надпровідного спарювання в високотемпературних надпровідниках, а також з'ясувати роль взаємодії надпровідності і магнетизму в формуванні спарених ферміонів при таких високих температурах. Однак фізична природа псевдощілини також до кінця не зрозуміла.

Потужним механізмом дослідження особливостей поведінки високотемпературних надпровідників є гідростатичний тиск. Було виявлено, що тиск помітно зменшує опір купратів і збільшує T_c . Однак механізми такої поведінки до кінця не ясні. На відміну від класичних надпровідників, залежність dT/dP в купратах в переважній більшості випадків позитивна,

тоді як похідна $d\ln\rho/dT$ негативна і відносно велика. Механізми впливу тиску на опір (ρ) до кінця не зрозумілі з тієї причини, що природа транспортних властивостей високотемпературних надпровідників, строго кажучи, до кінця не з'ясована. Як відомо, основний внесок в провідність купратів вносять площини CuO_2 , між якими є відносно слабка міжплощинна взаємодія. Найбільш ймовірно, що тиск призводить до збільшення концентрації носіїв заряду (n_f) в провідних площинах CuO_2 і, як наслідок, до зменшення ρ . Проте, вплив тиску на величину і температурну залежність псевдощільності до появи наших робіт не вивчався.

Тому, в рамках підходу, розвинуеного в моделі локальних пар, вперше була досліджена надлишкова провідність $\sigma'(T)$ і псевдощільність $\Delta^*(T)$ в слабо допованих ($T_c(P=0)=49.2\text{K}$) і оптимально допованих ($T_c(P=0)=91.07\text{K}$) монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при прикладанні гідростатичного тиску до 1 ГПа. Виявлено, що при збільшенні гідростатичного тиску в слабо допованих монокристалах опір зменшується як $d\ln\rho(300\text{K})/dP=(-19\pm 0.2)\%$ ГПа⁻¹, в той час як критична температура T_c зростає, як $dT_c/dP=+5.1$ К·ГПа⁻¹. Однак, вплив гідростатичного тиску в оптимально допованих монокристалах на T_c дуже малий: $dT_c/dP \approx 0.73$ К·ГПа⁻¹, тоді як $d\ln\rho/dP \approx -(17\pm 0.2)\%$ ГПа⁻¹ такого ж порядку, як і в слабо допованих монокристалах YBCO , що говорить про різні механізми впливу тиску на T_c і $\rho(T)$. Збільшення T_c найбільш ймовірно пов'язано зі збільшенням щільності носіїв заряду в площинах CuO_2 , що також повинно призводити і до зменшення ρ . Крім того, зменшення ρ і особливо збільшення Δ^* в значній мірі обумовлено зменшенням частот фононного спектру надпровідника, яке спостерігається в експерименті при прикладанні тиску. У той же час, незалежно від тиску, поблизу T_c надлишкова провідність $\sigma'(T)$ добре описується рівняннями флуктуаційної теорії Асламазова - Ларкіна (3D-АЛ) і Макі-Томпсона (2D-МТ). Вперше було показано, що в оптимально і слабо допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ гідростатичний тиск збільшує як співвідношення теорії Бардіна-Купера-Шріффера $D^*=2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$, так і величину псевдощільності, $\Delta^*(T_c^{mf})$, які зростають як $d\ln\Delta^*/dP=0.36$ ГПа⁻¹ (для

слабо допованих монокристалів) і $d\ln\Delta^*/dP=0.32$ ГПа⁻¹ (для оптимально допованих монокристалів), що також найбільш ймовірно обумовлено зменшенням частот фононного спектру надпровідника під тиском. Незалежно від тиску, як в слабо, так і в оптимально допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ перехід псевдощільності $\Delta^*(T)$ в надпровідний стан нижче T_{01} відбувається подібним чином, однак, вперше в оптимально допованих зразках, нижче T_{01} виявлене різке зростання (~ 80 К) псевдощільності у вузькому інтервалі температур ~ 1.5 К, що є специфікою поведінки псевдощільності в оптимально допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Після відкриття залізовмісних надпровідників вивчення взаємовпливу надпровідності і магнетизму в високотемпературних надпровідниках є одним з найбільш актуальних завдань сучасної фізики конденсованого стану. Особливий інтерес представляє вивчення сполук з частковою заміною ітрію (Y) на празеодим (Pr). $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (PrBCO) є діелектриком, оскільки носії заряду локалізуються в енергетичній зоні Ференбахера - Райса, але залишається ізоструктурним по відношенню до YBCO. З цієї причини допування YPrBCO празеодимом з одного боку призводить до поступового пригнічення надпровідності з ростом «x», а з іншого - дозволяє зберігати практично незмінними параметри решітки і кисневий індекс $y=(7-\delta)$ досліджуваного зразка. Вперше, використовуючи підхід моделі локальних пар, було досліджено вплив Pr в широкому інтервалі концентрацій ($0.0 \leq x \leq 0.5$) на температурні залежності флуктуаційної провідності і псевдощільності в монокристалах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, в яких щільність носіїв заряду n_f і T_c зменшуються при збільшенні вмісту Pr. Показано, що збільшення «x» призводить до помітного збільшення $\rho(T)$ і температури відкриття псевдощільності T^* , а також до різкого зменшення T_c . Показано, що при $x=0$ температурна залежність псевдощільності, $\Delta^*(T)$, виявилася подібною аналогічній залежності, що спостерігається для оптимально допованих YBCO, з максимумом в районі $T_{pair} \approx 110$ К і дуже різким зростанням $\Delta^*(T)$

нижче T_{01} , як зазначено раніше. Виявлено, що при $x > 0.3$ максимум зникає, а на температурній залежності псевдощільни $\Delta^*(T)$ виникає «магнітний» максимум при високих температурах, чітко виражений при $x = 0.43$, за яким слідує лінійна ділянка з позитивним нахилом, що характеризується температурами T_S і T_{SDW} . В залізовмісних надпровідниках (пніктидах) при T_S спостерігається структурний перехід з тетрагональної в орторомбічну фазу, а при T_{SDW} відбувається антиферромагнітне упорядкування спінів заліза і перехід в режим хвиль спінової щільності. Цей результат вказує на магнітну природу взаємодії, яка виникає в немагнітному YBCO при допуванні Pr. Таким чином, можна припустити, що виявлена еволюція залежності $\Delta^*(T)$ в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, яка спостерігається з ростом « x », обумовлена посиленням магнітної взаємодії в монокристалі. Цей висновок є розумним, оскільки Pr має власний магнітний момент $\mu_{Pr} \approx 3.58\mu_B$. Також показано, що нижче T_{01} перехід в надпровідний стан, незалежно від наявності або відсутності магнетизму, завжди відбувається подібним чином.

Щоб отримати додаткову інформацію про взаємовплив надпровідності і магнетизму, вперше була вивчена флуктуаційна провідність і псевдощільни в надгратках (SL) і гетероструктурах (SD) $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO-PrBCO) з різною композицією шарів. Відомо, що атом Pr^{+3} володіє власним магнітним моментом, $\mu_{eff} \approx 3.58\mu_B$, а сполука PrBCO має $\mu_{eff} \approx 2\mu_B$. Саме тому такі сполуки вважаються дуже перспективними для вивчення взаємодії між надпровідністю і магнетизмом в високотемпературних надпровідниках, яка повинна зростати або при збільшенні числа шарів PrBCO (N_{Pr}) в SL, або при зменшенні товщини шару YBCO щодо шару PrBCO в SD. Показано, що властивості SL і SD змінюються тільки в результаті зміни інтенсивності магнітної взаємодії при збільшенні числа шарів PrBCO, N_{Pr} , оскільки шари Pr не впливають на структуру шарів YBCO. Процес стає більш помітним, коли відношення $(N_{Pr})/(N_Y) = N^* \approx 2$ (зразки SL3 і SD2). При подальшому збільшенні N^* , температурна залежність опору набуває активаційного характеру, але такі зразки в роботі не розглядаються.

Виявлено, що зі збільшенням N_{Pr} в досліджуваному зразкові, T_c поступово зменшується, а опір зростає. Проте показано, що незалежно від кількості шарів PrBCO, N_{Pr} , в YBCO–PrBCO поблизу T_c надлишкова провідність $\sigma'(T)$ добре описується флуктуаційними теоріями 3D-АЛ і 2D-МТ. Виявлено, що довжина когерентності $\xi_c(0)$ зменшується при збільшенні $N^*=(N_{Pr})/(N_Y)$, що вказує на зменшення довжини когерентності ξ_{ab} в площині ab , яка визначає розмір локальних пар. Також, виявлено помітне посилення 2D флуктуаційної провідності $\Delta(\ln\sigma')$ з ростом N^* , яке вказує на збільшення магнітної взаємодії в SL3 і SD2. Залежність $\Delta^*(T)$ отримана для SL1 (4Yx1Pr), демонструє широкий максимум при $T_{max}=138$ К з $\Delta^*_{max}=250$ К. Така форма кривої близька до тієї, яка спостерігалася для чистих плівок YBCO. Зі збільшенням числа шарів PrBCO Δ^*_{max} зменшується, тоді як T^* збільшується. Одночасно при високих температурах на $\Delta^*(T)$ з'являється яскраво виражений «магнітний» максимум (SL2, 7Yx7Pr), який помітно збільшується разом із зростанням числа шарів N_{Pr} (SL3, 7Yx14Pr). Гетероструктури SD1 і SD2 демонструють аналогічну поведінку при збільшенні N^* . При порівнянні результатів для SL3 і SD2 з результатами отриманими для пнікtidів SmFeAsO_{0.85} і EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}, виявилось, що на $\Delta^*(T)$ нахил лінійної ділянки і її довжина практично однакові для усіх розглянутих зразків, і, як і очікувалося, характеризуються температурами T_s та T_{SDW} . Також показано, що в усіх досліджуваних зразках нижче T_{0I} перехід в надпровідний стан, незалежно від наявності або відсутності магнетизму, завжди відбувається подібним чином. Підсумовуючи отримані результати, можна зробити висновок про те, що основний механізм взаємодії надпровідних флуктуацій і магнетизму має однакову фізичну природу в усіх ВТНП, де надпровідні флуктуації можуть співіснувати з магнетизмом.

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

ABSTRACT

Omelchenko L.V. Excess conductivity in cuprate high-temperature superconductors $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (RE=Y, Pr). – Manuscript.

Thesis for candidate's degree (Doctor of Philosophy) in physics and mathematics by speciality 01.04.07 "Solid state physics". – B. I. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine, Kharkiv, 2017.

The dissertation is devoted to the investigation of fundamental electronic processes and interactions which form the normal and superconducting (SC) phase in high-temperature superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, both by changing the level of doping with oxygen, and applying hydrostatic pressure up to 1 GPa, as well as in compounds of the $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} - \text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ type, when the content of the magnetic atoms of Pr and layers of $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ is changed to obtain information about the physical nature of the interplay between superconductivity and magnetism.

After more than 30 years from the high-temperature superconductors (HTSCs) discovery the mechanism of SC pairing, which leads to the occurrence of superconductivity at temperatures well above 100 K, is still not completely known. It is believed now that the correct understanding of such unusual phenomenon as pseudogap (PG), which opens in cuprates at $T^* \gg T_c$ has to help the understanding of the SC pairing mechanism in HTSCs, as well as to determine the role of the interplay between the superconductivity and magnetism in the formation of coupled fermions at such high temperatures. However, the physical nature of the PG also remains rather controversial.

A powerful mechanism for studying the behavior of HTSCs is the hydrostatic pressure. It was found that the pressure significantly reduces the resistance of the cuprates and increases T_c . However, the mechanism of such behavior is still not clear. Unlike classical superconductors, the dependence of dT/dP in cuprates in the vast majority of cases is positive, while the derivative $d\ln\rho/dT$ is negative and relatively large. The mechanism of pressure influence on ρ is also not completely clear from the fact that the nature of transport properties of

the HTSCs, strictly speaking, has not been fully elucidated. As far as is known, the main contribution to the conductivity of cuprates is produced by the CuO_2 planes, between which there is a relatively weak interplanar interaction. It is most likely that the pressure leads to an increase in the concentration of charge carriers (n_f) in the conductive planes of CuO_2 and, consequently, to a decrease of ρ . However, before the appearance of our studies, the influence of pressure on the value and temperature dependence of the PG has not been studied.

In order to clarify the questions indicated above, in the framework of the model of local pairs, studies of the excess conductivity $\sigma'(T)$ and PG $\Delta^*(T)$ in slightly doped (SD, $T_c(P=0)=49.2\text{K}$) and optimally doped (OD, $T_c(P=0)=91.07\text{K}$) $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with hydrostatic pressure up to 1 GPa were carried out for the first time. It was found that with increase of the hydrostatic pressure, the resistance of the SD single crystals decreases as $d\ln\rho(300\text{K})/dP=(-19\pm 0.2)\% \text{GPa}^{-1}$, while the critical temperature T_c increases as $dT_c/dP=+5.1 \text{K}\cdot\text{GPa}^{-1}$. However, in the OD single crystals effect of the hydrostatic pressure in OD single crystals on T_c is very small, namely $dT_c/dP\approx 0.73 \text{K}\cdot\text{GPa}^{-1}$, whereas $d\ln\rho/dP\approx -(17\pm 0.2)\% \text{GPa}^{-1}$ is of the same order as in the SD single crystals. The result indicates the different mechanisms of pressure influence on T_c and $\rho(T)$. The increase of T_c is most likely due to the increase in the density of charge carriers in the CuO_2 planes, which should also lead to a decrease of ρ . In addition, the decrease of ρ and especially the increase of Δ^* is most likely due to the decrease of frequencies of the superconducting phonon spectrum, which is observed in experiment with the application of pressure. At the same time, regardless of pressure, near T_c the excess conductivity $\sigma'(T)$ is well described by the equations of the Aslamazov - Larkin (3D-AL) and the Maki - Thompson (2D-MT) fluctuation theory.

For the first time it was shown that the application of the hydrostatic pressure to both the optimally and slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals increases both, the ratio of the Bardeen-Cooper-Schriffer theory $D^*=2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$ and the value of the pseudogap at a rate $d\ln\Delta^*/dP=0.36 \text{GPa}^{-1}$ (for the SD single crystals) and $d\ln\Delta^*/dP=0.32 \text{GPa}^{-1}$ (for OD single crystals), which is also most

likely due to decrease of the frequencies of the phonon spectrum of the superconductor under pressure. Independently on pressure in the SD single-crystals the extremely sharp increase of $\Delta^*(T)$ below T_{0I} was revealed. The jump of $\Delta^*(T)/k_B$ is about 80 K but in the very narrow temperature range of ~ 1.5 K. Such unexpected behavior of $\Delta^*(T)$ is believed to be the specific property of the slightly doped YBCO compounds.

After the discovery of iron-based superconductors (FeAs-based pnictides), the study of the interplay between superconductivity and magnetism in HTSCs became one of the most urgent problems of modern condensed matter physics. Of particular interest is the study of compounds with partial substitution of yttrium (Y) on praseodymium (Pr). $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (PrBCO) is a dielectric since the charge carriers are localized in the Fehrenbacher - Rice energy zone, but remains isostructural with respect to YBCO. For this reason, the doping of YPrBCO with a Pr on the one hand leads to a gradual suppression of the superconductivity with the growth of “ x ”, but on the other hand, allows the lattice parameters and the oxygen index $y=(7-\delta)$ of the sample to remain practically unchanged. For the first time, within the local pair model the influence of Pr doping “ x ” on the temperature dependences of fluctuation conductivity and pseudogap in single crystals of $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ was studied in a wide range of Pr concentrations ($0.0 \leq x \leq 0.5$). It is found that the charge carrier density n_f and T_c decrease with increase of the Pr content. It is also shown that the increase of “ x ” leads to a marked increase of $\rho(T)$ and the pseudogap opening temperature T^* , as well as to a sharp decrease of T_c . Nevertheless, for $x = 0$ the temperature dependence of $\Delta^*(T)$ is found to be similar to the analogous dependence observed for the optimally doped YBCO, with a maximum in the region at $T_{pair} \approx 110$ K and with expected sharp increase of $\Delta^*(T)$ below T_{0I} being typical for all cuprates, as mentioned above. It is revealed that at $x > 0.3$ the maximum disappears but additional magnetic maximum of $\Delta^*(T)$ appears at high temperatures, which is clearly expressed at $x = 0.43$. The magnetic maximum is followed by the linear positive slope descending region, which length is characterized by the temperatures T_S and T_{SDW} . In the pnictides at T_S there is a

structural transition from the tetragonal to the orthorhombic phase. Correspondingly at T_{SDW} the antiferromagnetic ordering of the Fe spins occurs followed by the transition to the regime of spin density waves (SDW). This result suggests the magnetic nature of interaction which appears in the nonmagnetic YBCO along with Pr doping. Thus, one can assume that the evolution of the $\Delta^*(T)$ dependence in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, which is observed with the growth of “ x ”, is due to the increase of the magnetic interaction in the single crystal. The conclusion seems to be reasonable, since Pr has its own magnetic moment $\mu_{Pr} \approx 3.58\mu_B$. It was also shown that the transition of $\Delta^*(T)$ to the superconducting state below T_{01} , regardless of the presence or absence of magnetism, always occurs identically.

For additional information on the interplay between superconductivity and magnetism, fluctuation conductivity and pseudogap in superlattices (SLs) and heterostructures (SDs) of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YBCO-PrBCO) with different layer composition were studied for the first time. As mentioned above, Pr^{+3} atom has its own magnetic moment, $\mu_{eff} \approx 3.58 \mu_B$, and the compound of PrBCO has $\mu_{eff} \approx 2\mu_B$. That is why, these compounds are considered to be very promising for studying the interplay between superconductivity and magnetism in HTSCs, which should increase either by increasing the number of the PrBCO layers (N_{Pr}) in SLs, or by decreasing the thickness of the YBCO layer with respect to the PrBCO layer in SDs. Finally, the properties of the SLs and SDs were shown to change only as a result of the change in the intensity of the magnetic interaction with the increase of N_{Pr} , since the PrBCO does not distort the structure of the YBCO layers in such compounds. The process becomes more prominent when the ratio $(N_{Pr})/(N_Y)=N^* \approx 2$ (samples SL3 and SD2). With a further increase in N^* , the temperature dependence of the resistance acquires an activation character, but such samples are not considered in the work.

Eventually, it was found that with increase of N_{Pr} of the samples under study, T_c is gradually decreases, whereas the resistivity expectedly increases. However, it has been shown that, irrespective of N_{Pr} , in YBCO-PrBCO near T_c the excess conductivity $\sigma'(T)$ is well described by fluctuation theories of 3D-AL and 2D-MT.

It has been found that the coherence length $\xi_c(0)$ decreases with increasing of $N^*=(N_{Pr})/(N_Y)$, indicating a decrease of the coherence length ξ_{ab} in the ab plane, which determines the size of the local pairs. Also, a marked increase in the 2D fluctuation conductivity $\Delta(\ln\sigma')$ with increasing N^* was observed, indicating an increase in the magnetic interaction in SL3 and SD2. The dependence of $\Delta^*(T)$ obtained for SL1 (4Yx1Pr) demonstrates a broad maximum at $T_{max} \approx 138$ K with $\Delta^*_{max} \approx 250$ K. The shape of the $\Delta^*(T)$ curve is close to that observed for pure YBCO films. With increasing of the number of PrBCO layers Δ^*_{max} decreases, while T^* increases. At the same time, at high temperatures, the pronounced "magnetic" maximum appears on $\Delta^*(T)$ (SL2, 7Yx7Pr), which increases markedly with increasing of N_{Pr} (SL3, 7Yx14Pr). The maximum is expectedly followed by the linear positive slope descending region. Heterostructures SD1 and SD2 demonstrate the similar behavior with increase of N^* . Comparing results for SL3 and SD2 with the results obtained for the pnictides $\text{SmFeAsO}_{0.85}$ and $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$, it was revealed that the slope of the $\Delta^*(T)$ linear region and its length are practically the same for all samples examined and, as expected, are characterized by the temperatures T_s and T_{SDW} . It has also been shown that in all investigated samples below T_{OI} the transition to the superconducting state, regardless of the presence or absence of magnetism, always occurs in a similar way. Thus, it is very tempting to conclude that the basic mechanism of the interplay between the superconducting fluctuations and magnetism is most likely identical in the magnetic superconductors that we have studied.

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

Список публікацій здобувача.

Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у 17 наукових працях, серед яких 7 статей у провідних спеціалізованих наукових журналах [1- 7]:

1. Solovjov A. L. Evolution of the excess conductivity in slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ under high pressure / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk // Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна. Серія «Фізика». – 2015. – Т. 23, № 12. – С. 22 – 27.
2. Hydrostatic-pressure effect 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. Nasyrov, S.N. Kamchatnaya, D. M. Sergeyev // Physica B. – 2016. – V. 493. – P. 58 – 67.
3. 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. Sergeyev // Current Applied Physics. – 2016. – V.16, № 9. – P. 931 – 938.
4. 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 // Materials Research Express. – 2016. – V.3, № 7. - P. 076001 (1-13).
5. 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).
6. Effect of Hafnium Impurities on the Magnetoresistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / S.V. Savich, A.V. Samoylov, S.N. Kamchatnaya, I.L. Goulatis, R.V. Vovk, A. Chroneos, A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko** // J Low Temp Phys. – 2017. – V. 186, №3-4. – P. 285 – 293.
7. Псевдощель и флуктуационная проводимость в монокристалле $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с разной концентрацией празеодима / А.Л. Соловьев,

Л.В. Омельченко, Р.В. Вовк, С.Н. Камчатная // ФНТ. – 2017. – Т. 43, №. 7. – С. 1050-1058.

8. Fluctuation conductivity and pseudogap in the new iron-based superconductors $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ / **L.V. Omelchenko**, A.V. Terekhov, A.L. Solovjov // V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 2–6 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 49.

9. Fluctuation conductivity and pseudogap in the new iron-based superconductors $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ / **L.V. Omelchenko**, A.V. Terekhov, A.L. Solovjov // XIV Kharkiv Young Scientist Conference, October 14-17 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 45.

10. Fluctuation conductivity and pseudogap temperature dependence changing in the slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under pressure/ **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk, Z.F. Nazyrov, A.L. Solovjov // VI International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 1 – 5 2015: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2015. – P. 39.

11. Особенности поведения псевдощели в оптимально допированном монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ под давлением до 1 ГПа/ **Л.В. Омельченко**, А.Л. Соловьев, Р.В. Вовк // XII Международная научная конференция «Физические явления в твердых телах», 1 – 4 декабря 2015: тезисы доклада – Украина, Харьков 2015. – С. 41.

12. 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 praseodymium (Pr) content/ **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov, R.V. Vovk // VII International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 1 – 5 2016: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2016. – P. 45.

13. Specific temperature dependence of pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk, K. Rogacki // International school s conference on nanoscience and quantum transport (nano QT- 2016), October 8-14 2016.

14. Fluctuation conductivity and pseudogap in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk // «60th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences» (Open Readings 2017), 14-17 March, 2017 : book of abstracts. – Vilnius, Lithuania, 2017. – P. 313.
15. Excess conductivity and pseudogap in superlattices and double layer $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ – $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ films / **L.V. Omelchenko**, V.B. Stepanov, A.L. Solovjov // VIII International Conference for Professionals and Young Scientists «Low Temperature Physics», May 29 – June 2 2017 : book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2017. – P. 52.
16. Pseudogap in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with different praseodymium (Pr) content / **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov, R.V.Vovk // International conference on strongly correlated electron systems (SCES -2017), July 17-21 2017: book of abstracts. – Czech Republic, Prague, 2017. – P. 22.
17. Influence of Pr on pseudogap behavior in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ nanolayers / **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov // V International Research and Practice Conference «Nanotechnology and nanomaterials», 23 - 26 August, 2017 : book of abstracts. – Chernivtsi, Ukraine, 2017. – P. 237.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ.....	18
ВСТУП.....	20
РОЗДІЛ 1. ВЛАСТИВОСТІ КУПРАТНИХ	
ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКІВ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$,	
$Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, А ТАКОЖ НАДГРАТОК І ГЕТЕРОСТРУКТУР	
$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$-$PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ).....	27
1.1. Особливості кристалічної структури та специфічні механізми провідності $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	28
1.2. Фазова діаграма купратів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	29
1.3. Надлишкова провідність і псевдощілина в ВТНП	
1.3.1. Псевдощілина і модель локальних пар в ВТНП.....	32
1.3.2. Флуктуаційна провідність купратних ВТНП.....	34
1.3.3. Теоретичні аспекти опису псевдощилини в ВТНП.....	36
1.4. Вплив тиску на властивості ВТНП.....	36
1.5. Вплив концентрації Pr на властивості монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і структур $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	38
РОЗДІЛ 2. ОБЄКТИ І МЕТОДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ	
ДОСЛІДЖЕНЬ.....	
2.1. Методи вирощування монокристалів ВТНП типу $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($RE=Y, Pr$) 1-2-3.....	40
2.2. Технологія виготовлення ВТНП плівок за допомогою імпульсного лазерного напилення.....	42
2.3. Вимірювальна апаратура і методика експерименту.....	44
2.3.1. Кріостат.....	45
2.3.2. Схема підключення та порядок вимірювань.....	46
2.3.3. Методика проведення вимірювань при високих гідростатичних тисках.....	48

РОЗДІЛ 3. ВПЛИВ ГІДРОСТАТИЧНОГО ТИСКУ НА	
МОНОКРИСТАЛИ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	51
3.1. Особливості поведінки слабо допованих монокристалів	
$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску до 1 ГПа.....	52
3.1.1. Дослідження опору і критичної температури.....	52
3.1.2. Вплив тиску на надлишкову провідність.....	55
3.1.3. Температурна залежність псевдощільності $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ під	
тиском.....	57
3.2. Особливості поведінки оптимально допованих монокристалів	
$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску до 1 ГПа.....	62
3.2.1. Дослідження опору і критичної температури.....	62
3.2.2. Вплив тиску на надлишкову провідність.....	64
3.2.3. Температурна залежність псевдощільності $YBa_2Cu_3O_{6,94}$ під	
тиском.....	69
Висновки до розділу 3.....	75
РОЗДІЛ 4. ДОСЛІДЖЕННЯ МОНОКРИСТАЛІВ $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ З	
РІЗНИМ ВМІСТОМ ПРАЗЕОДИМА.....	76
4.1. Особливості температурних залежностей опору монокристалів	
$Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при різній концентрації Pr «x».....	76
4.2. Вплив вмісту празеодима на надлишкову провідність в	
монокристалах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	78
4.3. Зміна температурної залежності псевдощільності в монокристалах	
$Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при збільшенні «x».....	82
Висновки до розділу 4.....	86
РОЗДІЛ 5. ДОСЛІДЖЕННЯ НАДГРАТОК І ГЕТЕРОСТРУКТУР	
$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	88
5.1. Особливості температурних залежностей опору надграток і	
гетероструктур $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$	88

5.2. Надлишкова провідність в надгратках і гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	91
5.3. Вплив празеодима на температурну залежність псевдощільності в надгратках і гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	96
Висновки до розділу 5.....	102
ВИСНОВКИ.....	104
Список використаних джерел.....	106
Додаток А.....	118

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СКОРОЧЕНЬ

ВТНП – високотемпературна надпровідність

АФ – антиферромагнетизм

ПЩ – псевдощілина

БЕК – Бозе-Ейнштейнівська конденсація

NAFL – Nearly Antiferromagnetic Fermi Liquid (model)

ПФ – поверхність Фермі

ЛП – локальні пари

СЗБ – сильно зв'язані бозони

ФКП – флуктуаційні куперівські пари

БКШ – теорія Бардіна - Купера - Шріффера

ФЛП – флуктуаційна провідність

АЛ – теорія Асламазова–Ларкіна

МТ – теорія Макі–Томпсона

ХЛ – теорія Хікамі–Ларкіна

КП – куперівські пари

НП – надпровідність

ФР – теорія Ференбахера-Райса

PLA – метод імпульсного лазерного напилення

КВТ – камера високого тиску

P – гідростатичний тиск

СД – слабо допований

ОД – оптимально допований

МНМ – теорія Мачіди – Нокури – Мацубари

SL – надгратки

SD – гетероструктури

DOS – щільність електронних станів

SDW – хвилі спінової щільності

μ SR – мюонний метод дослідження

ЗВНП – залізовмісні надпровідники

T^* – температура відкриття псевдощілини

ρ – питомий опір

T_c – критична температура

T_c^{mf} – критична температур в наближенні середнього поля

T_0 – температура 3D - 2D кросовера

T_{0I} – температура області надпровідних флуктуацій

T_G – температура Гіндзбурга

n_f – щільність носіїв заряду

$\sigma'(T)$ – надлишкова провідність

Δ^* – псевдощілина

ВСТУП

Актуальність теми. Одним з найбільш важливих досягнень сучасної фізики твердого тіла є відкриття сполук типу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBaCuO) з активною площиною CuO_2 (купрати), які крім високої критичної температури надпровідного переходу T_c мають ряд інших незвичайних властивостей. Це мала щільність носіїв заряду n_f , яка навіть в оптимально допованих зразках на порядок менша, ніж в звичайних металах, сильні електронні кореляції, квазідвовимірність, яка обумовлена провідністю по площинах CuO_2 , і, як наслідок, сильна анізотропія електронних властивостей.

Хоча з моменту відкриття високотемпературної надпровідності пройшло більше 30 років, механізм спарювання, що призводить до надпровідності при температурах вище 100 К, до кінця невідомий. В даний час вважається, що правильне розуміння такого незвичайного явища, як псевдощілинний стан, який відкривається в купратах при $T^* \gg T_c$, має допомогти зрозуміти механізм надпровідного спарювання в високотемпературних надпровідниках (ВТНП), а також з'ясувати роль взаємодії надпровідності і магнетизму в формуванні спарених ферміонів при таких високих температурах. Однак фізична природа псевдощільни також до кінця не з'ясована.

Для вивчення цього питання, в рамках моделі локальних пар ми дослідили температурні залежності надлишкової провідності і псевдощільни в купратних ВТНП. За визначенням псевдощільни (ПЩ) - це особливий стан речовини, що характеризується зниженою (але не до нуля) щільністю електронних станів на рівні Фермі. Слід відзначити принципову відмінність псевдощільного стану від надпровідного, в якому відкривається надпровідна щільни і щільність електронних станів на рівні Фермі дорівнює нулю. Ми вважаємо, що псевдощільни в купратах обумовлена надпровідними флуктуаціями, які призводять до утворення спарених ферміонів, так званих локальних пар, при $T^* \geq T \geq T_c$, і, таким чином, є передвісником переходу

високотемпературних надпровідників в надпровідний стан. В області температур $T \leq T^*$ локальні пари виникають у вигляді сильно зв'язаних бозонів, які підпорядковуються теорії Бозе – Ейнштейнівської конденсації (БЕК). Розмір сильно зв'язаних бозонів визначає довжина когерентності в площині ab : $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)(T/T_c - 1)^{-1/2}$, величина якої $\xi_{ab}(0) \sim \xi_{ab}(T^*)$ виключно мала. Відповідно сила зв'язку в такій парі, $\varepsilon_b \sim 1/(\xi_{ab})^2$, навпаки, дуже велика. Однак, як зазначено вище, деталі такого спарювання до цих пір не з'ясовані.

Таким чином, з огляду на все вище сказане, тема дисертаційної роботи, в якій в моделі локальних пар досліджена надлишкова провідність і температурна залежність псевдощільни в купратних високотемпературних надпровідниках, а саме, в монокристалах $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($RE=Y, Pr$), в тому числі і під впливом гідростатичного тиску, є **актуальною**.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дослідження, які склали дисертаційну роботу, виконані 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 відомчої теми: «Електронний транспорт в нових провідних і надпровідних системах» (номер державної реєстрації 0112U002637, термін виконання 2012-2016 рр.). У виконанні роботи по цій темі автор дисертації брала участь як виконавець - аспірант відділу.

Мета і завдання дослідження. Метою дисертаційної роботи є отримання нової інформації про основоположні електронні процеси і взаємодії, які формують нормальну і надпровідну фазу у високотемпературних надпровідниках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, як при зміні рівня допування киснем, так і при прикладанні гідростатичного тиску до 1 ГПа, а також в сполуках типу $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і $YBa_2Cu_3O_{7-\delta} - PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при зміні вмісту магнітних атомів Pr і шарів $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Для досягнення мети ставилися та вирішувалися такі *задачі*:

- експериментально дослідити вплив гідростатичного тиску на температурну залежність опору в слабо допованих і оптимально допованих монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$;
- в моделі локальних пар провести аналіз впливу тиску на особливості поведінки температурної залежності надлишкової провідності і псевдощілини в слабо допованих і оптимально допованих монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$;
- дослідити температурну залежність опору монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різною концентрацією магнітного празеодиму (Pr) « x »;
- дослідити вплив Pr на особливості поведінки температурної залежності надлишкової провідності $\sigma'(T)$ і псевдощілини $\Delta^*(T)$ в оптимально допованих монокристалах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при зміні концентрації Pr від $x = 0$ до $x = 0.43$;
- експериментально дослідити температурні залежності опору в надгратках і гетероструктурах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$;
- при збільшенні кількості шарів $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вивчити зміни опору, надлишкової провідності та псевдощілини в таких сполуках;
- для з'ясування фізичної природи взаємодії надпровідності і магнетизму, провести порівняльний аналіз результатів з даними, отриманими при дослідженні залізовмісних надпровідників.

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

Предметом дослідження є механізм електронних процесів і їх взаємодії в купратних високотемпературних надпровідниках, в тому числі і під дією зовнішнього тиску.

