

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-03>

UDC 538.935+539.374+669.715

PACS numbers: 71.30.+h, 74.72.Bk, 74.81.Bd

## ВПЛИВ ТИСКУ НА РОЗСІЮВАННЯ НОРМАЛЬНИХ І ФЛУКТУАЦІЙНИХ НОСІЇВ У МОНОКРИСТАЛАХ $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$

Г. Я. Хаджай<sup>ORCID</sup>, В. Ю. Гресь<sup>ORCID</sup>, М. В. Коробков, В. Ф. Коршак<sup>ORCID</sup>, Р. В. Вовк<sup>ORCID</sup>

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

E-mail: [gkhadjai@gmail.com](mailto:gkhadjai@gmail.com)

Надійшла до редакції 01 жовтня 2025 р. Переглянуто 08 листопада 2025 р.  
Прийнято до друку 14 листопада 2025 р. Опубліковано 26 листопада 2025 р.

Експериментально отримані температурні залежності електричного опору  $\rho(T)$  монокристалічного високотемпературного надпровідника (ВТНП)  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  у нормальному стані ( $T^* \leq T \leq 300$  К) при різних величинах квазігідростатичного тиску ( $0 \leq P \leq 1$  ГПа) апроксимовані співвідношенням Блоха – Грюнайзена, що враховує розсіювання носіїв заряду на фонах та дефектах. Температурна похідна опору  $d\rho(T)/dT$  у нормальному стані проходить через максимум ( $T_{max} \approx \theta/3$ ,  $\theta$  – температура Дебая), що повністю відповідає моделі, яка застосована. Наявність високотемпературного максимуму  $d\rho(T)/dT$  свідчить про відсутність лінійної залежності електричного опору в дослідженому зразку принаймні в області  $T \lesssim 300$  К. Надпровідний перехід приводить до появи низькотемпературного максимуму при  $T = T_c$ . Температура мінімуму, що існує між цими максимумами, ототожнюється з температурою відкриття псевдощільни  $T^*$ . Остання збільшується при зростанні гідростатичного тиску. Екстраполяція нормальної провідності (в моделі Блоха – Грюнайзена) на область температур  $T_c < T \lesssim T^*$  дозволяє обчислити флуктуаційну провідність. Флуктуаційна провідність, що отримана як різниця між експериментальними значеннями опору та екстрапольованими за допомогою співвідношення Блоха – Грюнайзена величинами, з хорошою точністю описується співвідношенням Лоренца – Доніаха з урахуванням неоднорідності зразка. Баричні залежності параметрів моделі Лоренца – Доніаха показують, що гідростатичний тиск сприяє покращенню структури зразка. Еволюція флуктуаційної провідності, що викликана тиском, у легованих Pr монокристалах  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  може визначитися двома обставинами: збільшенням «тривимірності» системи внаслідок зміни співвідношення між довжиною когерентності  $\xi_c$  та міжшаровою відстанню  $d$ , а також зсувом рівня Фермі відносно особливостей густини електронних станів. На відміну від зразків YBCO без домішок (чи слабо легованих Pr), застосування високого тиску призводить до суттєвого збільшення баричних похідних  $dT_c/dP$  та  $d\xi_c/dP$ .

**Ключові слова:** монокристали  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ , питомий опір у  $ab$ -площині, гетерогенність, гідростатичний тиск, розсіювання носіїв заряду на фонах, флуктуаційна провідність, 2D-3D кросовер.

**Як цитувати:** Г. Я. Хаджай, В. Ю. Гресь, М. В. Коробков, В. Ф. Коршак, Р. В. Вовк. Вплив тиску на розсіювання нормальних і флуктуаційних носіїв у монокристалах  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 43, 2025, 28–39. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-03>

**In cites:** G. Ya. Khadzhai, V. Yu. Gres', M. V. Korobkov, V. F. Korshak, R. V. Vovk. The effect of pressure on the scattering of normal and fluctuation carriers in  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  single crystals. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 43, 2025, 28–39. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-03> (in Ukrainian).

## ВСТУП

Відомо [1], що для ВТНП термодинамічно вигідним є розпад на домени з металевою провідністю та діелектричні, тобто ці матеріали є неоднорідними. Більш того, домени з металевою провідністю можуть мати різні температури надпровідного переходу ( $T_c$ ), що приводить до розмиття НП-переходу [2, 3]. Характерною ознакою металевої провідності (для полі- та монокристалів) є позитивна температурна похідна опору:  $-d\rho/dT > 0$ . Опір змінюється за рахунок змінення довжини вільного пробігу електронів  $L$  через розсіювання на порушеннях періодичності – насамперед це фонони (температурна залежність  $L$ ) та дефекти структури (концентраційна залежність  $L$ ). Відмітимо, що  $L \gtrsim a$ , де  $a$  – стала кристалічної ґратки. Тому  $0 < \rho (= \sigma^{-1}) \lesssim \rho_{max}$ , де  $\rho_{max} \approx 3a \left(\frac{\hbar}{e^2}\right)$  – межа Йоффе – Регеля. При  $a \approx 3 \text{ \AA}$   $\rho_{max} \sim 300 \text{ \mu}\Omega \text{ см}$  [4, 5]. Таким чином, якщо експериментальні значення опору, зокрема ВТНП-матеріалів, якісно відповідають зазначеній межі та  $d\rho/dT > 0$ , то природно припустити, що й цього разу провідність обмежується розсіюванням носіїв заряду на фононах та дефектах.

У [6] зазначається, що, принаймні для оптимально допованих ВТНП, майже всі особливості низькоенергетичних релаксаційних процесів можуть бути пояснені стандартною сильною електрон-фононою взаємодією (ЕФВ). Зокрема, розсіювання носіїв заряду на фононах за високих температур ( $T \gtrsim \theta$ , де  $\theta$  – температура Дебая) є пружним та приводить до лінійної температурної залежності  $\rho_{ph}(T)$  у базисній площині [6, 7].

У той же час ця лінійна область температурної залежності  $\rho(T)$  у ВТНП пояснюється за допомогою інших теоретичних моделей, найбільш відомими з яких є RVB-теорія [8, 9] та модель NAFL [10]. В обох цих моделях за високих температур  $\rho(T) \propto T$ , проте причини відсутності розсіювання носіїв заряду на фононах не пояснюються.

Лінійний хід  $\rho(T)$ , у тому числі для зразків дуже високої якості, а також “довгі” лінійні залежності (від кількох Кельвінів до кімнатних температур), пов’язується з розсіюванням носіїв заряду саме на фононах та дефектах у достатньому числі робіт – див., напр., [11–21].

Зазначимо, що у випадку розсіювання носіїв заряду на фононах нижня границя лінійної залежності опору є досить близькою до температури Дебая, яка у шаруватих матеріалах, зокрема ВТНП, може мати досить низьке значення. Зокрема, у [22] для феноменологічного опису фононної теплоємності запропоновано модель, що враховує: 1) поперечні коливання, які поширюються вздовж вісі  $c$  – зсувні коливання шарів з температурою Дебая  $\theta_1$ ; 2)

поперечні коливання перпендикулярно до вісі  $c$  – температура Дебая  $\theta_2$ ; та 3) поздовжні коливання, пов’язані з деформаціями в усіх трьох напрямках – температура Дебая  $\theta_3$ ; причому  $\theta_1 < \theta_3 < \theta_2$ . Для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5+\delta}$  значення  $\theta_1 \approx 90 \text{ K}$ ,  $\theta_2 \approx 850 \text{ K}$  та  $\theta_3 \approx 295 \text{ K}$ .

Враховуючи дані [22], можна припустити, що у зразках гарної якості переважає розсіювання з характеристичною температурою  $\theta_1$ , але в міру зростання дефектності відбувається перехід до характеристичних температур  $\theta_2$  та  $\theta_3$ . Зокрема, для оптимально допованого  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$   $\theta_1 (\approx 90 \text{ K}) \lesssim T_c$ , що приводить до лінійної залежності, яка починається безпосередньо від  $T_c$ .

У [23–26] було обґрунтовано та розвинуто схему обчислення величини флуктуаційної провідності,  $\sigma_{fl} = [\rho_{fl}(T)]^{-1}$ , що базується на екстраполяції саме лінійної залежності електричного опору з області високих температур ( $T \approx \theta$ ) на область низьких температур ( $T \lesssim T^*$ ), де  $T^*$  – температура відкриття псевдощільни, тобто температура початку відхилення експериментальної залежності  $\rho(T)$  від лінійності. У цих роботах  $\sigma_{fl} = [\rho_{fl}(T)]^{-1} - [\rho_{lin}(T)]^{-1}$ . Слід відзначити, що як наявність лінійного  $\rho(T)$ , так і сама  $T^*$  визначалися «на око» без аналізу похідної  $d\rho/dT$  у всьому дослідженому інтервалі температур.

