

Original article







In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-01>

UDC 538.935+539.374+669.715

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

АНІЗОТРОПІЯ ПРОВІДНОСТІ І ПЕРЕХІД МЕТАЛ-ІЗОЛЯТОР МОНОКРИСТАЛІВ $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ З РІЗНИМ ВМІСТОМ ПРАЗЕОДИМУ (огляд)

В. Ю. Гресь¹ , М. В. Коробков¹, Л. О. Пащенко¹ , О. Ю. Врагов¹ ,
Н. С. Бантюков¹, В. Е. Корж¹, А. В. Мацепулін¹,
Г. Я. Хаджай¹ , В. Ф. Коршак¹ , Р. В. Вовк^{1,2} 

¹Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна
²Український державний університет залізничного транспорту, площа Фейєрбаха, 7, 61050 Харків, Україна
E-mail: gkhadjai@gmail.com

Надійшла до редакції 11 вересня 2025 р. Переглянуто 29 жовтня 2025 р.

Прийнято до друку 15 листопада 2025 р.

У роботі проаналізовано результати досліджень впливу празеодиму на анізотропію електричного опору $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T)$ високотемпературних надпровідників $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. Вплив домішок Pr на анізотропію провідності в цій системі має важливе значення як для проявлення природи високотемпературної надпровідності (ВТНП), так і для підвищення її критичних параметрів. Температурні залежності $\rho_{ab}(T)$ та $\rho_c(T)$ у нормальному стані мають лінійні ділянки від високих температур. Підвищення вмісту празеодиму, z , призводить до напівпровідникової форми кривих $\rho_c(T)$, але криві $\rho_{ab}(T)$ довше зберігають лінійну ділянку. Відхилення донизу від лінійної ходи при зниженні температури свідчить про появу надлишкової провідності. Критичні температури, T_c , вздовж та впоперек базисної площини різні, що пов'язується з переходом Фріделя у системі 1-2-3, який полягає в придушенні поперечної надпровідності за допомогою розростання кільцевих джозефсонівських вихорів у шаруватому надпровіднику. Це можливо при розпаді провідної підсистеми на кілька областей з різними T_c . Розпад відбувається при структурному розупорядкуванні за рахунок допущення ВТНП-купратів іновалентною домішкою або зміни вмісту кисню, та призводить до виникнення у системі електронейтральних областей – металевих та діелектричних. У такому випадку провідність зразка є стрибковою зі змінною довжиною стрибка, і анізотропія опору добре описується універсальним «законом 1/2». Індукована празеодимом кластеризація зразка може ініціювати перехід метал-діелектрик «андерсонівського» типу. Криві $\rho_{ab}(T)$ та $\rho_c(T)$ можна зробити апроксимованими у всьому інтервалі температур, враховуючи металеву, напівпровідникову та флуктуаційну провідності. Це дозволяє визначити температурні залежності анізотропії механізмів розсіювання носіїв заряду при різних z . Збільшення z викликає перехід метал-діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу, та зменшення температури переходу. Відмінність механізмів провідності вздовж і впоперек шарів підкреслює відмінність ВТНП купратів від фермі-рідинних металів.

Ключові слова: монокристали $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, празеодим, температура, електричний опір, анізотропія, надпровідність, перехід метал-діелектрик, механізми розсіювання носіїв заряду.

Як цитувати: В. Ю. Гресь, М. В. Коробков, Л. О. Пащенко, О. Ю. Врагов, Н. С. Бантюков, В. Е. Корж, А. В. Мацепулін, Г. Я. Хаджай, В. Ф. Коршак, Р. В. Вовк. Анізотропія провідності і перехід метал-ізолятор монокристалів $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом празеодиму. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 43, 2025, 7–21. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-01>

In cites: V. Yu. Gres', M. V. Korobkov, L. O. Pashchenko, O. Yu. Vragov, N. S. Bantyukov, V. E. Korzh, A. V. Matsepulin, G. Ya. Khadzhai, V. F. Korshak, R. V. Vovk. Conductivity anisotropy and metal-insulator transition of $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with different praseodymium contents. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 43, 2025, 7–21. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-01> (in Ukrainian).