Методи дослідження. У роботі застосовувалися експериментальні методи дослідження електроопору зразків різної стехіометрії, як при атмосферному тиску, так і при прикладанні гідростатичного тиску до 1 ГПа. Резистивні вимірювання проводилися стандартним чотирьох контактним

методом на повністю комп'ютеризованій установці. Вимірювання в умовах прикладання гідростатичного тиску проводилися в мультиплікаторі типу поршень - циліндр. Тиск всередині камери високого тиску вимірювався манганіновим манометром. Для вивчення електронних процесів і взаємодії, які формують нормальну і надпровідну фазу у високотемпературних надпровідниках був використаний метод аналізу надлишкової провідності і псевдощільності. Обробка отриманих даних проводилася в моделі локальних пар. Експерименти виконувалися на монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з різним вмістом кисню, на допованих празеодимом монокристалах $\text{YPr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, а також в сполуках типу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при зміні кількості магнітних шарів $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Наукова новизна отриманих результатів:

1. Вперше досліджена надлишкова провідність $\sigma'(T)$ і псевдощільність $\Delta^*(T)$ в слабо допованих ($T_c(P=0)=49.2$ К) і оптимально допованих ($T_c(P=0)=91.07$ К) монокристалах під тиском до 1 ГПа в моделі локальних пар.
2. Вперше показано, що в оптимально і слабо допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ гідростатичний тиск збільшує як відношення $D^*=2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c$ теорії Бардіна – Купера – Шріффера, так і величину псевдощільності $\Delta^*(T_c^{mf})$. У той же час, незалежно від тиску поблизу T_c надлишкова провідність добре описується рівняннями флуктуаційної теорії Асламазова – Ларкіна (3D-АЛ) і Макі – Томпсона (2D-МТ).
3. Показано, що в оптимально допованому монокристалі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вплив тиску на T_c незначний: $dT_c/dP = + 0.73$ К·ГПа⁻¹, тоді як $d\ln\rho/dP = - (17\pm 0.2)$ % ГПа⁻¹ такого ж порядку, як і в слабо допованому монокристалі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Отже механізми впливу тиску на T_c і $\rho(T)$ різні.
4. Вперше вивчено вплив зміни інтенсивності магнітної взаємодії на надлишкову провідність та псевдощільність в монокристалах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при збільшенні концентрації Pr, а також в надгратках і

гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при збільшенні числа шарів $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

5. Виявлено, що при збільшенні магнітної взаємодії на температурній залежності псевдощільни $\Delta^*(T)$ виникає «магнітний» максимум при високих температурах, за яким слідує лінійна ділянка з позитивним нахилом, що характеризується температурами T_S і T_{SDW} . Показано, що перехід $\Delta^*(T)$ в надпровідний стан нижче T_{01} у всіх вивчених високотемпературних надпровідниках відбувається однаковим чином.
6. Отримані результати дозволяють зробити висновок про те, що природа механізму взаємовпливу між надпровідними флуктуаціями і магнетизмом, подібна в досліджуваних нами магнітних надпровідниках.

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

Особистий внесок здобувача. Наукові статті [1-7], в яких представлені основні результати дисертаційної роботи, було виконано здобувачем у співавторстві. Особистий внесок здобувача полягає у підготовці зразків до вимірів; проведення експерименту; опрацювання експериментальних даних з використанням існуючих теоретичних моделей; підготовці матеріалів доповідей на конференціях та семінарах; в написанні та підготовці до друку наукових статей. Таким чином, особистий внесок дисертанта є визначальним.

Апробація результатів дисертації.

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

- V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics- 2014» (ICYS-LTP-2014) (Kharkiv, Ukraine, June 2-6, 2014);
- International Young Scientists Forum on Applied Physics (YSF – 2014) (Kharkiv, Ukraine, October 14-17, 2014);
- VI International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics-2015» (ICYS-LTP-2015) (Kharkiv, Ukraine, June 2–5, 2015);
- XII Міжнародна наукова конференція «Фізичні явища в твердих тілах» (Харків, Україна, 1–4 грудня, 2015);
- VII International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics- 2016» (ICYS-LTP-2016) (Kharkiv, Ukraine, June 6–10, 2016);
- International School s Conference on Nanoscience and Quantum Transport (nanoQT-2016) (Kyiv, Ukraine, October 8-14, 2016);
- 60th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences (Open Readings 2017) (Vilnius, Lithuania, March 14 -17, 2017);
- VIII International Conference for Professionals and Young Scientists «Low Temperature Physics- 2017» (ICPYS-LTP-2017) (Kharkiv, Ukraine, May 29 – June 2, 2017);
- International conference on strongly correlated electron systems (SCES – 2017) (Prague, Czech Republic, 17-21 July, 2017);
- V International research and practice conference «Nanotechnology and nanomaterials» (NANO – 2017) (Chernivtsi, Ukraine, August 23 – 26, 2017).

Публікації. Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у 17 наукових працях: 7 статтях у провідних спеціалізованих наукових журналах [1–7] та 10 тезах доповідей у збірниках праць міжнародних наукових конференціях [8–17].

Структура дисертації. Дисертаційна робота складається з анотацій, переліку умовних позначень і скорочень, вступу, п'яти розділів, висновків, переліку використаних літературних джерел та одного додатку. Загальний обсяг дисертації складає 120 сторінок, вона містить 32 рисунки, 8 таблиць та список використаних джерел з 114 найменувань на 12 сторінках.

РОЗДІЛ 1

ВЛАСТИВОСТІ КУПРАТНИХ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКІВ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, А ТАКОЖ НАДГРАТОК І ГЕТЕРОСТРУКТУР $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ)

Проблема в розумінні аномальних властивостей багат шарових металооксидних надпровідників (купратів) без перебільшення продовжує залишатися однією з центральних в сучасній фізиці твердого тіла. Незважаючи на те, що з моменту відкриття високотемпературної надпровідності в 1986 р. Беднорцем і Мюллером пройшло вже більше 30 років [18], мікроскопічний механізм цього унікального фізичного явища все ще залишається нез'ясованим. Також слід підкреслити, що як і раніше немає єдиної теорії, яка була б в змозі описати усі особливості поведінки ВТНП у нормальному стані.

Фазова діаграма ВТНП досить складна (рис. 1.2) [19 - 22]. Вона містить антиферромагнітну область (АФ), «надпровідний купол», область «дивного металу», і псевдощільову область, в якій T^* лінійно спадає при збільшенні вмісту кисню в провідних шарах CuO_2 [21 - 23]. Недодоповані купрати знаходяться на лівому фланзі «надпровідного купола» і виявляють в нормальному стані найбільш незвичайні властивості [24 - 27]. Вони є квазідвомірними сильно корельованими провідниками з низькою концентрацією носіїв заряду і внутрішнім безладом. Спектр носіїв характеризується великою ПЩ, природа якої залишається нез'ясованою, незважаючи на більш ніж три десятиліття інтенсивних досліджень в цій області [21 - 28]. ПЩ [23 - 27], яка відкривається при деякій характерній температурі $T^* \gg T_c$, як і раніше залишається найбільш інтригуючою властивістю купратів. Як зазначено вище, правильне розуміння природи ПЩ має дозволити отримати відповідь на питання про механізм надпровідного спарювання в ВТНП, яке залишається дискусійним [22 - 24, 26].

Найбільш затребуваними в якості об'єкта експериментальних досліджень різних фізичних властивостей ВТНП є сполуки, так званої системи 1-2-3, $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($RE = Y, Pr$ і інші рідкоземельні елементи). Це обумовлено одразу декількома причинами. З одного боку, в цій системі можуть досить просто продукуватися як точкові, так і плоскі (двійникові границі) дефекти, а їх склад відносно легко варіюється шляхом ізовалентного і неізовалентного допування, заміщаючими елементами. З іншого боку, використання монокристалічних зразків цих сполук, дозволяє отримувати експериментальні об'єкти дослідження із заданою топологією дефектного ансамблю, що, в свою чергу, дає можливість розділяти вклад в електротранспорт, обумовлений структурними дефектами, від відповідного внеску систем, які характеризуються малою кількістю дефектів. Такі зразки можуть бути використані для отримання нових функціональних матеріалів з високими електротранспортними параметрами.

1.1. Особливості кристалічної структури та специфічні механізми провідності $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

На рисунку 1.1 показана структура елементарної ґратки ВТНП-сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, яка є структурною "етажеркою", що складається з семи площин [31, 32]. Це дві площини CuO_2 , дві площини BaO , з атомом Ba , розташованим в центрі площини, дві ланцюгові площини CuO і ітрієвий Y -шар. Провідність, головним чином, здійснюється площинами CuO_2 . Роль ланцюжків зводиться до забезпечення площин CuO_2 носіями заряду, а Y -шар, фактично, забезпечує анізотропний рух носіїв заряду в такій системі [31]. Площини CuO_2 дзеркально симетричні щодо площин BaO , однак, через наявність ланцюгових площин CuO і їх незначного поздовжнього вигину, парна інваріантність в площинах CuO_2 дещо порушена. В основному стані (кисневий індекс $(7-y) < 6.4$) $YBa_2Cu_3O_{7-y}$ є діелектриком з дальнім АФ порядком (рис. 1.2), в якому спіни електронів $S=1/2$ локалізовані на іонах міді Cu^{2+} [33]. Носії заряду в $YBCO$ виникають в результаті інтеркаляції кисню [31-33]. Процес допування починається з заповнення вакантних місць в

ланцюжках базового шару CuO_x . Ця стадія допування ($(7-y) < 6.2$) не впливає на активну площину CuO_2 . Проникаючи, кисень притягує два електрони від сусідніх іонів Cu^+ , і утворюється O^{2-} .

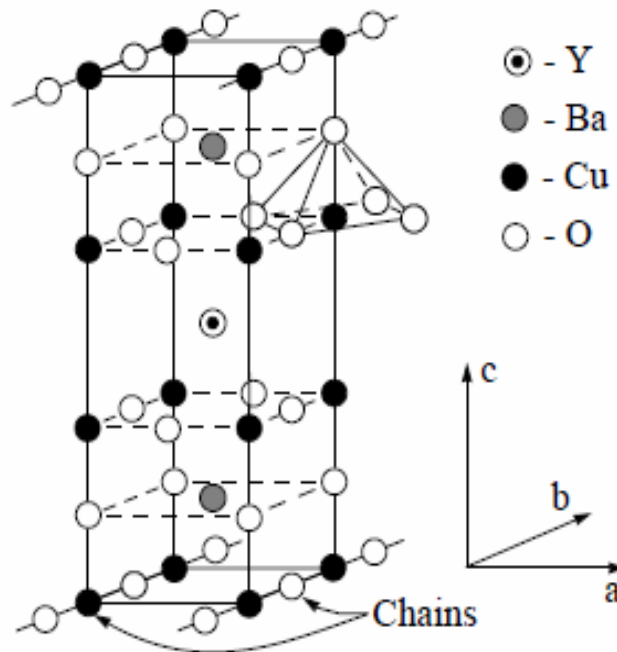


Рис. 1.1. Кристалічна ґратка сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

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, в кінцевому підсумку, і призводить до діркової провідності в YBCO . Таким чином, хімічне допування супроводжується перетіканням заряду між CuO_2 і ланцюжками CuO_x , виступаючими як резервуар захоплених електронів. Можливість перерозподілу заряду між розділеними в просторі квазінезалежними структурами елементарної ґратки є однією з основних концепцій фізики ВТНП [31].

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

На рисунку 1.2, представлена узагальнена фазова діаграма ВТНП в координатах $T(x)$, де T - температура, x - концентрація носіїв заряду (в даному випадку дірок). Є як мінімум чотири характерні області, в яких фізичні властивості ВТНП розрізняються кардинальним чином. При низьких

концентраціях x YBCO є моттівський діелектрик, з дальнім АФ порядком, в якому всі електрони локалізовані на іонах міді [33]. Діелектричний стан є наслідком сильних електронних (хаббардівських) кореляцій [34, 35]. Як зазначено вище, носії заряду в YBCO виникають в результаті інтеркаляції кисню [31 - 33, 36]. При появі навіть невеликої кількості дірок, дальній АФ порядок в YBCO швидко зникає. Це пояснюється тією обставиною, що дірки, які в основному впроваджуються в кисневі $2p$ орбіталі, виключно ефективно руйнують обмінну взаємодію між спінами міді [20, 33]. Однак, незважаючи на втрату далекого АФ порядку, короткодіючі магнітні кореляції в ВТНП зберігаються аж до дуже високих рівнів допування, що підтверджується експериментами з нейтронного розсіювання [37].

З фазової діаграми видно, що для концентрацій носіїв нижче оптимальної $x < x_{opt}$, існують дві характеристичні температури T^* і T_c . Залежність $T_c(x)$ в ВТНП показує, що надпровідність настає вище деякої критичної концентрації x_l , для YBCO $x_l = (7-y) \geq 6.4$. При збільшенні концентрації вище x_l , T_c також росте, поки не досягне максимуму при оптимальному допуванні x_{opt} ($(7-y) \approx 6.9$, $T_c \approx 90$ К). Після цього при подальшому збільшенні x відбувається перехід в "over-doped" режим, в якому T_c зменшується. В "over-doped" режимі щільність носіїв заряду зростає, і система все більше металізується. Число носіїв заряду вже настільки велике, що виникає необхідність врахування електрон - електронної взаємодії [33, 38]. При цьому температурна залежність опору підкоряється закону $\rho(T) \propto T^2$ [33, 39, 40], на відміну від лінійної залежності $\rho(T) \propto T$, характерної для оптимального допування [20, 33, 40].

Надпровідна область, так званий надпровідний купол, розташований між двома граничними концентраціями: x_l і x_{max} . Вище надпровідного купола знаходяться ще дві характерні області, умовно розділені лінією $T^*(x)$. Вище цієї лінії розташовується область нормального стану. Відповідно до теоретичної моделі NAFL (Nearly Antiferromagnetic Fermi Liquid) [38], ця область характеризується стабільністю поверхні Фермі (ПФ) і, як наслідок,

стабільною інтенсивністю розсіювання нормальних носіїв, що призводить до лінійної залежності $\rho(T)$ при високих температурах, яка є достовірною ознакою нормального стану системи. Нижче лінії $T^*(x)$, де T^* - температура відкриття псевдощільни, розташована область псевдощільового стану.

При $T^* > T > T_c$ формується фаза некорельованих локальних пар (ЛП), які вважаються відповідальними за утворення ПЩ [21, 24, 26, 41, 42]. Хоча існують і інші точки зору з приводу утворення ПЩ [22, 23, 25, 27], концепція локальних пар поступово стає переважаючою [26, 42]. У цій області температур флуктуації руйнують можливість будь - якої фазової когерентності. Тому ЛП, формуючись при $T^* \gg T_c$, можуть сконденсуватися тільки при $T = T_c$ [43 - 48], після чого настає фазова когерентність і система переходить в надпровідний стан.

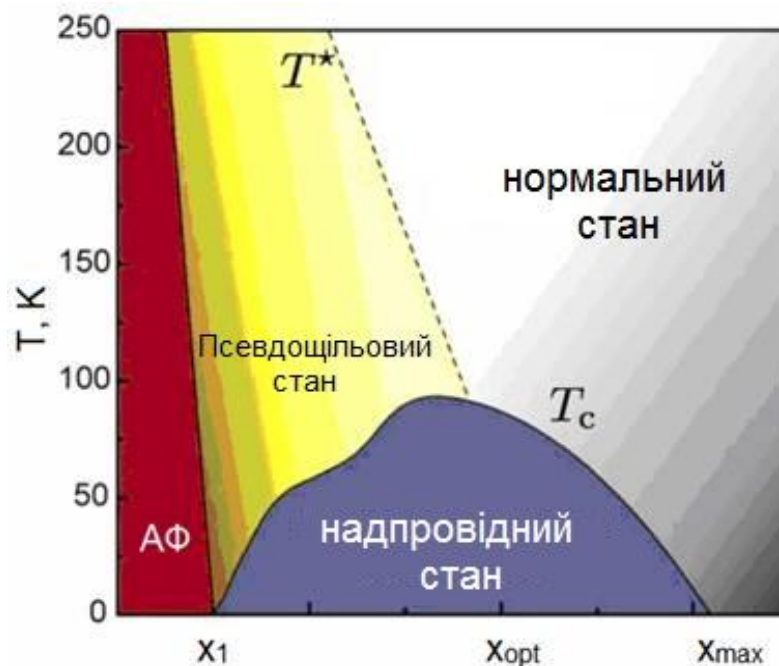


Рис. 1.2. Фазова діаграма купратних ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.

Підкреслимо, що псевдощільина спостерігається в області $x < x_{opt}$, де зберігаються магнітні кореляції. Тому передбачається, що механізм взаємодії, відповідальний за формування локальних пар, швидше за все магнітного типу [23, 25, 27, 49], що визначає особливий інтерес до дослідження взаємовпливу надпровідних флуктуацій і магнетизму в ВТНП.

1.3. Надлишкова провідність і псевдощілина в ВТНП

1.3.1. Псевдощілина і модель локальних пар в ВТНП

У міру вивчення ВТНП стало зрозуміло, що висока критична температура - далеко не єдина властивість, яка відрізняє ВТНП від класичних низькотемпературних надпровідників. Інша, не менш фундаментальна, властивість купратів - це реалізація в них ПЩ стану. Результати експериментальних досліджень [24, 50] 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 властивості як нормальної, так і надпровідної фази. Деякі автори називають цей стан "псевдощілинною фазою". Однак, як зазначає, наприклад, Абрикосов [51], 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 $T=T^*$ [52, 53]. Нижче цієї температури, в силу все ще не встановлених на сьогоднішній день причин, починає зменшуватися щільність квазічасткових станів на рівні Фермі. Власне з цієї причини це явище і отримало назву «псевдощілина» [23].

Ми поділяємо точку зору, що ПЩ стан обумовлений саме надпровідними флуктуаціями, які призводять до утворення спарених ферміонів, у вигляді локальних пар, при $T \leq T^*$, і таким чином є передвісником переходу ВТНП в надпровідний стан [21, 24, 41 -48, 54, 55]. Відповідно до теорії [43 - 48] в області високих температур $T \leq T^*$ ЛП виникають у вигляді сильно зв'язаних бозонів (СЗБ), які підкоряються теорії БЕК. Розмір СЗБ визначає довжина когерентності в площині ab : $\xi_{ab}(T) = \xi_{ab}(0)(T/T_c-1)^{-1/2}$, розмір якої $\xi_{ab}(0) \sim \xi_{ab}(T^*)$ виключно малий. Так для YBCO плівок з допуванням близьким до оптимального $\xi_{ab}(0) \sim 10 \text{ \AA}$ [56]. Відповідно сила зв'язку в такій парі, $\varepsilon_b \sim (\xi_{ab}^2)^{-1}$ [45 - 47], навпаки виключно велика. Такий сильний зв'язок, причиною якого може бути, як зазначено

вище, магнітний механізм взаємодії і який не руйнується тепловими флуктуаціями, як раз і забезпечує можливість формування СЗБ при таких високих температурах. В результаті СЗБ представляють собою сильно пов'язані, але локальні, тобто не взаємодіючі між собою, утворення, оскільки розмір такої пари набагато менше відстані між ними [21]. Відзначимо, що згідно з теорією БЕК СЗБ можуть формуватися тільки в системах зі зниженою щільністю n_f , якими як раз і є купрати при допуванні меншого оптимального. Істотно, що ПЩ спостерігається для ВТНП саме з таким рівнем допування (рис. 1.2).

Слід підкреслити, що, виникаючі при високій температурі T^* ЛП можуть сконденсуватися тільки при $T_c \ll T^*$ [43 - 48]. Це відбувається в результаті сильних гауссівських флуктуацій параметра порядку в двовимірних (2D) системах, якими якраз і є ВТНП в широкому інтервалі температур. Такі флуктуації перешкоджають виникненню будь - якої фазової когерентності в 2D стані. В результаті критична температура надпровідного (НП) переходу в ідеальному 2D металі виявляється рівною нулю (теорема Мерміна – Вагнера - Хоенберга), і кінцеве значення може бути отримано тільки при врахуванні тривимірних факторів [43 - 45]. Тому, флуктуаційна провідність (ФЛП) [21, 24] в ВТНП завжди переходить у тривимірний стан при наближенні T до T_c . При цьому, ФЛП завжди описується стандартним рівнянням (1.2) класичної флуктуаційної теорії Асламазова-Ларкіна [57] для 3D систем. Однак невзаємодіючі (локальні) СЗБ не можуть сконденсуватися за визначенням. Тому теорія припускає, що при зменшенні температури і одночасному збільшенні $\xi_{ab}(T)$ СЗБ повинні трансформуватися у флуктуаційні куперівські пари (ФКП), що підкоряються теорії Бардіна - Купера - Шріффера (БКШ) [58], тобто передбачає перехід БЕК - БКШ [45 - 48]. Температура такого переходу, T_{pair} , чітко спостерігається в ряді експериментів [24, 30, 55]. Однак деталі такого переходу також до кінця незрозумілі.

1.3.2. Флуктуаційна провідність купратних ВТНП

При високих температурах $T > T^*$ залежність $\rho(T)$ в ВТНП лінійна. Відповідно до теоретичної моделі NAFL [38], лінійна залежність $\rho(T)$ відповідає нормальному стану системи. Нижче T^* вимірюваний $\rho(T)$ відхиляється від лінійної залежності в бік менших значень, що призводить до виникнення $\sigma'(T) = \sigma(T) - \sigma'_N(T) = [1/\rho(T)] - [1/\rho_N(T)]$, або

$$\sigma'(T) = [\rho_N(T) - \rho(T)] / [\rho(T)\rho_N(T)] \quad (1.1)$$

де $\rho_N(T) = aT + \rho_0$ - опір зразка в нормальному стані, екстрапольований в область низьких температур. Відповідно, ρ_0 - опір, який лінійна залежність відсікає на осі Y. T_c визначається екстраполяцією резистивного переходу до значення $\rho(T_c) = 0$ [24]. З аналізу надлишкової провідності $\sigma'(T)$, що проводиться в рамках моделі ЛП, можна визначити температурні залежності ФЛП і ПЩ [24].

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), флуктуаційні куперівські пари (ФКП) взаємодіють у всьому об'ємі надпровідника. Це область 3D флуктуацій. Відповідно, до температури 3D-2D кросовера T_0 експеримент добре екстраполюється флуктуаційним внеском Асламазова - Ларкіна (АЛ) для 3D систем [57]

$$\sigma'_{3DAL}(T) = C_{3D} \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (1.2)$$

тут ε - приведена температура, яка визначається рівнянням

$$\varepsilon = T/T_c^{mf} - 1. \quad (1.3)$$

Відповідно, $T_c^{mf} > T_c$ - критична температура в наближенні середнього поля, яка відділяє область ФЛП від області критичних флуктуацій або флуктуацій надпровідного параметра порядку Δ безпосередньо поблизу T_c (де $\Delta < k_B T$), що не враховані в теорії Гінзбурга-Ландау [58]. У всіх рівняннях C - це чисельний коефіцієнт (C-фактор), який служить для поєднання теорії з експериментом. Чим краще структура зразків, тим ближче C_{3D} до 1 [24,59].

Вище T_0 реалізується ситуація, коли $d > \xi_c(T) > d_{01}$, де $d_{01} \sim 4\text{Å}$ - відстань між внутрішніми провідними площинами CuO_2 в купратах [31, 32], і $\xi_c(T)$ пов'язує джозефсонівською взаємодією тільки внутрішні площини. Відповідно, це область 2D флуктуацій, які описуються рівнянням Макі - Томпсона (МТ) теорії Хікамі - Ларкіна (ХЛ) для двовимірних систем [60]

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

де $\alpha = 2[\xi_c(0)/d]^2 \varepsilon^{-1}$ — параметр зв'язку, δ - параметр розпарювання.

Таким чином, T_0 – це температура МТ-АЛ і одночасно розмірного 2D-3D кросовера. Очевидно, що $\xi_c(T_0) = d$, що дозволяє визначити

$$\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0} \quad (1.5)$$

Параметр розпарювання визначається рівнянням

$$\delta = 1,203 \cdot \frac{l}{\xi_{ab}} \cdot \frac{16}{\pi\hbar} \left[\frac{\xi_c(0)}{d} \right]^2 \cdot k_B T \tau_\varphi, \quad (1.6)$$

де τ_φ - час фазової релаксації флуктуаційних пар. Множник $\beta = 1,203 (l / \xi_{ab})$, де l - довжина вільного пробігу і ξ_{ab} - довжина когерентності в площині ab , враховує наближення чистої межі [24].

Вище T_{01} , де $\xi_c(T) < d_{01}$, пари розташовані всередині площин, які тепер не взаємодіють одна з одною. В результаті вище T_{01} флуктуаційні теорії вже не описують експеримент. Очевидно, що при $T = T_{01}$ $\xi_c(T_{01}) = \xi_c(0) / \sqrt{\varepsilon_{01}} = d_{01}$, що дає можливість визначити d_{01} , так як $\xi_c(0)$ вже визначена температурою розмірного кросовера T_0 . Таким чином, T_{01} це саме та температура, до якої в ВТНП існують надпровідні НП флуктуації, тобто, відповідно до теорії [41], зберігається жорсткість фази параметра порядку в ВТНП, що підтверджується експериментом [54, 55]. Це означає, що в інтервалі від T_c до T_{01} куперівські пари (КП) в значній мірі поведуть себе як надпровідні, але не когерентні пари (short-range phase correlations) [21, 26, 25, 41].

1.3.3. Теоретичні аспекти опису псевдощільнини в ВТНП

Модель локальних пар передбачає, що якби в ВТНП не було ніяких процесів, що призводять до відкриття ПЩ, $\rho(T)$ зменшувався б лінійно аж до T_c . Це, в свою чергу, означає, що надлишкова провідність $\sigma'(T)$, що виникає в результаті таких процесів, повинна містити інформацію про величину і температурну залежність ПЩ. Очевидно, що для того щоб отримати таку інформацію, потрібно мати рівняння, яке описувало б експериментальну залежність $\sigma'(T)$ в усьому температурному інтервалі від T^* до T_c і містило б псевдощільнинний параметр $\Delta^*(T)$ в явному вигляді. З причини відсутності суворої теорії відповідна формула для $\sigma'(T)$ була запропонована в [24, 61]

$$\sigma'(T) = A_4 \frac{e^2 \left(1 - \frac{T}{T^*}\right) \exp\left(-\frac{\Delta^*}{T}\right)}{16\hbar \xi_c(0) \sqrt{2\varepsilon_{c0}^* \sinh\left(2\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{c0}^*}\right)}}, \quad (1.7)$$

де $(1-T/T^*)$ визначає число пар, що виникають при $T \leq T^*$, а $\exp(-\Delta^*/T)$ дає число пар, що руйнуються тепловими флуктуаціями нижче T_{pair} [24, 61]. Розв'язуючи рів. (1.7) щодо $\Delta^*(T)$, отримаємо рівняння для ПЩ

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

тут $\sigma'(\varepsilon)$ - надлишкова провідність, яка вимірюється в експерименті, A_4 - числовий коефіцієнт, який має такий же зміст, як і C - фактор в теорії НП флуктуацій. Щоб знайти A_4 за рів. (1.7) розраховується залежність $\sigma'(T)$ і поєднується з експериментом в області 3D - АЛ флуктуацій, де $\ln\sigma'$ є лінійна функція $\ln\varepsilon$ з нахилом $\lambda = -1/2$ [24]. У моделі локальних пар всі параметри, що входять в рів. (1.7) і (1.8), включаючи A_4 і теоретичний параметр ε_{c0}^* , можуть бути визначені з експерименту, як буде показано нижче.

1.4. Вплив тиску на властивості ВТНП

З моменту виявлення сильної залежності T_c від тиску в сполучі La-Ba-Cu-0 [62] тиск відіграє досить помітну роль в дослідженні ВТНП. На відміну

від класичних надпровідників залежність dT_c/dP в купратах в переважній більшості випадків додатна, тоді як похідна $d \ln \rho / dT$ негативна і відносно велика [63 - 65]. При прикладанні тиску відбувається зменшення об'єму елементарної комірки. Це сприяє упорядкуванню системи і повинно призводити до зменшення числа структурних дефектів і, в кінцевому підсумку, до зменшення опору ρ . Механізми впливу тиску на опір ρ до кінця не зрозумілі з тієї причини, що природа транспортних властивостей ВТНП, строго кажучи, до кінця не з'ясована. Як відомо, основний внесок в провідність купратів вносять площини CuO_2 , між якими є відносно слабка міжплощинна взаємодія. Найбільш ймовірно, що тиск призводить до збільшення щільності носіїв заряду n_f в провідних площинах CuO_2 і, як наслідок, до зменшення ρ . Очевидно, що збільшення n_f під тиском повинно призводити також і до збільшення T_c , тобто до позитивного значення dT_c/dP .

Таким чином, тиск впливає на властивості ВТНП, особливо на T_c [66, 69]. Цей ефект тиску в ВТНП значно перевершує аналогічний для звичайних БКШ надпровідників. Суть самого ефекту полягає в тому, що температура переходу в НП стан T_c сильно залежить від ступеня допування. Детальні експериментальні дослідження впливу тиску на T_c в системі 1-2-3, $\text{REBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (RE=Y і інші рідкоземельні елементи), показали, що, як зазначено вище, барична похідна dT_c/dP позитивна і істотно залежить від n_f [66]. Вона досягає максимуму в зразках зі зниженою $T_c \approx 45$ К і прагне до мінімуму, коли T_c досягає максимальних значень $T_c \approx 90$ К [2, 3 і посилання в них]. Сукупність досліджень різних фізичних властивостей ВТНП системи 1-2-3, на основі ітрію, показують наявність в таких структурах нерівноважного стану при деякій мірі нестачі кисню. Важливу роль при цьому відіграють зовнішні фактори, такі як температура і високий тиск [67, 68], що призводять до зміни параметрів ґратки і індукують процеси перерозподілу лабільного кисню, що, в свою чергу, впливає на критичні параметри надпровідника. У загальному вигляді залежність критичної

температури від тиску $T_c(P)$ для системи YBaCuO може бути представлена у вигляді [70]:

$$T_c(P) = T_c + T_c / T_c^{\max} \Delta T_c^{\max}(P) + T_c^{\max}(P) \beta [2(n^{\text{opt}} - n) - \Delta n(P)] \Delta n(P), \quad (1.9)$$

де T_c^{\max} - максимальне значення T_c в цій сполуці, $n^{\text{opt}} = (n^{\min} + n^{\max})/2$, $\beta = 1/(n^{\min} + n^{\max})^2$. Для YBaCuO n_{\min} - мінімальна кількість дірок на площину CuO_2 , при якому зникає надпровідність рівна 0.05, n_{opt} - кількість дірок на площину CuO_2 , при якому $T_c = T_c^{\max}$ дорівнює приблизно 0.25 [70]. У цьому виразі другий доданок характеризує зміну T_c під тиском, пов'язану зі зміною параметрів ґратки, електрон-фононою взаємодією, зв'язками між шарами і т.д. - так званий «істинний» ефект тиску. Третя складова обумовлена зміною кількості дірок під тиском - «релаксаційний» ефект, пов'язаний з перерозподілом лабільного кисню. Узагальнюючи наявний на сьогодні теоретичний і експериментальний матеріал, можна зробити висновок про важливість поділу «істинного» та «релаксаційного» ефектів тиску.

1.5. Вплив концентрації Pr на властивості монокристалів $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і структур $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Одними з найбільш цікавих матеріалів для вивчення ПЩ є сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YBCO), що обумовлено можливістю широкого варіювання їх складу шляхом заміни ітрію його ізоелектронними аналогами, або зміни ступеня кисневої нестехіометрії. Особливий інтерес в цьому аспекті представляють сполуки з частковою заміною ітрію (Y) на празеодим (Pr). $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (PrBCO) є діелектриком, але ізоструктурним по відношенню до YBCO [71, 72]. У PrBCO, незалежно від вмісту кисню, носії заряду локалізуються в енергетичній зоні Ференбахера - Райса (ФР) [73]. Тому допування $\text{YPr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ (YPrBCO) празеодимом з одного боку призводить до поступового пригнічення надпровідності з ростом «x», а з іншого - дозволяє зберігати практично незмінними параметри ґратки і кисневий індекс $y = (7-\delta)$ досліджуваного зразка [74,75].

Однак в YPrBCO температура надпровідного переходу T_c , з ростом x зменшується монотонно, на відміну від немонотонної залежності T_c від «у» в

YBCO (рис. 1.2) [71]. З резистивних вимірювань [71, 74] і вимірювань ефекту Холла [72] випливає, що при $x \leq 0,2$ монокристали YPrBCO демонструють поведінку, аналогічну спостережуваному в плівках YBCO. Однак при $x \geq 0,3$ температурна залежність питомого опору $\rho(T)$ набуває S-подібну форму, типову для слабо допованих монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з характерним термоактиваційним прогином [1, 2], а при $x > 0,7$ YPrBCO стає ізолятором [75, 76]. Вважається, що це відбувається в результаті взаємодії дірок з електронами 4f-оболонки Pr, що в кінцевому підсумку призводить до локалізації носіїв заряду в ФР зоні [73]. Як уже зазначалося, кристалічна ґратка PrBCO має фактично ті ж розміри, що і YBCO [71, 72]. Тому допування Pr не призводить до помітної зміни кристалічної структури зразка, а також до зміни вмісту кисню, що дозволяє вивчити зміну властивостей ВТНП безпосередньо при зміні щільності носіїв заряду n_f [75].