У цій роботі ми аналізуємо поведінку похідної  $d\rho(T)/dT$  у всьому дослідженому інтервалі температур, та на основі особливостей поведінки  $d\rho(T)/dT$  робимо висновок про наявність (чи відсутність) у нормальному стані ( $T \gtrsim T^*$ ) розсіювання носіїв заряду на фононах та дефектах.  $T^*$  ми теж визначаємо на основі особливостей поведінки  $d\rho(T)/dT$ . Якщо електричний опір у нормальному стані можна описати як результат такого розсіювання, тобто при самих високих із досліджених температур  $\rho(T) \equiv \rho_{ph}(T) \approx \rho_0 + \text{const} \cdot T$ , ми апроксимуємо залежність  $\rho(T)$  на інтервалі  $T \gtrsim T^*$  відповідними співвідношеннями, встановлюючи при цьому баричні залежності параметрів розсіювання носіїв заряду на фононах та дефектах.

На інтервалі  $T_c < T \lesssim T^*$  ми обчислюємо флуктуаційну провідність як  $\sigma_{fl}(T) \equiv [\rho_{fl}(T)]^{-1} = [\rho(T)]^{-1} - [\rho_{ph}(T)]^{-1}$  та апроксимуємо залежність  $\sigma_{fl}(T)$  на вказаному інтервалі відповідними співвідношеннями, встановлюючи при цьому баричні залежності параметрів флуктуаційної провідності.

## 1. ЕКСПЕРИМЕНТ

Монокристали  $\text{Y}_{0.66}\text{Pr}_{0.34}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  були вирощені розчин-розплавним методом у золотому тиглі [24, 27]. Режими вирощування цих монокристалів та насичення їх киснем були такими ж, як і для інших недопованих празеодимом монокристалів [27–28]. Як вихідні

компоненти для вирощування монокристалів використовували сполуки  $Y_2O_3$ ,  $BaCO_3$ ,  $CuO$  та  $Pr_5O_{11}$ . Щоб отримати монокристали з частковим заміщенням  $Y$  на  $Pr$ ,  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ , до початкової суміші було додано оксид  $Pr_5O_{11}$  у відповідному відсотковому співвідношенні. Монокристали насичували киснем при  $430^\circ C$  у кисневій атмосфері протягом чотирьох діб. Усі монокристали містили двійники, а площини двійників мали блокову структуру.

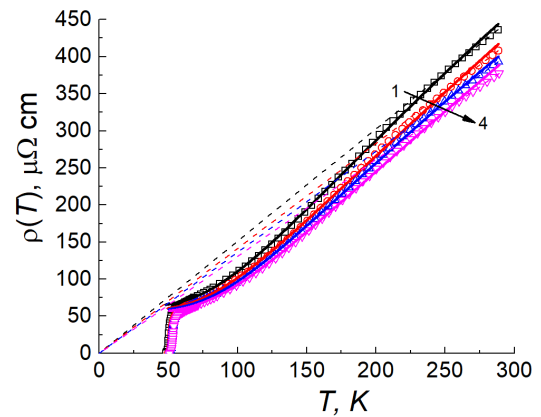
Розміри кристалів для цих вимірювань склали близько  $(1.5...2) \times (0.2...0.3) \times (0.01...0.02)$  мм<sup>3</sup>, де найменший розмір відповідав висі  $c$ . Гідростатичний тиск створювали в автономній камері типу "поршень-циліндр" [29]. Величину тиску вимірювали за допомогою манганінового манометра. Датчиком температури слугувала мідь-константанова термопара, що була вмонтованою у зовнішню поверхню камери на рівні розташування зразка. Опір вимірювали стандартним 4-зондовим методом, робочий струм до 10 мА протікав вздовж найбільшого із розмірів зразка. Відстань між потенційними контактами зазвичай складала близько 1 мм. Усі вимірювання питомого опору проводили у гелієвому кріостаті при фіксованій температурі. Для регулювання температури використовували аналоговий терморегулятор, що забезпечував стабільність температури близько 5 мК. Температуру вимірювали залізо-родієвим термометром опору.

## 2. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

На рис. 1 показано експериментальні температурні залежності електричного опору  $\rho(T)$  в  $ab$ -площині монокристала  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ , отримані за тисків від 0 (крива 1) до 9.70 кбар (крива 4).

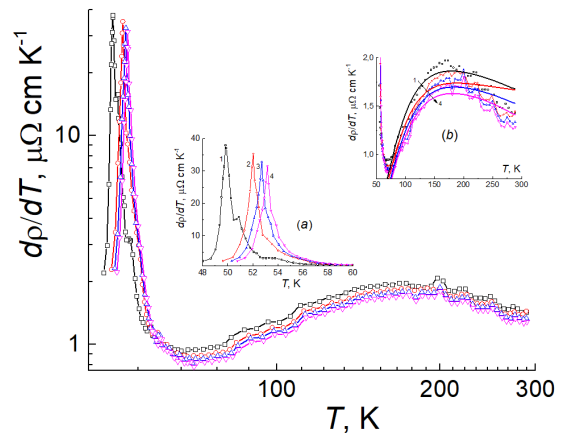
На рис. 2 наведено температурні залежності температурних похідних електричного опору  $d\rho/dT$  у всьому інтервалі температур, що досліджений.

На вставках (а) та (б) до рис. 2 наведено відповідні температурні похідні  $d\rho(T)/dT$  окремо для областей низьких (50–75) К та високих (75–300) К температур. У всьому дослідженому інтервалі температур та тисків  $d\rho(T)/dT > 0$ , що вказує на металевий характер провідності зразка. На вставці (а) показано низькотемпературні максимуми  $d\rho(T)/dT$ , викликані переходом зразків у надпровідний стан. Видно, що при збільшенні тиску максимуми зміщуються в бік вищих температур, а висоти максимумів трохи зменшуються. Зі вставки (а) до рис. 2 видно, що зі зростанням тиску максимуми низькотемпературної похідної,  $d\rho/dT|_{max}$ , знижується, а ширини цих максимумів (на половині висоти),  $\Delta T_c$ , збільшується, причому добуток  $\Delta T_c \times (d\rho/dT)_{max}$  залишається практично сталим. Можна припустити, у зв'язку з цим, що в інтервалі (до 1 ГПа) тиск не спричиняє змін в ансамблі дефектів.



**Рис. 1.** Температурні залежності електричного опору в  $ab$ -площині  $\rho(T)$  монокристалів  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  за тисків 0, 0.372, 0.653 та 0.970 ГПа – криві 1–4 відповідно. Точки – експеримент, суцільні лінії – апроксимація за рівн. (4), штрихові лінії – лінійна екстраполяція  $\rho(T)$  від високих температур “на око”.

**Fig. 1.** Temperature dependences of the electrical resistivity in the  $ab$ -plane  $\rho(T)$  of  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  single crystals at pressures of 0, 0.372, 0.653 and 0.970 GPa – curves 1–4, respectively. Points – experiment, solid lines – approximation according to eq. (4), dashed lines – linear extrapolation of  $\rho(T)$  from high temperatures “by eye”.



**Рис. 2.** Температурні похідні опору,  $d\rho/dT$ , відповідно до рис. 1. Точки – обчислення за експериментальними даними. Вставки: (а) – область надпровідного переходу; (б) – високі температури. Лінії обчислені за рівн. (4). Нумерація та позначки відповідають рис. 1.

**Fig. 2.** Temperature derivatives of resistivity,  $d\rho/dT$ , according to Fig. 1. Points are calculations based on experimental data. Insets: (a) – superconducting transition region; (b) – normal state. Lines are calculated according to eq. (4). Numbering and labels correspond to Fig. 1.

На вставці (б) до рис. 2 показано високотемпературні максимуми  $d\rho(T)/dT$ . Видно, що  $d\rho(T)/dT|_{high} \lesssim 2 \mu\Omega \text{ cm/K}$ , що приблизно в 20 разів менше, ніж при переході в надпровідний стан. Видно також, що температурна залежність  $d\rho(T)/dT|_{high}$  навіть при найвищих з досліджених температур, не демонструє наближення до постійного значення. Останнє свідчить про відсутність лінійної температурної залежності опору  $\rho(T)$  навіть при  $T \sim 300 \text{ K}$ . Аналогічну поведінку  $\rho(T)$  та  $d\rho(T)/dT$  ми спостерігали для недопованих  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$  та  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-d}$  під тиском [29–30].

Суцільними лініями на вставці (б) зображено температурні похідні опору, обчислені за залежністю (4) з параметрами, що наведено у таблиці 1. Видно, що розраховані похідні якісно відповідають значенням, обчисленим за експериментальними точками. Зазначимо, що: 1) максимуми цих похідних спостерігаються при  $T \sim \theta/3$ , що використовується як початкове значення при підгонці; 2) похідні в дослідженій області температур не демонструють тенденції до постійного значення, тобто на рис. 1 немає ознак лінійної температурної залежності  $\rho(T)$ , оскільки (відповідно до рівн. (4)) у нас  $T < \theta$ .