ВСТУП

Як відомо, спільною особливістю високотемпературних надпровідних сполук є яскраво виражена шарувата структура, яка веде до суттєвої анізотропії цілого ряду фізичних властивостей, зокрема, електропровідності [1, 2, 3]. Так, наприклад, для сполуки виду $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ існує принципова відмінність у поведінці температурних залежностей електроопору, виміряного в напрямку базисної ab -площини $\rho_{ab}(T)$ і вздовж осі c $\rho_c(T)$. У той час як навіть мале відхилення від стехіометрії за киснем призводить до переходу від квазіметалевої до напівпровідникової поведінки кривих $\rho_c(T)$, на залежностях $\rho_{ab}(T)$ навіть при значному дефіциті кисню $\delta > 0.5$, в області відносно високих температур зберігається досить широка лінійна ділянка, що свідчить про стабільність інтенсивності розсіювання нормальних носіїв [4]. Якісно подібна поведінка спостерігається в цій сполуці і при допуванні празеодимом [5, 6], про що більш докладно буде сказано нижче. Незважаючи на значну кількість робіт, присвячених вивченню поздовжнього і поперечного транспорту в системі 1-2-3, багато аспектів цього питання залишаються досі остаточно нез'ясованими.

1. Некогерентний транспорт в системі 1-2-3

У поперечному до CuO -шарів напрямку в зразках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ навіть при оптимальному рівні допування киснем опір може зростати при зниженні температури [3], а в міру зменшення концентрації кисню залежність $\rho_c(T)$ стає все більш різкою і характеризується негативною похідною у всьому інтервалі температур від кімнатної до T_c . Спочатку таку поведінку пояснювали недосконалістю досліджуваних кристалів, а саме, впливом напівпровідникових прошарків, або урахуванням безладу та ефектів локалізації для руху поперек CuO -площин [7]. Пізніше було запропоновано декілька теоретичних моделей, що пояснюють таку поведінку в ідеальних кристалах. Так, наприклад, RVB-теорія [7] передбачає температурну залежність, в якій крім лінійного по температурі члена є також член, пропорційний $1/T$. Значно більш сильне – експоненціальне зростання передбачає теорія Александрова і Мотта [8, 9]. В рамках цієї теорії поперечна провідність здійснюється за допомогою поляронів, концентрація яких експоненціально падає при зниженні температури за рахунок зв'язування поляронів у біполярони. При цьому анізотропія електроопору описується співвідношенням виду:

$$\frac{\rho_c}{\rho_{ab}(T)} = 2Az^{1/2} \exp \frac{\Delta}{2T}, \quad (1)$$

де A – деяка константа, рівна відношенню диференціальних поляронної та біполяронної провідностей, яка не залежить від ступеня допування зразка; $y = 2\pi n_b(T)/Tm_{ab}^{**}$ – хімпотенціал, що залежить від ступеня допування сполуки, розрахований з урахуванням Андерсонівської локалізації біполяронів у хаотичному потенціалі [10]; $n_b(T)$ – щільність біполяронів; а m_{ab}^{**} – їхня ефективна маса.

У роботі Абрикосова [11] був запропонований інший механізм перенесення носіїв уздовж осі c – процес резонансного тунелювання електронів між CuO -площинами через локалізовані стани в ланцюжках CuO . Як впливає з розрахунку [11], температурна залежність анізотропії електроопору для цього процесу повинна описуватися формулою:

$$\frac{\rho_c}{\rho_{ab}(T)} = \frac{1}{\eta} \left(\frac{v_F}{tv\eta d} \right)^2 T \cosh^2 \left(\frac{T_0}{T} \right), \quad (2)$$