Слід особливо відзначити той факт, що атоми Pr^{+3} мають власний магнітний момент $\mu_{eff} \approx 3.58\mu_B$ [77] та $\mu_{eff} \approx 2\mu_B$ в сполуці PrBCO [78]. З цієї причини дослідження впливу домішок Pr на умови і режими реалізації як ФЛП, так і ПЩ стану в надґратках і гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ вважаються дуже перспективними при вивченні механізмів взаємовпливу надпровідності і магнетизму в ВТНП, що важливо для остаточного з'ясування природи як ПЩ, так і високотемпературної надпровідності в цілому.

РОЗДІЛ 2

ОБ'ЄКТИ І МЕТОДИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ

2.1. Методи вирощування монокристалів ВТНП типу $REBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($RE=Y, Pr$) 1-2-3

Відомо, що тетрагональна фаза $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ розкладається по перитектичній реакції при температурах $1020 \div 1040$ °С, з виділенням кисню та утворенням Y_2BaCuO_5 фази. Це виключає можливість вирощування кристалів традиційними способами, такими як метод Вернейля або Чохральського [79]. Найбільшого поширення серед всіх способів отримання монокристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ отримав розчин - розплавний метод з використанням в якості розчинника надлишку сполук Cu_2O і $BaCuO$ в молярному співвідношенні 1:3. Переваги такого вибору обумовлені тим, що, по-перше, дослідження псевдобінарних розрізів Cu_2O - $BaCuO$, CuO - $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ і $BaCuO$ - $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ показало наявність подвійних евтектик, а сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, Cu_2O і $BaCuO$ утворюють потрібну евтектику при атомному співвідношенні елементів $Y:Ba:Cu=0.7:25:75$ [80]. При використанні сполук, зміщених в область збагачену іттрієм, спочатку кристалізується фаза $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, що дозволяє отримати монокристали розміром $5 \times 5 \times 0.2$ мм [81]. По - друге, оскільки, всі хімічні елементи розчин - розплаву входять до складу синтезованої сполуки, використання в якості флюсу сполук Cu_2O і $BaCuO_2$ дозволяє виключити забруднення кристалів хімічними елементами, що входять до складу розчин - розплаву. Слід зазначити, що забруднення монокристалів може відбуватися при взаємодії з матеріалом тигля, в якому проводиться синтез сполуки, що, може призводити до пригнічення надпровідних характеристик монокристалів. Зазвичай, при вирощуванні кристалів $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ використовують тиглі з тугоплавких оксидів типу Al_2O_3 , Mg_2O , ZrO або тиглі, виготовлені з золота або платини. Найкращі надпровідні характеристики отримані для кристалів, вирощених в золотих тиглях [82].

Дослідження проведені на $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ показують, що часткова заміна атомів Cu в площинах Cu_2O призводить до невеликого збільшення T_c і, практично, не змінює інших надпровідних характеристик. Однак, оскільки при температурах $T > 975$ °C спостерігається взаємодія розплаву з золотом, що призводить до псування тиглів, використання золотих тиглів обмежує максимальну температуру вирощування кристалів. Так як температура кристалізації потрійної евтектики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta} - \text{CuO} - \text{BaCuO}_2$ становить $T = 870$ °C, то температурний інтервал, в якому можливе вирощування монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в золотом тиглі, укладений в межах 870 °C ÷ 970 °C. Ще одна технічна складність при використанні розчин - розплавної методики для отримання кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ відділення самих монокристалів від застиглого розплаву. З огляду на те, що, до останнього часу, не знайдений розчинник здатний розчинити закристалізований розчин - розплав, що не взаємодіє з самими кристалами, застосовувалася методика росту з тонкого шару розплаву в присутності слабкого градієнта температури вздовж тигля [82]. При наявності градієнта температури в процесі росту кристалів, розчин - розплав при температурах близьких до $T = 870$ °C переміщується в область з більш низькою температурою. При цьому в області більш високої температури отримують кристали, поверхня яких вільна від закристалізованого розплаву. Слід зазначити, що в якості вихідних компонентів при вирощуванні монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ зазвичай використовують сполуки Y_2O_3 , BaCO_3 і CuO . Однак використання BaCO_3 вимагає попереднього високотемпературного відпалу шихти для декарбонізації карбонату барію. З урахуванням усього вищесказаного в нашому випадку, процес вирощування монокристалів проходив наступні етапи. Дрібнодисперсні порошки Y_2O_3 , BaCO_3 і CuO взяті в співвідношенні $\text{Y}:\text{Ba}:\text{Cu}=2:25:73$, перемішувалися до отримання однорідної суміші і пресувалися в таблетки при тиску 500 МПа. Таблетки відпалювали в атмосфері кисню при температурі протягом двох діб з метою декарбонізації і синтезу сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ і BaCu_2O . Після цього, таблетки перетирали,

порошок масою 10 г засипали в золотий тигель, виготовлений, у вигляді плоского човника і нагрівали в печі до 950 °С і витримували при цій температурі дві години. Потім температуру знижували зі швидкістю 2 °С / год до 870 °С. При цьому градієнт температури вздовж тигля становив близько 3 °С/см. Потім піч вимикали, і закристалізований розплав охолоджувався до кімнатної температури, разом з піччю.

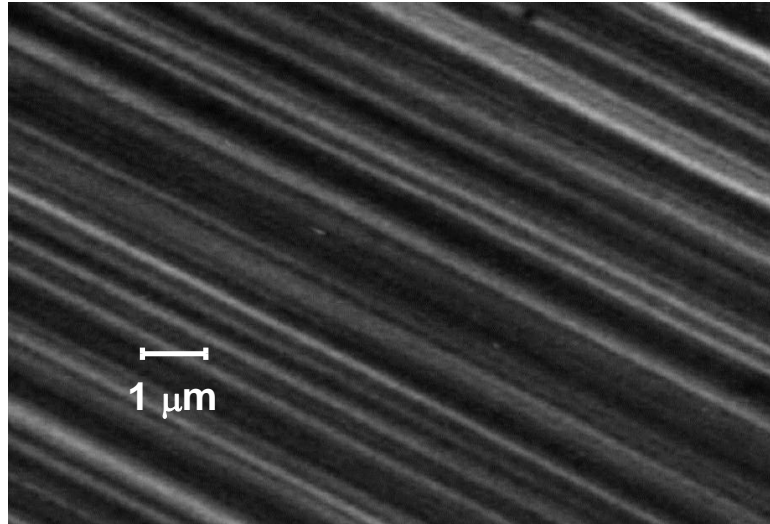


Рис. 2.1. Знімок ділянки монокристалу з односпрямованими двійниками.

Отримані після зростання і охолодження кристали YBaCuO мають тетрагональну структуру і дефіцит по кисню $\delta > 0.2$. Для отримання орторомбічної фази з вмістом кисню близьким до стехіометричної ($\delta < 0.1$), проводився їх відпал в потоці кисню при температурі 420 °С протягом трьох діб [82]. Необхідно відзначити, що в процесі тетра-орто переходу відбувається утворення границь двійників, які мінімізують пружну енергію кристала (див. рис. 2.1).

2.2. Технологія виготовлення ВТНП плівок за допомогою імпульсного лазерного напилення

Надгратки і гетероструктури виготовлялися на підкладці SrTiO₃ (001) методом імпульсного лазерного напилення (pulsed laser deposition- PLD) [83]. Підкладки відпалювали в високому ($\leq 10^{-9}$ мбар) вакуумі протягом двох годин. Це сприяло отриманню добре орієнтованої і чистої поверхні, що

підтверджувалося низькоенергетичною електронною дифракцією і електронною спектроскопією Ойгера. Після закінчення PLD - процесу, камера відкачувалася до тиску $\sim 10^{-7}$ мбар, і проводилося дослідження поверхні плівок за допомогою скануючого тунельного мікроскопу. Метод PLD дає можливість приготування плівок багатокомпонентних матеріалів, наприклад, ВТНП плівки YBCO з високоякісною кристалічною структурою. Поява плазмового факела в просторі між мішенню і підкладкою, що виникає в результаті опромінення мішені високоенергетичними лазерними імпульсами, є основною відмінною рисою цього методу. Суттєвим моментом є те, що час, необхідний для розігріву поверхні мішені до температури, при якій починається випаровування, менше, ніж 2 нс. В результаті імпульс лазера, тривалість якого 30 нс, буде взаємодіяти з уже випаруваними частинками, продовжуючи їх розігрів і, в кінцевому підсумку, утворюючи плазму. Очевидно, що плазма поглинає падаючі фотони тільки в тій області, де її щільність досить велика, тобто поблизу підкладки. Механізм поглинання фотонів і швидкої трансформації теплової енергії в кінетичну контролює ізотермічну температуру плазми і формує саморегулюючий режим поблизу поверхні мішені. В результаті, поблизу мішені виникає сильний градієнт щільності, і високотемпературна і високощільна плазма поширюється в вакуум. Основною перевагою методу PLD є те, що він в точності відтворює композиційний склад мішені в випаруваній субстанції. Це - основна властивість методу PLD, що виникає в результаті утворення плазми і її спрямованого руху від мішені до підкладки. У нашому випадку, при виготовленні структур YBCO-PrBCO шари YBCO і PrBCO напилюються з різних джерел, але послідовно. Наприклад, 14 шарів PrBCO, потім 7 шарів YBCO, і така композиція, повторюється 20 разів. У цьому випадку, на відміну від плівок ми маємо набір чистих, добре структурованих наночарів YBCO з товщиною кожного шару $d \sim 90 \text{ \AA}$, поміщених в матрицю магнітного PrBCO.

2.3. Вимірювальна апаратура і методика експерименту. Вставка для вимірювання електроопору в магнітному полі представляє сталеву трубу, в яку вставляється сталевий стрижень, на якому кріпиться зразок. Простір між внутрішніми стінками труби і стрижнем вставки герметизований. На рис. 2.2 представлена нижня частина вставки. Зразок кріпиться на площині (2), за допомогою нітроклею UNU або HERMOL. Зразок монтується таким чином, щоб його геометричний центр і геометричний центр майданчика (2) збігалися, це робиться з метою забезпечення рівномірного нагріву від нагрівача (1), що в свою чергу, мінімізує паразитні сигнали, породжені термоелектричними ефектами. Нагрівач виконаний у вигляді котушки з тонкого (діаметром ≈ 0.1 мм) мідного дроту. Для захисту котушки нагрівача від механічних пошкоджень, під час монтажу і демонтажу зразків, її зовнішні витки обмотуються ізоляційною стрічкою. Для вимірювання напруженості магнітного поля використовується датчик Холла (3), він вставлений в штатному розрізі і закріплений латунним тримачем на відстані 10 мм від площини кріплення зразка. Чутливість датчика Холла становить 76 мкВ/мТ, при струмі $I=100$ мА. Температура зразка вимірюється за допомогою термометра CERNOX-70795 (4), який приклеєний до тримача зразків за допомогою клею БФ-2. Проводка від нагрівача, датчика Холла, термометра і зразка припаюється на блок вхідних колодок (5), дроти від струмових і потенційних контактів окремо один від одного попарно звиті, що забезпечує зменшення паразитного сигналу, при вимірюваннях на змінному струмі. До блоку колодок (6) підводиться проводка від інтерфейсних роз'ємів вставки (рис. 2.3), за допомогою яких, вже, безпосередньо, вставка підключається до стенду вимірювальних приладів.

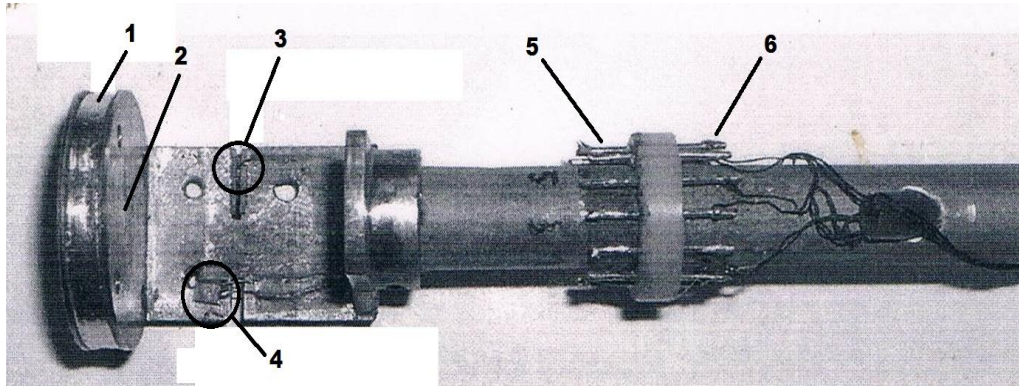


Рис. 2.2. Тримач зразка (нижня частина стрижня вставки). 1 - нагрівач, 2 – площина кріплення зразка, 3 - датчик Холла, 4 - термометр, 5 - колодки припою входних проводів, 6 - колодки припою вихідних проводів.

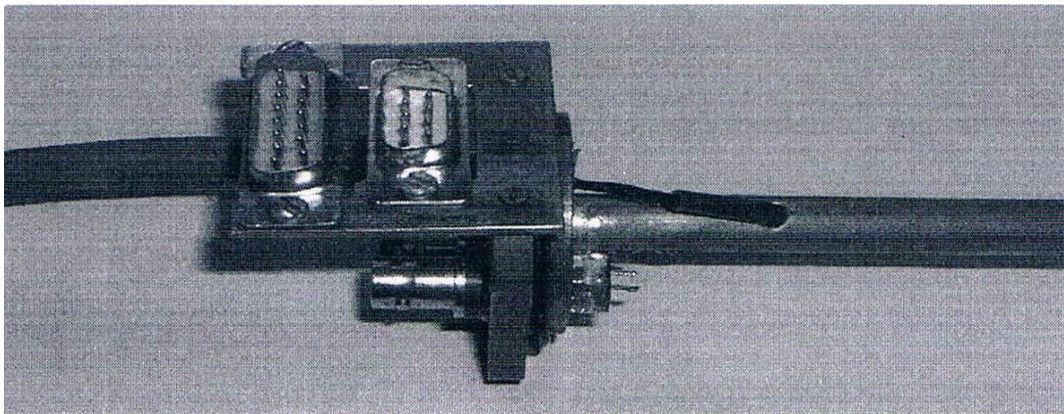


Рис. 2.3. Інтерфейсні роз'єми (верхня частина стрижня вставки).

Перед поміщенням вставки зі зразком в кріостат, з простору між стінками труби і стрижнем вставки відкачується повітря і, як теплообмінного газу, через уловлювач с рідким азотом запускається невелика кількість газоподібного гелію. Наявність уловлювача дозволяє зменшити кількість домішок в теплообмінному гасі.

2.3.1. Кріостат

Після підготовки вставки до вимірювань, вона розміщувалася в кріостаті. Резистивні вимірювання проводилася з використанням безазотного кріостату фірми Oxford Instruments. Його принципова конструкція представлена на (рис. 2.4). Гелій заливався за стандартною методикою, через лійку (1). Кількість гелію в камері (2) реєстрував вбудований датчик тиску, показання якого виводилися на монітор, синхронізований з вимірювальною

установкою комп'ютера. У камері (3), в атмосфері газоподібного гелію, знаходиться, безпосередньо, вставка зі зразком. Для регулювання температури в камері (3), з одного боку, використовується зовнішній нагрівач (4), який відчутно потужніший за нагрівач у вставці, а з іншого боку - вентиля (5) і (6), з їх допомогою, через впускний клапан сполучення, з гелієвої камери (2), в камеру (3) впускають пари холодного гелію. Для вимірювання в магнітних полях джерелом магнітного поля слугував надпровідний магніт фірми Oxford Instruments (7), виготовлений з Nb_3Sn . Магніт постійно знаходиться у ванні з рідким гелієм і дозволяє генерувати магнітне поле напруженістю до 15 Тл. Включення, відключення і розгортка в часі магнітного поля здійснюється за допомогою синхронізованого комп'ютера.

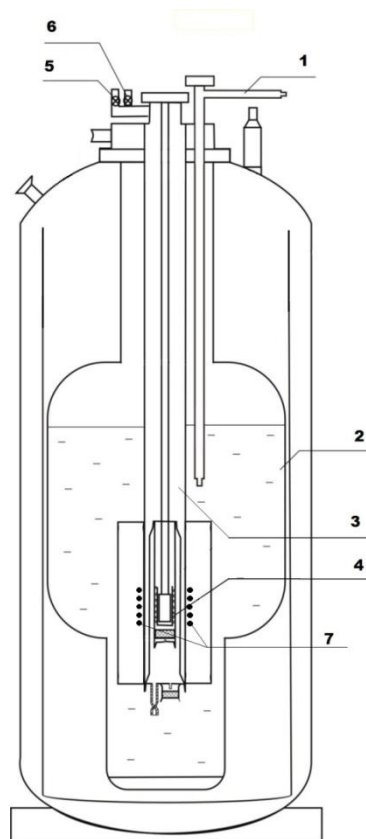


Рис. 2.4. Конструкція кріостату.

2.3.2. Схема підключення та порядок вимірювань

Вимірювання питомого електроопору зразків проводилися за стандартною чотирьоконтактною схемою за допомогою автоматизованої установки

(температурний контролер LakeShore 340, синхронні підсилювачі: детектори 7265 DSP Lock-in Amplifier і 7225 DSP Lock-in Amplifier, мультиметр Keithley 2000). На рис. 2.5 показана схема включення зразка в вимірювальне коло. Для живлення зразка (2), використовувалося джерело сигналу, в якості якого виступав 7265 DSP Lock-in Amplifier (4), ним же вимірювалась і напруга на зразкові. Вимірювання проводились на змінному струмі з частотою ≈ 13.7 Гц і силою струму, $10 \div 100$ мА. Сила струму в колі визначалася виразом:

$$I = \frac{U_3}{R_3}, \quad (2.1)$$

тут: R_3 - електроопір еталонної котушки (1), який заздалегідь відомий, U_3 - напруга на ньому, що вимірюється мультиметром 7225 DSP Lock-in Amplifier (5). Змінний опір (3) включено в коло для того, щоб змінювати значення сили струму за допомогою зміни загального електроопору кола.

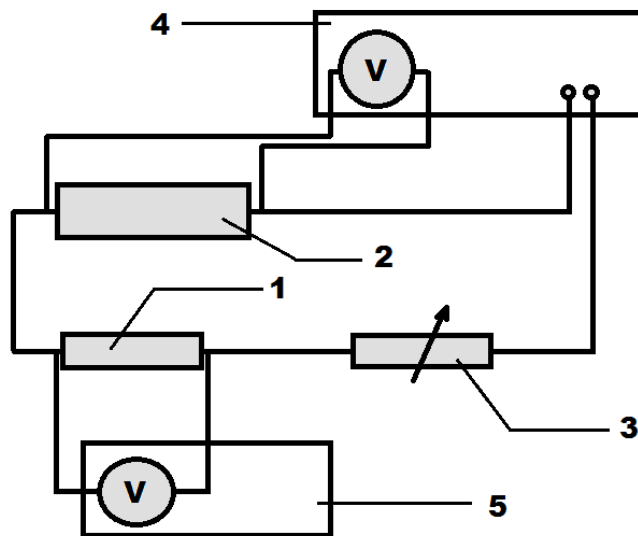


Рис. 2.5. Схема включення зразка в вимірювальне коло. 1 - еталона котушка, 2 - зразок, 3 - реостат, 4 - 7265 DSP Lock-in Amplifier, 5 - 7225 DSP Lock-in Amplifier.

Напруги на термометрі Cernox і датчику Холла знімалися відповідно мультиметрами LakeShore 340 і Keithley 2000. Програмне забезпечення

LakeShore 340 однозначно інтерпретувало сигнал з термометра в вольтах, до температури в кельвінах.

Температурна залежність електроопору вимірювалася безперервно в автоматичному режимі, як на охолодження, так і на відігрівання в інтервалі температур $4.2 \div 300$ К. Швидкість нагріву і охолодження регулювалися внутрішнім нагрівачем вставки і регулювальними вентилями на кріостаті. Такі вимірювання проводилися, як для отримання магнітопольових залежностей електроопору, проходячи по всім необхідним напруго напруженностям магнітного поля, так і у відсутності магнітного поля.

2.3.3. Методика проведення вимірювань при високих гідростатичних тисках

Ми використовували камеру високого тиску до 1.4 ГПа. Конструкція описуваної нижче камери високого тиску (КВТ) або «бомби» була запропонована Е.С. Іцкевичем і модифікована А.І. Поповичем [84, 85]. 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.

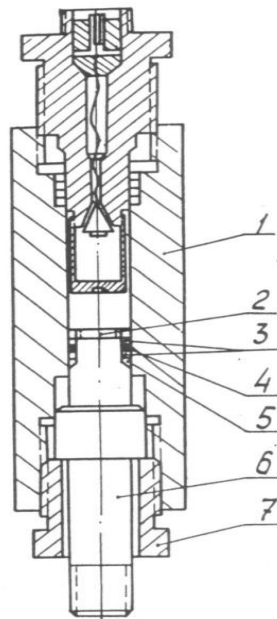


Рис.2.6. Схема конструкції камери високого тиску.

Для створення тиску, КВТ закріплюється в лещатах, загвинчується гайкою і зусилля передається на стискуючий плунжер (6), виготовлений з берилієвої бронзи Бр Б-2, що пройшла термомеханічну обробку. Ущільнення плунжера здійснюється набором кілець (3), (4), (5) з берилієвої бронзи, відпаленої міді і свинцю. Тиск в камері фіксується гайкою (7). При необхідності вилучення плунжера з камери застосовується спеціальний знімач. Конструктивна особливість даної камери - поєднання обтюратора з запірною гайкою і електророз'ємом, що набагато полегшує і прискорює процес монтажу і отримання електроконтакту зі зразком і датчиком тиску. У обтюраторі (3) розташований один конусоподібний електроввід (конструкція Амага) (6) з ізоляцією з аральдіта. Із зовнішнього боку конус з'єднується з електророз'ємом РС-10, а з боку робочого каналу камери до нього підпаюють зразок і датчик вимірювання тиску.

У даній КВТ створювався тиск при кімнатній температурі до 1.4 ГПа. При охолодженні тиск в камері спадав на величину ~ 0.25 ГПа. В якості середовища, яке передає тиск використовувалася зневоднена суміш трансформаторної оливи з гасом 1:1. Використання даного розчину дозволяє отримати однорідні тиски. Для визначення величини тиску в КВТ був використаний попередньо відградуваний манганіновий манометр, поміщений в робочу КВТ. Його електроопір вимірювався за стандартною чотириконтактною методикою за допомогою вольтметра В7-34 в усьому інтервалі досліджуваних температур. Градування манганінового манометра було здійснено відповідно до методики запропонованої в [84] 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, з яких видно, що при створенні початкового тиску 1.05 ГПа, при кімнатній

температурі - падіння тиску при охолодженні до 100 К становило ~ 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 ~ 0.01 ГПа.

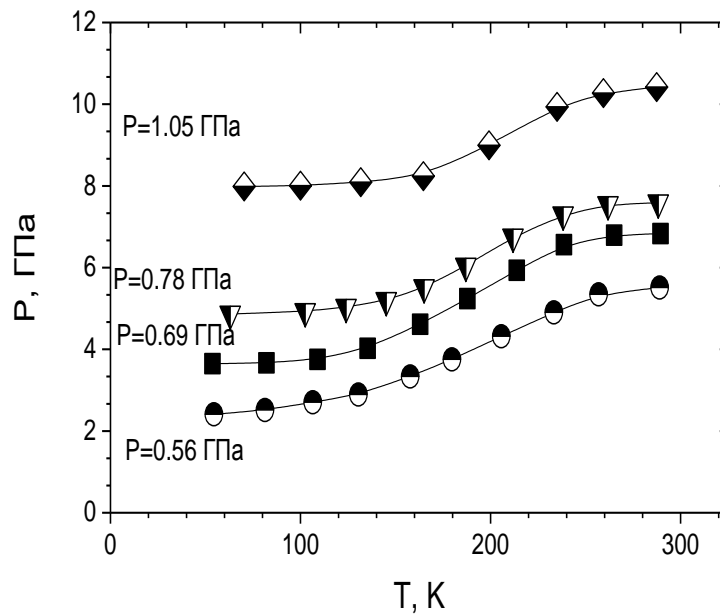


Рис. 2.7. Температурні залежності величини тиску в КВТ при різних початкових тисках, зазначених на рисунку.

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.

РОЗДІЛ 3

ВПЛИВ ГІДРОСТАТИЧНОГО ТИСКУ НА МОНОКРИСТАЛИ

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Як зазначено в Розділі 1, висока критична температура T_c далеко не єдина властивість, яка відрізняє купратні ВТНП від класичних низькотемпературних надпровідників [21 - 27]. Інша, не менш фундаментальна, властивість купратів – це реалізація в них псевдощілинного стану. Всі експерименти в купратах [24, 30, 50, 53 - 55, 86] переконливо говорять про те, що при зменшенні концентрації носіїв заряду n_f відносно її значення в оптимально допованих зразках, в інтервалі температур від T_c до T^* в купратних ВТНП реалізується стан зі зниженою щільністю квазічасткових станів на рівні Фермі, який з цієї причини і називається «псевдощілина» [23, 24]. Як уже зазначалося, питання про природу псевдощілини як і раніше залишається дуже дискусійним.

Потужним механізмом дослідження особливостей поведінки ВТНП є гідростатичний тиск [62]. Було виявлено, що тиск помітно зменшує опір купратів і збільшує T_c [66 - 68]. Однак механізми такої поведінки до кінця не з'ясовані. На відміну від класичних надпровідників, залежність dT_c/dP в купратах в переважній більшості випадків позитивна, тоді як похідна $dln\rho/dT$ негативна і відносно велика [69, 70]. Механізми впливу тиску на ρ до кінця не зрозумілі з цієї причини, що природа транспортних властивостей ВТНП, строго кажучи, до кінця не з'ясована. Як відомо, основний внесок в провідність купратів вносять площини CuO_2 , між якими є відносно слабка міжплощинна взаємодія. Найбільш ймовірно, що тиск призводить до збільшення концентрації носіїв заряду (n_f) в провідних площинах CuO_2 і, як наслідок, до зменшення ρ . Очевидно, що збільшення n_f під тиском повинно призводити також і до збільшення T_c , тобто до позитивного значення dT_c/dP , що спостерігається в експерименті [87]. У той же час вплив тиску на величину і температурну залежність псевдощілини до появи наших робіт не вивчався.

3.1. Особливості поведінки слабо допованих монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску до 1 ГПа [1, 2]

3.1.1. Дослідження опору і критичної температури

Температурні залежності питомого опору $\rho(T) = \rho_{ab}(T)$ слабо допованого (СД) монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з $T_c \approx 49.2$ К ($P=0$) і кисневим індексом $7-\delta \sim 6.5$, які вимірювались при $P = 0$ (крива 1) і $P = 1.05$ ГПа (крива 2), показані на рис. 3.1 [1, 2]. Залежності $\rho(T)$ при значеннях тиску $P = 0, 0.29, 0.56, 0.69, 0.78$ і 1.05 ГПа мають S -подібну форму, характерну для слабо допованих (СД) ВТНП [40, 86]. Однак в інтервалі температур вище $T^* = 252 \pm 0.5$ К ($P=0$) і $T^* = 254 \pm 0.5$ К до 300 К залежності $\rho(T)$ лінійні з нахилом $d\rho/dT = 2.48$ $\mu\Omega\text{cm/K}$ та $d\rho/dT = 2.08$ $\mu\Omega\text{cm/K}$ відповідно при $P=0$ і $P=1.05$ ГПа (див. рис. 3.1). Нахил визначався апроксимацією експериментальних залежностей $\rho(T)$ на комп'ютері і підтверджував відмінну лінійність залежностей зі середньоквадратичною помилкою 0.009 ± 0.002 в зазначеному інтервалі T для всіх прикладених нами тисків. Більш точний метод визначення T^* отримано при використанні критерію $(\rho(T) - \rho_0)/aT = 1$, який можна отримати трансформацією рівняння прямої лінії [88], де ρ_0 - залишковий опір, який цією лінією відсікає на осі Y при $T = 0$. В цьому випадку T^* визначається як температура відхилення $\rho(T)$ від 1, як показано на вставці (див. рис. 3.1). Підкреслимо, що обидва методи дають однакові значення T^* . Фактично ми аналізували 6 кривих, отриманих при тисках $P = 0, 0.29, 0.56, 0.69, 0.78$ і 1.05 ГПа, які можуть розглядатися як 6 різних зразків $Y_0 - Y_6$. Відповідні резистивні криві для проміжних тисків також мають S -подібну форму і розташовуються між кривими $\rho(T)$ при $P=0$ і $P=1.05$ ГПа (див. рис. 3.1), але не показані, щоб не перевантажувати рисунок. Параметри всіх досліджених зразків наведені в (Табл. 3.1 і 3.2).

З таблиці 3.2 видно, що тиск практично не впливає на величину T^* . У той же час збільшення гідростатичного тиску призводить до помітного зменшення опору монокристала. Вище ~ 260 К зменшення $\rho(P)$ з тиском практично не залежить від температури і

складає $d\ln\rho(300\text{K})/dP = -(19\pm 0.2)\% \text{ ГПа}^{-1}$ (рис. 3.2, крива 1). Це значення дещо менше $d\ln\rho(300\text{K})/dP = -(25\pm 0.2)\% \text{ ГПа}^{-1}$ зазвичай повідомлених для монокристалів BiSCCO [63], і $d\ln\rho(300\text{K})/dP = -(26\pm 0.2)\% \text{ ГПа}^{-1}$, отриманих нами на СД монокристалах HoBCO [87].

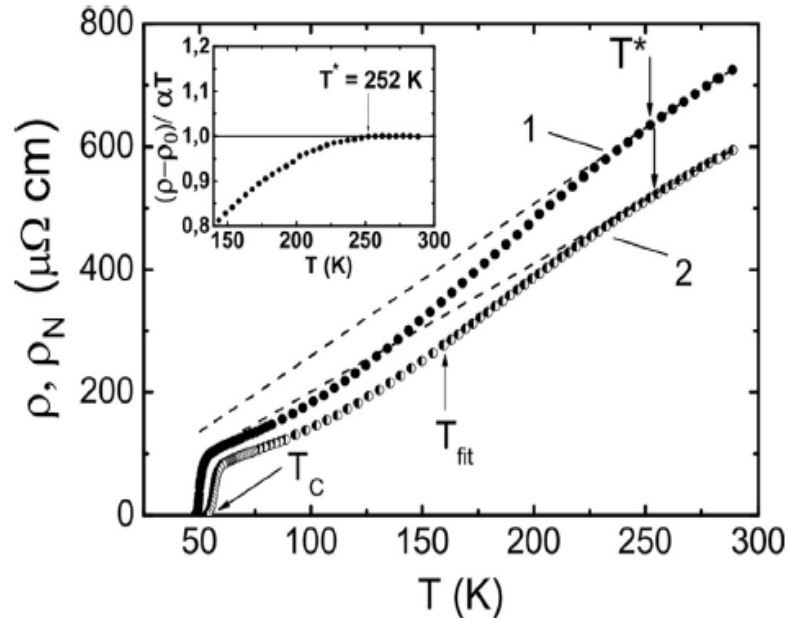


Рис. 3.1. Температурні залежності опору ρ СД монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($7-\delta \approx 6.5$) при $P=0$ (крива 1, точки) і при $P = 1.05 \text{ ГПа}$ (крива 2, напівточки). Пунктирні лінії означають $\rho_N(T)$, екстрапольований в область низьких температур. T_{fit} означає температуру, до якої проводилася апроксимація кривої 2 поліномом. Температура T^* визначалася в точці відхилення $\rho(T)$ від лінійної залежності при високих T , позначеної пунктиром на рис. 3.1. На вставці показано більш точне визначення ПЩ температури T^* при $P=0$, використовуючи критерій $(\rho(T)-\rho_0)/\alpha T=1$ [88].

У той же час при $T=100 \text{ К}$ отримаємо $d\ln\rho(100\text{K})/dP = -(14.8\pm 0.2)\% \text{ ГПа}^{-1}$ (рис.3.2, крива 2). Типове значення для YBCO монокристалів $d\ln\rho = -(12\pm 0.2)\% \text{ ГПа}^{-1}$ [63], що добре узгоджується з нашими даними. Відзначимо, що $d\ln\rho(100\text{K})$ (рис. 3.2, крива 2) демонструє практично лінійну залежність від P зі стандартною помилкою порядку 0.00323, що типово для ВТНП монокристалів. У той же час $d\ln\rho(300\text{K})$ (рис. 3.2, крива 1) демонструє помітне відхилення від лінійності при $\sim 0.7 \text{ ГПа}$. Особливість при $P \sim 0.7 \text{ ГПа}$

також видно на температурній залежності ПЩ, $\Delta^*(T)$, що, можливо є специфікою поведінки YBCO монокристалів.

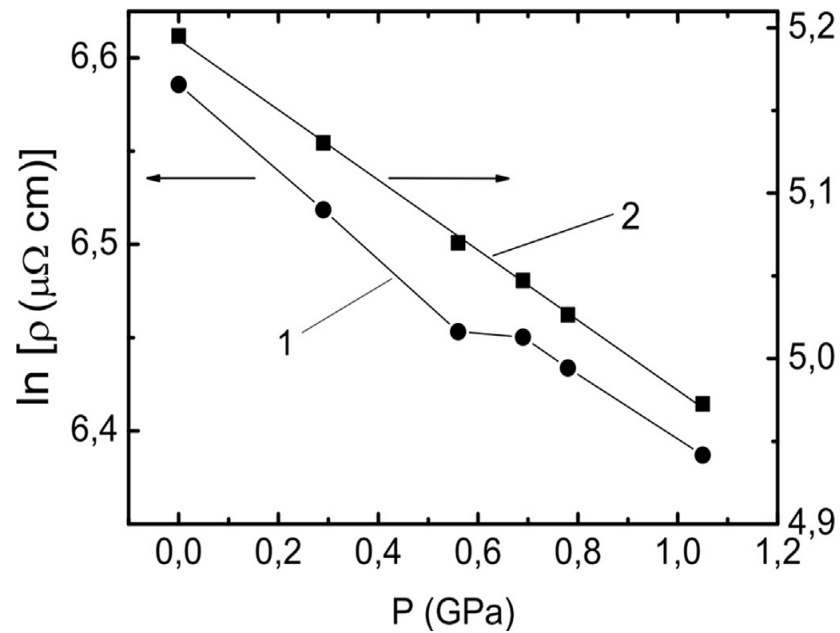


Рис. 3.2. Залежність $\ln\rho$ від тиску P для монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ при $T=288\text{K}$ (крива 1). Суцільна лінія просто з'єднує точки. Квадратами (крива 2) позначені $\ln\rho(P)$, виміряні при $T=100\text{K}$. Суцільна лінія - апроксимація за методом найменших квадратів [1,2].