На основній панелі рис. 2 та на вставці (б) видно мінімум похідної опору поблизу 75 K, який розділяє (природно) високо- та низькотемпературний

максимуми повної кривої  $d\rho(T)/dT$ . Як зазначено в [31], лівіше цього мінімуму починають проявлятися ознаки надпровідних флуктуацій, і температуру мінімуму можна вважати температурою відкриття псевдощільни  $T^*$ . Зауважимо, що при збільшенні тиску збільшуються  $T^*$  та глибина мінімуму.

Праворуч від мінімуму  $d\rho(T)/dT$  зразок знаходиться в нормальному стані з металевою провідністю, яка обмежена, головним чином, розсіюванням носіїв заряду на фононах та дефектах, та може забезпечувати опір металевих систем до  $\sim 10^3 \mu\Omega \text{ cm}$ . Саме це розсіювання й формує, головним чином, температурну залежність опору  $\rho(T)$  у нормальному стані.

У першому наближенні, внесок в електричний опір, обумовлений розсіюванням носіїв заряду на фононах, може бути представлений як:

$$\rho_{ph}(T) = A_r \left(\frac{T}{\theta}\right)^r J_r\left(\frac{\theta}{T}\right); J_r\left(\frac{\theta}{T}\right) = \int_0^{\theta/T} \frac{e^x x^r dx}{(e^x - 1)^2}. \quad (1)$$

Тут  $A_r$  – це параметр;  $r=3$  та/або 5 (що відповідає співвідношенню Блоха – Грюнайзена [32–33]), або  $r=2$  та/або 4 (що відповідає спектру фононої густини станів для надпровідних сполук типу  $\beta$ -W, отриманому у надпровідних тунельних експериментах [34]).

Відповідає непружному розсіюванню носіїв заряду на фононах. Таким чином, Рівняння (1) описує перехід від

Таблиця 1.

Значення параметрів апроксимації опору монокристала  $\text{Y}_{0.66}\text{Pr}_{0.34}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$  згідно з рівн. (4).

Table 1.

The approximation parameters of the  $\text{Y}_{0.66}\text{Pr}_{0.34}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$  single crystal resistivity according to eq. (4).

$P$ , GPa	$T^*$ , K	$\rho_0$ , $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	$A_5$ , $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	$\theta$ , K	$B$	$\varepsilon$ , %
0	67.55	63.00	3365	522.5	0.66	0.83
0.372	69.35	58.95	3305	539	0.78	0.77
0.653	69.95	56.80	3230	544	0.79	0.74
0.970	70.4	54.50	3130	548	0.805	0.72

При  $T > \theta$

$$\rho_{ph}(T) \approx \frac{A_r}{(r-1)\theta} T \quad (2)$$

відповідає пружному розсіюванню носіїв заряду на фононах. У протилежному випадку  $T \rightarrow 0$  та

$$\rho_{ph}(T) \propto T^r \quad (3)$$

пружного розсіювання носіїв заряду на фононах при високих температурах до непружного розсіювання на фононах при низьких температурах.

Суцільні лінії на рис. 1 є апроксимацією  $\rho(T)$  в інтервалі  $T^* \lesssim T \lesssim 300 \text{ K}$  відповідно до формули:

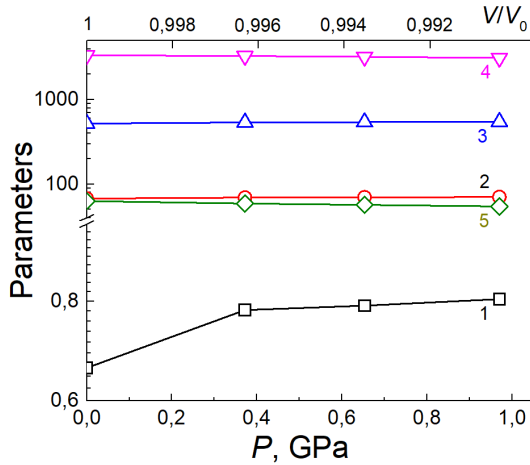
$$\rho(T) = \rho_0 + A_5 \left(\frac{T}{\theta}\right)^5 J_5^*\left(\frac{\theta}{T}\right); \quad (4)$$

$$J_5^*\left(\frac{\theta}{T}\right) = \int_B^{\theta/T} \frac{e^x x^5 dx}{(e^x - 1)^2},$$

тобто у (4)  $r=5$  та інтегрування виконується не від 0, а від деякої величини  $B = q_D l / (2\pi)$  ( $q_D$  – дебаївський хвильовий вектор фонона,  $l$  – довжина вільного пробігу електрона). Це означає, що тільки фонони з довжиною хвилі  $2\pi/|q_D| \lesssim l$  визначають електричний опір [35–36].  $\rho_0$  – залишковий опір, спричинений різноманітними дефектами зразка.

Приймаючи  $r=5$  та варіюючи підгінні параметри  $\rho_0$ ,  $A_5$ ,  $\theta$  та  $B$ , ми отримали найменшу середню похибку

апроксимації, що становить приблизно 1%. Значення зазначених параметрів наведено у таблиці 1. Залежності цих параметрів від тиску та, відповідно, відносної зміни об'єму  $\Delta V/V$  (за [36]) показано на рис. 3.



**Рис. 3.** Баричні залежності параметрів апроксимації опору монокристала  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  за (4). Верхня шкала –  $V/V_0$  (обчислено за даними [36]). 1 –  $B$ ; 2 –  $T^*$ , К; 3 –  $\theta$ , К; 4 –  $A_5$ ,  $\mu\Omega$  см; 5 –  $\rho_0$ ,  $\mu\Omega$  см.

**Fig. 3.** Baric dependences of the approximation parameters of the  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  single crystal resistivity according to (4). The upper scale is  $V/V_0$  (calculated according to [36]). 1 –  $B$ ; 2 –  $T^*$ , К; 3 –  $\theta$ , К; 4 –  $A_5$ ,  $\mu\Omega$  см; 5 –  $\rho_0$ ,  $\mu\Omega$  см.

Зауважимо, що високотемпературний максимум  $d\rho(T)/dT$  (див. вставку b на рис. 2) позначає область кросовера між пружним та непружним розсіюванням носіїв заряду на фононах.

Як видно з таблиці 1 та рис. 3, параметри  $B$  ( $qpl/(2\pi)$ ) та температура Дебая  $\theta$  збільшуються при зростанні тиску, що, у свою чергу, викликає зменшення об'єму зразка ( $\Delta V/V$ ). Згідно з правилом Йоффе – Регеля [5, 37], параметр  $B$  відповідає мінімальній довжині вільного пробігу носіїв заряду  $l \approx a$  ( $a$  – параметр кристалічної ґратки). Параметри  $\rho_0$  та  $A_5$  практично лінійно залежать від  $\Delta V/V$ . Для  $\rho_0(P)$  та  $A_5(P)$  така поведінка зумовлена, головним чином, зростанням електронної густини за рахунок зменшення об'єму зразка. Зростання параметру  $\theta(P)$  ( $\Delta\theta/\theta \approx -\beta_V \Delta V/V + \beta_T \Delta T/f$ ) при збільшенні тиску може відбуватися тільки за рахунок зменшення об'єму  $V$ , а силові константи  $f$  у дослідженому діапазоні тисків залишаються сталими.

Значення відношення опору при 300 К до залишкового опору,  $\eta \approx [\rho_{ph}(300 \text{ К}) + \rho_0]/\rho_0 = \rho_{ph}(300 \text{ К})/\rho_0 + 1$ , яке слугує критерієм досконалості металу, також залишається сталим на рівні  $\eta \sim 7$  у дослідженому діапазоні тисків. Причина, ймовірно, в тому, що зменшення  $A_5$  компенсується зменшенням  $\rho_0$ .

Рівняння (2) є високотемпературною асимптотою рівн. 1 (за умови  $T > \theta$ ), де розсіювання носіїв заряду на фононах є пружним. Зниження температури нижче за  $\theta$  викликає перехід до непружного розсіювання носіїв заряду на фононах та супроводжується відхиленням  $\rho(T)$  донизу від лінійної залежності (2). Виникнення флукуаційної парапровідності в результаті відкриття псевдощільни ( $T \lesssim T^*$ ) також викликає відхилення  $\rho(T)$  донизу (див., наприклад, [23–25]) приблизно в тому ж діапазоні температур. Неоднорідність зразка також може сприяти розмиттю низькотемпературного піку  $d\rho(T)/dT$  (див., напр. [38] та вставку (а) на рис. 2). Таким чином, поведінка  $\rho(T)$  ліворуч від мінімуму  $d\rho(T)/dT$  може бути результатом спільної дії принаймні трьох факторів.