де v_F – швидкість на рівні Фермі, η – дозволений "інтервал когерентності", за порядком величини рівний середній енергії зв'язку $U - E_0$, помножений на амплітуду ймовірності прямого тунелювання між шарами, t – час пробігу (скінченний), v – щільність локалізованих станів, d – міжплощинна відстань, kT_0 – характерна енергія активації, обумовлена енергетичним положенням рівнів, через які йдуть процеси резонансного тунелювання. Співвідношення (2) має виконуватися в зразках з концентрацією кисню нижче оптимального, коли CuO -ланцюжки розірвані, а обмеження знизу по концентрації кисню виникає поблизу переходу метал-діелектрик через конкуренцію з процесами прямого тунелювання носіїв між CuO -площинами. При цьому теорія Абрикосова вимагає, щоб центри, через які йдуть процеси резонансного тунелювання, розташовувалися точно посередині між сусідніми CuO -площинами. Така ситуація автоматично реалізується в монокристалах $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з пониженим вмістом кисню, де роль таких резонансних рівнів можуть грати фрагменти розірваних CuO -ланцюжків. Якою мірою модель Абрикосова описує інші купратні ВТНП – невідомо.

Експериментальна перевірка цієї моделі була проведена в [12] на монокристалічних зразках $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. При цьому, однак, було показано, що, хоча теорія [11] якісно узгоджується з експериментом, найкращий опис експериментальних даних виходить для експоненціальної залежності виду:

$$\rho_c/\rho_{ab} \sim \exp(\Delta/T). \quad (3)$$

Як зазначалося вище, подібний вираз було обґрунтовано раніше в теоретичній моделі [9], яка передбачає поляронний механізм здійснення поперечного транспорту в ВТНП.

2. Еволюція поздовжньої та поперечної провідності монокристалів $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом празеодиму

Характерною особливістю сполуки $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ є відносна простота повної або часткової заміни Y його ізоелектронними аналогами, що дає нам можливість варіювання провідних характеристик і, тим самим, перевірки адекватності тих чи інших теоретичних моделей. Особливий інтерес, у цьому аспекті, представляє часткова заміна Y на Pr, яка, з одного боку, призводить до пригнічення надпровідності [5, 6] (на відміну від заміни Y на інші рідкоземельні елементи), а з іншого – дозволяє зберігати практично незмінними параметри ґратки та кисневий індекс сполуки [6]. Зокрема, дослідження впливу домішок Pr на анізотропію провідності в таких сполуках має важливе значення не тільки для прояснення природи високотемпературної надпровідності, але і для визначення емпіричних шляхів підвищення їх критичних параметрів. Слід зазначити, що до теперішнього часу дані про ступінь впливу допування Pr на провідні властивості сполуки $YBaCuO$ залишаються значною мірою суперечливими. Очевидно, певну роль тут відіграє той факт, що істотна частина експериментального матеріалу була отримана на керамічних, плівкових і текстурованих зразках різної технологічної передісторії, що мають високий вміст міжгранулярних зв'язків. Враховуючи вищесказане, у даній роботі було проведено дослідження еволюції поздовжньої та поперечної провідності монокристалічних зразків системи 1-2-3 $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ з різним вмістом кисню при заміні ітрію на празеодим у широкому інтервалі концентрацій $0.0 \leq z \leq 0.5$.

Монокристали $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ вирощували за розчин-розплавною технологією [1, 2, 5]. Для отримання кристалів з частковою заміною Y на Pr, $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, у початкову шихту додавали Pr_5O_{11} у відповідному процентному співвідношенні. Режими вирощування та насичення киснем кристалів $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ були такими ж, як і для нелегованих монокристалів [1, 2, 5]. Як початкові компоненти для вирощування кристалів використовували сполуки Y_2O_3 , $BaCO_3$, CuO та Pr_5O_{11} . Характерні розміри кристалів становили $2.5 \times 1.5 \times 0.4$ мм³ (найменший розмір відповідав напрямку вздовж осі c). Електроопір вимірювали за восьмиконтактною методикою, описаною в [1, 2]. Температуру вимірювали платиновим терморезистором.