З наших вимірювань (див. рис. 3.2), також впливає, що T_c зростає з тиском як $dT_c/dP = +5.1\text{K}\cdot\text{ГПа}^{-1}$ що добре узгоджується з результатами, отриманими на СД монокристалах HoBCO [87], де $dT_c/dP = +4\text{K}\cdot\text{ГПа}^{-1}$. Таке ж значення $dT_c/dP = +4\text{K}\cdot\text{ГПа}^{-1}$, отримане з експериментів із мюонного розсіювання (μSR), що повідомляється для СД полікристала YBCO в роботі [89]. Ці результати підтверджують припущення про те, що зростання T_c купратів відбувається за рахунок збільшення щільності носіїв заряду n_f в площинах CuO_2 при прикладанні тиску. Більш того, схоже, що кисневі вакансії в СД купратах забезпечують можливість більш легкого перерозподілу n_f , ніж це має місце в ОД купратах [3, 11], де число вакансій мале, а n_f навпаки дуже велика.

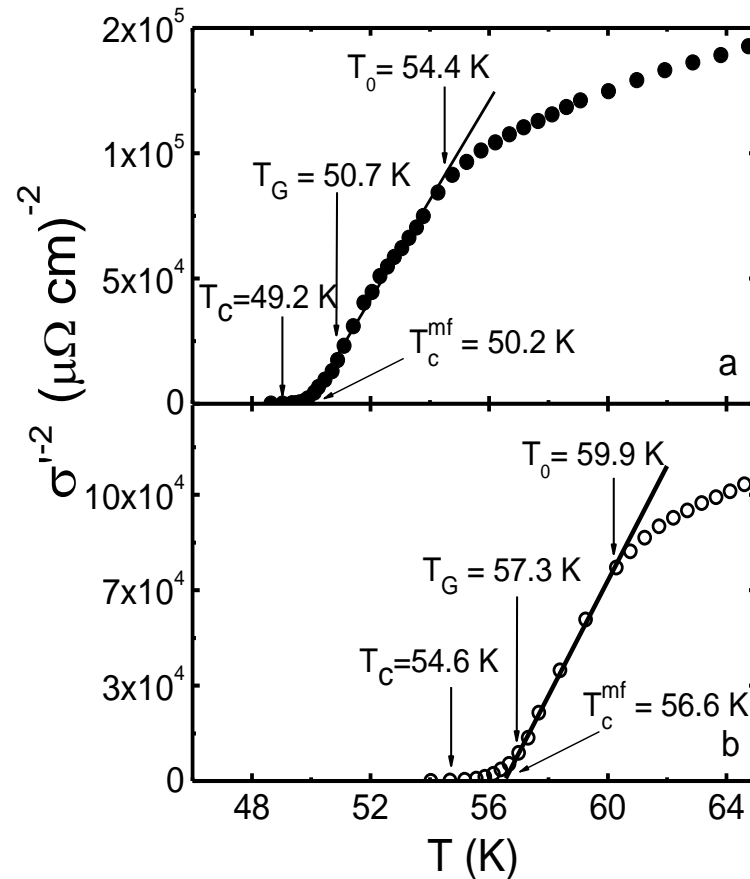


Рис. 3.3. Температурна залежність оберненого квадрату надлишкової провідності $\sigma^{-2}(T)$ для монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ при $P=0$ (панель a, точки) і $P = 1.05$ ГПа (панель b, кружки), яка визначає T_c^{mf} [2].

3.1.2. Вплив тиску на надлишкову провідність

ФЛП при всіх прикладених тисках визначалася з аналізу надлишкової провідності, яка обчислювалася стандартним чином по рів. (1.1), як різниця між вимірюваним опором $\rho(T)$ і $\rho_N(T)$, екстрапольованим в область низьких температур. Цей підхід використовувався при всіх прикладених тисках. Далі більш детально розглянемо процедуру визначення ФЛП і ПЩ на прикладі зразків Y0 ($P = 0$) і Y6 ($P = 1.05$ ГПа). В рамках ЛП моделі перш за все необхідно визначити критичну температуру в наближенні середнього поля T_c^{mf} , яка відділяє область ФЛП від області критичних флуктуацій, тобто флуктуацій НП параметру порядку Δ_0 безпосередньо поблизу T_c (де $\Delta_0 < kT$), що не враховані в теорії Гінзбурга-Ландау [58]. T_c^{mf} є важливим параметром як ФЛП, так і ПЩ аналізу, оскільки визначає приведену температуру

$\varepsilon = (T - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$. Поблизу T_c ФЛП в ВТНП завжди описується рівнянням АЛ для 3D систем (рів. 1.2) [24, 57], в якому ФЛП $\sigma'(T) \sim \varepsilon^{-1/2}$. Не важко показати, що в цьому випадку $\sigma'^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim T - T_c^{mf}$. Звідси видно, що $\sigma'^{-2}(T)$ обертається в нуль при $T = T_c^{mf}$ (рис. 3.3) [24, 59]. Крім T_c^{mf} і T_c на (рис. 3.3) показана температура Гінзбурга T_G [2], до якої працюють флуктуаційні теорії, і температура 3D-2D кросовера T_0 , яка обмежує область 3D - АЛ флуктуацій зверху [60].

Визначивши T_c^{mf} , будемо залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$, як показано на рис. 3.4 для зразків Y0 при $P = 0$ і Y6 при $P = 1.05$ ГПа. Видно, що, як і очікувалося, 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 $\lambda = -1/2$. Це означає, що класична 3D ФЛП завжди реалізується в купратних ВТНП, коли T прагне до T_c і де $\xi_c(T) > d$ [60, 90 - 92]. При $T_0 = 54.5$ К ($P=0$) відбувається 3D-2D (АЛ - МТ) кросовер. Знаючи T_0 , з рів. (1.5) знаходимо $\xi_c(0) = (3.43 \pm 0.02)$ Å ($P=0$). Вище T_0 до $T_{01} \approx 87.4$ К, де $d > \xi_c(T) > d_{01}$, ФЛП відмінно описується теорією МТ (рів. 1.3), (суцільні криві 2 з параметрами, наведеними в Табл. 3.1). На жаль ні l , ні $\xi_{ab}(T)$ не визначаються в ФЛП експериментах. Щоб провести аналіз, ми вважаємо, що $\delta = 2$, що завжди має місце в YBCO, якщо всі параметри вибрані правильно [90, 91]. Таким чином, для розрахунку МТ внеску за рів. (1.3) треба визначити тільки параметр зв'язку α . Для цього ми використовуємо той експериментальний факт, що $\xi_c(0)$ вже визначена по температурі кросовера T_0 . Отже, виконується умова $\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0} = d_{01}\sqrt{\varepsilon_{01}} = (3.43 \pm 0.02)$ Å, де d_{01} - відстань між провідними площинами CuO_2 в купратних ВТНП. Вважаючи, що $d=c=11.67$ Å, є розмір елементарної комірки уздовж осі c для YBCO і HoBCO купратів, отримаємо: $d_{01} = d\sqrt{\varepsilon_0} = d_{01}\sqrt{\varepsilon_{01}} = (3.98 \pm 0.05)$ Å, що, фактично, є міжплощинна відстань в СД YBCO [93]. Це означає, що ε_{01} визначена правильно. Те, що в інтервалі температур $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$ ФЛП підпорядковується класичним флуктуаційним теоріям, означає, що до T_{01} в

ВТНП існують НП флуктуації. Це також говорить про те, що до T_{01} зберігається жорсткість фази хвильової функції параметра порядку в ВТНП [24, 41, 54]. Це означає, що в цьому інтервалі температур ФКП в значній мірі ведуть себе так, як НП, але не когерентні пари (так звані «short-range phase correlations» [21 - 26, 54], як це зазначено вище. Виконуючи аналогічний аналіз при всіх інших значеннях прикладеного тиску, отримаємо значення $\xi_c(0)$ і d_{01} для всіх зразків (Табл. 3.1).

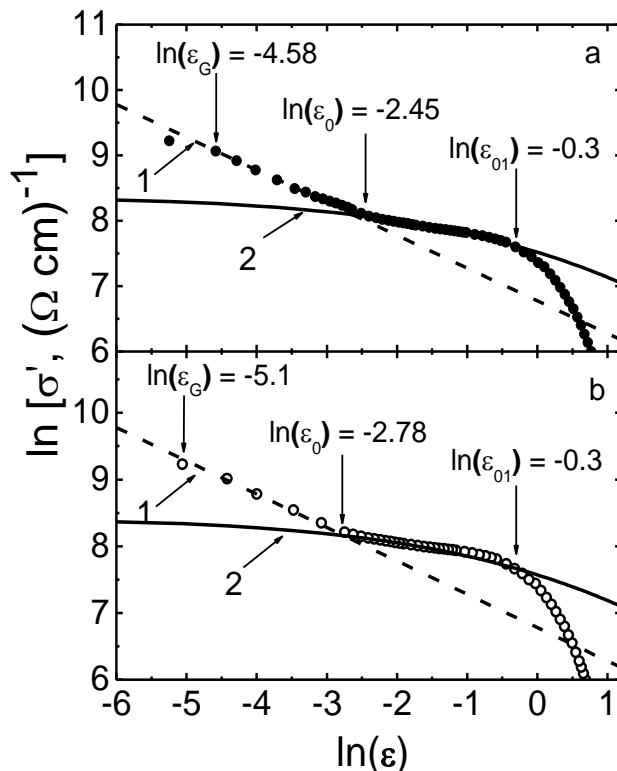


Рис. 3.4. Залежність $\ln\sigma'$ від $\ln\epsilon$ монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ для $P=0$ (панель а, точки) і $P = 1.05$ ГПа (панель б, кружки) в порівнянні з флуктуаційними теоріями: 3D-АЛ (пунктирні лінії 1); МТ з $d = d_1$ (суцільні криві 2). $\ln\epsilon_{01}$ визначає T_{01} , яка задає область НП флуктуацій вище T_c , $\ln\epsilon_0$ - визначає температуру кросовера T_0 , і $\ln\epsilon_G$ - визначає температуру Гінзбурга T_G [2].

На Таблиці 3.1 видно, що тиск помітно зменшує опір, але збільшує як T_c , так і всі характерні температури. ΔT_f також зростає, що може говорити про поліпшення структури ВТНП під тиском. У той же час як $\xi_c(0)$ і d_{01} з тиском зменшуються, тобто тиск, мабуть, трохи зменшує розмір

елементарної комірки уздовж осі c , що добре узгоджується зі збільшенням T_c , так як згідно з класичною теорією НП $\xi \sim 1/T_c$ [58].

Таблиця 3.1. Параметри ФЛП аналізу монокристала $YBa_2Cu_3O_{6.5}$ [2].

P (ГПа)	$\rho(100K)$ $\mu\Omega(\text{cm})$	T_c (К)	T_c^{mf} (К)	T_{01} (К)	T_G (К)	ΔT_{fl} (К)	d_1 (Å)	$\xi_c(0)$ (Å)
0	180.4	49.2	50.2	87.4	50.7	36.7	3.98	3.43
0.29	169.1	51.2	52.1	90.7	52.8	37.9	3.96	3.41
0.56	159.2	51.7	52.6	91.6	53.0	38.6	3.8	3.28
0.69	155.6	52.1	54.3	94.5	55.1	39.4	3.44	2.97
0.78	152.4	52.9	54.8	95.4	55.4	40.0	3.73	3.21
1.05	144.4	54.6	56.6	98.6	57.3	41.3	3.37	2.91

3.1.3. Температурна залежність псевдощільни $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ під тиском.

У моделі ЛП [61, 90, 91, 94 - 96] передбачається, що, якби в ВТНП не було ПЩ, температурна залежність $\rho(T)$ залишалася б лінійною аж до T_c . Це означає, що надлишкова провідність $\sigma'(T)$ повинна містити інформацію про величину і температурну залежність ПЩ. Таким чином, аналіз проводився з використанням рів. (1.7) і (1.8). Крім T_c , T^* , $\xi_c(0)$ і ε в обидва рівняння входять коефіцієнт A_4 , який має таке ж значення, що і C -фактор в теорії ФЛП, $\Delta^*(T_c^{mf})$ і теоретичний параметр ε_{c0}^* . В рамках ЛП моделі всі параметри прямо визначаються з експерименту [61, 95]. В інтервалі $\ln\varepsilon_{01} < \ln\varepsilon < \ln\varepsilon_{02}$ (див. рис. 3.5) або відповідно $\varepsilon_{01} < \varepsilon < \varepsilon_{02}$ ($87.4 \text{ К} < T < 139 \text{ К}$) (вставка до рис. 3.5), $\sigma'^{-1} \sim \exp(\varepsilon)$ [94]. Така поведінка надлишкової провідності мабуть є внутрішньою властивістю купратних ВТНП, включаючи залізовмісні надпровідники (ЗВНП) [4]. В результаті в цьому інтервалі температур $\ln(\sigma'^{-1})$ є лінійна функція ε з нахилом $\alpha^* = 1.06$ при $P=0$, який і визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0.94$ (вставка на рис. 3.5). Такі ж графіки, але з α , зростаючим до

1.4 ($\varepsilon_{c0}^* = 0.71$) при $P=1.05$ ГПа, були отримані при значеннях тиску P (див. Табл. 3.2). Це дозволило отримати розумні значення ε_{c0}^* , які, як було показано [61, 95], сильно впливають на форму теоретичних кривих, наведених на (рис. 3.5 і 3.6).

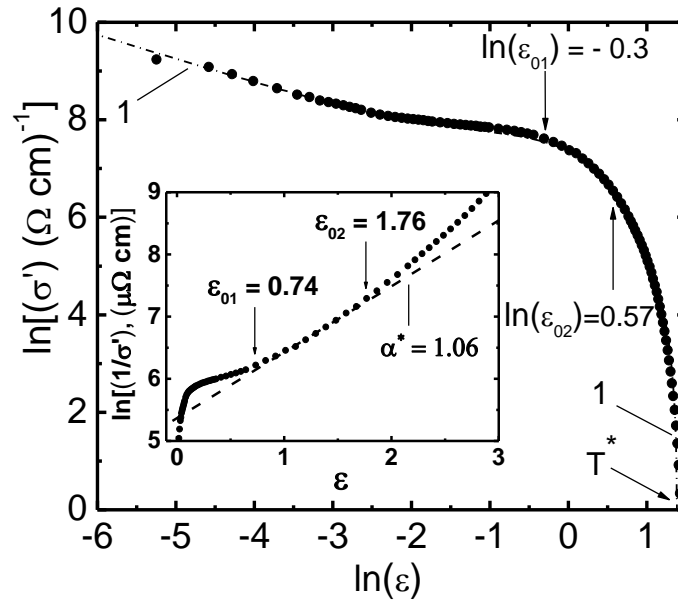


Рис. 3.5. Залежність $\ln(\sigma')$ від $\ln(\varepsilon)$ (точки) для монокристала $YBa_2Cu_3O_{6.5}$, побудована в усьому інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} . Пунктирна крива 1 - апроксимація експериментальних даних (рів. 1.7). Вставка: $\ln(\sigma'^{-1})$ як функція від ε . Пунктирна лінія означає лінійну частину кривої між $\varepsilon_{01} \simeq 0.74$ і $\varepsilon_{02} \simeq 1.76$. Відповідні значення $\ln \varepsilon_{01} \simeq -0.3$ і $\ln \varepsilon_{02} \simeq 0.57$ позначені стрілками на головній панелі. Нахил $\alpha^* = 1.06$ визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0.94$ для $P=0$ [2].

Щоб знайти коефіцієнт A_4 ми розраховуємо $\sigma'(\varepsilon)$ за рів. (1.7) і апроксимуємо експериментальні дані в області 3D-АЛ флуктуацій поблизу T_c (див. рис. 3.5), де $\ln \sigma'$ від $(\ln \varepsilon)$ є лінійна функція наведеної температури ε з нахилом $\lambda = -1/2$. Крім того, передбачається, що $\Delta^*(T_c^{mf}) = \Delta_0(0)$ [53]. Щоб оцінити $\Delta^*(T_c^{mf})$, яку ми використовуємо в рів. (1.7), ми будемо $\ln \sigma'$ як функцію $1/T$ [96] (див. рис. 3.6, кружки). В цьому випадку нахил теоретичної кривої виявився дуже чутливим до величини $\Delta^*(T_c^{mf})$ [61, 95].

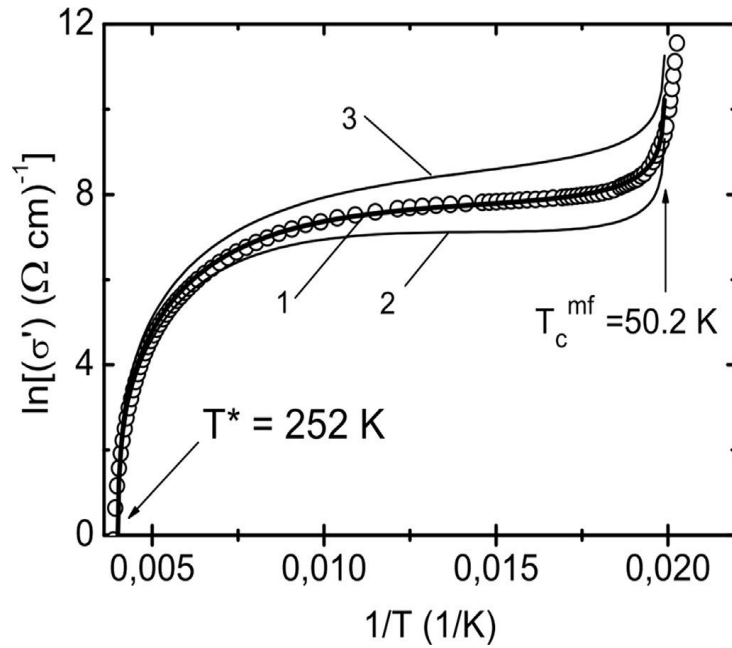


Рис.3.6. $\ln\sigma'$ як функція $1/T$ (кружки) для монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$, в усьому інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} при $P=0$. Суцільні криві - апроксимація даних (рів. 1.7) при різних значеннях Δ^* . Крайній результат отриманий при $\Delta^*(T_c^{mf})=122.1\text{ K}$ и $D^*=2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c=5.0$ (крива 1). Видно, що криві 2 і 3, отримані відповідно при $D^*=6$ і 4, не відповідають експерименту [2].

Таблиця 3.2. Параметри ПЩ аналізу монокристалу $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ [2]

P (ГПа)	T^* (К)	$\Delta^*(T_c)$ (К)	T_{max} (К)	T_{pair} (К)	Δ^*_{max} (К)	D^* (К)	ε_{c01}^*
0	252	122.1	231.6	170	184.17	5	0.94
0.29	252	136.5	229.2	165	192.28	5.4	0.86
0.56	252	145.8	226.2	159	199.76	5.8	0.83
0.69	252	164.3	217.0	153	190.71	6.4	0.77
0.78	253	167.7	152.8	138	190.3	6.5	0.74
1.05	254	178.4	205.7	135	198.41	6.6	0.71

Краща апроксимація досягається при $\Delta^*(T_c^{mf})=2.5$ або $D^* = 2\Delta^*(T_c^{mf})/k_B T_c = 5.0 \pm 0.1$ (крива 1 на рис. 3.6), що є типовою величиною для d - хвильових надпровідників в межі сильного зв'язку [97]. Аналогічні графіки були отримані при всіх обраних нами значеннях тиску, що дозволило отримати розумні значення D^* . На Таблиці 3.2 видно, що тиск помітно збільшує D^* , тобто збільшує Δ^* . Такий же результат з близькими значеннями відношення D^* був отриманий для YBCO з μ SR експериментів [89].

Визначивши всі параметри, за рів. (1.8) можна побудувати залежності $\Delta^*(T)$ для всіх значень P (див. рис. 3.7). При $P=0$ рівняння (1.8) аналізувалося з таким набором параметрів: $T^*=252$ К, $T_c^{mf} = 50.2$ К, $\zeta_c(0)=3.43$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 0.94$, $A_4 = 55$ и $\Delta^*(T_c^{mf})/k_B = 122.1$ К. Аналогічні параметри для інших зразків наведені в Таблицях 3.1 та 3.2 [2].

Ми виявили помітне зростання ПЩ $\Delta^*(T)$ під впливом тиску (див. рис. 3.7). З Таблиці 3.2 слідує, що всі параметри монокристалу, включаючи Δ^*_{max} зростають з ростом P . Причому Δ^* і D^* зростають з однаковою швидкістю $d\ln\Delta^*/dP = 0.36$ ГПа⁻¹. При $P=0$ на $\Delta^*(T)$ спостерігається максимум при $T \approx 230$ К, який супроводжується спадаючою лінійною ділянкою зі зниженням температури, що, мабуть, є типовою властивістю купратних СД монокристалів [87]. З ростом P максимум розмивається, і при $P = 1.05$ ГПа $\Delta^*(T)$ набуває форму, типову для СД плівок YBCO при $P=0$ [91]. Однак при цьому T_{max} і температура БЕК - БКШ кросовера, T_{pair} , зменшуються.

Виявлене значне (близько 46%) збільшення псевдощільни під впливом тиску можна пояснити впливом як «істинного», так і «релаксаційного» ефектів тиску [98]. Останній ефект обумовлений зміною кількості дірок під тиском, через перерозподіл лабільного кисню. Ці ж ефекти можуть призводити і до збільшення T_c під тиском. В роботі [99] показано, що Δ^* в СД купратах може зростати за рахунок «пом'якшення» фононного спектра. Однак, строго кажучи, чіткої відповіді на ці питання поки немає.

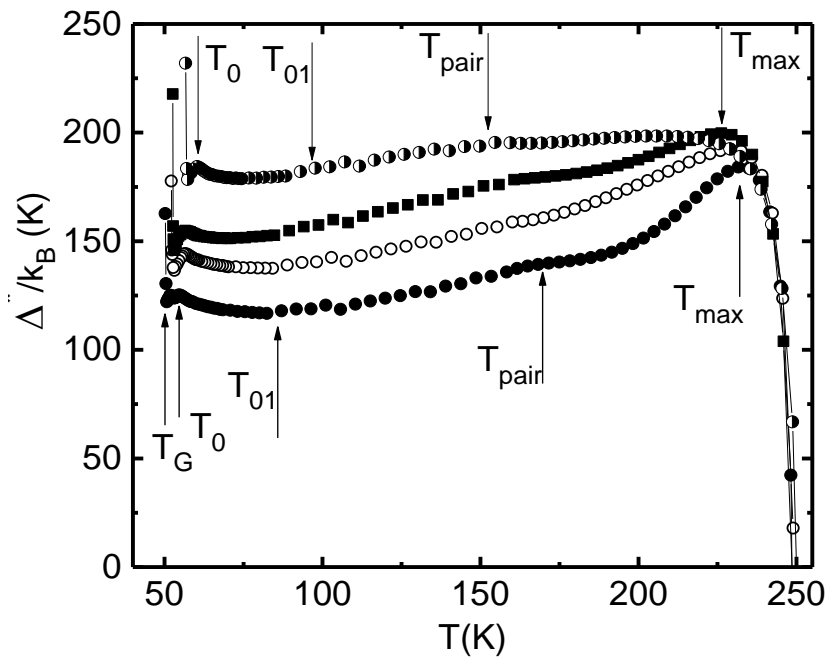


Рис. 3.7. Температурні залежності псевдощілини $\Delta^*(T)$ монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$, розраховані за рів. (1.8), при різних значеннях зовнішнього гідростатичного тиску, від низу до верху: точки – $P=0$, кружки – $P=0.29$ ГПа, квадрати – $P=0.56$ ГПа, напівточки – $P=1.05$ ГПа [2].

Також слід звернути увагу, на те, що, незалежно від прикладеного тиску, перехід в НП стан нижче T_{01} відбувається подібним чином (див. рис. 3.7). Всі отримані нами залежності $\Delta^*(T)$ демонструють мінімум при $T \sim T_{01}$. Потім слідує максимум при $T \sim T_0$, який супроводжується мінімумом при $T \sim T_G$. Ще більш чітко виражені особливості на залежності $\Delta^*(T)$ нижче T_{01} демонструють оптимально доповані монокристали YBCO , як буде показано в наступному Розділі.

3.2. Особливості поведінки оптимально допованих монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску до 1 ГПа [3, 11]

3.2.1. Дослідження опору і критичної температури

Дослідження проводилися при прикладанні до зразків оптимально допованих (ОД) монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ гідростатичного тиску $P=0, 0.25, 0.65$ і 0.95 ГПа [3, 11]. Температурні залежності питомого опору $\rho(T)=\rho_{ab}(T)$ монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з $T_c \approx 91.07$ К ($P=0$ ГПа) і кисневим індексом $7-\delta \sim 6.94$, виміряні при $P=0$ (крива 1) і $P=0.95$ ГПа (крива 2) показані на

(рис. 3.9). Криві при всіх досліджуваних нами тисках мали форму, типову для ОД ВТНП.

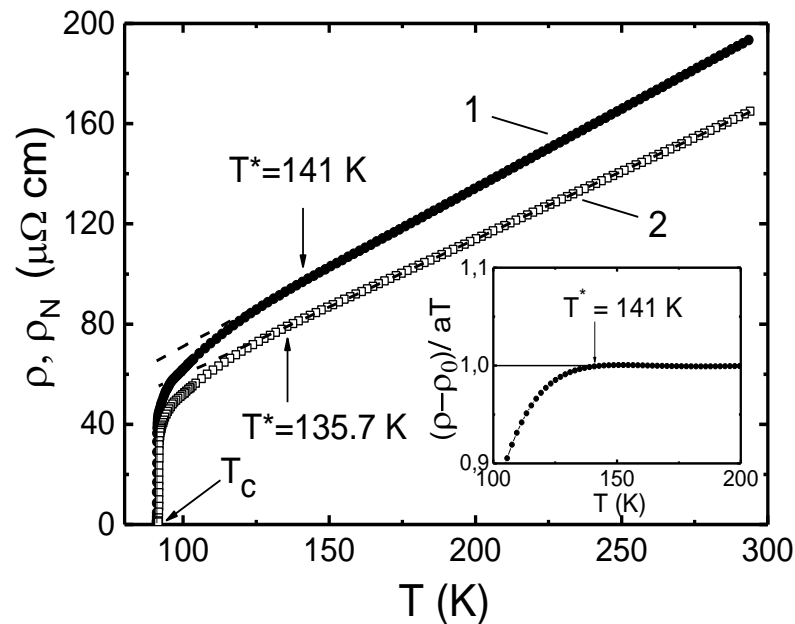


Рис. 3.9. Температурні залежності ρ і ρ_N оптимально допованого монокристала $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($7-\delta \sim 6.94$) при $P=0$ (крива 1, точки) і $P=0.95$ ГПа (крива 2, кружки). Пунктирні лінії позначають $\rho_N(T)$. На вставці визначення T^* за допомогою критерію $(\rho(T) - \rho_0)/aT = 1$ [3, 88].

На відміну від СД зразків в широкому інтервалі температур від $T^* = 141 \pm 0.3$ К ($P=0$) і $T^* = 136 \pm 0.3$ К до 300 К до 300 К залежності $\rho(T)$ лінійні з нахилом $d\rho/dT = 0.63$ $\mu\Omega\text{cm}/\text{K}^{-1}$ і $d\rho/dT = 0.54$ $\mu\Omega\text{cm}/\text{K}^{-1}$, відповідно при $P=0$ і $P=1.05$ ГПа (див. рис. 3.9). Крім того, критичні температури в даному випадку дуже високі, а резистивні переходи виключно вузькі: $\Delta T_c(P=0) = T_c(0.9\rho'_N) - T_c(0.1\rho'_N) = 91.2$ К - 91.07 К = 0.13 К і $\Delta T_c(P=0.95$ ГПа) = 92 К - 91.76 К = 0.24 К. Найбільш істотна відмінність ОД від СД монокристалів це дуже слабкий вплив тиску на T_c . В даному випадку $dT_c/dP = +0.73$ К·ГПа $^{-1}$, тоді як в СД монокристалах $dT_c/dP = +5$ К·ГПа $^{-1}$ [2, 63]. У той же час тиск як і раніше сильно зменшує опір монокристалу. В даному випадку $d \ln \rho / dP = -(17 \pm 0.2)$ % ГПа $^{-1}$, майже як в СД монокристалах, де $d \ln \rho / dP = -(19 \pm 0.2)$ % ГПа $^{-1}$. Цей результат вказує на те, що механізми впливу гідростатичного тиску на T_c і питомий опір в ОД і СД монокристалах

явно різні [87]. В ОД монокристалах щільність носіїв заряду в площинах n_f максимальна і, в системах YBCO практично досягає насичення при тих значеннях кисневого індексу $7-\delta \approx 6.94$, які ми маємо в досліджуваному зразку. З цієї причини в даному випадку тиск майже не впливає на n_f і пов'язану з нею T_c . Отже, можна зробити висновок, що спостерігається зменшення $\rho(P)$, яке пов'язане не тільки зі зменшенням n_f , а відбувається так само як в результаті зменшення числа структурних дефектів [63, 68 - 70], так і завдяки «пом'якшенню» фононного спектра [99] при збільшенні тиску.

3.2.2. Вплив тиску на надлишкову провідність.

Як зазначено в Розділі 1, відповідно до теоретичної моделі NAFL [38], лінійна залежність $\rho(T)$ при $T > T^*$ відповідає нормальному стану системи. Нижче T^* вимірний $\rho(T)$ відхиляється від лінійної залежності в бік менших значень, що призводить до виникнення надлишкової провідності, яка визначається рів. (1.1). У разі ОД, так само, як і в випадку СД монокристалів [2, 87], з аналізу надлишкової провідності в моделі ЛП були отримані дані про ФЛП і ПЩ $\Delta^*(T)$ в зразку при кожному досліджуваному тиску: $P = 0, 0.25, 0.65$ і 0.95 ГПа. У цьому розділі порівнюються результати, отримані для ОД зразка при $P = 0$ і $P = 0.95$ ГПа.

Перший крок моделі ЛП - це визначення критичної температури в наближенні середнього поля T_c^{mf} , яка, як зазначено в Розділі 1, визначає наведену температуру $\varepsilon = (T - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$. T_c^{mf} визначалася за методикою, розглянутою в Розділі 1, яка передбачає, що $\sigma'^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim T - T_c^{mf}$ і обертається в нуль при $T = T_c^{mf}$ [24, 59]. Для ОД монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.94}$ залежність $\sigma'^{-2}(T)$ показана на (рис. 3.10) для $P = 0$ (панель а) і $P = 0.95$ ГПа (панель б). Також показані відповідні характеристичні температури T_c , T_G і T_0 . Специфіка ОД монокристалів - це дуже вузький інтервал НП флуктуацій, як буде видно з аналізу залежності $\ln \sigma'$ ($\ln \varepsilon$).

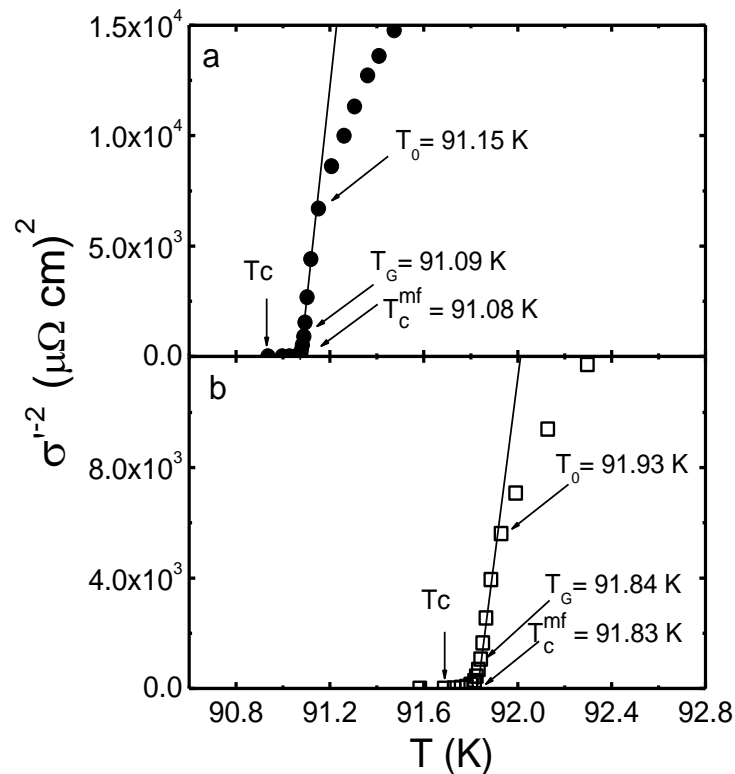


Рис. 3.10. Температурна залежність зворотного квадрата надлишкової провідності $\sigma'^{-2}(T)$ для ОД монокристалу $YBa_2Cu_3O_{6.94}$ при $P=0$ (панель а, точки) і $P = 1.05$ ГПа панель b, квадрати), яка визначає T_c^{mf} [3].