Розділити впливи зазначених вище процесів досить важко. Так, у [39] стверджується, що розширення низькотемпературного максимуму  $d\rho(T)/dT$  можна пов'язати з неоднорідністю зразка – різні надпровідні області мезоскопічних розмірів мають різні  $T_c$ . Навпаки, автори [2] стверджують, що для (однофазних) гранульованих або монокристалічних зразків  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  «закруглення»  $\rho(T)$  при наближенні до  $T_c$  зверху можна кількісно розрахувати за допомогою теорії Лоуренса – Доніаха [40].

При обчисленні флукуаційної провідності ми вдаємося до формули:

$$\Delta\sigma(T) = \frac{1}{\rho(T)} - \frac{1}{\rho_0 + \rho_{ph}(T)}, \quad (5)$$

використовуємо результати [2, 39] та описуємо внесок флукуаційної провідності в інтервалі  $T_c \lesssim T \lesssim T^*$  співвідношеннями:

$$\Delta\sigma = \frac{a_{LD}}{\sqrt{\varepsilon(J+\varepsilon)}} + \Delta\sigma_0; \quad \varepsilon = \frac{T - T_c^{mf}}{T_c^{mf}}, \quad (6)$$

$$a_{LD} = C \left[ \frac{e^2}{16\hbar d} \right].$$

У (5)–(6)  $\rho(T)$  відповідає рівнянню (4);  $\Delta\sigma$  – це надлишкова провідність, що виникає при наближенні до надпровідного переходу [40];  $e$  – заряд електрона;  $\hbar$  – стала Планка;  $d$  – відстань між провідними шарами;  $T_c^{mf}$  – критична температура у наближенні середнього поля, яка відділяє область флукуаційної провідності від області критичних флукуацій або флукуацій параметра порядку безпосередньо поблизу  $T_c$  [26];  $J = 4\frac{\xi_c^2(0)}{a^2}$  – параметр анізотропії [38];  $\xi_c(0)$  – довжина когерентності вздовж вісі  $c$ ; параметри  $C$  та  $\Delta\sigma_0$  введено в (6) для врахування неоднорідності зразка.

Підгонку виконували варіюванням параметрів  $T_c^{mf}$ ,  $a_{LD}$ ,  $J$  та  $\Delta\sigma_0$ . Так званий  $C$ -фактор – величина, на яку теоретичні дані мають бути помноженими, щоб

отримати відповідність з експериментом (див. [23, 26]). Параметри залежності  $\Delta\sigma(T)$ , відповідні рівнянню (6), варіювалися до досягнення мінімальної середньої похибки. Значення параметрів апроксимації  $\Delta\sigma(T)$  рівнянням (6) (тобто параметрів  $J$ ,  $\Delta\sigma_0$ ,  $C$ ,  $\xi_c(0)$ ), що забезпечують мінімальну похибку, наведено в таблиці 2 для різних тисків.

Корисно зауважити, що температури надпровідного переходу  $T_c$  можуть також бути визначеними за положеннями низькотемпературних максимумів похідних  $d\rho(T)/dT$  тобто, за положеннями низькотемпературних точок перегину кривих  $\rho(T)$ , оскільки ці точки є єдиними експериментальними точками, що відповідають температурі надпровідного переходу, особливо якщо цей перехід є достатньо широким.

Значення параметрів апроксимації надлишкової провідності монокристала  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  згідно з (6) за різних тисків.

Values of the parameters of the approximation of the excess conductivity of the  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  crystal according to (6) at different pressures.

$P$ , ГПа	0	0.372	0.653	0.97
$T_c$ , К	49.821	52.036	52.714	53.164
$T_c^{mf}$ , К	49.93	51.88	52.29	53.3
$J$	0.08	0.036	0.003	0.06
$a_{LD} 10^{-4}$ (мкОм×см) <sup>-1</sup>	4.418	3.4	2.41	2.9
$\Delta\sigma_0 \times 10^{-4}$ (мкОм×см) <sup>-1</sup>	-6.558	-7.5	-4.9	-6
$C$	3.391	2.6	1.85	2.2
$T_0$ , К	53.92	53.75	52.45	56.50
$\xi_c(0)$ , Å	1.65	1.11	0.32	1.43
$T_c/\theta$	0.09535	0.09654	0.09690	0.09701

З таблиці 2 видно, що  $T_c$  та  $T_c^{mf}$  є дуже близькими одна до одної, тобто флуктуаційна провідність визначається тими ж надпровідними доменами, властивості котрих формують перегин кривої  $\rho(T)$ . Ці ж домени визначають і ширину надпровідного переходу.

Дуже корисною є існування майже лінійної залежності температури відкриття псевдощільни  $T^*$  від  $T_c$  (таблиці 1 та 2), що, на нашу думку, свідчить про тісний зв'язок псевдощільни з надпровідністю. Зростання  $T^*$  при збільшенні тиску (див. таблицю 1) свідчить про розширення області існування флуктуаційної провідності під впливом тиску.

На рис. 5 зображено баричні залежності параметрів  $J$ ,  $\Delta\sigma_0$  ( $\mu\Omega \text{ cm}$ )<sup>-1</sup>,  $C$  та  $T_0$  (К). З цього рисунка видно, що  $J$  (крива 1) від тиску практично не залежить –  $\bar{J} \approx 0.045$ , тому з  $J = 4 \frac{\xi_c^2(0)}{a^2}$  при  $d = 11.7$  Å отримуємо  $\bar{\xi}_c(0) \approx 1.2$  Å, що відповідає результатам [23, 26, 41]. З параметрів, що характеризують неоднорідність зразка,

У таблиці 2 наведено також значення температури розмірного кросовера,  $T_0 = T_c^{mf}(1 + J)$  для  $d = 11.7$  Å та відношення  $T_c/\theta$ .

На рис. 4 зображено залежності надлишкової провідності,  $\Delta\sigma(T) = 1/\rho(T) - 1/(\rho_0 + \rho_{ph}(T))$  від температури за різних тисків, як обчислені за експериментальними даними (точки, знайдені з рівняння (5)), так і апроксимовані (лінії) рівнянням (6) з параметрами, наведеними в таблиці 2.

Видно, що рівняння (6) апроксимує  $\Delta\sigma(T)$  із задовільною точністю в інтервалі, що простягається до  $\approx 15$  К вище  $T_c$ . При ще вищих температурах експериментальні значення  $\Delta\sigma$ , проходять нижче, ніж  $\Delta\sigma$ , обчислені за рівнянням (6).

Таблиця 2.

Table 2.

$C$  дещо зменшується при зростанні тиску, а  $\Delta\sigma_0$  при цьому виявляє тенденцію до збільшення. Оскільки  $\Delta\sigma_0 < 0$ , то його збільшення відповідає зростанню внеска в провідність першого доданку в (6), тобто надпровідного кластера. З цим же пов'язане і зменшення  $C$ , оскільки  $C = 1$  свідчить про однорідність зразка [26]. Таким чином, прикладений гідростатичний тиск сприяє покращенню структури зразка.

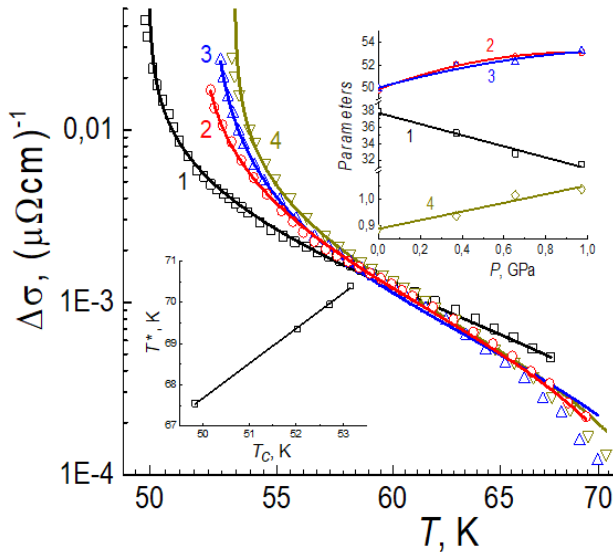
Наявність експериментально визначеної  $T_c$ , та визначеної, як параметр апроксимації за рівн. (4),  $\theta$  (див. також таблиці 1 та 2) дозволяє застосувати формулу МакМіллана:

$$T_c \approx \frac{\theta}{1.45} \exp \left[ -\frac{1.04(1+\lambda)}{\lambda - \mu^*(1+0.62\lambda)} \right]. \quad (7)$$

Тут  $\lambda$  – константа електрон-фононої взаємодії, яка залежить від параметрів електронного та фононного спектрів надпровідника;  $\mu$  – кулонівський

псевдопотенціал відштовхування електронів [42].