2.1. Нормальний поздовжній і поперечний електроопір

На рис. 1a та рис. 1b [13], показано температурні залежності приведенного опору $\rho(T)/\rho_{300}$, виміряні вздовж та впоперек базисної площини відповідно. Залежності від концентрації празеодиму опору при кімнатній температурі $\rho_{300}(z)$ та критичної температури $T_c(z)$ показано на відповідних вставках.

Видно, що збільшення концентрації празеодиму призводить до зростання питомого електроопору приблизно в 5 разів та зниження T_c від ≈ 92 К до ≈ 23 К, що якісно узгоджується з літературними даними [6]. При цьому існує принципова відмінність у поведінці залежностей $\rho_c(T)/\rho_{300}$ і $\rho_{ab}(T)/\rho_{300}$. У той час як підвищення концентрації празеодиму призводить до яскраво вираженої напівпровідникової поведінки кривих $\rho_c(T)/\rho_{300}$ (рис. 1b), у базисній *ab*-площині на залежностях $\rho_{ab}(T)/\rho_{300}$ в області відносно високих температур зберігається досить широка (від ≈ 180 К до ≈ 20 К) лінійна ділянка, що, згідно з теорією NAFL [4], служить достовірною ознакою нормального стану системи. При зниженні температури нижче деякого характерного значення T^* відбувається відхилення $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності, що свідчить про появу деякої надлишкової провідності, обумовленої переходом до псевдощільного режиму [1, 14, 15].

2.2. Ефект Фріделя та анізотропія надпровідних властивостей

Друга важлива особливість температурних залежностей електроопору зразків зі зниженою T_c полягала в істотній (до ≈ 10.8 К при $z \approx 0.48$) різниці величин критичних температур, виміряних вздовж та впоперек базисної площини (див. таблицю).

Таблиця.

Критичні температури експериментальних зразків.

Table.

Critical temperatures of experimental samples.

Зразок	z	T_c^{ab} , К	T_c^c , К	$(T_c^{ab}-T_c^c)$, К
K1	0	91.738	91.376	0.362
K2	0.05	85.779	85.068	0.711
K3	0.19	81.653	73.04	8.607
K4	0.23	67.668	66.016	1.674
K5	0.34	51.876	48.069	3.807
K6	0.43	39.941	35.946	3.995
K7	0.48	34.410	23.175	11.235
K8	0.5		–	–

При цьому надпровідний перехід у зразка з максимальним вмістом празеодиму ($z \approx 0.5$) у

поперечному напрямку не спостерігався взагалі в усьому інтервалі виміряних нами температур.

Подібний ефект спостерігався раніше на монокристалічних зразках $\text{Bi}_2\text{Sr}_3\text{Ca}_x\text{Cu}_2\text{O}_{8+x}$ та $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [14] з великим відхиленням від стехіометрії за киснем при резистивних вимірах та вимірах магнітної сприйнятливості. Автори [14]