Залежність $\ln\sigma'$ ($\ln\epsilon$) показана на (рис. 3.11) для $P = 0$ (панель а, точки) і $P = 0.95$ ГПа (панель b, квадрати). У порівнянні зі СД монокристалом $YBCO$ ($T_c = 49.2$ К при $P=0$) [3] обидві криві помітно зміщені вліво, тобто до T_c , що вказує на малу довжину когерентності $\zeta(T) = \zeta(0)(T/T_c^{mf} - 1)^{-1/2}$ [58] в зразку. Проте, як і очікувалося, до $T_0 \approx 91.15$ К ($\ln\epsilon_0 \approx -7.11$) при $P=0$ експериментальні дані добре екстраполюються флуктуаційним АЛ внеском для 3D систем рів. (1.2) [24, 57], якому відповідає пунктирна пряма 1 з нахилом $\lambda = -1/2$ (рис. 3.11 (а)), а вище T_0 , до $T_{01} \approx 92.54$ К ($\ln\epsilon_{01} \approx -4.2$), - внеском МТ теорії Хікамі-Ларкина (ХЛ) (рів. 1.4) [60], (рис. 3.11 (а), суцільна крива 2). Аналогічні результати ми отримуємо при інших прикладених нами тисках, включаючи $P = 0.95$ ГПа (рис. 3.11 (b)) для якого до $T_0 \approx 91.93$ К ($\ln\epsilon_0 \approx -6.72$) і $T_{01} \approx 93.18$ К ($\ln\epsilon_{01} \approx -4.2$). При $T < T_0$, тобто поблизу T_c , довжина когерентності вздовж осі - c $\zeta_c(T) > d$, де $d = 11.67$ Å - розмір елементарної комірки $YBCO$ уздовж осі - c , і ФКП можуть взаємодіяти у

всьому об'ємі надпровідника, утворюючи 3D стан. Тобто купратні ВТНП завжди переходять у тривимірний стан перед НП переходом, як цього і вимагає теорія [43 - 48].

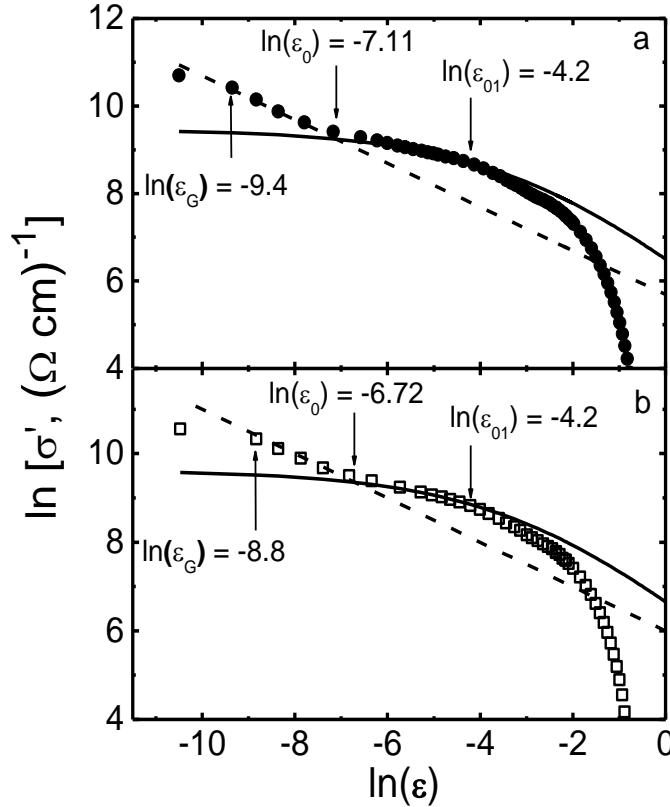


Рис. 3.11. Флуктуаційна провідність σ' як функція наведеної температури ε (точки) в оптимально допованому монокристалі $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ в подвійних логарифмічних координатах при $P = 0$ і $P = 0.95$ ГПа [3].

Вище T_0 , $d > \xi_c(T) > d_{01}$, де d_{01} - відстань між провідними площинами CuO_2 . Це означає, що джозефсонівська взаємодія зв'язує тільки внутрішні площини CuO_2 [60, 92]. Таким чином, це квазідвовимірний стан системи, який описується 2D-МТ флуктуаційним внеском теорії ХЛ (рів. 1.4). Отже, T_0 - це температура МТ-AL і одночасно розмірного 2D-3D кросовера. Очевидно, що $\xi_c(T_0) = d$, що дозволяє визначити $\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}$. При $P=0$ $\xi_c(0) = (3.4 \pm 0.02) \cdot 10^{-1} \text{ \AA}$, що дуже мале. З рис. 3.11 видно, що в даному випадку тиск слабо впливає на величину $\sigma'(T)$. Проте, при $P = 0.95$ ГПа $\xi_c(0) = (4.05 \pm 0.02) \cdot 10^{-1} \text{ \AA}$, тобто, як і в інших купратах, довжина

когерентності дещо підростає. Зазвичай в купратах довжина когерентності в площині ab , яка визначає розмір куперівської пари, $\xi_{ab}(0) \sim (10 - 15) \cdot \xi_c(0)$. Наприклад в YBCO з кисневим індексом, дещо меншим оптимального з $T_c \approx 87.4$ К довжина когерентності $\xi_{ab}(0)$ близько 13 \AA [24, 55, 56, 90]. Відповідно, для досліджуваного ОД монокристалу $T_c = 91$ К $\xi_{ab}(0) \approx (3.5-5) \text{ \AA}$ при $P = 0$. Таким чином, ми отримали нетривіальний результат, а саме: дуже малий розмір пар при високих T , де ЛП повинні існувати у вигляді СЗБ. З іншого боку, чим менше $\xi_{ab}(0)$, тим, більша енергія зв'язку в парі $\varepsilon_b \sim (\xi_{ab}^2)^{-1}$ [43 - 48], що є розумним, враховуючи високу T_c досліджуваних монокристалів.

Друга характеристична температура показана на (рис. 3.11), яка визначає область надпровідних флуктуацій вище T_c , це температура - T_{01} . Визначивши з графіка значення $\ln \varepsilon_{01}$, отримаємо: $T_{01} = 92.54$ К ($\ln \varepsilon_{01} \approx -4.2$) для $P=0$ і $T_{01} = 93.2$ К ($\ln \varepsilon_{01} \approx -4.2$) для $P=0.95$ ГПа. Як уже згадувалося, при $T_0 < T < T_{01}$ $\xi_c(T) < d$, але одночасно $\xi_c(T) > d_{01}$, тобто система знаходиться в квазі - 2D стані і описується рів. (1.4) [60, 92]. Відповідно, вище T_{01} , де $\xi_c(T) < d_{01}$, пари розташовані всередині площин, які не взаємодіють одна з одною. Тому вище T_{01} флуктуаційні теорії вже не описують експеримент, що добре видно на (рис. 3.11). Таким чином, зрозуміло, що при $T=T_{01}$ $\xi_c(T_{01})=d_{01}$. Очевидно, що $\xi_c(0)=\text{const}$ при заданому тиску, тому повинна виконуватися умова $\xi_c(0) = d_{01} \sqrt{\varepsilon_{01}}$. Оскільки $\xi_c(0) = 3.34 \cdot 10^{-1} \text{ \AA}$ вже визначена температурою розмірного кросовера T_0 (рів. 1.5), це дає можливість оцінити величину $d_{01} = \xi_c(0) (\sqrt{\varepsilon_{01}})^{-1}$. Отримаємо: $d_{01} = 2.8 \text{ \AA}$ для $P=0$ і $d_{01} = 3.3 \text{ \AA}$ для $P=0.95$ ГПа, що близько до значень d_{01} , визначених зі структурних досліджень для YBCO [93]. Таким чином, незважаючи на дуже малі значення $\xi_c(0)$, аналіз надлишкової провідності в ЛП моделі дозволяє отримати розумні значення d_{01} . Однак, на відміну від СД монокристалів YBCO [1, 2, 10] d_{01} несуттєво зростає з ростом тиску. Це може бути пов'язано або з похибкою при визначенні $\ln \varepsilon_{01}$ на (рис. 3.11), або зі специфікою поведінки ОД

монокристалів під тиском. З іншого боку, T_{01} це саме та температура, до якої, згідно з теорією [41], зберігається жорсткість фази параметра порядку в ВТНП, що підтверджується експериментом [54, 55]. Це означає, що в інтервалі від T_c до T_{01} куперівські пари в значній мірі ведуть себе як надпровідні пари. Це призводить до незвичайної з точки зору класичної надпровідності поведінки купратів. Як показано в ряді робіт НП щільність в ВТНП не спадає до нуля при T_c , а область НП флуктуацій зберігається до ~ 120 К в YBCO (≈ 30 К вище T_c) і до ~ 150 К в Bi2223 (≈ 40 К вище T_c). Наприклад, в дослідженому нами СД монокристалі YBCO $T_c = 49.2$ К, а $T_{01} = 85.2$ К [1, 2]. Це означає, що інтервал, в якому $\sigma'(T)$ описується флуктуаційними теоріями, тобто існують НП флуктуації, $\Delta T_{fl} \approx 36$ К, що знаходиться в узгодженні з наведеними вище результатами.

Таблиця 3.3. Параметри ФЛП аналізу монокристала $YBa_2Cu_3O_{6.94}$ [3].

P (ГПа)	$\rho(280\text{К}),$ ($\mu\Omega\text{cm}$)	T_c (К)	T_c^{mf} (К)	T_{01} (К)	T_G (К)	ΔT_{fl} (К)	d_1 (\AA)	$\xi_c(0)$ (\AA)
0	184.6	91.07	91.08	92.54	91.09	1.45	2.72	0.334
0.25	175.9	91.12	91.3	92.6	91.3	1.3	2.73	0.335
0.65	168.2	91.51	91.58	92.9	91.6	1.3	3.34	0.47
0.95	157.3	91.76	91.83	93.18	91.84	1.34	3.3	0.405

У разі ОД монокристала температурні інтервали, в яких $\sigma'(T)$ може бути описана флуктуаційними теоріями, дуже малі. Не став винятком і інтервал $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G = 92.54 - 91.09 = 1.45$ К. Це видається дещо дивним, оскільки, на перший погляд, в ОД системах з високими T_c інтервал ΔT_{fl} повинен бути великим. Однак, це узгоджується з висновками теорії, а саме: чим вище T_c , тим менше інтервал НП флуктуацій [23, 25, 41]. Дійсно, чим вище рівень допування, тим вище щільність носіїв заряду n_f і, як наслідок, тим ВТНП

ближче до класичних надпровідників, у яких область НП флуктуацій мала [44, 54]. Параметри ФЛП аналізу для вивченого нами зразка при різних тисках показані в Таблиці 3.3.

3.2.3. Температурна залежність псевдощілини $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.94}$ під тиском

Так само, як і в СД монокристалах YBCO (див. підрозділ 3.1), нами було виявлено збільшення ПЩ, $\Delta^*(T)$, ОД монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.94}$ під тиском. Для аналізу залежностей ПЩ $\Delta^*(T)$ нами використовувалися результати вимірювання надлишкової провідності $\sigma'(T)$, яка визначається рів. (1.1). Слід підкреслити, що, фактично, це ті ж значення $\sigma'(T)$, які використовувалися при аналізі флуктуаційної провідності на цьому ж зразку, що дозволило нам використовувати параметри аналізу ФЛП при розрахунку псевдощілини.

У моделі локальних пар [24, 61, 90] (див. Розділ 1) передбачається, що відхилення $\rho(T)$ від лінійної залежності, обумовлено відкриттям ПЩ при $T \leq T^*$, що приводить до виникнення надлишкової провідності $\sigma'(T)$ (рів. 1.1) в результаті формування ЛП. Отже, саме $\sigma'(T)$ повинна містити інформацію про величину і температурну залежність ПЩ. Використовуючи рів. (1.7) для $\sigma'(T)$ отримуємо температурну залежність для Δ^* (рів. 1.8), де $\sigma'(T)$ - надлишкова провідність, яка вимірюється в експерименті. В обох рівняннях T - температура, T^* - температура відкриття ПЩ, яка визначається з резистивних вимірювань (див. рис. 3.9) і $\xi_c(0)$ - довжина когерентності вздовж осі - c , яка визначається температурою 2D - 3D кросовера T_0 на температурній залежності ФЛП (див. рис. 3.11). Таким чином, для знаходження $\Delta^*(T)$ залишається тільки визначити з експерименту параметр теорії ε_{c0}^* і скейлінговий коефіцієнт A_4 .

Алгоритм знаходження перелічених параметрів у деталях описаний в підрозділі 3.1, тому тут ми розглянемо тільки основні результати. У купратах в деякому інтервалі температур $\varepsilon_{c01}^* < \varepsilon < \varepsilon_{c02}^*$ ($T_{c01} < T < T_{c02}$) вище T_{01} значення $\sigma'^{-1} \sim \exp(\varepsilon)$, тобто залежність $\ln(\sigma'^{-1})$ від ε є лінійною [94]. Величина, обернена нахилу цієї прямої $\alpha^* = 6.5$, визначає параметр $\varepsilon_{c0}^* = 1/\alpha^* = 0.154$ [3, 94]. Щоб визначити A_4 використовуємо рів. (1.7) з уже

знайденими параметрами і розраховуємо залежності $\sigma'(T)$ для всіх значень тиску. Потім, підбираємо A_4 , поєднуючи розрахункові криві з експериментальними залежностями $\ln\sigma'$ ($\ln\varepsilon$) в області 3D- AL флуктуацій поблизу T_c [3, 61], вважаючи що $\Delta^*(T_c) = \Delta(0)$ [53]. Для цього нам також необхідно знати значення $\Delta^*(T_c)$, що входить в рів. (1.7).

Щоб знайти $\Delta^*(T_c)$ експериментальні значення надлишкової провідності будуємо в координатах $\ln\sigma'$ від $1/T$ [3, 96] і апроксимуємо їх значеннями $\ln\sigma' (1/T)$, розрахованими за рів. (1.7). При такій побудові форма кривої, яка визначається рів. (1.7), виявляється дуже чутливою до величини $\Delta^*(T_c)$ (див. Табл. 3.3). Так само, як і для СД монокристала, кращий результат отримуємо при $D^*=2\Delta^*(T_c)/k_B T_c = 5$ ($P = 0$) і $D^*=6.2$ ($P= 0.95$ ГПа), що вказує на межу сильного зв'язку. Такий результат є розумним, враховуючи, що зразок є ОД і з дуже високим $T_c = 91.1$ К. Видно, що під тиском і D^* і Δ^* зростають як $d\ln\Delta^*/dP=0.32$ ГПа⁻¹, що можна порівняти з $d\ln\Delta^*/dP = 0.36$ ГПа⁻¹, отриманими для СД монокристалів. Таким чином, гідростатичний тиск збільшує величину D^* на 16%, що знаходиться в згоді з результатами робіт [89, 99], в яких повідомляється про збільшення НП щільності Δ і співвідношення БКШ $2\Delta(0)/k_B T_c$ під тиском.

Коли всі необхідні параметри знайдені, будуємо залежності $\Delta^*(T)$ для всіх значень тиску. Залежність $\Delta^*(T)$, розрахована в ЛП моделі за рів. (1.8) для $P=0$ з отриманими з експерименту параметрами $T^*= 141$ К, $T_c^{mf} = 91.08$ К, $\xi_c(0) = 0.334$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 0.154$ і $A_4 = 4.7$, представлена точками на рис. 3.12 (крива 1). Аналогічна залежність для $P = 0.95$ ГПа показана на рис. 3.12 квадратами (крива 2). Вона побудована з параметрами $T^*= 135.7$ К, $T_c^{mf} = 91.83$ К, $\xi_c(0) = 0,405$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 0.147$, $A_4 = 12$. Аналогічні залежності, отримані для $P = 0.25$ ГПа і 0.65 ГПа розташовуються між цими двома кривими, але не показані, щоб не перевантажувати рисунок. На рис. 3.12 видно, що тиск помітно збільшує Δ^* , як $d\ln\Delta^*/dP \approx 0.32$ ГПа⁻¹. Одночасно співвідношення $D^*=2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$ також зростає на 16%, як зазначено вище. В цілому тиск мало впливає на форму кривої $\Delta^*(T)$. Однак, незалежно від тиску

форма кривої $\Delta^*(T)$ в температурному інтервалі $T^* \geq T \geq T_{pair}$ демонструє максимум при $T_{pair}=129$ К ($P=0$), який є типовим для високоякісних тонких плівок YBCO з різною концентрацією кисню [24, 90, 91]. Нагадаємо, що T_{pair} - температура при якій ЛП трансформуються з СЗБ в ФКП [24, 61]. Іншими словами, це температура кросовера БЕК-БКШ [43 - 48].

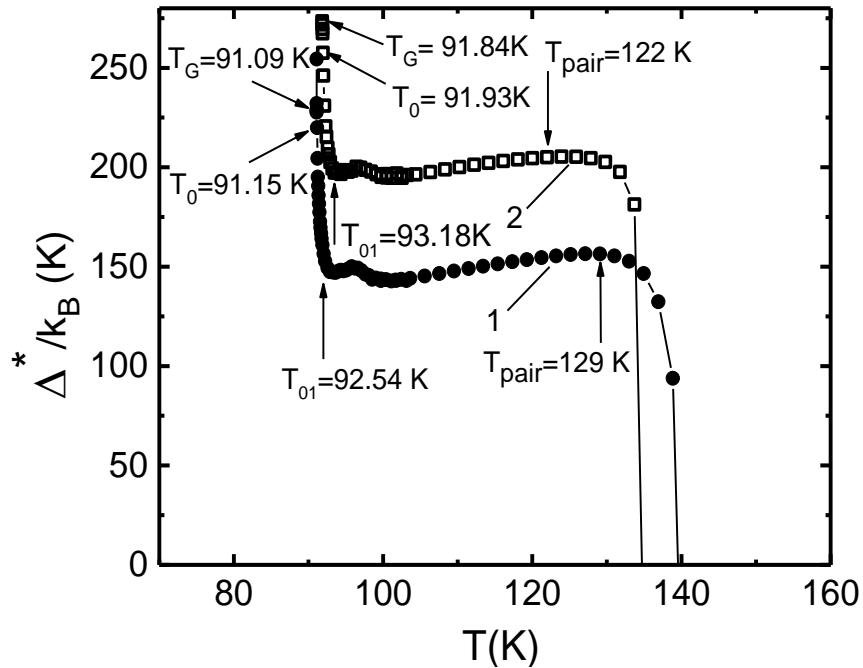


Рис. 3.12. Температурні залежності псевдощілини $\Delta^*(T)$ для ОД монокристалу $YBa_2Cu_3O_{6.94}$ при $P = 0$ (крива 1) і $P = 0.95$ ГПа (крива 2), розраховані в моделі локальних пар по рів. (1.8) з параметрами, наведеними в тексті [3].

Нижче T_{pair} залежність $\Delta^*(T)$ стає лінійною з позитивним нахилом $\alpha_l \approx 0.53$ ($P=0$), який практично не зменшується з ростом тиску. Тобто, на відміну від СД монокристалів (див. рис. 3.8), в даному випадку залежність $\Delta^*(T)$ близька до аналогічної залежності, що спостерігається на добре структурованих плівках YBCO [61]. Видно, що нижче T_{pair} , незалежно від величини тиску, лінійність зберігається фактично до 100 К. Невеликий максимум при $T \approx 96$ К найбільш ймовірно обумовлений специфікою даного зразка, а саме: особливістю на $\rho(T)$ в районі $T \approx 96$ К, яку також можна спостерігати у вигляді мінімуму на залежності $\ln\sigma'(\ln\varepsilon)$ при $\ln\varepsilon \approx -2.6$ (рис. 3.11).

На рис. 3.12 видно, що нижче T_{01} і до T_G спостерігається різке зростання $\Delta^*(T)$, яке виявлене вперше. Найбільш ймовірно така поведінка обумовлена переходом зразка в область НП флуктуацій, в якому надлишкова провідність $\sigma'(\varepsilon)$ (рис. 3.11) підпорядковується класичним флуктуаційним теоріям, оскільки, як уже зазначалося, до T_{01} зберігається жорсткість фази хвильової функції параметра порядку надпровідника [41, 54]. Це означає, що надтекуча щільність n_s , зберігає значення відмінне від нуля до T_{01} , тобто до T_{01} флуктуаційні пари в якомусь сенсі поведуться як звичайні НП пари, але без далекого порядку, як зазначено в підрозділі 3.1. [21, 23, 25, 41]. Відповідно, нижче T_0 локальні пари остаточно трансформуються в класичні ФКП, і система переходить у тривимірний стан. Тобто створюються умови необхідні для переходу в НП стан (див. рис. 3.13).

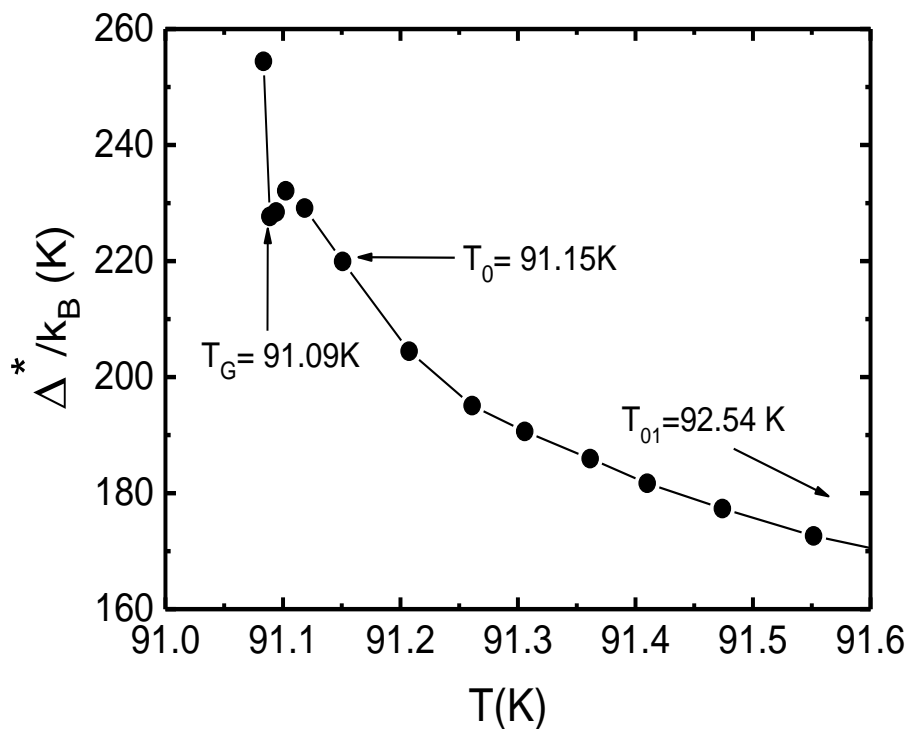


Рис. 3.13. Температурна залежність псевдощілини $\Delta^*(T)$ для ОД монокристала $YBa_2Cu_3O_{6.94}$ при $P=0$ у вузькому інтервалі температур $T < T_{01}$. Суцільна крива проведена для зручності сприйняття [3,11].

З рисунка 3.13 видно, що при $T < T_{01}$ форма залежності $\Delta^*(T)$ фактично така ж, як і в СД монокристалі (див. рис. 3.8, крива для $P=0$). Так само, як і в СД монокристалі, $\Delta^*(T)$ швидко зростає, демонструючи максимум в районі T_0 , а потім мінімум при T_G , нижче якої флуктуаційні теорії вже не працюють і спостерігається характерний стрибок $\Delta^*(T)$ при переході в область критичних флуктуацій. Таким чином, можна зробити висновок, що перехід в НП стан як в СД і в ОД монокристалах YBCO відбувається однаковим чином. Однак необхідно відзначити як мінімум дві істотні відмінності. У СД монокристалі інтервал НП флуктуацій дуже великий, а саме: $\Delta_{fl} = T_{01} - T_G = 36$ К, що збігається з результатами робіт [87, 100]. Відповідно, в ОД монокристалах $\Delta_{fl} = T_{01} - T_G = (92.54 - 91.09)$ К = 1.45 К ($P=0$) і $\Delta_{fl} = 1.34$ К ($P=0.95$ ГПа), тобто інтервал виключно малий. Цей результат знаходиться у відповідності з фазовою діаграмою YBCO (див. рис. 1.2), а саме: чим вище щільність носіїв заряду n_f в зразці, тим вище T_c і нижче T^* і, як бачимо, менша область НП флуктуацій вище T_c .

Друга відмінність - це дуже велика різниця в величині зростання $\Delta^*(T)$ нижче T_{01} , яка виявлена вперше. У СД монокристалах $\Delta^*(T) = \Delta^*(T_G) - \Delta^*(T_{01}) \approx 5$ К для $P = 0$, тобто досить мала, тоді як інтервал $\Delta_{fl} = 36$ К (див. рис. 3.8). Відповідно в ОД монокристалах спостерігається дуже велике збільшення $\Delta^*(T) = \Delta^*(T_G) - \Delta^*(T_{01}) = 80$ К для $P=0$, причому у винятково вузькому інтервалі температур $\Delta_{fl} \approx 1.5$ К (див. рис. 3.12 та 3.13). Параметри ОД зразка отримані з аналізу ПЩ для всіх значень P , наведені в (Табл. 3.4). В ОД зразку щільність носіїв заряду n_f як мінімум в 3 рази більше, ніж в СД монокристалі YBCO з $T_c = 49$ К [21, 33, 95]. Відповідно і щільність надпровідних носіїв, n_s , а значить і щільність ФКП вище T_c також повинна бути помітно більша, що може пояснювати спостережуване різке збільшення Δ^* при $T < T_{01}$ (див. рис. 3.12). Крім того, виключно коротка довжина когерентності також може сприяти формуванню НП кореляцій вище T_c . Слід також зазначити, що абсолютна величина $\Delta^*(T_G) = 230$ К (див. рис. 3.12) фактично в 2 рази більша, ніж в СД монокристалах.

Таблиця 3.4. Параметри ПЩ аналізу монокристалу $YBa_2Cu_3O_{6.94}$ [3].

P (ГПа)	T^* (К)	T_{pair} (К)	$\Delta^*(T_G)$ (К)	$2\Delta^*/k_B T_c$	ε_{c0}^*
0	141	129	228	5	0.154
0.25	135	127	239	5.2	0.151
0.65	140	126	230	5.4	0.143
0.95	135.7	122	273	5.8	0.147

Слід також звернути увагу на той факт, що збільшення під тиском Δ^* в ОД зразках в 1.12 менше, ніж в СД $YBCO$ монокристалах. У той же час і зменшення ρ під тиском також в 1.12 рази менше, ніж в СД зразках (див. Табл. 3.1, 3.2, 3.3 і 3.4). Таким чином, можна припустити, що в основі такої поведінки $\Delta^*(T)$ і $\rho(P)$ лежить один і той же фізичний механізм, який, швидше за все, обумовлений особливостями електрон - фононної взаємодії в купратах [101]. Нещодавно значне збільшення як НП щілини $\Delta(0)$, так і співвідношення $2\Delta(0)/k_B T_c$ з ростом тиску було виявлено і на СД полікристалах $Bi2223$ одночасно зі зменшенням частот фононного спектру надпровідника [99]. Таким чином, швидше за все саме «пом'якшення» фононного спектру є найбільш вірогідною причиною збільшення як НП щілини Δ [99, 101], так і Δ^* і співвідношення $D^*=2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$ під тиском, виявлених в наших експериментах [1, 2, 3, 11]. «Пом'якшення» фононного спектру має також призводити і до нинішнього в експерименті зменшення опору ВТНП купратів під тиском [3, 11, 63 - 65, 68]. Істотно, що, як показали наші дослідження (рис. 3.12 і 3.13) зростання Δ^* від P практично не залежить від рівня допування ВТНП. У той же час залежність $T_c(P)$ істотно залежить від допування. Отже, найбільш ймовірно, що збільшення T_c при збільшенні тиску відбувається саме внаслідок перерозподілу щільності носіїв заряду n_f , що приводить до збільшення n_f в провідних площинах CuO_2 . Цей процес, цілком ймовірно, легше протікає в СД купратах [1, 2, 63, 64, 87], де $dT_c/dP \approx +(4-5) \text{ К}\cdot\text{ГПа}^{-1}$ [2, 66 - 68]. Можна припустити, що в ОД зразках тиск

слабо впливає на щільність носіїв заряду n_f в площинах CuO_2 , яка в ОД YBCO близька до насичення. Як наслідок, в таких зразках T_c практично не залежить від тиску.

Висновки до розділу 3. Основні результати наведені в розділі 3, опубліковані в статтях [1, 2, 3].

1. Вперше отримана величина і температурна залежність надлишкової провідності $\sigma'(T)$ і $\Delta^*(T)$ в слабо і оптимально допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при прикладанні гідростатичного тиску до 1 ГПа в моделі локальних пар.
2. Виявлено, що в слабо допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при збільшенні гідростатичного тиску до 1 ГПа, опір зменшується як $d\ln\rho(300\text{K}) = (-19\pm 0.2)\% \text{ ГПа}^{-1}$, в той час як критична температура T_c зростає, як $dT_c/dP = +5.1 \text{ К ГПа}^{-1}$.
3. Показано, що вплив тиску в оптимально допованих купратних монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ на T_c дуже малий: $dT_c/dP \approx 0.73 \text{ К}\cdot\text{ГПа}^{-1}$, тоді як $d\ln\rho/dP \approx -17\pm 0.2\% \cdot \text{ГПа}^{-1}$ практично як і в слабо допованих монокристалах YBCO , що можливо пов'язано з тим, що механізми впливу тиску на T_c і $\rho(T)$ різні.
4. Вперше показано, що, незалежно від тиску в слабо і оптимально допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, поблизу T_c надлишкова провідність $\sigma'(T)$ добре описується флуктуаційними теоріями Асламазова-Ларкіна для 3D систем і Макі - Томпсона для 2D систем, демонструючи 3D-2D кросовер при температурі T_0 .
5. Вперше виявлено, що в оптимально допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ співвідношення $D^* = 2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$, а також псевдощілина $\Delta^*(T)$ зростають, як $d\ln\Delta^*/dP = 0.32 \text{ ГПа}^{-1}$, що такого ж порядку, як і в слабо допованих монокристалах $d\ln\Delta^*/dP = 0.36 \text{ ГПа}^{-1}$.
6. Вперше показано, що незалежно від прикладеного тиску перехід $\Delta^*(T)$ в надпровідний стан нижче T_{0I} в СД і ОД монокристалах відбувається подібним чином.

РОЗДІЛ 4

ДОСЛІДЖЕННЯ МОНОКРИСТАЛІВ $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ З РІЗНИМ ВМІСТОМ ПРАЗЕОДИМА

Після відкриття залізовмісних надпровідників вивчення взаємовпливу надпровідності і магнетизму в ВТНП є одним з найбільш актуальних завдань сучасної фізики конденсованого стану. Особливий інтерес представляє вивчення сполук з частковою заміною ітрію (Y) на празеодим (Pr). Як зазначено в Розділі 1, $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (PrBCO) є діелектриком, оскільки носії заряду локалізуються в енергетичній зоні ФР [73], але залишається ізоструктурним по відношенню до YBCO [71, 72]. З цієї причини допування $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ (YPrBCO) празеодимом з одного боку призводить до поступового пригнічення надпровідності з ростом «x», а з іншого - дозволяє зберігати практично незмінними параметри ґратки і кисневий індекс $y = (7-\delta)$ досліджуваного зразка [74, 75]. У даному розділі, використовуючи підхід моделі локальних пар, було досліджено вплив Pr в широкому інтервалі концентрацій ($0.0 \leq x \leq 0.5$) на температурні залежності флуктуаційної провідності і псевдощільності в монокристалах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, в яких щільність носіїв заряду n_f і T_c зменшуються при збільшенні вмісту Pr.

4.1. Особливості температурних залежностей опору монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при різній концентрації Pr «x» [7, 12, 14, 16]

Температурні залежності питомого опору $\rho_{ab}(T) = \rho(T)$, виміряні в ab -площині монокристалів $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, показані на (рис. 4.1). Видно, що, у міру збільшення вмісту Pr опір зразків зростає, а критична температура знижується (див. Табл. 4.1), що узгоджується з літературними даними [2, 74, 75, 102]. При цьому форма залежностей $\rho(T)$ змінюється від типово металевої до S -подібної, з характерною великою позитивною кривизною експериментальних кривих [7, 102]. Подібна поведінка температурної залежності $\rho(T)$ також характерна для СД монокристалів YBCO [2, 40]. Одночасно температура відкриття ПЩ T^* , що показана стрілками на рис. 4.1,

помітно зростає. Однак, незважаючи на істотну зміну форми кривих, вище T^* залежність $\rho(T)$ залишається лінійною.