З (7), використовуючи величину  $T_c/\theta$  (див. таблицю 2), маємо, що при  $\mu^* \approx 0$   $\lambda \approx 1.1$ , демонструючи сповільнене зростання зі збільшенням тиску (близько



**Рис. 4.** Залежності надлишкової провідності  $\Delta\sigma$  від температури  $T$  для монокристала  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Точки – експеримент; суцільні лінії –  $\Delta\sigma(T)$ , обчислені за (6). Цифрові позначення відповідають основній панелі рис. 1.

**Fig. 4.** The temperature dependences of excess conductivity,  $\Delta\sigma(T)$  for single crystal  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ . Points – experiment; solid lines –  $\Delta\sigma(T)$ , calculated by (6). Numerical designations correspond to the main panel of Fig. 1.

2% при  $P = 0.97$  GPa порівняно з  $P = 0$ ). Збільшення  $\mu^*$  приводить (для того ж  $T_c/\theta$ ) тільки до збільшення  $\lambda$ . Оскільки формула Макміллана цілком коректна тільки при  $\lambda \lesssim 1$  [43], можна лише сказати, що електрон-фононна взаємодія в  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  дещо посилюється зі зростанням тиску.

Збільшення прикладеного тиску викликає також певне зростання температури відкриття псевдоцілини  $T^*$  та температури Дебая  $\theta$  (див. таблицю 1). Збільшення  $T^*$  відповідає розширенню температурного діапазону існування надлишкової провідності, а збільшення  $\theta$  означає звуження інтервалу існування лінійної залежності  $\rho(T)$ , бо формула (2) є справедливою лише за умови  $T > \theta$ .

Зазвичай, температурна залежність надлишкової провідності апроксимується рівнянням:

$$\Delta\sigma = \sigma - \sigma_0, \quad (8)$$

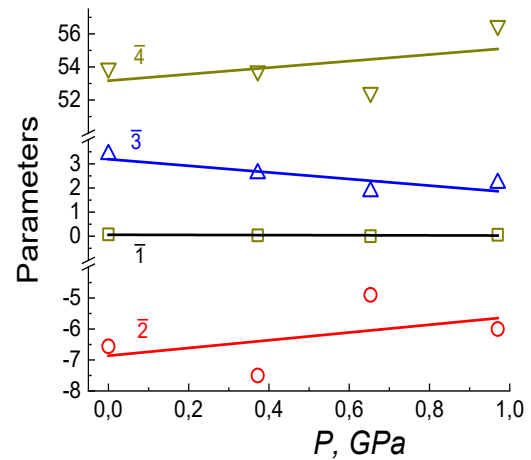
де  $\sigma_0 = r_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$  – провідність, що відповідає лінійній ділянці опору нормального стану. Для того,

щоб користуватися рівнянням (8), цю залежність екстраполюють і на інтервал  $T_c < T < T^*$ .  $\sigma = \rho^{-1}$  – експериментальне значення провідності.

Як показав аналіз, у досить широкому температурному інтервалі ці криві  $\Delta\sigma(T)$  добре описуються експоненціальною залежністю виду:

$$\Delta\sigma \sim \exp(\Delta^*_{ab}/T), \quad (9)$$

де  $\Delta^*$  – це енергія активації певного процесу, що пов'язаний з утворенням «псевдоцілини». Таку експоненціальну залежність  $\Delta\sigma(T)$  вже спостерігали раніше на плівках  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  [44].



**Рис. 5.** Баричні залежності параметрів апроксимації  $\Delta\sigma(T)$  співвідношенням (6) для монокристала  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ : 1 –  $J$ ; 2 –  $\Delta\sigma_0$ ,  $10^{-4}$  ( $\mu\Omega \text{ cm}$ ) $^{-1}$ ; 3 –  $C$ ; 4 –  $T_0$ , К.

**Fig. 5.** Baric dependences of the parameters of the approximation  $\Delta\sigma(T)$  by relation (6) for the single crystal  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ : 1 –  $J$ ; 2 –  $\Delta\sigma_0$ ,  $10^{-4}$  ( $\mu\Omega \text{ cm}$ ) $^{-1}$ ; 3 –  $C$ ; 4 –  $T_0$ , К.

Як було показано Прокоф'євим та ін. [44], апроксимацію експериментальних даних рівнянням 7 можна значно розширити введенням множника  $(1 - T/T^*)$ . У цьому випадку надлишкова провідність виявляється пропорційною густині надпровідних носіїв  $(1 - T/T^*)$  та обернено пропорційною числу пар  $\exp(-\Delta^*/kT)$ , які руйнуються тепловим рухом –  $\Delta\sigma \sim (1 - T/T^*)\exp(\Delta^*/T)$ :

$$\Delta\sigma \sim (1 - T/T^*)\exp(\Delta^*_{ab}/T). \quad (10)$$

За цієї умови  $T^*$  розглядається як температура середнього поля надпровідного переходу, а

температурний інтервал  $T_c < T < T^*$ , в якому існує псевдоцілинний стан, визначається жорсткістю фази

параметра порядку. Цей інтервал залежить також від дефіциту кисню та/або концентрації легуючих елементів. Таким чином, використовуючи методологію, запропоновану Прокоф'євим та ін. [44], температурну залежність  $\Delta^*(T)$  можна побудувати безпосередньо до  $T^*$  з експериментальної кривої

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \Delta(0)\sqrt{2\pi\Delta(0)T} \exp\left[-\frac{\Delta(0)}{T}\right] \left[1 + \operatorname{erf}\left(\sqrt{\frac{x_0^2 + 1 - 1}{T/\Delta(0)}}\right)\right], \quad (11)$$

де  $x_0 = \mu/\Delta(0)$ ,  $\mu$  – хімічний потенціал системи носіїв заряду;  $\Delta(0)$  – енергетична щілина при  $T = 0$ , і  $\operatorname{erf}(x)$  – функція похибок. У граничному випадку  $x_0 \rightarrow \infty$  (слабке спарювання), вираз (11) набуває вигляду:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \Delta(0)\sqrt{2\pi\Delta(0)T} \exp\left[-\frac{\Delta(0)}{T}\right], \quad (12)$$

що добре відомий з теорії BCS. У межах сильних взаємодій (теорія BEC) у 3-вимірному випадку ( $x_0 < -1$ ), рівняння (11) набуває вигляду:

$$\Delta(T) = \Delta(0) - \frac{8}{\sqrt{\pi}}\sqrt{-x_0}\left(\frac{\Delta(0)}{T}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{\sqrt{\mu^2 + \Delta^2(0)}}{T}\right]. \quad (13)$$

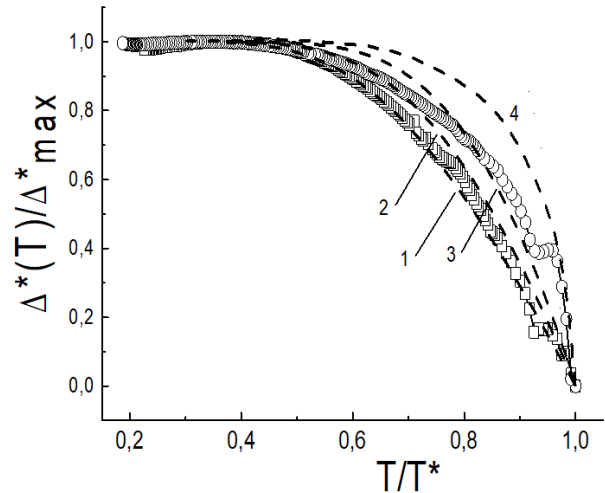
На рисунку 6 показано залежність псевдощілини від температури у відносних координатах  $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max} - T/T^*$  ( $\Delta^*_{max}$  – значення  $\Delta^*_{ab}$  на плато на достатній відстані від  $T^*$ ) для тисків 0 кбар та 9.7 кбар.

Пунктирними лініями на рисунку 6 показані залежності  $\Delta^*(T)/\Delta(0)$  від  $T/T^*$ , розраховані за рівн. (12) для значень параметра кросовера  $\mu/\Delta(0) = 10$  (BCS ліміт) та за рівн. (13) для  $\mu/\Delta(0) = -2, -5, -10$  (BEC ліміт). Очевидно, що зі збільшенням зовнішнього тиску експериментальні криві зміщуються від залежностей рівняння (13) до рівняння (12). Така поведінка якісно подібна до ефекту трансформації температурних залежностей псевдощілини зразків  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , який спостерігається зі зменшенням ступеня кисневої нестехіометрії [44, 46]. Зазначені кореляції в поведінці кривих  $\Delta^*(T)$  не є випадковими. Як відомо з літератури (див., наприклад, [46–47]), прикладання зовнішнього тиску до зразків ВТНП системи 1-2-3, а також збільшення вмісту кисню [46], приводять до покращення надпровідних характеристик, що виражається у збільшенні  $T_c$  та значному зменшенні питомого електричного опору. Наявність структурної [48–51] та кінематичної [16–19] анізотропії в системі може також відігравати певну роль у цьому. Таким чином, враховуючи певну умовність у визначенні температури розкриття псевдощілини  $T^*$  за відхиленням залежності  $\rho(T)$  від лінійної, узгодженість теорії з експериментом у нашому випадку можна вважати цілком задовільною.