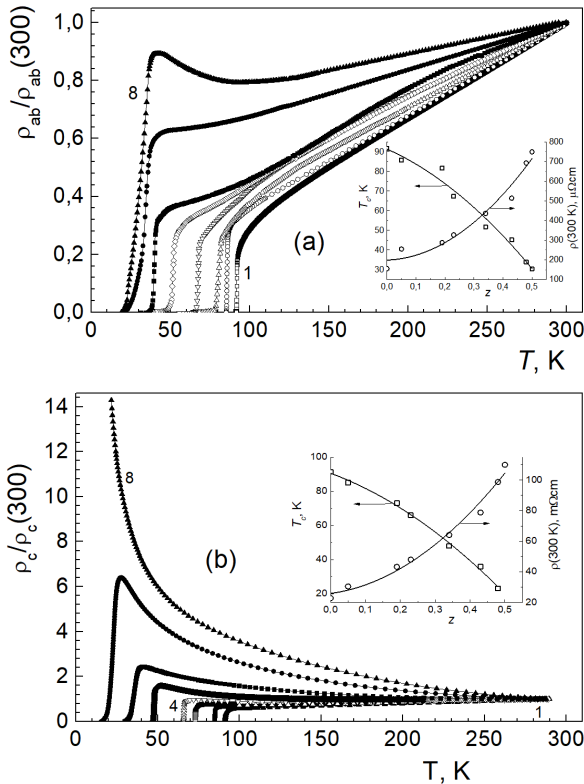


Рис. 1. Температурні залежності приведенного електричного опору монокристалів К1–К8 з різним вмістом празеодиму z : 0.0 (1), 0.05 (2), 0.19 (3), 0.23 (4), 0.34 (5), 0.43 (6), 0.48 (7), 0.5 (8) [13]. (а) – в ab -площині, $\rho_{ab}(T)$; (б) – вздовж осі c , $\rho_c(T)$. На відповідних вставках показано залежності опору при кімнатній температурі $\rho_{300}(z)$ та критичної температури $T_c(z)$ від концентрації празеодиму.

Fig. 1. Temperature dependences of the reduced electrical resistance of single crystals K1–K8 with different praseodymium contents z : 0.0 (1), 0.05 (2), 0.19 (3), 0.23 (4), 0.34 (5), 0.43 (6), 0.48 (7), 0.5 (8) [13]. (a) – in the ab -plane, $\rho_{ab}(T)$; (b) – along the c -axis, $\rho_c(T)$. The corresponding insets show the dependences of the resistance at room temperature $\rho_{300}(z)$ and the critical temperature $T_c(z)$ on the praseodymium concentration.

пояснювали такий ефект можливою реалізацією у зразку переходу Фріделя [15], який полягає в придушенні поперечної надпровідності в деякому

діапазоні температур нижче критичної $T_f < T < T_c$ (T_f – температура Фріделя) за допомогою специфічного механізму розростання кільцевих джозефсонівських вихорів у шаруватому надпровіднику. Як було показано в теоретичній роботі [16], реалізація подібного механізму в реальному кристалі можлива у випадку деякого порушення періодичності розподілу провідних шарів. Згідно з [3], подібна ситуація може виникнути при наявності у зразку шарів з різною T_c , відповідно, що розділяють один одного. На користь такого сценарію свідчать і результати робіт [17–19], в яких було показано, що зміна складу в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, наприклад, унаслідок пониження вмісту кисню, призводить до розпаду провідної підсистеми на кілька фаз з різними T_c . При цьому наявність таких фаз часто не проявляється на резистивних переходах в надпровідний стан внаслідок перколяційного протікання транспортного струму по фазі з максимальною T_c .

2.3. Застосовність RVB-теорії

Як зазначалося вище, в базисній площині на залежностях $\rho_{ab}(T)$ в області відносно високих температур досить широка лінійна ділянка зберігається навіть при значній концентрації празеодиму $z \lesssim 0.5$. Для пояснення такої залежності був запропонований цілий ряд різних теоретичних моделей, найбільш відомими з яких є так звана RVB-теорія [8, 20] і модель NAFL [4]. Відповідно до першої з них, розсіювання в ВТНП-сполуках здійснюються за допомогою взаємодії носіїв з двома типами квазічастинкових збуджень – спінонів та холонів [8, 20]. При цьому температурна залежність електроопору передбачає крім лінійного за температурою члена наявність додаткової складової, пропорційної $1/T$ [8, 20], причому як у випадку поперечного, так і вздовжнього електроопору:

$$\rho(T) = AT^{-1} + BT. \quad (4)$$

Дійсно, як видно з рис. 2, температурні залежності $\rho_{ab}(T)$ та $\rho_c(T)$ при невеликому рівні допущення празеодимом досить добре спрямляються в координатах $\rho T - T^2$. Однак у випадку середньо і сильно допованих празеодимом зразків експериментальні криві вже не вдається описати залежністю виду (4).