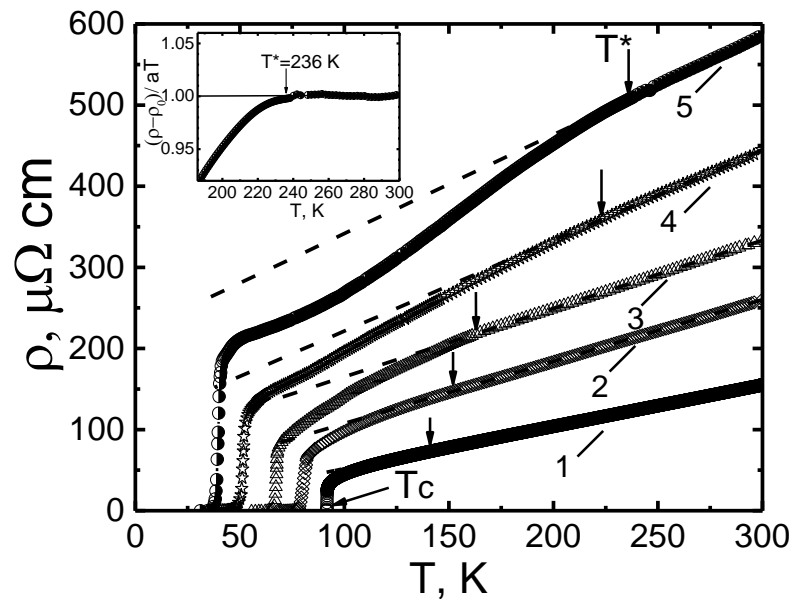


Рис.4.1. Температурні залежності питомого опору ρ_{ab} монокристалів $Y_{1-x}Pr_xVa_2Cu_3O_{7-\delta}$ для різних концентрацій празеодиму x : 1 - 0.0, 2 - 0.19, 3 - 0.23, 4 - 0.34, 5 - 0.43. Пунктир визначає нормальний опір зразків ρ_N , екстрапольований в область низьких температур. На вставці показана методика визначення T^* з залежності $(\rho - \rho_0)/aT = 1$ (для $x = 0.43$) [7].

Відповідно до теоретичної моделі NAFL [38], лінійна залежність $\rho(T)$ при високих температурах відповідає нормальному стану зразка, яке характеризується стабільністю поверхні Фермі (ПФ). Нижче характеристичної температури $T^* \gg T_c$ вимірюваний опір $\rho(T)$ відхиляється від лінійної залежності в бік менших значень, що призводить до виникнення надлишкової провідності (рів. 1.1). З аналізу надлишкової провідності визначалися температурні залежності ФЛП і ПЩ. Було досліджено вісім зразків з $x = 0.0, 0.05, 0.19, 0.23, 0.34, 0.43, 0.48$ і 0.5 . Однак зразки з $x = 0.48$ і $x = 0.5$ демонструють термоактиваційну залежність $\rho(T)$ і далі не розглядаються. Всі зразки були проаналізовані в рамках розвиненої нами моделі локальних пар [2, 24, 61]. Деталі аналізу розглянуті в Розділі 3. В

даному розділі розглядаються результати отримані для зразка $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($x=0$) і допованого празеодимом $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ з $x=0.43$, а потім проводяться порівняння з результатами, отриманими для всіх інших досліджуваних нами зразків. Параметри аналізу для всіх зразків наведені в Таблицях 4.1 та 4.2.

4.2. Вплив вмісту празеодима на надлишкову провідність в монокристалах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Розрахована за рів. (1.1) залежність $\sigma'(T)$, в координатах $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$, показана на рис. 4.2. Точки - $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (а), напівточки - $\text{Y}_{0.57}\text{Pr}_{0.43}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (б). Як завжди $\varepsilon = (T - T_c^{mf}) / T_c^{mf}$ - приведена температура і T_c^{mf} (див. Табл. 4.1) - критична температура в наближенні середнього поля [24, 58]. Також, як і в монокристалах YBCO T_c^{mf} визначається екстраполяцією лінійної ділянки залежності $\sigma'^{-2}(T)$ до його перетину з віссю температур (див. рис. 3.3) [2, 24, 59]. Видно, що для $x = 0$ в інтервалі від температури Гінзбурга $T_G = 91.75$ К ($\ln\varepsilon_0 \approx -8.2$), до якої $\sigma'(T)$ підпорядковується флуктуаційним теоріям [58, 60], і до температури кросовера $T_0 \approx 91.81$ К ($\ln\varepsilon_0 \approx -6.98$) експериментальна крива добре екстраполюється флуктуаційним внеском теорії АЛ для 3D систем (рів. 1.2) [7, 24, 90], (пунктирні прямі 1 на рис. 4.2). Відповідно, вище T_0 і до $T_{01} = 93.97$ К ($\ln\varepsilon_{01} = -3.7$), - флуктуаційним внеском МТ теорії ХЛ (рів. 1.4) [60], (див. рис. 4.2, суцільна крива 2). Залежність $\ln\sigma'(\ln\varepsilon)$ для монокристала з $\text{Y}_{0.57}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ $x=0.43$ також показана на рис. 4.2 (напівточки), і також добре описується теоріями АЛ та МТ. Відповідно, як і в YBCO , у випадку $x=0.43$ при $T = T_0 = 41.16$ К ($\ln\varepsilon_0 = -3.3$) чітко спостерігається розмірний 3D-2D (він же АЛ-МТ) кросовер (див. рис. 4.2), а в інтервалі від T_0 до $T_{01} = 46.16$ К ($\ln\varepsilon_{01} = -1.8$) експеримент екстраполюється рів. (1.4). Аналогічні залежності $\ln\sigma'$ від $(\ln\varepsilon)$ були отримані і для всіх інших зразків з параметрами наведеними в Таблиці 4.1. За температурою кросовера за допомогою рів. (1.5) визначаємо значення $\zeta_c(0)$ при всіх « x » (див. Табл. 1).

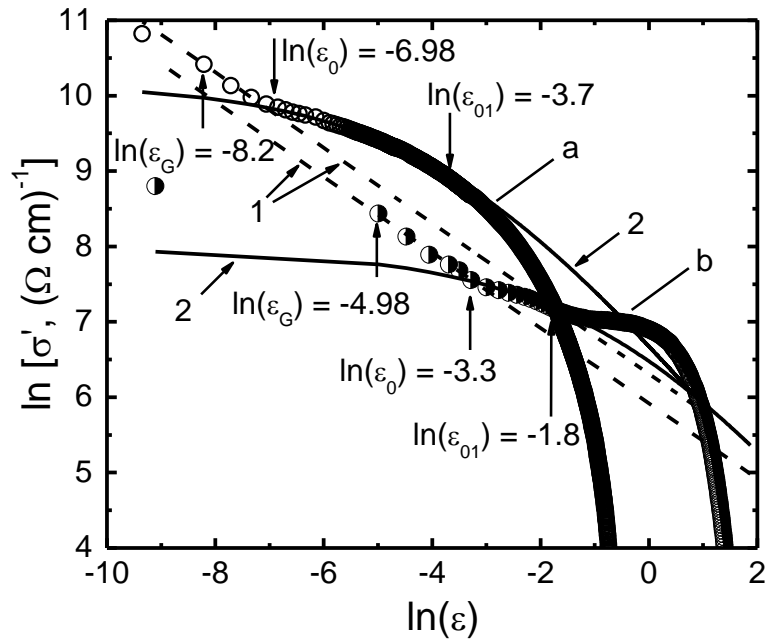


Рис. 4.2. Залежність $\ln\sigma'$ від $\ln\epsilon$ для $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (а, кружки) і $Y_{0.57}Pr_{0.43}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (б, напівточки) в порівнянні з флуктуаційними теоріями: 1-АЛ внесок; 2-МТ внесок. Вертикальні стрілки показують значення $\ln\epsilon$, що відповідають температурам T_G , T_0 і T_{01} [7].

З таблиці 4.1 видно, що допування призводить до триразового збільшення температурного інтервалу НП флуктуацій $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$ з одночасним суттєвим (більш ніж в 6 разів) збільшенням довжини когерентності. Найбільш ймовірно це відбувається за рахунок посилення магнітної взаємодії в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з ростом x . Слід також зазначити, що діелектричний PrBCO утворює дефекти в провідній матриці YBCO [71 - 75]. Це може пояснювати як різке збільшення $\rho(T)$ (рис. 4.1), так і немонотонне збільшення як $\xi_c(0)$, так і d_{01} з ростом x (див. Табл. 4.1).

Таким чином, на залежності $\sigma'(T)$ можна виділити чотири характерні температури. Розглянемо їх на прикладі $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з $x=0$. Відповідно, це $T_c^{mf} = 91.73$ К, нижче якої реалізується область критичних флуктуацій в ВТНП [24, 33, 58], температура Гінзбурга $T_G=91.75$ К ($\ln \epsilon_0 = -8.2$), до якої працюють флуктуаційні теорії при наближенні T до T_c [2, 58], температура 3D-2D (АЛ-МТ) кросовера $T_0=91.81$ К ($\ln\epsilon_0= -6.98$) та $T_{01}=93.9$ К ($\ln \epsilon_{01} = -3.7$).

Таблиця 4.1. Параметри ФЛП експерименту [7].

x	$\rho_{(100\text{K})}$ ($\mu\Omega\text{cm}$)	T_c (К)	T_c^{mf} (К)	T_G (К)	T_o (К)	T_{o1} (К)	ΔT_{fl} (К)	$\xi_c(0)$ (\AA)	d_{o1} (\AA)
0	44.87	91.67	91.73	91.75	91.81	93.9	2.15	0.356	4.12
0.19	98.88	78.52	81.13	81.41	82	84.99	3.58	1.4	6.44
0.23	141.16	66.6	67.5	67.6	68.02	74.03	6.43	1	3.18
0.34	197.7	50.53	51.51	51.73	54.4	57.91	6.18	2.77	7.86
0.43	268.46	38.5	39.67	39.9	41.16	46.16	6.26	2.24	5.51

Як уже зазначалося, поведінка купратних ВТНП в значній мірі визначається виключно короткою довжиною когерентності $\xi_c(T) = \xi_c(0)\varepsilon^{-1/2}$, яка істотно змінюється з температурою. Нижче T_o поблизу T_c , $\xi_c(T) > d$, і взаємодія ФКП відбувається у всьому об'ємі надпровідника. Це 3D режим. Тобто, як і всі інші купратні ВТНП, поблизу T_c $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ переходить у тривимірний стан [7, 24, 59, 60]. Вище T_o вже $d > \xi_c(T)$. Очевидно, що $\xi_c(T_o) = \xi_c(0)\varepsilon_0^{-1/2} = d$. Таким чином, T_o визначає величину $\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0}$ [2, 7, 16 60]. Для $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з $x=0$ і $T_c=91.67$ К $\xi_c(0) = d\sqrt{\varepsilon_0} = 0.356 \pm 0.05$ \AA , тобто, як зазначено вище, $\xi_c(0)$ дуже мала, що характерно для ОД монокристалів YBCO [3, 11]. При збільшенні вмісту Pr величина $\xi_c(0)$ швидко зростає (див. Табл. 4.1), що добре корелює зі зменшенням T_c , і при $x > 0.4$ набуває значення, типове для СД купратних ВТНП [2, 24, 40]. Таким чином, збільшення концентрації Pr, яке, як зазначено вище, не впливає на концентрацію кисню в зразку і призводить практично до такого ж росту $\xi_c(0)$, як і зменшення допування YBCO киснем.

Отже, $\xi_c(T)$ швидко зменшується з ростом T , і при $T > T_o$, де $\xi_c(T) < d$, кореляційна взаємодія ФКП у всьому об'ємі ВТНП закінчується [92]. Однак, як і раніше $\xi_c(T) > d_{o1}$, де d_{o1} - відстань між внутрішніми провідними

площинами CuO_2 в ВТНП купратах [24, 60, 92]. Тому $\xi_c(T)$ як і раніше пов'язує площини CuO_2 джозефсонівською взаємодією. Це призводить до формування в інтервалі $T_0 - T_{01}$ двовимірної ФЛП [60, 92], яка екстраполюється 2D- МТ рів. (1.4), (рис. 4.2). Нарешті, при $T > T_{01}$ $\xi_c(T)$ стає менше d_{01} , відповідно, всі носії заряду знаходяться всередині провідних площин не пов'язаних тепер ніякою кореляційною взаємодією [60, 92]. Тому, як видно на рис. 4.2, вище T_{01} флуктуаційні теорії не описують експериментальні криві. Таким чином, T_{01} визначає область НП флуктуацій, $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$, вище T_c . Фактично це температура, до якої спостерігаються НП флуктуації або, відповідно до теорії [41], зберігається жорсткість фази параметра порядку Δ надпровідника, що підтверджується експериментом [54, 55]. Іншими словами, в інтервалі від T_c до T_{01} ФКП поведуться в значній мірі як надпровідні пари, але без дальнього порядку (так звані "short-range phase correlations" [21, 25, 26, 41]), що вже визначалося вище.

Очевидно, що $\xi_c(T_{01}) = d_{01}$. Відповідно має виконуватися рівність: $\xi_c(0) = d_{01} \sqrt{\varepsilon_{01}} = d \sqrt{\varepsilon_0}$, що дозволяє визначити d_{01} [2, 7, 24]. Звідси отримаємо, що при $x = 0$ $d_{01} = 4.12 \text{ \AA}$ (див. Табл. 4.1), що добре корелює з даними структурних вимірювань $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, де $d_{01} = (3.5 \div 4) \text{ \AA}$ [93]. Однак, для $x = 0.43$, де $T_c = 38.5 \text{ K}$ і $T_{01} \approx 46.16 \text{ K}$ ($\ln \varepsilon_{01} = -1.8$), $d_{01} = 5.51 \text{ \AA}$. Тобто, на відміну від тиску (див. Розділ 3), допування Pr в $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ призводить до збільшення як ефективної відстані між провідними площинами d_{01} , так і $\xi_c(0)$. Одночасно, як уже зазначалося, помітно зростає і область НП флуктуацій $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$, від 2.15 K ($x=0$) до 6.26 K ($x=0.43$) (див. Табл. 4.1). Також слід зазначити, що вище T_{01} залежність $\sigma'(T)$ помітно відхиляється вгору, утворюючи горб над теоретичною МТ кривою (див. рис. 4.2). Схожу залежність $\sigma'(T)$ ми спостерігали при вивченні ФЛП в магнітному ЗВНП $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ [4, 8]. Оскільки допування Pr не призводить до зміни кількості кисню в зразку, всі виявлені ефекти, включаючи і збільшення $\xi_c(T)$, імовірно можна пояснити збільшенням впливу магнетизму в

$Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з ростом x . Відповідно, ми розраховували виявити вплив магнетизму і на поведінці температурної залежності псевдощільни.

4.3. Зміна температурної залежності псевдощільни в монокристалах $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при збільшенні « x »

Під час аналізу ПЩ ми вважаємо [2, 7, 24], що відхилення опору зразка в бік менших значень, що спостерігається при $T \leq T^*$ (див. рис. 4.1), обумовлено формуванням в ВТНП локальних пар СЗБ, що підкоряються теорії БЕК. У міру зменшення температури, при $T = T_{pair}$ ЛП трансформуються у ФКП, що підпорядковуються теорії БКШ [58]. Іншими словами, при $T = T_{pair}$ відбувається передбачений теорією БЕК-БКШ перехід [24, 45 - 48].

В інтервалі $T^* > T > T_c$ виникає надлишкова провідність, обумовлена рів. (1.1), яка, як показано в Розділі 3, містить інформацію про ПЩ. Рівняння для опису надлишкової провідності в усьому інтервалі температур від T^* до T_c^{mf} запропоновано в [24, 61] (рів. 1.7). Відповідно для параметра Δ^* , який ми ототожнюємо з ПЩ, отримаємо рів. (1.8). Оскільки T^* незалежним чином розраховується з резистивних вимірювань, а T_c^{mf} , ε і $\xi_c(0)$ з ФЛП аналізу, невідомими параметрами в рів. (1.7) і (1.8) залишається параметр теорії [94] $\varepsilon_{c0}^* = (T_{c0}^*/T_c^{mf} - 1) = 1/\alpha$ і скейлінговий коефіцієнт A_4 . Як показано детально в Розділі 3, всі зазначені параметри можуть бути визначені з аналізу експериментальних даних в моделі локальних пар. Проводячи аналогічним чином аналіз надлишкової провідності для монокристала $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, отримаємо значення всіх необхідних параметрів при різних « x » (див. Табл. 4.2). З таблиці випливає, що зі збільшенням вмісту Pr « x », значення ε_{c0}^* зростають від 0.14 ($x = 0$) до 1.67 ($x = 0.43$) з одночасним збільшенням T^* . Як буде показано в Розділі 5, таке ж збільшення ε_{c0}^* і T^* спостерігалось нами і при збільшенні числа шарів PrBCO в надгратках і гетероструктурах YBCO-PrBCO [5, 13, 14] і, швидше за все, обумовлено збільшенням впливу магнетизму в зразках.

Залежності $\Delta^*(T)$, отримані за рів. (1.8) для $x = 0.0$ (крива а), $x = 0.23$ (крива б) і $x = 0.43$ (крива с), з відповідним кожному зразку набором параметрів,

використаних при аналізі за рів. (1.8), показані на рис. 4.3. Видно, що при $x=0$ $\Delta^*(T)$ швидко зростає в діапазоні $T^* > T > T_{pair}$, демонструючи максимум при $T_{pair} = 110\text{K}$ (крива а). Також треба відзначити чітко виражений мінімум при T_{01} , нижче якого в області НП флуктуацій $\Delta^*(T)$ різко зростає. Така залежність є типовою для високоякісних тонких плівок YBCO з концентрацією кисню, близькою до оптимальної [24] і ОД монокристалів YBCO [3, 11] (див. рис. 3.12). T_{pair} відповідає температурі переходу БЕК-БКШ, при якій локальні пари, трансформуються в ФКП [21, 24, 45 - 48, 60]. На рис. 4.3 видно, що, так само, як і в з'єднаннях YBCO-PrBCO, при допуванні Pr T_c зменшується, тоді як T^* зростає. Одночасно максимум при T_{pair} розмивається, Δ^*_{max} зменшується, і, в кінцевому підсумку, максимум при T_{pair} зникає. Однак уже при $x=0.23$ з'являється максимум при більш високих температурах, величина якого швидко збільшується зі зростанням « x ». При $x=0.43$ спостерігається яскраво виражений максимум при $T_{max} = 226\text{K}$, нижче якого слідує лінійна ділянка з позитивним нахилом (див. рис. 4.3, крива с). Така залежність є типовою для ЗВНП (пніктидів) [4, 5, 8]. Відзначимо, що значення $\Delta^*(T_c)_{exp}$, отримані за формулою $2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$ добре узгоджуються з $\Delta^*(T_c)_{theo}$, розрахованими за рів. (1.8).

Таблиця 4.2. Параметри ПЩ експерименту [7].

x	T^* (К)	$\Delta^*(T_c)_{exp}$ (К)	$\Delta^*(T_c)_{theo}$ (К)	T_{max} (К)	$2\Delta^*(T_c)/k_B T_c$	ε^*_{c0}	x	T^* (К)
0	141	234	229	110	5	0.14	0	141
0.19	152	177.1	173	107	4.4	0.18	0.19	152
0.23	163	166.5	166.5	105	5	0.43	0.23	163
0.34	223	116	116.2	141	4.6	0.74	0.34	223
0.43	263	97	96.25	226	5	0.6	0.43	263

На рис. 4.4 проведено порівняння залежності $\Delta^*(T)$, отриманої для $\text{Y}_{0.57}\text{Pr}_{0.43}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ в даному Розділі, з результатами ПЩ аналізу для пніктидів $\text{SmFeAsO}_{0.85}$ [24] і $\text{EuFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ [4]. На рисунку видно, що нахил

лінійної ділянки і його довжина, яка визначається температурами T_s і T_{SDW} , практично однакові для досліджених зразків. У пніктидах при T_s спостерігається структурний перехід з тетрагональної в орторомбічну фазу, а при T_{SDW} відбувається антиферромагнітне впорядкування спінів заліза і перехід в режим хвиль спінової щільності (SDW) [4, 8, 9, 28]. Цей результат вказує на магнітну природу максимуму при допуванні Pr. Таким чином, можна припустити, що виявлена нами еволюція залежності $\Delta^*(T)$ в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, яка спостерігається з ростом « x », обумовлена посиленням магнітної взаємодії в монокристалі. Цей висновок є розумним, оскільки, як уже зазначалося, Pr має власний магнітний момент $\mu_{Pr} \approx 3.58 \mu_B$ [77, 78].

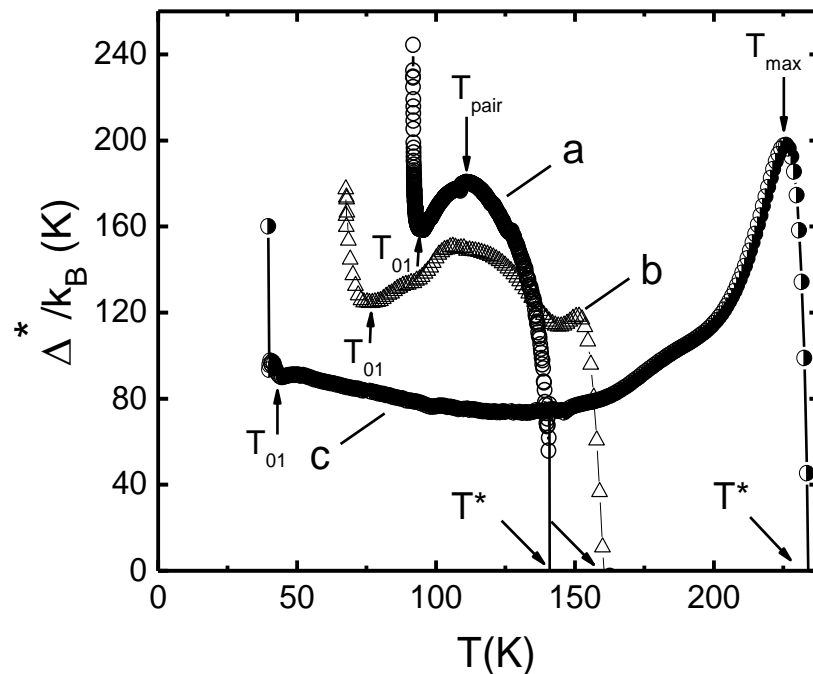


Рис. 4.3. Залежності Δ^*/k_B від T для монокристалу $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, розраховані по рів. (1.8) для $x=0$ (a), $x=0.23$ (b) і $x=0.43$ (c) [7, 12].

Таким чином, можна припустити, що при допуванні Pr монокристал YBCO стає магнітним надпровідником в якому, при досягненні певної концентрації Pr, також мають місце як структурний при T_s , так і антиферромагнітний при T_{SDW} переходи. Відзначимо, що аналогічну зміну температурної залежності ПЩ, з появою «магнітного» максимуму при високих T , виявлено нами при збільшенні числа шарів PrBCO в надгратках і гетероструктурах YBCO-PrBCO [5, 13, 15, 17], як буде показано в

наступному Розділі. Отже, отриманий результат дозволяє зробити висновок про те, що взаємодія між локальними парами і магнетизмом (магнітними флуктуаціями) має однакову природу в купратних ВТНП, де спостерігається співіснування надпровідності і магнетизму. Певну роль при цьому можуть відігравати специфічні механізми квазічастинкового розсіювання, зумовлені присутністю в системі структурної та кінематичної анізотропії [68, 107, 108].

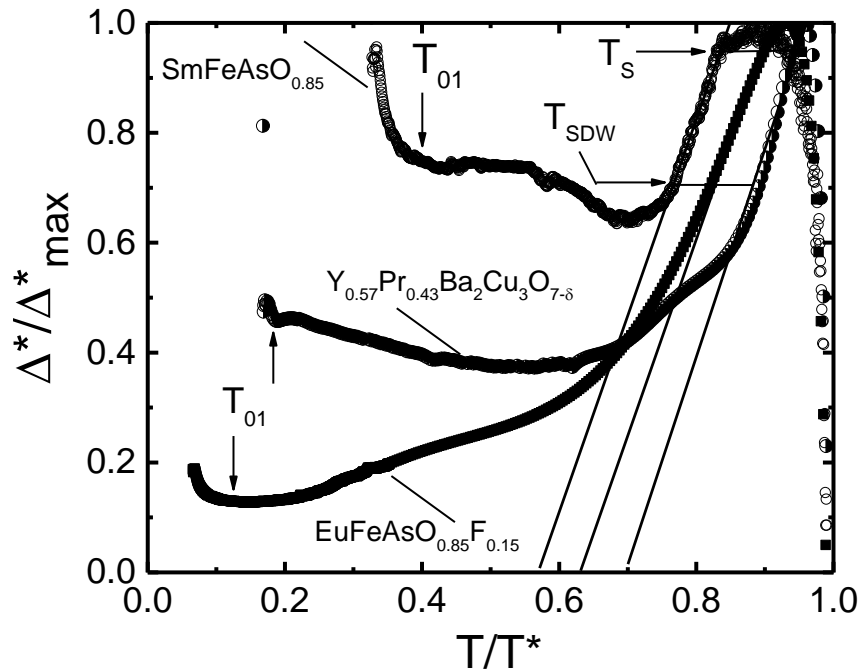


Рис.4.4. $\Delta^*(T)/\Delta_{max}$ як функція T/T^* для монокристалу $Y_{0.57}Pr_{0.43}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ і залізовмісних надпровідників $SmFeAsO_{0.85}$ [24] та $EuFeAsO_{1-x}F_x$ [4].

Слід також зазначити, що в області НП флуктуацій нижче T_{01} як при допуванні YBCO Pr, так і в залізовмісних ВТНП, $\Delta^*(T)$ демонструє однакову поведінку поблизу T_c (рис. 4.4). Деталі такої поведінки показані на рис. 4.5. При зменшенні T спостерігається мінімум при T_{01} , після якого йде досить різке зростання $\Delta^*(T)$, потім максимум між T_0 і T_G і далі мінімум в T_G . Після T_G спостерігається стрибкоподібне зростання $\Delta^*(T)$, що відповідає переходу купратних ВТНП в область критичних флуктуацій при $T \leq T_c^{mf}$ [2, 5].

Осциляції $\Delta^*(T)$ між T_0 і T_G , які спостерігаються при $x=0$, найбільш ймовірно є специфікою поведінки даного зразка. Ніяких осциляцій на аналогічному монокристалі YBCO з $T_c = 91.1$ К в зазначеному інтервалі температур не виявлено [3].

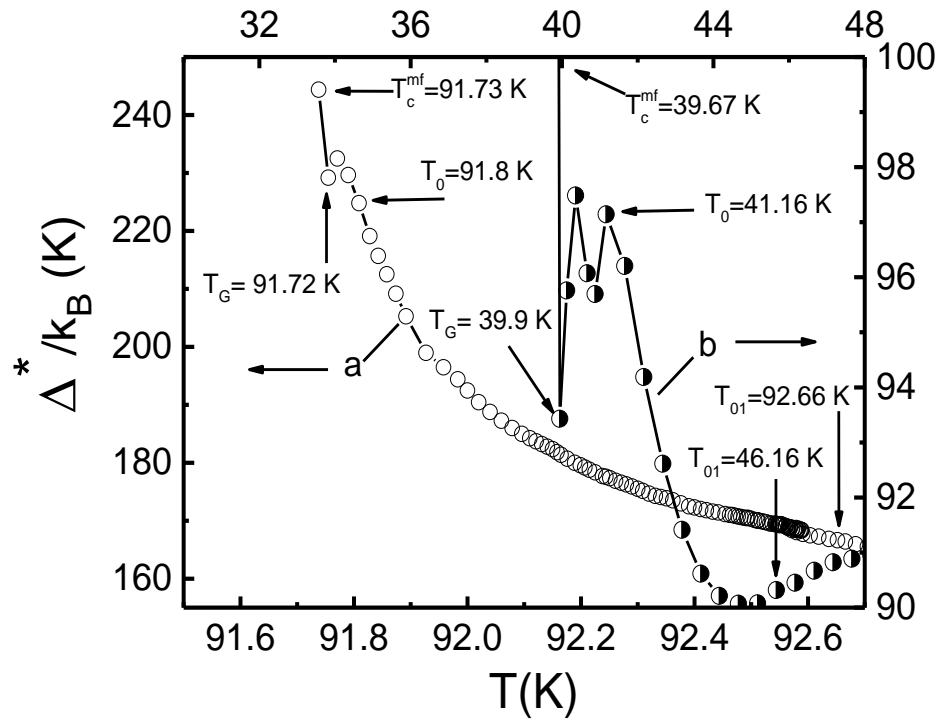


Рис 4.5. Δ^*/k_B від T для $x=0$ (a) і $x=0.43$ (b) поблизу T_c . Верхня і права шкали відповідають $x=0.43$.

Таким чином, можна зробити висновок, що в області НП флуктуацій перед резистивним переходом всі ВТНП демонструють однакову поведінку, незалежно від наявності або відсутності магнітних іонів в зразку.

Висновки до розділу 4:

1. Вперше в монокристалі $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом Pr були проаналізовані температурні залежності надлишкової провідності $\sigma'(T)$ і температурної залежності псевдощільни $\Delta^*(T)$ використовуючи модель локальних пар. Показано, що збільшення концентрації Pr в монокристалі $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ « x » призводить до помітного збільшення опору $\rho(T)$ і температури відкриття псевдощільни T^* , а також до різкого зменшення T_c .
2. Вперше показано, що в монокристалі $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ незалежно від допування, надлишкова провідність $\sigma'(T)$ в інтервалі $T_c < T < T_{01}$ добре описується флуктуаційними теоріями, а саме: 3D теорією Асламазова-Ларкіна і 2D теорією Хікамі-Ларкіна (МТ внесок).

3. Вперше виявлено, що збільшення вмісту Pr « x » призводить до помітного збільшення області надпровідних флуктуацій і одночасного, більш ніж в 6 разів, збільшення довжини когерентності $\xi_c(0)$.
4. Показано, що в монокристалі $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $x=0$ температурна залежність псевдощільни $\Delta^*(T)$, виявилася подібною до аналогічної залежності, що спостерігається для оптимально допованих YBCO, з максимумом в районі $T_{pair} \approx 110$ К.
5. Вперше виявлено, що в $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при $x > 0.3$ на залежності $\Delta^*(T)$ виникає «магнітний» максимум при високих температурах, чітко виражений при $x = 0.43$, за яким слідує лінійна ділянка з позитивним нахилом, що характеризується температурами T_S і T_{SDW} .
6. Отримані результати дозволяють говорити про те, що природа механізму взаємовпливу між надпровідними і магнітними флуктуаціями в інтервалі температур від T^* до T_c однакова в купратних магнітних надпровідниках. Також показано, що перехід в надпровідний стан, незалежно від наявності або відсутності магнетизму, завжди відбувається подібним чином.

РОЗДІЛ 5

ДОСЛІДЖЕННЯ НАДГРАТОК І ГЕТЕРОСТРУКТУР

YBa₂Cu₃O_{7-δ} - PrBa₂Cu₃O_{7-δ}

Дослідження взаємовпливу надпровідності і магнетизму є одним з важливих нез'ясованих питань фізики ВТНП [5]. Щоб отримати інформацію з цього питання, нами була вивчена флуктуаційна провідність і ПЩ в надгратках (SL) і двошарових плівках (гетероструктурах або «сендвічах», SD) YBa₂Cu₃O_{7-δ} - PrBa₂Cu₃O_{7-δ} (YBCO-PrBCO) з різною композицією шарів, виготовлених методом імпульсного лазерного напилення PLD [83]. Відомо, що атом Pr⁺³ володіє власним магнітним моментом, $\mu_{\text{eff}} \approx 3,58\mu_B$ [77], а сполука PrBCO має $\mu_{\text{eff}} \approx 2\mu_B$ [78]. Саме тому такі сполуки вважаються дуже перспективними для вивчення взаємодії між надпровідністю і магнетизмом в ВТНП, яка повинна зростати або при збільшенні числа шарів PrBCO (N_{Pr}) в SL, або при зменшенні товщини шару YBCO щодо шару PrBCO в SD. Як зазначено в підрозділі 1.5, кристалічна гратка PrBCO є ізоструктурною по відношенню до YBCO, але PrBCO є діелектриком, що також помітно впливає на різні властивості таких сполук [5, 71 - 75].

5.1. Особливості температурних залежностей опору надграток і гетероструктур YBa₂Cu₃O_{7-δ}-PrBa₂Cu₃O_{7-δ}

Всього було досліджено три надгратки з композицією шарів $\Lambda = 4\text{YBCO} \times 1\text{PrBCO}$ ($4\text{Y} \times 1\text{Pr}$) (зразок SL1), $7\text{Y} \times 7\text{Pr}$ (SL2) і $7\text{Y} \times 14\text{Pr}$ (SL3) і дві гетероструктури $400\text{PrBCO} \times 500\text{YBCO}$ (зразок SD1) і $400\text{PrBCO} \times 200\text{YBCO}$ (зразок SD2). В останньому випадку 400 і 500 означають товщину відповідних плівок в ангстремах [5, 15, 17, 105, 106]. При напиленні SL кожен набір шарів Λ повторювався 20 разів, визначаючи повну товщину зразка. Товщина одного шару Y(Pr)BCO дорівнює розміру елементарної комірки уздовж осі- c $d = 11.67 \text{ \AA}$ [83].

На рис. 5.1 представлені температурні залежності питомого опору досліджуваних надграток (SL1, SL2 і SL3) і двошарових плівок (SD1 і SD2).