Як відзначалося вище, поблизу  $T_c$  надлишкова провідність обумовлена, ймовірно, флуктуаційним спарюванням носіїв струму [52] та може бути

$\ln\Delta\sigma(T)$ .

Температурні залежності псевдощілини були раніше проаналізовані в [45] в рамках теорії кросовера BCS-BEC. У загальному випадку ці залежності описуються рівнянням:



**Рис. 6.** Температурна залежність псевдощілини у відносних координатах  $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max} - T/T^*$  ( $\Delta^*_{max}$  – це значення  $\Delta^*$  на плато на відстані від  $T^*$ ) при тисках 0 кбар (квадрати) та 9.7 кбар (кола). Залежності  $\Delta^*(T)/\Delta(0)$  від  $T/T^*$ , що розраховані відповідно до [44] для значень параметру  $\mu/\Delta(0) = 10$  (ліміт BCS, крива 1) та  $-2, -5, -10$  (ліміт BEC, криві 2, 3, 4 відповідно) зображені пунктирними лініями.

**Fig. 6.** The temperature dependence of the pseudogap in the relative coordinates  $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max} - T/T^*$  ( $\Delta^*_{max}$  is the value of  $\Delta^*$  on the plateau for the distance from  $T^*$ ) at pressures of 0 kbar (squares) and 9.7 kbar (circles). The dependences  $\Delta^*(T)/\Delta(0)$  on  $T/T^*$ , calculated according to [44] for the transition parameter values  $\mu/\Delta(0) = 10$  (BCS limit, curve 1) and  $-2, -5, -10$  (BEC limit, curves 2, 3, 4, respectively), are shown by the dash lines.

описаною ступеневою залежністю від температури, що була отримана в теоретичній моделі Лоуренца – Дониаха та передбачає дуже плавний кросовер від двовимірного до тривимірного режиму флуктуаційної провідності при зниженні температури зразка – рівняння (6).

У граничних ситуаціях (поблизу  $T_c$ ) при  $\zeta_c \gg d$  взаємодія між флуктуаційними куперівськими парами реалізується в усьому об'ємі надпровідника – 3D-режим – рівн. 14, або подалі від  $T_c$ , при  $\zeta_c \ll d$  – взаємодія можлива тільки в площинах провідних шарів (2D-режим) – рівн. 15. Останні два рівняння – це відомі співвідношення для трьох- та двовимірного випадків з теорії Асламазова – Ларкіна [53]:

$$\Delta\sigma_{2D} = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}, \quad (14)$$

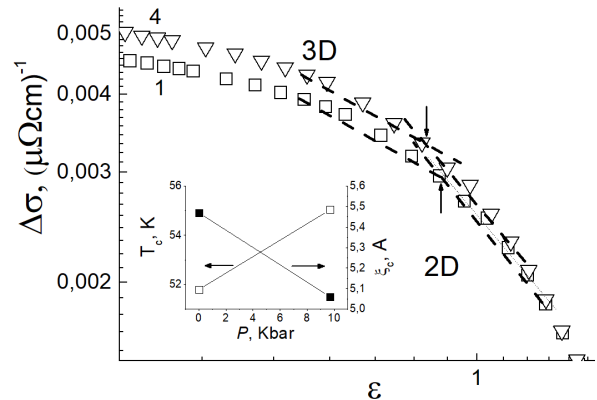
$$\Delta\sigma_{3D} = \frac{e^2}{32\hbar\zeta_c(0)} \varepsilon^{-1/2}. \quad (15)$$

У разі порівняння з експериментальними даними, важливе значення має точне визначення температури  $T_c^{mf}$ , яка входить у  $\varepsilon$ , істотно впливаючи на кут нахилу залежностей  $\Delta\sigma(\varepsilon)$ . Зазвичай, при порівнянні з експериментальними даними величини  $\zeta_c(0)$ ,  $d$  та  $T_c$  в рівняннях (14–15) є параметрами підгонки [53]. Однак при використанні такої методики, як правило, спостерігаються значні кількісні розбіжності між теорією та експериментом. Це, у свою чергу, викликає необхідність використання як додаткового параметра підгонки скейлінгового множника, так званого  $S$ -фактора, що дозволяє узгоджувати експериментальні дані з результатами розрахунків, враховуючи таким чином можливу неоднорідність протікання вимірювального струму через кожний конкретний зразок. У нашому випадку за  $T_c^{mf}$  приймалася  $T_c$ , що визначається, як зазначалося вище, у точці максимуму на залежностях  $d\rho(T)/dT$  в області надпровідного переходу, як це було запропоновано у [19] та показано на вставці (а) до рис. 2.

На рис. 7 представлено температурні залежності  $\Delta\sigma(T)$  у координатах  $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$ . Видно, що поблизу  $T_c$  ці залежності задовільно апроксимуються прямими з кутом нахилу  $\alpha_1 \approx -0.5$ , що відповідає показнику ступеня  $-1/2$  у рівнянні (15). Це свідчить про тривимірний характер флуктуаційної надпровідності у цьому температурному інтервалі. При подальшому підвищенні температури швидкість зменшення  $\Delta\sigma$  суттєво зростає (кут нахилу,  $\alpha_2 \approx -1$ ), що, у свою чергу, можна розглядати як вказівку на зміну розмірності флуктуаційної провідності. Як впливає з рівнянь (14) та (15), у точці 2D-3D кросовера:

$$\varepsilon_0 = 4[\zeta_c(0)/d]^2. \quad (16)$$

У цьому випадку, визначивши значення  $\varepsilon_0$  та використовуючи літературні дані про залежність  $T_c$  та міжплощинної відстані від  $\delta$  [54–55], можна обчислити значення  $\zeta_c(0)$ . Як видно зі вставки до рис. 7, величина  $\zeta_c(0)$ , яка розрахована згідно з (16), зменшується від 5.47 Å до 5.06 Å у міру збільшення  $T_c$ , що якісно відрізняється від аналогічних баричних залежностей  $\zeta_c(0)$ , отриманих як для бездомішкових зразків  $YBaCuO$  оптимального складу [19, 56], так і для монокристалів, слабо легованих празеодимом [11].



**Рис. 7.** Температурні залежності  $\Delta\sigma(T)$  у координатах  $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$  при різних тисках. На вставці показані баричні залежності  $T_c(P)$  та  $\zeta_c(P)$ .

**Fig. 7.** Temperature dependences of  $\Delta\sigma(T)$  in the coordinates  $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$  at different pressures. The inset shows the baric dependences of  $T_c(P)$  and  $\zeta_c(P)$ .

Як було встановлено [19, 55], величина  $\zeta_c(0)$ , отримана для оптимально допованих киснем кристалів, слабо залежить від тиску. У той же час для монокристалів, слабо легованих празеодимом [56], величина  $\zeta_c(0)$  зростає у процесі збільшення прикладеного тиску від 0 до 17 кбар приблизно на 15%. Слід також зазначити, що в нашому випадку існує явна кореляція у поведінці баричних залежностей  $\zeta_c(P)$  та  $T_c(P)$ , отриманих у процесі застосування високого тиску (див. вставку до рис. 7). Обидві величини змінюються практично симетрично – у міру зростання  $T_c(P)$  величина  $\zeta_c(P)$  зменшується і навпаки, що може свідчити про однакову природу зміни цих характеристик. Зміна  $T_c$  під впливом тиску може бути викликана зміною постійної електрон-фононної взаємодії та концентрації носіїв заряду. Останнє, своєю чергою, передбачає зміну щільності станів лише на рівні Фермі  $N(E_F)$ : зростання тиску приводить до збільшення  $N(E_F)$ , а зниження – до зменшення  $N(E_F)$ .

Як зазначено нами в [57], відносно слабкий вплив тиску на величини  $T_c$  та  $\zeta_c$  оптимально допованих зразків може бути зрозумілим в рамках моделі, що передбачає наявність сингулярності Ван Хова у

спектрі носіїв заряду [58–60], яка характерна для ґраток із сильним зв'язком. Як відомо, для кристалів з  $T_c \approx 90$  К рівень Фермі лежить у долині між двома піками густини станів, при цьому густина станів на рівні Фермі  $N(E_F)$  істотно залежить від відносної різниці розмірів  $(a-b)/a$  [58–60]. Збільшення величини  $(a-b)/a$  призводить до збільшення відстані між піками густини станів і, відповідно, до зменшення  $N(E_F)$  та  $T_c$ . Зменшення ж величини  $(a-b)/a$  призводить до зближення піків густини станів, що викликає зростання  $N(E_F)$  та  $T_c$ . Така закономірність зміни  $T_c$  спостерігалася при дослідженні впливу одновісного стиснення вздовж осей  $a$  та  $b$  на критичну температуру монокристалів з  $T_c \approx 90$  К [61]: при збільшенні навантаження вздовж осі  $a$  критична температура підвищувалася, а при збільшенні навантаження вздовж осі  $b$  вона зменшувалася. При гідростатичному тиску величина співвідношення  $(a-b)/a$  змінюється слабо, оскільки вона визначається лише різницею модулів стиснення вздовж осей  $a$  та  $b$ . Тому зміна критичної температури за впливу гідростатичного тиску є відносно малою.