Згідно з моделлю NAFL [4], розсіювання носіїв у ВТНП-системах визначається антиферомагнітною взаємодією. При цьому наявність лінійної ділянки на залежностях $\rho(T)$ служить достовірною ознакою нормального стану системи. Однак слід зазначити, що жодна з теоретичних моделей, що пояснює таку

поведінку кривих $\rho(T)$ в області відносно високих температур, не змогла задовільно описати відхилення електроопору від лінійної залежності при температурах нижче деякого характерного значення T^* , що відповідає температурі відкриття псевдощільни [12, 13].

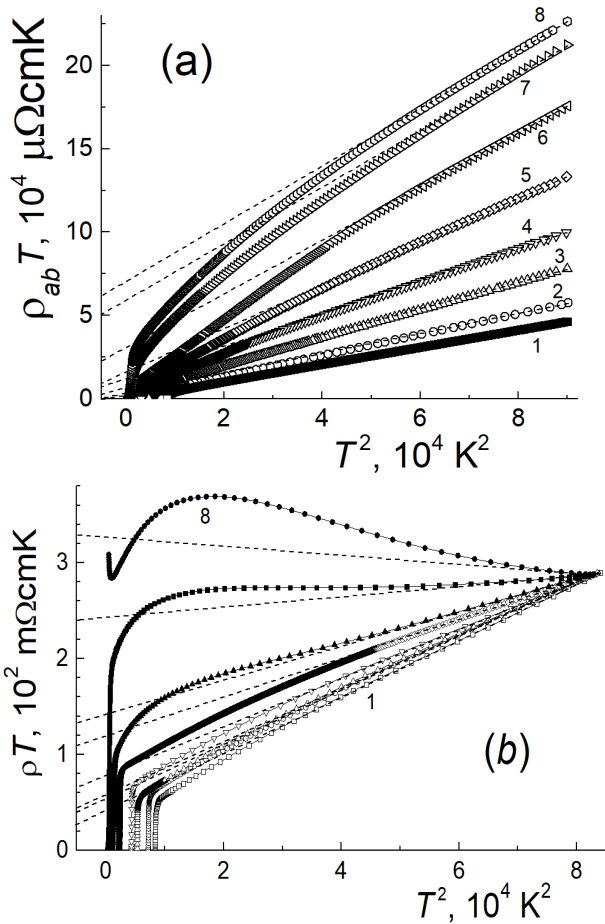


Рис. 2. Температурні залежності електроопору в координатах $\rho T - T^2$ в ab -площині – (а) та упоперек осі c – (б). Штрихові лінії – екстраполяція лінійних ділянок експериментальних залежностей. Позначення кривих ті ж, що на рис. 1.

Fig. 2. Temperature dependences of electrical resistance in the coordinates $\rho T - T^2$ in the ab -plane – (a) and across the c -axis – (b). Dashed lines are extrapolations of linear sections of experimental dependences. The designations of the curves are the same as in Fig. 1.

2.4. Анізотропія електроопору і стрибкова провідність

Температурні залежності анізотропії провідності $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ показано на рис. 3 в координатах $\ln(\rho_c/\rho_{ab}) - 1/T$ і $\ln[(\rho_c/\rho_{ab})/T] - 1/T^{-1/2}$, що відповідає їх опису за допомогою співвідношення (3) у першому випадку і аналітичного виразу виду:

$$\rho_c/\rho_{ab} = B T \exp(T_0/T)^{1/2} \quad (5)$$

у другому. Тут B, T_0 – константи. Як відомо, співвідношення (5) характерне для стрибкової провідності зі змінною довжиною стрибка – «закон $1/2$ » [21–22].