Відзначимо, що при розрахунку $\rho(T)$ в разі SL враховувалася тільки товщина шарів YBCO. Зі збільшенням кількості шарів PrBCO у зразку N_{Pr} , T_c поступово зменшується [5]. Аналогічне зменшення T_c в плівках YPrBCO (зразок L100 в Табл. 5.1) відбувається в результаті локалізації носіїв заряду в ФР зоні [73]. Фізика процесів, що призводить до зменшення T_c в надгратках, якісно інша. Вона визначається різною технологією виготовлення YPrBCO плівок і структур YBCO-PrBCO [5, 13, 16, 83], розглянутою в Розділі 2. В останньому випадку, на відміну від плівок ми маємо набір чистих, добре структурованих наночарів YBCO з товщиною кожного шару $d \sim 80 \text{ \AA}$, поміщених в матрицю магнітного PrBCO. Таким чином T_c і всі інші властивості SL і SD змінюються тільки в результаті зміни інтенсивності магнітної взаємодії при збільшенні N_{Pr} [5]. Процес стає більш помітним, коли відношення $(N_{Pr})/(N_Y) = N^* \approx 2$ (зразки SL3 і SD2 на рис. 5.1). При подальшому збільшенні N^* , температурна залежність опору набуває активаційний характер [95]. Тому, для аналізу ФЛП і ПЩ в рамках моделі ЛП [24, 43 - 48, 61] відбиралися тільки зразки з металевою залежністю $\rho(T)$ такі, як показані на рис. 5.1. Дивно, але з наших даних не слідує явної логічної залежності T_c від N^* ні для SL, ні для SD. Передбачається, що це відбувається через те, що в обох випадках $N^* \leq 2$. Проте, збільшення N_{Pr} помітно впливає на форму резистивних кривих (див. рис. 5.1). Дійсно, в разі, коли N^* мале, SL1 ($N^* = 0.25$) и SD1 ($N^* = 0.8$) демонструють $\rho(T)$ подібний такому, як спостерігається для чистих плівок YBCO [40, 107]. В цьому випадку вище псевдоцілинної температури T^* , тобто в нормальному стані, $\rho(T)$ характеризується вираженою лінійною залежністю, яка спостерігається, щонайменше, до $\approx 340 \text{ K}$, як було виміряно для SD. При збільшенні N^* форма кривих питомого опору помітно змінюється, виникає надлишковий опір, який найбільш виражений у випадку зразків SL3 і SD2 ($N^* = 2$). Однак ніякого позитивного вигину на резистивних кривих, які є типовими для ЗВНП [4, 8, 9] і СД купратів [1, 2, 10], нижче T^* не спостерігається, і $\rho(T)$ як і раніше залишається лінійним вище T^* (рис. 5.1 криві SL3 і SD2).

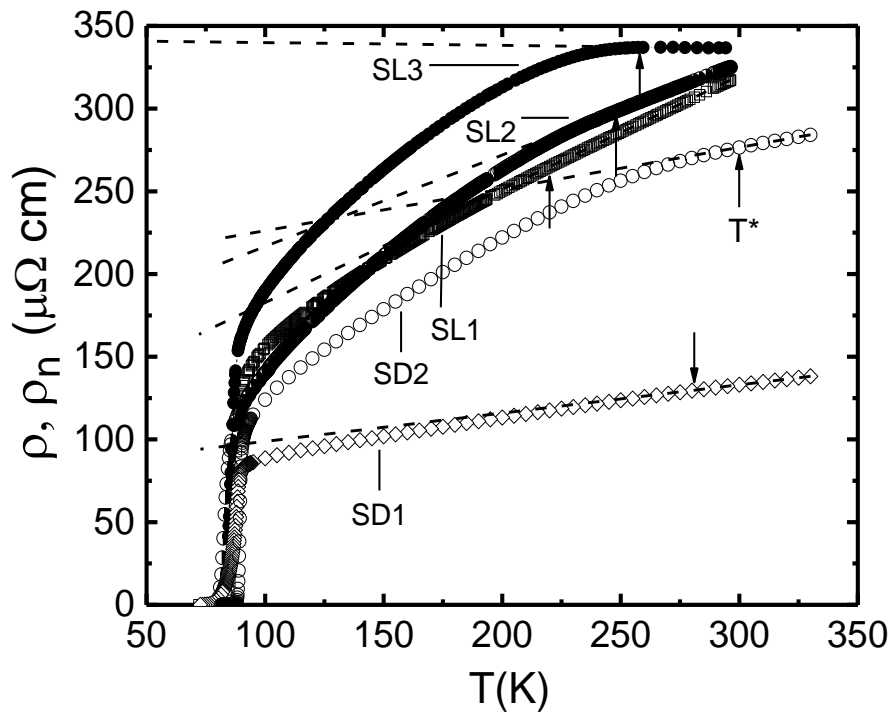


Рис. 5.1. Температурна залежність питомого опору надграток (SL) і гетероструктур (SD) YBCO-PrBCO [5].

Незважаючи на те, що у випадку SL3 і SD2 $N^*=2$ значення T_c залишаються досить високими в той час, як T^* помітно збільшується (рис. 5.1 і Табл. 5.1).

Таблиця 5.1. Резистивні параметри досліджуваних SL і SD зразків [5].

Зразок	$\rho(100\text{K})$ $\mu\Omega\text{cm}$	T_c (K)	T^* (K)	T_c^{mf} (K)	T_{01} (K)	T_G (K)	ΔT_{fl} (K)
F1	148.0	87.4	203	88.46	97.3	88.1	9.2
SL1	155.2	85.1	220	87.7	95.3	88.3	7.0
SL2	139.8	80.8	248	82.74	95.6	83.8	11.8
SL3	189.4	83.4	258	85.39	96.7	86.3	10.8
SD1	88.6	85	281	88.2	100	88.6	11.4
SD2	124	88.5	300	89.22	105	89.4	15.6
L100	226.0	78.0	172	82.1	92.7	82.6	10.1

5.2. Надлишкова провідність в надгратках і гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Як видно з рис. 5.1, при $T < T^*$ опір досліджуваних зразків відхиляється вниз від лінійної залежності, що призводить до виникнення надлишкової провідності $\sigma'(T)$, яка визначається рів. (1.1). Як вже зазначалося в Розділах 3 та 4, $\sigma'(T)$ є різницею між вимірним $\rho(T)$ і нормальним питомим опором $\rho_N(T)$, екстрапольованим в область низьких температур [30, 39]. T^* визначається в точці, де крива питомого опору починає відхилятися від високотемпературної лінійної залежності [24, 30, 38, 108]. Більш точний підхід для визначення T^* розглянуто в роботах [1 - 5]. Метод заснований на використанні критерію $(\rho(T) - \rho_0)/aT$, який отримуємо трансформацією рівняння прямої лінії [88], де a - нахил прямої, а ρ_0 - опір, який лінійна залежність відсікає на осі Y при $T=0$. В цьому випадку T^* визначається як температура відхилення $\rho(T)$ від 1. Підкреслимо, що обидва методи дають однакові значення T^* .

Як переконливо показали експериментальні дослідження по ядерному магнітному резонансу [20] і кутовій фотоемісійній спектроскопії [30], в купратах при $T \ll T^*$ зменшується не тільки питомий опір, але і щільність електронних станів (DOS) на рівні Фермі. Як вже зазначалося (в Розділах 1 і 3), за визначенням стан з частково зниженою DOS вище T_c - це і є псевдощілинний стан [21 - 27]. Таким чином, можна зробити висновок, про те, що якби не було зменшення DOS нижче T^* , що призводить до відкриття ПЩ, питомий опір $\rho(T)$ залишався б лінійним аж до T_c , як це спостерігається в звичайних надпровідниках [29, 30]. Отже, надлишкова провідність $\sigma'(T)$, яка виникає в результаті відкриття ПЩ, повинна містити інформацію про ПЩ [1, 5, 13, 23]. Для отримання інформації був використаний метод ЛП [5, 14, 16, 24, 61], відповідно до якого, при T^* починають формуватися локальні пари, що призводить до зменшення DOS і, як наслідок, до виникнення ПЩ. При високих температурах $T \leq T^*$ вважається, що ЛП з'являються у вигляді так званих СЗБ, які підпорядковуються теорії БЕК [21, 43 - 48]. Зауважимо, що

будь-який з механізмів утворення ЛП, запропонованих різними вищезгаданими моделями, може відповідати за спарювання при високих температурах. Але правильний механізм утворення ЛП в ВТНП все ще залишається невідомим. При $T_{pair} \ll T^*$ СЗБ трансформуються в ФКП, таким чином демонструючи перехід БЕК - БКШ, що передбачається теорією [43 - 48]. Підкреслимо, що трансформація ЛП зі стану СЗБ в ФКП - це специфічна властивість ВТНП, яка є наслідком надзвичайно короткої довжини когерентності в купратах [21 - 26, 43, 44].

З огляду на все вищесказане, $\sigma'(T)$ була визначена за допомогою рів. (1.1) для всіх п'яти вищезазначених зразків [5, 13, 16, 17], а потім проаналізована в рамках ЛП моделі [5, 24, 61]. Всі зразки досліджувалися за однаковою методикою в моделі ЛП. Однак, щоб спростити наше обговорення, ми розглянемо аналіз результатів на прикладі зразка SL3 ($7Y \times 14Pr$), а потім порівняємо результати для всіх вивчених зразків (див. Табл. 5.1 і 5.2). Важливо відзначити, що отримані результати відрізняються від результатів, отриманих для плівок YPrBCO (зразок L100) [95] і особливо від немагнітних плівок YBCO (зразок F1) [90, 91].

Для визначення значення критичної температури T_c^{mf} в наближенні середнього поля будуємо температурну залежність $\sigma'^{-2}(T)$ [1, 2, 59]. Методика визначення T_c^{mf} в деталях описана в підрозділі 3.1. Зокрема в Розділі 3 показано (див. також [2, 24, 61, 108]), що поблизу T_c , $\sigma'(T)$ завжди екстраполюється стандартним рівнянням теорії АЛ (див. рів. 1.2) [57] з експонентою $\lambda = -1/2$, яке визначає ФЛП в будь-якій тривимірній (3D) системі. Іншими словами, 3D ФКП завжди реалізується в купратних ВТНП при $T \rightarrow T_c$ [60, 90, 91]. З рів. (1.2) випливає, що $\sigma'^{-2}(T) \sim \varepsilon \sim (T - T_c^{mf})/T_c^{mf}$. Звідси видно, що $\sigma'^{-2}(T)$ обертається на нуль при $T = T_c^{mf}$ [59]. Перетин екстрапольованої лінійної ділянки $\sigma'^{-2}(T)$ з віссю T визначає $T_c^{mf} = 85.39 \pm 0.01$ К (SL3) [5]. Більш того, коли T_c^{mf} визначена правильно, експериментальні дані $\sigma'(T)$ в області 3D флуктуацій поблизу T_c добре описуються рів. (1.2) [90, 91]. Вище температури 3D-2D кросовера

$T_0 = 88.6 \pm 0.02$ К точки відхиляються вправо від лінійності, що вказує на наявність двовимірного флуктуаційного внеску МТ в $\sigma'(T)$ [60, 61]. Як вже доведено нижче, при температурі кросовера $T_0 \sim \varepsilon_0 (\ln \varepsilon_0)$ на (рис. 5.2 і 5.3) довжина когерентності $\xi_c(T) = \xi_c(0) \varepsilon^{-1/2}$ дорівнює d [60, 90, 91]. Це дозволяє визначити значення $\xi_c(0) = d \sqrt{\varepsilon_0}$, (рів. 1.5), яка є одним з найважливіших параметрів аналізу як ФЛП, так і ПЩ в моделі ЛП [1, 2, 3, 4, 5].

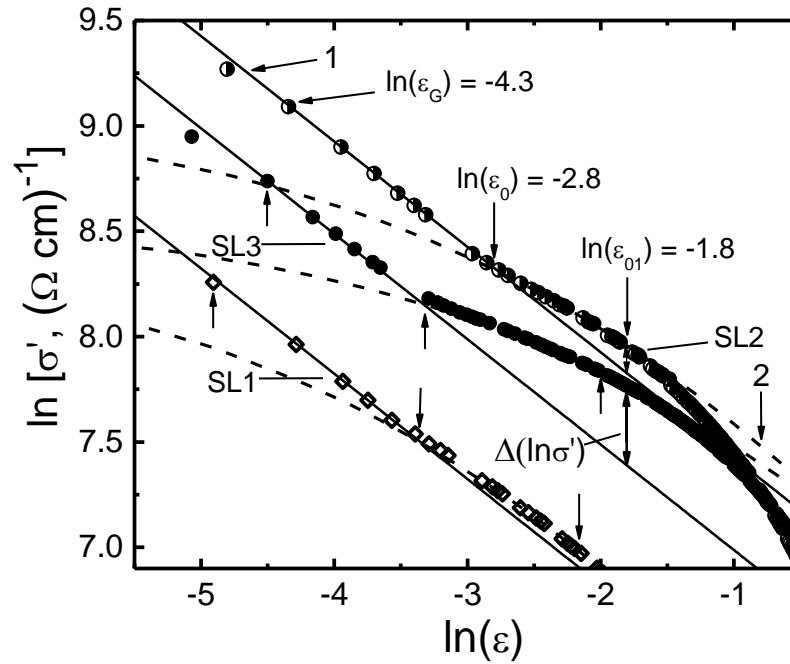


Рис. 5.2. Залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ для надграток YBCO-PrBCO SL1 (квадрати), SL2 (напівточки) і SL3 (точки) в порівнянні з флуктуаційними теоріями: «1» відповідає 3D-АЛ (суцільні лінії), а «2» означає 2D-МТ (пунктирні криві). Стрілки, показують значення логарифмів характеристичних температур T_G , T_0 і T_{01} . $\Delta(\ln \sigma')$ визначають збільшення 2D - МТ вкладу при збільшенні N_{Pr} [5].

Надлишкова провідність σ' , визначена за рів. (1.1) для всіх досліджених зразків, представлена на (рис. 5.2, 5.3) як функція від ε в подвійних логарифмічних координатах. Результат для зразка SL3 позначений точками на рис. 5.2. Як і очікувалося, вище $T_G = 86.3$ К ($\ln \varepsilon_G \approx -4.8$) і до $T_0 = 88.6$ К ($\ln \varepsilon_0 \approx -3.3$) залежність $\ln \sigma'$ від $\ln \varepsilon$ описується 3D АЛ - теорією (рів. 1.2) (рис. 5.2, суцільна лінія 1) з $\xi_c(0) = (2.24 \pm 0.02)$ Å (див. Табл. 5.1), знайденою за рів. (1.5), $C_{3D} = 1.54$ і $d = c \approx 11.7$ Å [93]. Чим краща якість структури зразка,

тим коефіцієнт C_{3D} ближче до 1 [59, 90, 91], як в зразках F1 і SD2 (див. Табл. 5.2). Зміна значень C_{3D} , що спостерігається в Таблиці 5.2 для SL, ймовірно, пов'язано з неоднозначністю у визначенні товщини провідних шарів в SL. Знайдена величина $\xi_c(0) = (2.24 \pm 0.02) \text{ \AA}$ приблизно в 1.36 рази більше, ніж для плівки YBCO F1 ($T_c=87.4 \text{ K}$) [90], але в 1,5 рази менше, ніж $\xi_c(0)$ для плівки YPrBCO L100 ($T_c=87.4 \text{ K}$) [95], вказуючи на очікувану різницю результатів для SL і плівок (Табл. 5.1 і 5.2).

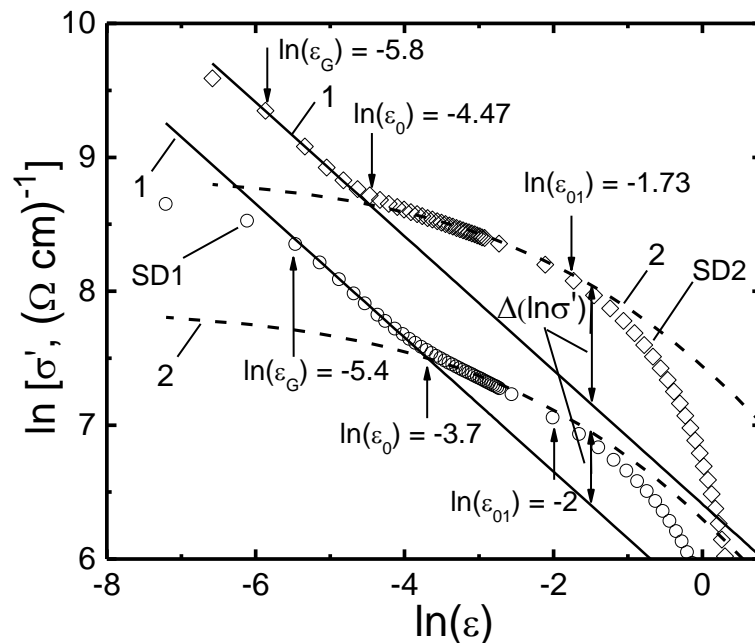


Рис. 5.3. $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ для гетероструктур YBCO-PrBCO SD1 (ромби), SD2 (кружки) в порівнянні з флуктуаційними теоріями: «1» відповідає 3D-АЛ (суцільні лінії), «2» означає 2D-МТ (пунктирні криві). Стрілками показані значення логарифмів характеристичних температур T_G , T_0 і T_{01} . $\Delta(\ln\sigma')$ позначає збільшення 2D- МТ вкладу при збільшенні відносної товщини Pr [5].

При збільшенні температури, $\xi_c(T) = \xi_c(0)\varepsilon^{-1/2}$ повинна зменшуватися. Тому 3D стан зникає при $T > T_0$, де $\xi_c(T) < d$ [92]. Але в області температур $T_0 < T < T_{01}$, $\xi_c(T)$ все таки більші відстані між внутрішніми провідними площинами CuO_2 $d_{01} \sim 4 \text{ \AA}$, а саме: $\xi_c(T) > d_{01}$ [92, 93]. В результаті $\xi_c(T)$ як і раніше пов'язує внутрішні площини джозефсонівською взаємодією. Як наслідок, аж до $T_{01} = 96.7 \text{ K}$ ($\ln\varepsilon_{01} = -2$) система знаходиться в квазідвовимірному стані [60, 90, 92]. Тому, при $T_0 < T < T_{01}$, тобто в області 2D флуктуацій, залежність $\ln\sigma'$ від

$\ln \epsilon$ добре описується 2D флуктуаційним внеском МТ теорії ХЛ [60], (рів. 1.4), (рис. 5.2, 5.3, штрихові криві 2) [24, 60, 90, 92]. Відповідно, вище T_{01} , де $\xi_c(T) < d_{01}$, пари розташовані всередині площин CuO_2 , і міжплощинна взаємодія відсутня [60, 92]. Тому, при $T > T_{01}$ флуктуаційні теорії не описують експеримент, що добре видно на (рис. 5.2 і 5.3). Звідси випливає, що $\xi_c(T_{01}) = d_{01}$ (див. Розділи 2 і 3). Таким чином, T_{01} визначає область НП флуктуацій $\Delta T_{fl} = T_{01} - T_G$ (див. Табл. 5.1) [41, 54]. У разі SL3 $\Delta T_{fl} = 10.8$ К (див. Табл. 5.1), що майже на 11 К вище T_c . Слід зазначити, що, на відміну від SL, флуктуаційний 2D - МТ внесок не спостерігається в плівці YPrBCO (в Табл. зразок L100). В цьому випадку до $T_{01} \approx 92.7$ К ($\ln \epsilon_{01} \approx -2$) дані добре описуються рівнянням Лоуренса - Доніаха теорії ХЛ [60], що характерно для плівок YBCO з дефектами [109]. Отриманий результат підтверджує зроблений нами раніше висновок про те, що в плівках YPrBCO (так звані «сплави») PrBCO утворюють численні дефекти в матриці YBCO, що призводить до помітного збільшення $\rho(T)$, $\xi_c(0)$ і відповідного зменшення T_c , T^* , і $\Delta^*(T_c)$ (див. Табл. 5.1, 5.2, зразок L100). Відповідно, наявність флуктуаційного 2D - МТ внеску в наших експериментах підтверджує зроблений вище висновок про гарну якість структури наночарів YBCO, утворених в матриці PrBCO [5, 16].

На рис. 5.2 також наведені - дані для SL1 (квадрати) і SL2 (напівточки). Як і передбачалося, в разі SL1 один шар PrBCO швидше за все створює дефекти в матриці YBCO. Це призводить до помітно пригніченого флуктуаційного 2D -МТ внеску, що характерно для плівок YBCO з дефектами [109]. При збільшенні як N_Y , так і N_{Pr} флуктуаційний внесок 2D - МТ стає значно більш вираженим. Нарешті, в разі SL3 відстань $\Delta(\ln \sigma')$ між експериментальними даними в області 2D - МТ флуктуацій і відповідній екстрапольованою прямою 3D - АЛ флуктуацій екстрапольованою прямою 1 стає помітно більшим. Ефект збільшення $\Delta(\ln \sigma')$ ще більш виражений в разі гетероструктур SD1 і SD2 (див. рис. 5.3). Вперше помітне збільшення $\Delta(\ln \sigma')$ спостерігалось в магнітних надпровідниках (FeAs-пніктідах) $\text{SmFeAsO}_{0.85}$

($T_c = 55$ K) [24] і $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ ($T_c = 11$ K) [4]. Таким чином, можна вважати, що цей ефект є першим свідченням посиленого впливу магнетизму в сполуках YBCO-PrBCO . Наш підхід дозволяє знайти значення $\ln \varepsilon_{0l}$ для кожного зразка, як показано стрілками на (рис. 5.2 і 5.3), що дозволяє отримати величину T_{0l} , яка визначає діапазон НП флуктуацій вище T_c . Відповідно до теорії [21, 26, 41], T_{0l} - це та температура, до якої повинна зберігатися жорсткість фази параметра порядку, а також надплинна щільність n_s в ВТНП, що підтверджено експериментом [54, 55]. Це означає, що в температурному інтервалі від T_c^{mf} до T_{0l} ФКП поведуть себе багато в чому подібно надпровідним, але некогерентним парам (короткодючі фазові кореляції) [21, 25, 26, 41]. Це призводить до специфічної поведінки купратів, часто незрозумілої з точки зору «класичної» надпровідності [44, 50, 110, 111]. Однак ця «специфіка» дозволяє пояснити багато особливостей в поведінці купратів, в тому числі і поведінку псевдощільни в структурах YBCO-PrBCO при посиленні магнітної взаємодії.

5.3. Вплив празеодиму на температурну залежність псевдощільни в надгратках і гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}\text{-PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Очевидно, що для отримання повної інформації про ПЩ з даних про надлишкову провідність є потреба в рівнянні, яке описує всю експериментальну криву в інтервалі від T^* до T_c^{mf} і містить параметр Δ^* в явному вигляді. У купратах Δ^* розглядається як псевдощільнинний параметр, який головним чином обумовлений утворенням ЛП, як показано в Розділах 1, 3 і 4. Таким чином, залежність $\Delta^*(T)$ повинна відображати особливості взаємодії ЛП при їх трансформації зі стану СЗБ в ФКП при зменшенні температури від T^* до T_c [24, 61, 95]. У сполуках $\text{YBCO} - \text{PrBCO}$ передбачається, що Δ^* обумовлена як формуванням ЛП, так і магнітною взаємодією. Таким чином, очікується, що її температурна залежність $\Delta^*(T)$ повинна відображати складну взаємодію між надпровідними флуктуаціями і магнетизмом, що має важливе значення для розуміння принципів механізму надпровідного спарювання в купратних ВТНП [5].

Для визначення ПЩ використовувався підхід, методика якого детально описана в Розділі 3, заснований на застосуванні рів. (1.7) і (1.8), відповідно, для опису надлишкової провідності і ПЩ в досліджуваних нами зразках.

Таблиця 5.2. Параметри ФЛП і ПЩ аналізу зразків [5].

Зразок	C_{3D}	$\xi_c(0)$ Å	d_{01} Å	$\Delta(\ln\sigma')$	$\Delta^*(T_c)_{exp}$	$\Delta^*(T_c)_{th}$	D^*
F1	1.0	1.65±0.02	5.2	0.12	219	218	5±0.1
SL1	0.95	2.13±0.02	7.4	0.07	215.6	212.7	5±0.1
SL2	3.85	2.87±0.02	7.8	0.12	202.3	202	5±0.1
SL3	1.94	2.24±0.02	6.3	0.4	201.9	208.5	5±0.1
SD1	0.7	1.86±0.02	5.1	0.49	211.6	212.5	5±0.1
SD2	1.0	1.25±0.02	3.0	0.82	221.5	221.2	5±0.1
L100	0.83	3.35±0.02	-	-	198	195	5±0.1

Як зазначено вище (Розділи 3 і 4), крім T^* , T_c^{mf} , і $\xi_c(0)$, які вже знайдені, (рів. 1.7 і 1.8) містять кілька додаткових параметрів важливих для ПЩ аналізу. Це теоретичний параметр ε_{c0}^* [94], чисельний множник A_4 і $\Delta^*(T_c)$, що є значенням ПЩ при T_c^{mf} . У моделі ЛП, всі необхідні параметри можуть бути визначені безпосередньо з експериментальних досліджень, як в деталях показано в Розділі 3. Відповідні параметри, визначені для досліджуваних нами зразків в рамках нашого підходу, наведені в (Табл. 5.1 і 5.2). На (рис. 5.4, точки) показана залежність $\Delta^*(T)$, розрахована для зразка SL3, використовуючи рів. (1.8) з наступним набором параметрів, отриманих з експерименту: $T_c^{mf} = 85.39$ К, $T^* = 258$ К, $\xi_c(0) = 2.24$ Å, $\varepsilon_{c0}^* = 0.59$ і $A_4 = 35$ (див. Табл. 5.1, 5.2). Також на рисунку показані залежності $\Delta^*(T)$ для інших досліджуваних нами зразків, розраховані з використанням відповідних наборів знайдених параметрів (див. Табл. 5.1 і 5.2).

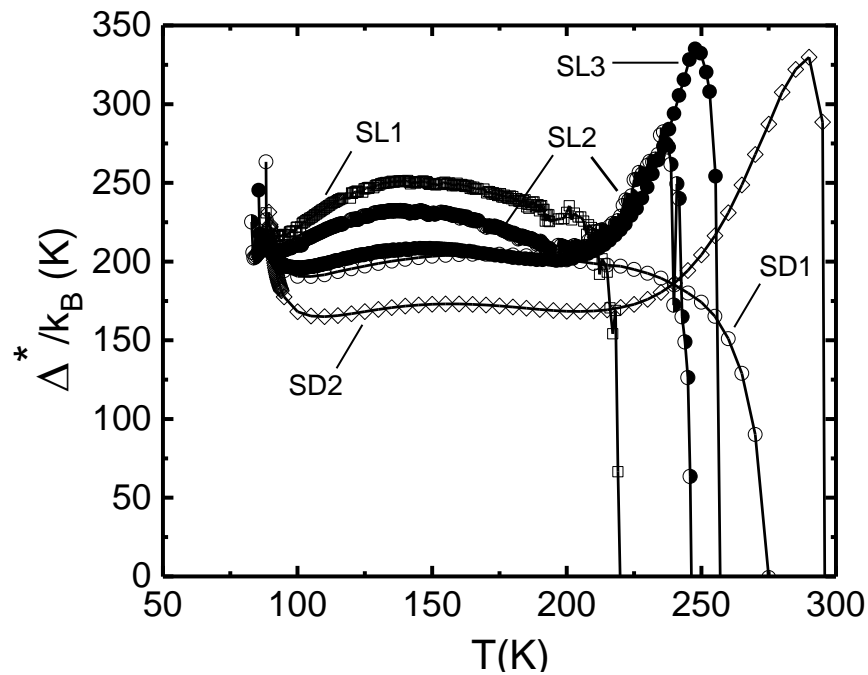


Рис. 5.4. Температурні залежності псевдощільнини $\Delta^*(T)$ для всіх досліджених зразків, розраховані за допомогою рів. (1.8). Максимум при високих температурах поступово збільшується разом зі збільшенням кількості шарів N_{PrBCO} [5].

Як видно з рис. 5.4, залежність $\Delta^*(T)$ отримана для SL1 (4Yx1Pr), демонструє широкий максимум при $T_{max} \approx 138$ К з $\Delta^*_{max} \approx 250$ К. Така форма кривої близька до тієї, яка спостерігалася для чистих плівок YBCO [24, 61]. Зі збільшенням числа шарів PrBCO Δ^*_{max} зменшується, тоді як T^* збільшується. Одночасно при високих температурах на $\Delta^*(T)$ з'являється яскраво виражений максимум (SL2, 7Yx7Pr), який помітно збільшується разом із зростанням числа шарів N_{Pr} (SL3, 7Yx14Pr). Сендвічі SD1 і SD2 демонструють аналогічну поведінку при збільшенні N^* (див. рис. 5.4).

Вперше така залежність $\Delta^*(T)$ зі спадаючою лінійною ділянкою, розташованою між температурою структурного фазового переходу $T_s = 150$ К і температурою переходу в режим хвиль спінової щільності $T_{SDW} = 130$ К, спостерігалася для SmFeAsO_{0.85} [24], і, на наш погляд, є основною особливістю магнітної взаємодії в ЗВНП [4, 5, 6, 24]. Таким чином, можна зробити висновок про те, що $\Delta^*(T)$ з явно вираженим максимумом при високих T , можна пояснити посиленням магнітної взаємодії в сполуках

YBCO-PrBCO. Посилення магнітної взаємодії також можна пояснити збільшенням T^* , якщо припустити, як уже згадувалося вище, що механізм спарювання при високих температурах в основному магнітного типу. Варто відзначити, що форма $\Delta^*(T)$ для SL3 і SD2 фактично збігається в усьому температурному діапазоні аж до T_c^{mf} , припускаючи однаковий механізм взаємодії надпровідності і магнетизму. Таким чином, ми можемо зробити висновок про те, що, незважаючи на посилення впливу магнетизму, наш підхід в моделі ЛП дозволив нам отримати досить розумні і самоузгоджені результати.

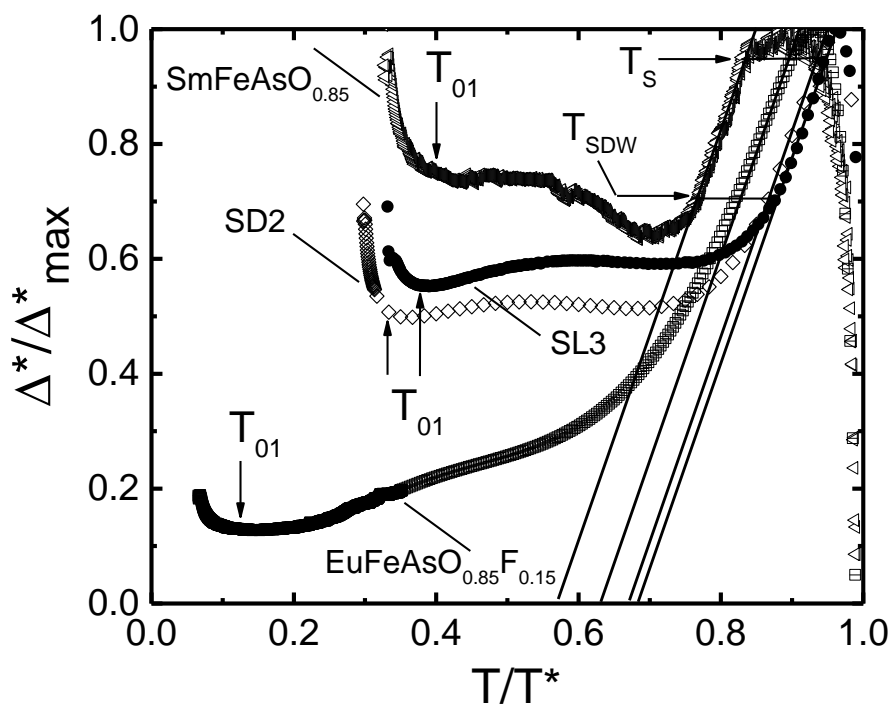


Рис. 5.5. Δ^*/Δ^*_{max} як функція T/T^* для надгратки SL3 (точки) і гетероструктури SD2 (ромби) в порівнянні з Fe-ніктїдами $SmFeAsO_{0.85}$ ($T_c=55$ K) [24] і $EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}$ ($T_c=11$ K) [4]. Суцільні лінії з рівним нахилом відповідають лінійним ділянкам $\Delta^*(T)$ для наведених зразків. Горизонтальні лінії позначають його довжину, яка визначається структурним фазовим переходом при T_s і температурою переходу в режим хвиль спінової щільності T_{SDW} . Стрілки при T_{01} позначають діапазони НП флуктуацій [5].

Щоб підтвердити зроблений висновок, ми порівняли наші результати для SL3 і SD2 (див. рис. 5.5) з результатами отриманими для $SmFeAsO_{0.85}$

[24] і $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ [4] (див. рис.5.5). Результати порівняння представлені на рис. 5.5 в відносних одиницях. Виявилося, що нахил лінійної ділянки і його довжина практично однакові для представлених зразків. Як зазначено вище, у SmFeAsO і EuFeAsO , як і у всіх інших пніктидах, характерна температура T_s - це температура структурного переходу з тетрагональної в орторомбічну фазу, T_{SDW} - температура, відповідає АФ упорядкуванню спінів заліза і переходу в режим хвиль спінової щільності [28]. У разі $\text{SmFeAsO}_{0.85}$ [24] лінійне зменшення $\Delta^*(T)$ якісно пояснене в рамках теорії Мачіди – Нокури – Мацубари (МНМ) [112], розвиненою для надпровідників, в яких АФ - впорядкування може співіснувати з надпровідністю, наприклад, RMO_6S_8 (R= Gd, Tb и Dy) [112]. Відповідно до теорії МНМ, в таких сполуках $\Delta(T)$ лінійно зменшується нижче $T_N < T_c$ через утворення енергетичної щілини SDW - типу на поверхні Фермі, частково пригнічуючої НП щілину. Оскільки АФ щілина насичується при більш низьких температурах, $\Delta(T)$ поступово відновлює свою температурну залежність при збільшенні НП енергії. Схожа поведінка $\Delta^*(T)$ спостерігалася в $\text{SmFeAsO}_{0.85}$, але вище T_c (див. рис. 5.5), де розглядалася можливість існування ЛП в надпровідниках на основі ЗВНП [4, 24]. Дійсно, передбачалося, що у відповідності з теорією МНМ [112] параметр порядку локальних пар Δ^* пригнічується нижче T_s низькоенергетичними магнітними флуктуаціями [113, 114], що призводить до спадаючої лінійної ділянки $\Delta^*(T)$ нижче T_s з подальшим переходом в SDW стан. Спостереження аналогічної залежності $\Delta^*(T)$ в наших експериментальних дослідженнях свідчить про ймовірну присутність магнітних флуктуацій в сполуках YBCO-PrBCO з підвищеною концентрацією Pr, які відповідальні за поведінку $\Delta^*(T)$ при високих температурах (див. рис. 5.5).