Для кристалів зі зниженою  $T_c < 70$  К рівень Фермі може бути розташованим осторонь піку густини станів. Тому, якщо величина критичної температури, в першу чергу, визначається густиною електронних станів, то зсув рівня Фермі у бік піку густини станів при дії гідростатичного тиску може призводити до більшого зростання  $dT_c/dP$  та  $\xi_c(0)$ .

## ВИСНОВКИ

1. Експериментальні температурні залежності електричного опору монокристалічного ВТНП  $Y_{0.66}Pt_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  у нормальному стані в інтервалі гідростатичних тисків 0–1 ГПа, а також отримані з них похідні  $d\rho(T)/dT$ , повністю відповідають моделі розсіювання носіїв заряду на фонах та домішках (модель Блоха – Грюнайзена).

2. Температурні залежності похідних,  $d\rho(T)/dT$ , однозначно свідчать про відсутність лінійної залежності електричного опору в дослідженому зразку при  $T \leq 300$  К, вказуючи тим самим, що тільки модель Блоха – Грюнайзена може бути використана для екстраполяції "нормального" опору на область флуктуаційної провідності.

3. Температурою відкриття псевдощільни в цьому випадку є температура мінімуму  $d\rho(T)/dT$ , яка зростає при збільшенні тиску.

4. Флуктуаційна провідність, отримана як різниця між експериментальними значеннями та екстрапольованими за допомогою моделі Блоха – Грюнайзена величинами, з хорошою точністю описується моделлю Лоренца – Доніаха з урахуванням неоднорідності зразка.

5. Збільшення гідростатичного тиску сприяє покращенню структури зразка.

6. Надлишкова провідність зразка,  $\Delta\sigma(T)$ , при досліджених тисках у широкому діапазоні температур  $T \lesssim T^*$  характеризується експоненціальною температурною залежністю  $\Delta\sigma(T) \sim (1 - T/T^*)\exp(\Delta^*/T)$ , ( $T^*$  – середньопольова температура відкриття псевдощільни) та може бути інтерпретована в термінах теорії кросовера BCS-BEC.

7. Еволюція флуктуаційної провідності, що викликана тиском, у легованих Рг монокристалах  $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , ймовірно, визначається двома процесами: загальною «тривимірністю» системи внаслідок зміни співвідношення між  $\xi_c$  та  $d$ , а також через викликаний Рг зсув рівня Фермі відносно особливостей густини станів. На відміну від зразків  $YBCO$  без домішок та слабо легованих Рг, застосування високого тиску призводить до суттєвого збільшення похідних за тиском  $dT_c/dP$  та  $d\xi_c/dP$ .

## КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори засвідчують, що, незважаючи на те, що один із авторів статті є головним редактором, а другий – член редакційної колегії цього журналу, процес рецензування, прийняття рішення щодо публікації та редагування проводилися незалежно, без їх участі чи впливу. Рецензування, остаточне рішення ухвалювалося іншими членами редакційної колегії, які не є співавторами. Будь-які потенційні конфлікти інтересів були повністю усунені шляхом зовнішнього контролю процесу.

## CONFLICT OF INTEREST

The authors certify that although one of the authors of the article is the Editor-in-Chief and another is also a member of the editorial board of this journal, the peer-review process, the publication decision, and the editing process were conducted independently, without their participation or influence. The peer review and the final decision were carried out by other members of the editorial board who are not co-authors. Any potential conflicts of interest were fully mitigated through external oversight of the process.

## REFERENCES

1. M. A. Ivanov, V. M. Loktev. *Low Temp. Phys.*, 25, 996 (1999). <https://doi.org/10.1063/1.593854>
2. J. Maza and F. Vidal. *Phys. Rev. B*, 43, 10560 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.10560>
3. G. Ya. Khadzhai, C. R. Vovk, R. V. Vovk. *Low Temp. Phys.*, 43, 1119 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.5004458>
4. N. F. Mott. *Adv. Phys.*, 16, 49 (1967). <https://doi.org/10.1080/00018736700101265>
5. V. F. Gantmakher, and Lucia I. Man. *Electrons and Disorder in Solids*, Oxford Academic, Oxford (2007).

- <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198567561.001.0001>
6. E. G. Maksimov. Phys. Usp. 43, 10 965 (2000). <https://doi.org/10.1070/PU2000v043n10ABEH000770>
  7. J. M. Ziman. Electrons and phonons. Oxford at Clarendon press, Oxford (1960).
  8. P. W. Anderson, Z. Zou. Phys. Rev. Lett., 60, 132 (1988). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.132>
  9. P. W. Anderson. Phys. Rev. Lett., 67, 2092 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2092>
  10. B. P. Stojkovic, D. Pines. Phys. Rev. B., 55, 8567 (1997). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.8576>
  11. S. I. Vedeneev, A. G. M. Jansen, A. A. Tsvetkov, P. Wyder. Phys. Rev. B, 51, 16380 (1995). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.16380>
  12. L. S. Mazov. Phys. Rev. B, 70, 054501 (2004). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.054501>
  13. Jing-qin Shen, Ming-hu Fang, Yi Zheng, Hong-tao Wang, Yi Lu, Zhu-an Xu. Physica C 386, 663 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(02\)02189-5](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(02)02189-5)
  14. H. Takagi, B. Batlogg, H. L. Kao, J. Kwo, R. J. Cava, J. J. Krajewski, and W. F. Peck. J. Phys. Rev. Lett., 69, 2975 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2975>
  15. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, O. V. Dobrovolskiy, and Z. F. Nazyrov. Mod. Phys. Lett. B, 30, 1550232 (2016). <https://doi.org/10.1142/S0217984915502322>
  16. P. D. Lodhi, N. Kaurav, K. K. Choudhary, Y. K. Kuo. Low Temp. Phys. 196, 494 (2019). <https://doi.org/10.1007/s10909-019-02198-3>
  17. G. Ya. Khadzhai, N. R. Vovk, R. V. Vovk. Low Temp. Phys., 40, 488 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4881197>
  18. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, M. A. Obolenskii. Low Temp. Phys. 38, 255 (2012). <https://doi.org/10.1063/1.3693587>
  19. G. Ya. Khadzhai, M. V. Kislitsa, R. V. Vovk, A. L. Solovjov, E. Nazarova, K. Buchkov, S. R. Vovk, and A. Feher. Low Temp. Phys. 48, 713 (2022). <https://doi.org/10.1063/10.0013295>
  20. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, O. V. Dobrovolskiy, Z. F. Nazyrov, S. N. Kamchatnaya. Solid State Commun. 255–256, 20 (2017). <http://dx.doi.org/10.1016/j.ssc.2017.02.009>
  21. G. Khadzhai, Y. Goulatis, A. Chroneos, A. Feher and R. Vovk. Appl. Sci., 14, 6536(2024). <https://doi.org/10.3390/app14156536>
  22. N. V. Anshukova, Yu. V. Bugoslavskii, V. G. eselago, A. I. Golovashkin, O. V. Ershov, I. A. Zaitsev, O. M. Ivanenko, A. A. Kordyuk, A. A. Minakov, and K. V. Mitsen. JETP Lett., 48, 165 (1988). [http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1102/article\\_16667](http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1102/article_16667)
  23. B. Oh, K. Char, A. D. Kent, M. Naito, M. R. Beasley, T. H. Geballe, R. H. Hammond, and A. Kapitulnik. Phys. Rev. B, 37, 7861 (1988). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.37.7861>
  24. R. V. Vovk, A. L. Solovjov. Low Temp. Phys., 44, 81 (2018). <https://doi.org/10.1063/1.5020905>
  25. A. L. Solovjov, H. U. Habermeier, T. Haage. Low Temp. Phys., 28, 17 (2002). <https://doi.org/10.1063/1.1449180>
  26. A. L. Solov'ev, V. M. Dmitriev. Low Temp. Phys., 35, 169 (2009). <https://doi.org/10.1063/1.3081150>
  27. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, I. L. Goulatis, A. Chroneos. Phys. B: Condens. Matter. 436, 88 (2014). <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-38-01>
  28. V. I. Beletskiy, G. Ya. Khadzhai, R. V. Vovk, N. R. Vovk, A. V. Samoylev, I. L. Goulatis, O. V. Dobrovolskiy. J. Mater. Sci.: Mater. Electr., 30, 6688 (2019). <https://doi.org/10.1007/s10854-019-00978-x>.
  29. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, A. V. Samoylev, and A. Chroneos. J. Alloys Compd., 453, 69 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2006.11.169>
  30. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, Z. F. Nazyrov. Funct. Mater., 19, 452 (2012).
  31. C. Baraduc, V. Pagnon, A. Buzdin, J. Y. Henry and C. Ayache. Phys. Lett. A, 166, 267 (1992). [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(92\)90375-V](https://doi.org/10.1016/0375-9601(92)90375-V)
  32. R. V. Vovk, N. R. Vovk, G. Ya. Khadzhai, I. L. Goulatis, A. Chroneos. Solid State Commun., 190, 18 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2014.04.004>
  33. L. Colquitt. J. Appl. Phys. 36, 2454 (1965). <https://doi.org/10.1063/1.1714510>
  34. N. Morton, B. W. James, G. H. Wostenholm. Cryogenics, 18, 131 (1978). [https://doi.org/10.1016/0011-2275\(78\)90171-6](https://doi.org/10.1016/0011-2275(78)90171-6).
  35. P. J. Cote and L. V. Meisel. Phys. Rev. Lett., 40, 1586 (1978). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.40.1586>
  36. M. Kumar. Phys. Stat. Sol. B, 196, 209 (1996). <https://doi.org/10.1002/pssb.2221960120>
  37. O. Gunnarsson, M. Calandra, J. E. Han. Rev. Mod. Phys., 75, 1085 (2003). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.1085>
  38. R. Menegotto Costa, F. T. Dias, P. Pureur, X. Obradors. Physica C, 495, 202 (2013). <http://dx.doi.org/10.1016/j.physc.2013.09.015>
  39. S. Caprara, M. Grilli, L. Benfatto, and C. Castellani. Phys. Rev. B, 84, 014514 (2011). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.84.014514>
  40. W. E. Lawrence and S. Doniach. Theory of layer-structure superconductors. In Proceedings of the 12th International Conference on Low Temperature Physics, ed. by E. Kanda, Tokyo, Keigaku (1970), p. 361.
  41. T. A. Friedmann, J. P. Rice, J. Giapintzakis, and D. M. Ginsberg. Phys. Rev. B, 39, 4258 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.4258>
  42. M. R. Presland, J. L. Tallon, R. G. Buckley, R. S. Liu, N. E. Flower. Physica C, 176, 95 (1991). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(91\)90700-9](https://doi.org/10.1016/0921-4534(91)90700-9)
  43. W. L. McMillan. Phys. Rev., 167, 331 (1968). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.167.331>
  44. D. D. Prokofyev, M. P. Volkov, Yu. A. Boikov. Phys. Solid State, 45, 7, 1223 (2003) <https://doi.org/10.1134/1.1594234>
  45. E. Babaev, H. Kleinert. Phys. Rev. B., 59, 12083 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.12083>
  46. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk, O. V. Dobrovolskiy, S. N. Kamchatnaya, D. M. Sergeyev. Curr. Appl. Phys. 16, 931 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.cap.2016.05.014>
  47. A. L. Solovjov, E. V. Petrenko, L. V. Omelchenko, R. V. Vovk, I. L. Goulatis and A. Chroneos. Sci. Rep., 9, 9274 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-45286-w>