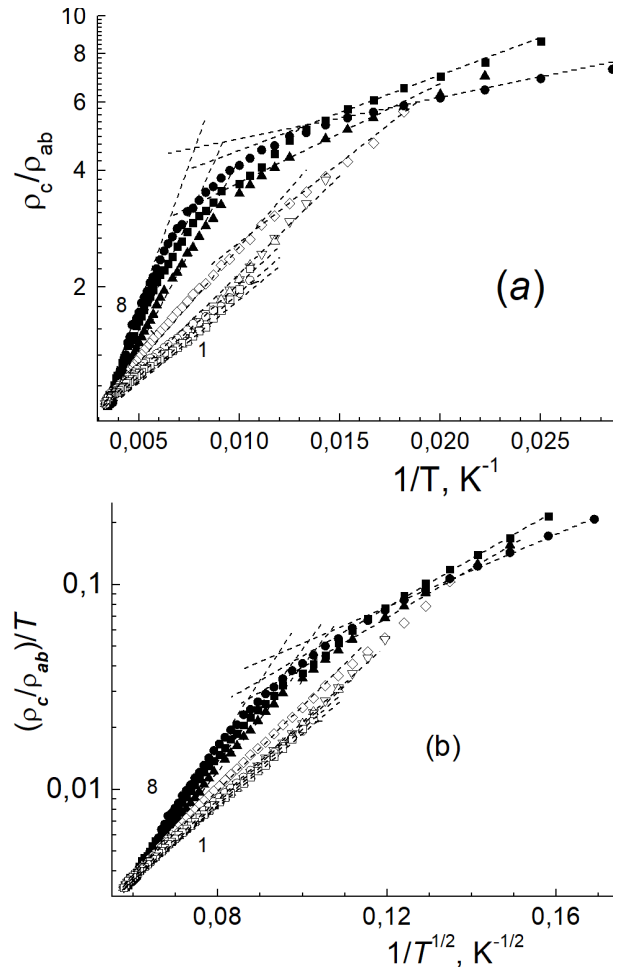


Рис. 3. Температурні залежності анізотропії електроопору: (а) – $\ln(\rho_c/\rho_{ab})$ vs $1/T$ та (б) – $\ln[(\rho_c/\rho_{ab})/T]$ vs $1/T^{-1/2}$. Нумерація кривих відповідає рис. 1.

Fig. 3. Temperature dependences of the anisotropy of the electrical resistivity. (a) – $\ln(\rho_c/\rho_{ab})$ vs $1/T$ and (b) – $\ln[(\rho_c/\rho_{ab})/T]$ vs $1/T^{-1/2}$. The numbering of the curves corresponds to Fig. 1.

Видно, що збільшення вмісту празеодиму призводить до значного зростання абсолютної величини анізотропії ρ_c/ρ_{ab} . При цьому з рис. 3 видно, що рівняння (3) описує експериментальну залежність в області відносно високих температур помітно гірше, ніж співвідношення (5) для стрибкової провідності.

З теорії відомо, що «закон 1/2» зазвичай трактується як прояв кулонівської щільності в енергетичному спектрі носіїв, більш характерному для напівпровідникових сполук [21]. З іншого боку, як було показано в роботі [22], співвідношення (5) носить набагато більш універсальний характер, і може виконуватися для широкого класу провідних сполук при досить великій мірі структурного розупорядкування. Зокрема, подібна ситуація реалізується для випадку гранульованих металів (нанокомпозитів) – сукупності малих металевих гранул в діелектричній матриці [22]. У той же час відомо, що допування ВТНП-купратів шляхом іновалентного заміщення або зміна вмісту кисню призводять до розпаду системи на електронейтральні області двох типів: металеві, з високою концентрацією носіїв, та діелектричні [17]. При цьому вид доменів може "нав'язуватися" і допантами, що впорядковуються. Очевидно, що при досить малому розмірі включень з металевою провідністю система може набувати ознаки, характерні для гранульованих металів.