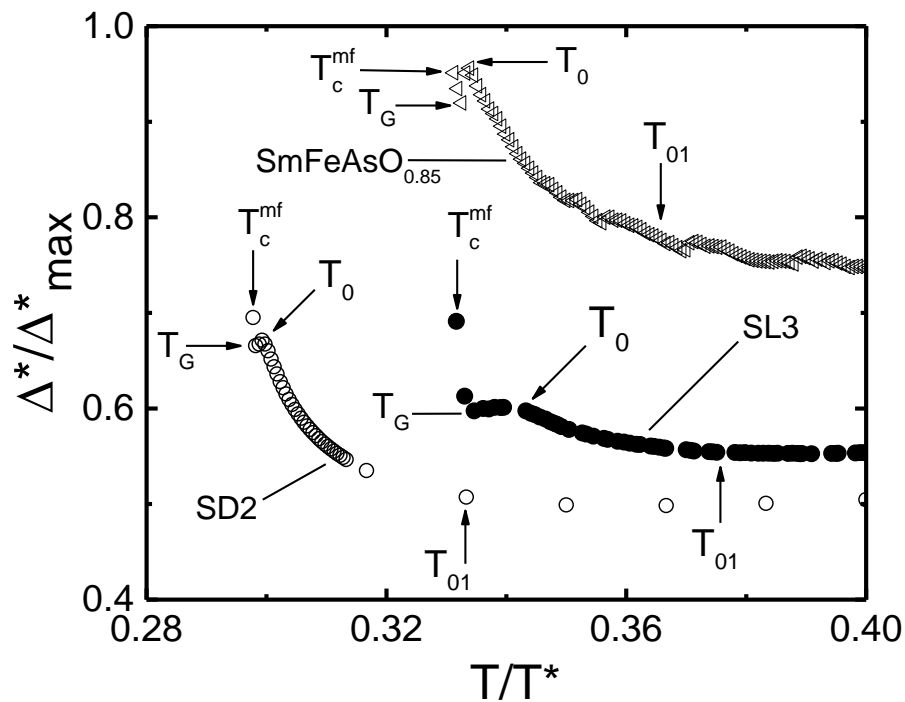


Рис. 5.6. Δ^*/Δ^*_{max} як функція T/T^* для надгратки SL3 і гетероструктури SD2 в порівнянні з Fe-ніктидом $SmFeAsO_{0.85}$ ($T_c=55K$) [24]. Характерні температури позначені стрілками (див. текст). Стрілки при T_{01} позначають діапазони НП флуктуацій [5].

Підкреслимо, що нижче T_{01} , тобто в області НП флуктуацій, досліджувані зразки (див. рис. 5.6) демонструють схожу поведінку температурної залежності ПЩ $\Delta^*(T)$. Дійсно, $\Delta^*(T)$ починає помітно збільшуватися нижче T_{01} , як показано на рис. 5.6, що фактично є масштабуванням відповідної частини рисунка 5.5. Як можна бачити на рис. 5.5 і 5.6, в представлених зразках, включаючи $EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}$, чії дані виходять за межі вказаного діапазону (рис. 5.6), $\Delta^*(T)$ швидко зростає нижче T_{01} , демонструючи максимум при T_0 . Потім $\Delta^*(T)$ несподівано зменшується до T_G , яка обмежує область застосування теорії середнього поля [58]. Нижче T_G $\Delta^*(T)$ знову різко зростає, так як надпровідник переходить в область критичних флуктуацій ($\Delta < k_{BT}$) нижче T_c^{mf} . Підкреслимо, що така ж залежність $\Delta^*(T)$ поблизу T_c спостерігалася на чистих плівках YBCO [61], а також на монокристалах YBCO (Розділ 3, рис. 3.13) і YPrBCO (Розділ 4,

рис. 4.5). Таким чином, можна зробити висновок, що ВТНП перед НП переходом поведуться схожим чином. Найбільш ймовірно це пояснюється тим, що в ВТСП завжди існує певний діапазон НП флуктуацій трохи вище T_c [41, 54, 55], в якому ЛП поведуться як некогерентні куперівські пари, а надлишкова провідність описується флуктуаційними теоріями АЛ [57] і ХЛ [60]. Підсумовуючи отримані результати, з великою ймовірністю можна зробити висновок, що основний механізм взаємодії надпровідних флуктуацій і магнетизму має однакову фізичну природу в ВТНП, де псевдоцілінний стан може співіснувати з магнетизмом. Досить імовірно, що в цьому випадку слід враховувати можливість утворення SDW-станів навіть в YBCO-сполуках при певних умовах. Останнім часом подібні ідеї, що стосуються можливого стану SDW-типу в YBCO, а також можливість перебудови поверхні Фермі нижче T^* , обговорювалися в [22].

Висновки до розділу 5:

1. Вперше в моделі локальних пар були досліджені надгратки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}\text{-PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (SL) з різною кількістю шарів PrBCO і двошарові плівки YBCO-PrBCO (SD) з різним співвідношенням товщини шарів YBCO і PrBCO, які виявилися досить цікавими і перспективними об'єктами для вивчення взаємодії між надпровідністю і магнетизмом в ВТНП.
2. Показано, що незалежно від кількості шарів PrBCO, N_{Pr} , в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}\text{-PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ поблизу T_c надлишкова провідність $\sigma'(T)$ добре описується флуктуаційними теоріями 3D-АЛ і 2D-МТ. Виявлено, що довжина когерентності $\xi_c(0)$ зменшується при збільшенні $N^* = N_{Pr}/N_Y$, що вказує на зменшення довжини когерентності ξ_{ab} в площині ab , яке визначає розмір локальних пар.
3. На залежності $\ln\sigma'$ від $\ln\varepsilon$ виявлено помітне посилення 2D флуктуаційної провідності $\Delta(\ln\sigma')$ з ростом концентрації N_{Pr} , яке вказує на збільшення магнітної взаємодії в SL3 і SD2.

4. Вперше було показано, що зі збільшенням N_{Pr} (SL3 і SD2) форма $\Delta^*(T)$ змінюється і стає подібною до такої, яка спостерігається для Fe - пніктидів $\text{SmFeAsO}_{0.85}$ і $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$, з різким максимумом $\Delta^*(T)$ при високих температурах і спадаючою лінійною ділянкою нижче T_S , що вказує про посилення магнітної взаємодії в YBCO-PrBCO.
5. Показано, що надгратки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -PrBa₂Cu₃O_{7- δ} (SL) і двошарові плівки YBCO-PrBCO (SD) перед переходом в надпровідний стан поведуться подібним чином.
6. Отримані результати дозволяють зробити висновок про те, що основний механізм взаємодії надпровідних флуктуацій і магнетизму однаковий в досліджених нами високотемпературних надпровідниках.

ВИСНОВКИ:

1. Вперше вивчена величина і температурна залежність надлишкової провідності $\sigma'(T)$ і псевдощільни $\Delta^*(T)$ в слабо і оптимально допованих монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом гідростатичного тиску до ~ 1 ГПа в моделі локальних пар. Показано, що під тиском псевдощільна зростає відповідно як $d\ln\Delta^*/dP = 0.36$ ГПа⁻¹ (для СД монокристалів) та $d\ln\Delta^*/dP = 0.32$ ГПа⁻¹ (для ОД монокристалів), що найбільш ймовірно обумовлено зменшенням частот фононного спектру надпровідника при прикладанні тиску.
2. Вперше виявлено нижче T_{01} різке зростання (~ 80 К) псевдощільни $\Delta^*(T)$ у вузькому інтервалі температур ~ 1.5 К, що є специфікою поведінки $\Delta^*(T)$ в оптимально допованих високотемпературних надпровідниках.
3. Показано, що вплив тиску в оптимально допованих монокристалах на T_c дуже малий: $dT_c/dP \approx 0.73$ К·ГПа⁻¹, тоді як $d\ln\rho/dP \approx -(17 \pm 0.2)\%$ ГПа⁻¹ такого ж порядку, що і в слабо допованих монокристалах YBCO . Отже механізми впливу тиску на T_c і $\rho(T)$ різні. Проте, незалежно від тиску і рівня допування в інтервалі температур $T_c - T_{01}$ $\sigma'(T)$ завжди добре описується флуктуаційними теоріями 3D-АЛ и 2D-МТ, демонструючи 3D-2D кросовер при збільшенні температури.
4. Вперше вивчено вплив зміни інтенсивності магнітної взаємодії на надлишкову провідність і псевдощільну в монокристалах $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при збільшенні концентрації Pr, а також в надгратках і гетероструктурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ - $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при збільшенні числа шарів PrBCO. Показано, що при збільшенні магнітної взаємодії на залежності $\Delta^*(T)$ виникає «магнітний» максимум при високих температурах, за яким слідує лінійна ділянка з позитивним нахилом, яка характеризується температурами T_S і T_{SDW} . Також показано, що перехід $\Delta^*(T)$ в надпровідний стан нижче T_{01} у всіх вивчених сполуках відбувається подібним чином.

5. Отримані результати дозволяють зробити висновок про те, що взаємодія між надпровідними флуктуаціями і магнетизмом (магнітними флуктуаціями) має однакову природу в високотемпературних надпровідниках, де спостерігається співіснування надпровідності і магнетизму.

На закінчення я б хотіла висловити свою глибоку вдячність і щире подяку моєму науковому керівнику - доктору фізико-математичних наук Соловйову Андрію Львовичу за вибір цікавої теми, формулювання завдання даної роботи, актуального і перспективного напрямку досліджень, керівництво роботою, неоціненну допомогу і невинну увагу при виконанні роботи, за розуміння та тепле відношення на всіх етапах роботи.

Доктору фізико-математичних наук Золочевському І.В. - за цінні зауваження та поради при редагуванні дисертаційної роботи.

Висловлюю подяку відділу «Електронні властивості провідних та надпровідних систем» ФТІНТ імені Б.І. Веркіна НАН України за доброзичливість і творчу атмосферу.

Я також вдячна ХНУ імені В.Н. Каразіна МОН України та закордонним співавторам, які надали нам можливість для проведення досліджень.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Solovjov A. L. Evolution of the excess conductivity in slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ under high pressure / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk // Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна. Серія «Фізика». – 2015. – Т. 23, № 12. – С. 22 – 27.
2. Hydrostatic-pressure effect 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. Nasyrov, S.N. Kamchatnaya, D. M. Sergeyev // Physica B. – 2016. – V. 493. – P. 58 – 67.
3. 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. Sergeyev // Current Applied Physics. – 2016. – V.16, № 9. – P. 931 – 938.
4. 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 // Materials Research Express. – 2016. – V.3, № 7. - P. 076001 (1-13).
5. 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).
6. Effect of Hafnium Impurities on the Magnetoresistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / S.V. Savich, A.V. Samoylov, S.N. Kamchatnaya, I.L. Goulatis, R.V. Vovk, A. Chroneos, A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko** // J Low Temp Phys. – 2017. – V. 186, №3-4. – P. 285 – 293.
7. Псевдощель и флуктуационная проводимость в монокристалле $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с разной концентрацией празеодима / А.Л. Соловьев, **Л.В. Омельченко**, Р.В. Вовк, С.Н. Камчатная // ФНТ. – 2017. – Т. 43, №. 7. – С. 1050-1058.

8. Fluctuation conductivity and pseudogap in the new iron-based superconductors $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ / **L.V. Omelchenko**, A.V. Terekhov, A.L. Solovjov // V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 2–6 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 49.
9. Fluctuation conductivity and pseudogap in the new iron-based superconductors $\text{EuFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$ / **L.V. Omelchenko**, A.V. Terekhov, A.L. Solovjov // XIV Kharkiv Young Scientist Conference, October 14-17 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 45.
10. Fluctuation conductivity and pseudogap temperature dependence changing in the slightly doped $\text{YB}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals under pressure/ **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk, Z.F. Nazarov, A.L. Solovjov // VI International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 1 – 5 2015: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2015. – P. 39.
11. Особенности поведения псевдощели в оптимально допированном монокристалле $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ под давлением до 1 ГПа/ **Л.В. Омельченко**, А.Л. Соловьев, Р.В. Вовк // XII Международная научная конференция «Физические явления в твердых телах», 1 – 4 декабря 2015: тезисы доклада – Украина, Харьков 2015. – С. 41.
12. 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 praseodymium (Pr) content/ **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov, R.V. Vovk // VII International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 1 – 5 2016: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2016. – P. 45.
13. Specific temperature dependence of pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk, K. Rogacki // International school s conference on nanoscience and quantum transport (nano QT- 2016), October 8-14 2016.
14. Fluctuation conductivity and pseudogap in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / A. L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk // «60th International Conference

for Students of Physics and Natural Sciences» (Open Readings 2017), 14-17 March, 2017 : book of abstracts. – Vilnius, Lithuania, 2017. – P. 313.

15. Excess conductivity and pseudogap in superlattices and double layer $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films / **L.V. Omelchenko**, V. B. Stepanov, A. L. Solovjov // VIII International Conference for Professionals and Young Scientists «Low Temperature Physics», May 29 – June 2 2017 : book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2017. – P. 52.
16. Pseudogap in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with different praseodymium (Pr) content / **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov, R.V.Vovk // International conference on strongly correlated electron systems (SCES -2017), July 17-21 2017 : book of abstracts. – Czech Republic, Prague, 2017. – P. 22.
17. Influence of Pr on pseudogap behavior in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers / **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov // V International Research and Practice Conference «Nanotechnology and nanomaterials», 23 - 26 August, 2017 : book of abstracts. – Chernivtsi, Ukraine, 2017. – P. 237.
18. Bednorz J.G. Possible high T_c superconductivity in the Ba- La- Cu- O system / J.G. Bednorz and K. A. Müller // Zeitschrift fur Physik B.- 1986.- V. 64, № 2. - P. 189-193.
19. From a single-band metal to a high-temperature superconductor via two thermal phase transitions / Rui-Hua He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, [et al.] // Science 25. - V. 331, № 6024. – P. 1579 - 1583.
20. 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.
21. Randeria M. Ultracold Fermi gases: Pre-pairing for condensation / M. Randeria // Nature Phys.- 2010.- V. 8, № 6.– P. 561-562.
22. Change of carrier density at the pseudogap critical point of a cuprate superconductor / S. Badoux, W. Tabis, F. Laliberte, [et al.] // Nature.- 2016.- V. 531, № 7593. - P. 210 - 214.

23. Kordyuk A.A. Pseudogap from ARPES experiment: Three gaps in cuprates and topological superconductivity / A.A. Kordyuk // *Low Temp. Phys.* - 2015. - V.1, №1. – P. 319.
24. 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.
25. Taillefer L. Scattering and Pairing in Cuprate Superconductors / L. Taillefer // *Annual Rev.of Condens. Matter Phys.* - 2010. - V. 1. - P. 51-70.
26. 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.
27. From a single-band metal to a high-temperature superconductor via two thermal phase transitions / Rui-Hua He, M. Hashimoto, H. Karapetyan [et al.] // *Science.* - 2011. - V.331, № 6024. - P. 1579 - 1583.
28. Sadovskii M.V. High-temperature superconductivity in iron-based layered iron compounds / M. V. Sadovskii // *Physics-Uspexhi.* - 2008. - V. 51, № 12. - P. 1201-1227.
29. Alloul H. ^{89}Y NMR evidence for a Fermi-liquid behavior in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ / H. Alloul T. Ohno, P. Mendels // *Phys. Rev. Lett.* - 1989. - V. **63**, № 16. - P. 1700.
30. Disentangling Cooper-pair formation above the transition temperature from the pseudogap state in the cuprates / T. Kondo, Y. Hamaya, A. D. Palczewski1 [et al.] *Nat. Phys.* - 2011. - V.7, № 1. - P. 21 - 25.
31. 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.
32. One- and two-dimensional oxygen ordering in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ / Asta M., de Foutaine D., Ceder G. [et al.] // *J. Less. Common Metals.* – 1991. – V. 168, № 1. – P. 39 - 51.
33. 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.

34. ИЗЮМОВ Ю. А. Сильно коррелированные электроны: t-J-модель / Ю.А. ИЗЮМОВ // УФН.– 1997.– Т. 167, № 5.– С. 465 - 497.
35. Bulut N. Low energy electronic excitations of the layered cuprates and the Hubbard model / N. Bulut // Turk. J. Phys. – 1996. – V. 20, № 6. – P. 548 – 559.
36. Imada M. Metal-insulator transitions / M. Imada, A. Fujimori, Y. Tokura // Rev. Mod. Phys. – 1998. – V. 70, № 4. – P. 1040 - 1264.
37. 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.
38. 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.
39. Transport and magnetic properties of $Tl_2Ba_2CuO_{6+\delta}$ showing a δ -dependent gradual transition from an 85-K superconductor to a nonsuperconducting metal / Kubo Y., Shimakawa Y., Manako T., et. all // Phys. Rev. B.– 1991.– V. 43, № 10.– P. 7875-7882.
40. Electronic Phase Diagram of High- T_c Cuprate Superconductors from a Mapping of the In-Plane Resistivity Curvature / Y. Ando, S. Komiya, K. Segawa [et al.] Phys. Rev. Lett. – 2004. - V. 93, № 26 - 31. – P. 267001.
41. 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.
42. Effect of the pseudogap on the transition temperature in the cuprates and implications for its origin / Vivek Mishra, U. Chatterjee, J. C. Campusano [et al.] // Nature Phys.- 2014. - V.10, № 5. - P. 357 - 360.
43. Локтев В.М. Механизмы высокотемпературной сверхпроводимости медных оксидов / В.М. Локтев // ФНТ. – 1996. – Т.22, № 1. – С. 3-45.

44. 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.
45. Pseudogap above T_c in a model with $d_{x^2-y^2}$ pairing / J.R. Engelbrecht, A. Nazarenko, M. Randeria [et al.] // Phys. Rev B.- 1988.- V.57, № 21. - P. 13406.
46. 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.
47. 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.
48. 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.
49. Yao Ma Low – temperature pseudogap in high – temperature phenomen[^] precursor of high T_c superconductivity / Ma Yao, Ye Peng, Weng Zheng // New J. Phys. – 2014 - V. 16. - P. 083039.
50. 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.
51. Abrikosov A.A. Properties of the pseudogap phase in high- T_c supercon-ductors / A.A. Abrikosov // Phys. Rev. B. – 2001. – V.64, № 10. – P. 104521(1–10).
52. Coexistence of the superconducting energy gap and pseudogap above and below the transition temperature of cuprate superconductors / J. L. Tallon, F. Barber, J. G. Storey [et al.] // Phys. Rev. B. – 2013. - V.87, № 14. – P. 140508.
53. Cuprate pseudogap: Competing order parameters or precursor superconductivity / E. Stajic, A. Iyengar, K. Levin, B.R. Boyce [et al.] // Phys. Rev. B.– 2003.– V.68, № 9. – P. 024520 (1-9).

54. 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 [et al.] // *Nature*. - 1999. - V. 398, № 6724. - P. 221 - 223.
55. 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 [et al.] // *Phys. Rev. B*.- 1998. - V.58, № 5. - P. 2458.
56. 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. Kabayashi [et al.] // *Phys. Rev. B*.- 1992.- V.46, № 22.- P. 14818-14822.
57. 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.
58. De Gennes P.G. Superconductivity of metals and alloys / P.G. De Gennes // W. A. Benjamin, Inc., New York - Amsterdam. - 1996. - P. 280.
59. 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 [et al.] // *Phys. Rev. B*.- 1988.- V.37, № 13.- P. 7861-7864.
60. 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.
61. Соловьев А. Л., Дмитриев В. М. Флуктуационная проводимость и псевдощель в пленках $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ / А. Л. Соловьев, В. М. Дмитриев // *ФНТ*. - 2006. - Т.32, № 6. - С. 753 - 760.
62. Evidence for superconductivity above 40 K in the La-Ba-Cu-O compound system / C.W. Chu, P.H. Hor, R.L. Meng [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* - 1987. - V.58, №4. - P. 405 - 407.
63. H.J. Liu, Q. Wang, G.A. Saunders, D.P. Almond, B. Chapman, K. Kitahama, *Phys. Rev. B*. - 1995. - V.51, № 9. - P. 9167 - 9179.

64. 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 [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1997. – V.55, № 9. – P. 8529 - 8543.
65. Effects of pressure on the fluctuation conductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ / L.M. Ferreira, P. Pureur, H.A. Borges [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2004. – V.69, № 21. – P. 212505.
66. Griessen R. Pressure dependence of high T_c superconductors / R. Griessen // *Phys. Rev. B.* - 1987. – V.36, № 10. – P. 5284.
67. Hong D.J.L. Effect of the temperature annealing on the oxygen content in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ superconductor / D.J.L. Hong, D.M. Smith // *J. Am. Ceram. Soc.* - 1991. - V.74, № 5. - P. 1751 - 1759.
68. Effect of hydrostatic pressure on the resistance and critical temperature of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / D.D.Balla, A.V.Bondarenko, R.V.Vovk [et al.] // *Low Temp. Phys.* - 1997. – V.23, № 10. - P. 777 – 781.
69. Сайко А.П. К объяснению зависимости T_c от давления в ВТСП купратах с различной степенью кислородной нестехиометрии / А.П. Сайко, В.Е. Гусаков // *ФНТ.* - 1996. - Т.22, № 7. - С. 748 - 751.
70. Resistive relaxation processes in oxygen-deficient single crystals of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / M.A. Obolenskii, A.V. Bondarenko, R.V. Vovk [et al.] // *Low Temp. Phys.* - 1997. –V.23, № 11. - P. 882 - 885.
71. Electronic properties of $\text{Ba}_2\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / A. Matsuda, K. Kinoshita, T. Ishii [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1988. – V.38, № 4. – P. 2910 - 2913.
72. 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 [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V.47, № 7. – P. 6043 - 6046.
73. Fehrenbacher R. and Rice T. M. 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 - 3474.
74. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ superlattices: Properties of ultrathin superconducting layers separated by insulating layers / J.-M. Triscone, Q. Fischer, O. Brunner [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – V.64, № 7. – P. 804 - 807.

75. Yubin Y. Hole distribution and Tc suppression in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_7$ / Y. Yubin, C. Guanghan, J. Zhengkuan // *Phys. Rev. B.* – 1999. – V.59, № 5. – P. 3845.
76. Vovk R.V. Transverse conductivity in $Pr_yY_{1-y}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals in a wide range of praseodymium concentrations / R.V. Vovk, G.Ya. Khadzhai, O.V. Dobrovolskiy // *Applied Phes. A.* – 2014. – V. 117, № 3. – P. 997 – 1002.
77. Nagasawa H. The Magnetism of Praseodymium Metal / H. Nagasawa, T. Sugawara // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1967. – V.23, № 4. – P. 701 – 710.
78. Magnetic order of Pr ions in related perovskite - type Pr123 compounds / M. Guillaume, P. Fisher, B. Roessli [et al.] // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V.75, № 10. – P. 6331.
79. Hauck J. Phase relations in pseudobinary $Ba_2MCu_3O_{6.5+x}$ ($M = Y, Gd$) / J. Hauck, K. Bickmann, F. Zucht // *J. Mater. Research.* – 1987. – V.2, № 6. – P. 762–764.
80. Ono A. Preparation of single crystals of the superconductor $YBa_2Cu_3O_x$ / A. Ono, T. Tanaka // *Jap. J. Appl. Phys.* – 1987. – V.26, № 5. – P. 825 – 827.
81. 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.
82. 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.
83. 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, №1-4. – P. 204 - 211.
84. Ицкевич Е.С. Бомба высокого давления для работы при низких температурах / Е.С. Ицкевич // ПТЭ. – 1963. – № 4. – С. 148–151.
85. 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.
86. 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.

87. Fluctuation conductivity and pseudogap in $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ 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 [et al.] // *Physica C.* - 2014. – V. 501. – P. 24 - 31.
88. 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. Gonzalez [et al.] // *Phys. Rev. B.*- 2002. – V. 66, № 9. – P. 092504.
89. 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 [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2011. – V. 84, № 18. – P. 184523.
90. Соловьев А.Л. Флуктуационная проводимость в пленках YBaCuO с различным содержанием кислорода. I. Оптимально допированные и слабо допированные пленки / А. Л. Соловьев, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааге // *ФНТ.* – 2002. – Т.28, № 1. – С. 22 - 36.
91. Соловьев А.Л. Флуктуационная проводимость в пленках YBaCuO с различным содержанием кислорода. II. YBCO пленки с $T_c \sim 80$ К / А. Л. Соловьев, Х.-У. Хабермайер, Т. Хааге // *ФНТ.* – 2002. – Т.28, № 2.– С. 144 - 156.
92. 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, № 15. – P. 13997 - 14000.
93. 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 [et al.] // *Phys. C.* – 1995. – V. 254. – P. 44 – 62.
94. 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. Defossez, J. Dumont [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – V.87, № 19. – P. 197007.
95. 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.

96. Прокофьев Д.Д Величина и температурная зависимость псевдощели в YBCO, полученные из резистивных измерений / Д.Д. Прокофьев, М. П. Волков, Ю. А. Бойков // ФТТ. – 2003. – Т. 45, № 7. – С. 1168 - 1176.
97. Wang K. W A structural-based microscopic theory on high-temperature cuprate superconductors / K. W. Wang, W. Y. A Ching // Physica C. – 2004. – V. 416. – P. 47 - 67.
98. Gupta R.P. Relationship between pressure-induced charge transfer and the superconducting transition temperature in $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ superconductors / R.P. Gupta, M. Gupta // Phys. Rev. B. - 1995. –V.51, № 17. - P. 11760 - 11766.
99. Дьяченко А.И Эффекты давления в спектроскопических характеристиках купратов Bi2223 / А.И. Дьяченко, В.Ю. Тареев // Физика и техника высоких давлений. – 2014. – Т.24, № 2. – С. 24 – 42.
100. Temperature range of superconducting fluctuations above T_c in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals / M. S. Grbić, M. Požek, D. Paar [et al.] // Phys. Rev. B. – 2011. – V. 83, №14. – P. 144508.
101. 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.
102. Observation of negative magnetoresistance in single crystal $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-y}$ / A.K. Pradhan, S.J. Hazell, J.W. Hodby [et al.] // Solid State Commun. – 1993. – V. 88, № 9. – P. 723 – 726.
103. Influence of longitudinal magnetic field on the fluctuation conductivity in slightly Al – doped $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ single crystals with a given topology of plane defects / R.V. Vovk, M.A. Obolenskii, A.A. Zavgorodniy [et al.] // Modern Phys. Lett. B. – 2011. – V. 25, № 27. – P. 2131.
104. Pinning and dynamics of magnetic flux in YBaCuO single crystals for vortex motion along twin boundaries / A.V. Bondarenko, V.A. Shklovskij, R.V. Vovk [et al.] // Low Temp. Phys. – 1997. – V. 23, № 12. – P. 962.
105. Interplay of superconductivity and ferromagnetism in $YBa_2Cu_3O_7/La_{1-x}Sr_xMnO_3$ heterostructures / P. Przyslupski, A. Tsarou, P. Dluzewski [et al.] // Supercond. Sci. Technol. – 2006. – V. 19, № 3. - P. 38- 44.

106. Colossal magnetoresistance and superconductivity in REAMnO/YBCO heterostructures / P. Przyslupski, T. Nishizaki, N. Kobayashi, [et al.] // *Physica B.* – 1999. – V. 259. - P. 820 – 821.
107. Wuyts B., Resistivity and Hall effect of metallic oxygen-deficient $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ films in the normal state / B. Wuyts V. V. Moshchalkov, Y. Bruynseraede // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V. 53. – P. 9418.
108. Vovk R.V. Fluctuation conductivity of oxygen underdoped $\text{Y}_{1-x}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ single crystals // R.V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, I. L. Goulatis, and A. Chroneos / *Physica B.* – 2014. V.436. – P. 88-90.
109. Solovjov A.L. Fluctuation conductivity in Y-Ba-Cu-O films with artificially produced defects / A. L. Solovjov // *Low Temp. Phys.* – 2002. – V.28, № 11. – P. 1138 – 1149.
110. 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 [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2003. – V.68, № 5. – P. 054533 (1-11).
111. Coexistence of the superconducting energy gap and pseudogap above and below the transition temperature of cuprate superconductors // J.L. Tallon, F. Barber, J.G. Storey [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2013. – V. 87, №14. – P. 140508.
112. Machida K. Theory of antiferromagnetic superconductors / K. Machida, K. Nokura, and T. Matsubara // *Phys. Rev. B.* – 1980. – V. 22, № 5. – P. 2307.
113. 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 [et al.] // *Phys. Rev. B.* – 2009. – V.80, № 5. – P. 052503.
114. Transport and Infrared Properties of $\text{SmFeAs}(\text{O}_{1-x}\text{F}_x)$: From SDW to Superconducting Ordering / M. Tropeano, C. Fanciulli, T. Shiroka [et al.] // *Supercond. Sci. Technol.* – 2009. – V.22, № 3. – P. 034004 (1 - 7).

Додаток А

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

НАУКОВІ ПРАЦІ, В ЯКИХ ОПУБЛІКОВАНІ ОСНОВНІ НАУКОВІ
РЕЗУЛЬТАТИ ДИСЕРТАЦІЇ

1. Solovjov A. L. Evolution of the excess conductivity in slightly doped $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ under high pressure / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk // Вісник ХНУ імені В.Н. Каразіна. Серія «Фізика». – 2015. – Т. 23, № 12. – С. 22 – 27.
2. Hydrostatic-pressure effect 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. Nasyrov, S.N. Kamchatnaya, D. M. Sergeyev // Physica B. – 2016. – V. 493. – P. 58 – 67.
3. 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. Sergeyev // Current Applied Physics. – 2016. – V.16, № 9. – P. 931 – 938.
4. 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 // Materials Research Express. – 2016. – V.3, № 7. - P. 076001 (1-13).
5. 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).
6. Effect of Hafnium Impurities on the Magnetoresistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ / S.V. Savich, A.V. Samoylov, S.N. Kamchatnaya, I.L. Goulatis, R.V. Vovk, A. Chroneos, A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko** // J Low Temp Phys. – 2017. – V. 186, №3-4. – P. 285 – 293.

7. Псевдощель и флуктуационная проводимость в монокристалле $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ с разной концентрацией празеодима / А.Л. Соловьев, **Л.В. Омельченко**, Р.В. Вовк, С.Н. Камчатная // ФНТ. – 2017. – Т. 43, №. 7. – С. 1050-1058.
8. Fluctuation conductivity and pseudogap in the new iron-based superconductors $EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}$ / **L.V. Omelchenko**, A.V. Terekhov, A.L. Solovjov // V International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 2–6 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 49.
9. Fluctuation conductivity and pseudogap in the new iron-based superconductors $EuFeAsO_{0.85}F_{0.15}$ / **L.V. Omelchenko**, A.V. Terekhov, A.L. Solovjov // XIV Kharkiv Young Scientist Conference, October 14-17 2014: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2014. – P. 45.
10. Fluctuation conductivity and pseudogap temperature dependence changing in the slightly doped $YB_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals under pressure/ **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk, Z.F. Nazyrova, A.L. Solovjov // VI International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 1 – 5 2015: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2015. – P. 39.
11. Особенности поведения псевдощели в оптимально допированном монокристалле $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ под давлением до 1 ГПа/ **Л.В. Омельченко**, А.Л. Соловьев, Р.В. Вовк // XII Международная научная конференция «Физические явления в твердых телах», 1 – 4 декабря 2015: тезисы доклада – Украина, Харьков 2015. – С. 41.
12. Pseudogap and fluctuation conductivity in $Y_{1-x}Pr_xBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with different praseodymium (Pr) content/ **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov, R.V. Vovk // VII International Conference for Young Scientists «Low Temperature Physics», June 1 – 5 2016: book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2016. – P. 45.

13. Specific temperature dependence of pseudogap in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers / A.L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk, K. Rogacki // International school s conference on nanoscience and quantum transport (nano QT- 2016), October 8-14 2016.
14. Fluctuation conductivity and pseudogap in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals / A. L. Solovjov, **L.V. Omelchenko**, R.V. Vovk // «60th International Conference for Students of Physics and Natural Sciences» (Open Readings 2017), 14-17 March, 2017 : book of abstracts. – Vilnius, Lithuania, 2017. – P. 313.
15. Excess conductivity and pseudogap in superlattices and double layer $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ films / **L.V. Omelchenko**, V. B. Stepanov, A. L. Solovjov // VIII International Conference for Professionals and Young Scientists «Low Temperature Physics», May 29 – June 2 2017 : book of abstracts. – Ukraine, Kharkiv, 2017. – P. 52.
16. Pseudogap in $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with different praseodymium (Pr) content / **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov, R.V.Vovk // International conference on strongly correlated electron systems (SCES -2017), July 17-21 2017 : book of abstracts. – Czech Republic, Prague, 2017. – P. 22.
17. Influence of Pr on pseudogap behavior in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ nanolayers / **L.V. Omelchenko**, A.L. Solovjov // V International Research and Practice Conference «Nanotechnology and nanomaterials», 23 - 26 August, 2017 : book of abstracts. – Chernivtsi, Ukraine, 2017. – P. 237.