48. Yu. V Litvinov, G. Ya. Khadzhai, A. V. Samoilov, R. V. Vovk, N. R. Vovk, V. V. Sklar. *Funct. Mater.*, 26, 462 (2019). <https://doi.org/10.15407/fm26.03.462>
49. N. A. Azarenkov, V. N. Voevodin, R. V. Vovk, S. R. Vovk, G. Ya. Khadzhai, V. V. Sklyar. *Funct. Mater.*, 25, 234 (2018). <https://doi.org/10.15407/fm25.02.234>
50. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, T. R. Arouri. *Low Temp. Phys.* 27, 339 (2001). <https://doi.org/10.1063/1.1374717>
51. A. V. Bondarenko, V. A. Shklovskij, R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, and A. A. Prodan. *Low Temp. Phys.*, 23, 962 (1997). <https://doi.org/10.1063/1.593511>
52. A. L. Solovjov, L. V. Omelchenko, E. V. Petrenko, R. V. Vovk, V. V. Khotkevych, and A. Chroneos. *Sci. Rep.* 9, 20424 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41598-019-55959-1>
53. G. D. Chryssikos, E. I. Kamitsos, J. A. Kapoutsis, A. P. Patsis, V. Psycharis, A. Koufoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale and D. Niarchos. *Physica C*, 254, 44 (1995). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(95\)00553-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(95)00553-6)
54. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, A. Chroneos, and V. M. Pinto Simoes. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.*, 23, 1255 (2012). <https://doi.org/10.1007/s10854-011-0582-8>
55. R. V. Vovk, N. R. Vovk, G. Ya. Khadzhai, I. L. Goulatis, A. Chroneos. *Physica B*, 422, 33 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2013.04.032>
56. H. A. Borges and M. A. Continentino. *Solid State Commun.* 80, 197 (1991). [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(91\)90180-4](https://doi.org/10.1016/0038-1098(91)90180-4)
57. R. V. Vovk, N. R. Vovk, G. Ya. Khadzhai, O. V. Dobrovolskiy, Z. F. Nazyrov. *Curr. Appl. Phys.*, 14, 1779 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.cap.2014.10.002>
58. V. M. Gvozdicov. *Physica C*, 235–240, 2127 (1994). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(94\)92284-5](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)92284-5)
59. A. Perali and G. Varelogiannis. *Phys. Rev. B*, 61, 3672 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.3672>
60. U. Welp, M. Grimsditch, S. Flesher, W. Nessler, J. Downey, G. W. Crabtree, and J. Guimpel. *Phys. Rev. Lett.*, 69, 2130 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2130>
61. U. Schwingensclögl, C. Schuster, *Appl. Phys. Lett.*, 100, 253111 (2012). <https://doi.org/10.1063/1.4729892>

## THE EFFECT OF PRESSURE ON THE SCATTERING OF NORMAL AND FLUCTUATION CARRIERS IN $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ SINGLE CRYSTALS

G. Ya. Khadzhai, V. Yu. Gres, M. V. Korobkov, V. F. Korshak, R. V. Vovk

*V. N. Karazin Kharkiv National University, Svobody Square, 4, 61022 Kharkiv, Ukraine*  
*E-mail: gkhadjai@gmail.com*

Received on October 01, 2025. Reviewed on November 08, 2025.

Accepted for publication on November 14, 2025. Published on November 26, 2025.

The experimentally obtained temperature dependences of the electrical resistance,  $\rho(T)$ , of the single-crystal high-temperature superconductor (HTSC)  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  in the normal state ( $T^* \leq T \leq 300$  K) at different values of quasi-hydrostatic pressure ( $0 \leq P \leq 1$  GPa) are approximated by the Bloch–Grüneisen relation, which takes into account the scattering of charge carriers on phonons and defects. The temperature derivative of the resistance,  $d\rho(T)/dT$ , in the normal state passes through a maximum ( $T_{max} \approx \theta/3$ ,  $\theta$  is the Debye temperature), which fully corresponds to the model used. The presence of a high-temperature maximum  $d\rho(T)/dT$  indicates the absence of a linear dependence of the electrical resistance in the studied sample at least in the region  $T \lesssim 300$  K. The superconducting transition leads to the appearance of a low-temperature maximum at  $T = T_c$ . The temperature of the minimum between these maxima is identified with the pseudogap opening temperature  $T^*$ . The latter increases with increasing hydrostatic pressure. Extrapolation of the normal conductivity (in the Bloch–Grüneisen model) to the temperature range  $T_c < T \lesssim T^*$  allows us to calculate the fluctuation conductivity. The fluctuation conductivity, obtained as the difference between the experimental resistance values and the values extrapolated using the Bloch – Grüneisen relation, is described with good accuracy by the Lorentz – Doniach relation, taking into account the inhomogeneity of the sample. The baric dependences of the parameters of the Lorentz – Doniach model show that hydrostatic pressure contributes to the improvement of the sample structure. The pressure-induced evolution of the fluctuation conductivity in Pr-doped  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  single crystals can be determined by two circumstances: an increase in the “three-dimensionality” of the system due to a change in the ratio between the coherence length  $\xi_c$  and the interlayer distance  $d$  and a shift of the Fermi level relative to the features of the density of electronic states. In contrast to undoped (or lightly Pr-doped) YBCO samples, the application of high pressure leads to a significant increase in the baric derivatives,  $dT_c/dP$  and  $d\xi_c/dP$ .

**Keywords:**  $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$  single crystals, *ab*-plane resistivity, heterogeneity, hydrostatic pressure, phonon carrier scattering, fluctuation conductivity, 2D-3D crossover.