Як видно з рис. 3, у міру збільшення концентрації празеодиму, кут нахилу залежностей $\rho_c/\rho_{ab}(T)$ зростає, що, в свою чергу, свідчить про зростання енергії активації від 87–98 К до 374–396 К. Слід також зазначити, що для кривих з найбільш зниженою $T_c \approx 23 \div 48$ К при температурах поблизу 128 К спостерігається зміна кута нахилу більш ніж у чотири рази, що, в свою чергу, свідчить про зменшення енергії активації і відображає наявність фазових переходів, що було виявлено раніше в роботі [1] для монокристалів $YBaCuO$. Згідно з [1], переходи такого типу впливають на кінетику переносу заряду.

3. Співіснування різних видів провідності і перехід метал-ізолятор в монокристалах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Характерною особливістю високотемпературних надпровідників є близькість діелектричного та надпровідного станів. У зв'язку з цим виникає закономірне питання про взаємовплив цих станів і, в цьому аспекті, яку роль відіграють ефекти локалізації при виникненні надпровідності у ВТНП? Як зазначалося вище, провідні властивості сполук $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ можна відносно легко варіювати шляхом зміни вмісту кисню, а також за допомогою повної або часткової заміни складових компонентів їх ізоелектронними аналогами. При цьому відомо [12, 19, 23], що заміна ітрію іншими рідкоземельними елементами практично не впливає на провідні властивості сполуки в нормальному й надпровідному станах. Винятком є тільки заміна ітрію на празеодим,

так звана «аномалія празеодиму» [14, 19, 24–26]. Внесення навіть малих ($z \approx 0.05$) добавок празеодиму в зразках $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ призводить до істотного погіршення їх провідних властивостей [14, 26], яке виражається в зниженні T_c , зростанні питомого опору та посиленні ефектів локалізації (див. попередній підрозділ). При досягненні концентрації $z \approx 0.6$ надпровідність у сполуці повністю зникає [19, 26], і вона переходить у діелектричний стан. У той же час при такому переході кристалічна структура та кисневий індекс сполуки практично залишаються незмінними. Це, в свою чергу, дає нам можливість плавної зміни співвідношення між різними типами провідності і, таким чином, більш детального вивчення електротранспортних процесів в експериментальних зразках.

3.1. Локалізація носіїв і термоактиваційний характер поздовжньої і поперечної провідності

Як видно з рис. 1, для концентрації празеодиму ($0.0 \leq z \leq 0.34$) – Рис. 1а, експериментальні криві зберігають досить широку температурну ділянку з квазіметалевим характером залежності $\rho(T)$. При подальшому зростанні концентрації празеодиму ці криві набувають яскраво виражений вид з характерною термоактиваційною поведінкою, що свідчить про посилення ролі локалізаційних ефектів.

На рис. 4 та рис. 5 ці ж залежності наведено в координатах $\ln\rho - 1/T$ для електроопору, виміряного вздовж і впоперек базисної площини відповідно.

Видно, що в цих координатах експериментальні криві спрямляються в досить широкому температурному інтервалі, що відповідає їх опису за допомогою аналітичного співвідношення:

$$\rho(T) \sim \exp\left(\frac{\Delta}{T}\right), \quad (6)$$

де Δ – деяка енергія активації.

У той же час, при зниженні температури нижче деякого характерного значення починається систематичне відхилення експериментальних точок від лінійної залежності, що, згідно з [27], може служити ознакою реалізації в системі переходу метал-діелектрик (М-Д) «андерсонівського» типу. Як відомо з літератури [27], перехід Андерсона може відбуватися також і в речовинах, які не є аморфними, але які, одночасно, мають певний ступінь неупорядкованості. У сполуках системи 1-2-3 роль такого фактора може відігравати як розупорядкування лабільного компонента [13, 23], так і індукована допуванням празеодимом часткова кластеризація експериментального зразка [24].

3.2. Співіснування металевої та напівпровідникової провідності і поділ їх вкладів у електротранспорт

У роботі [28] для аналізу експериментальних кривих $\rho_{ab}(T)$ було запропоновано формулу:

$$\rho = \frac{\rho_0 + \alpha T}{1 - n[1 - \exp(-\Delta E/2kT)]} - \frac{\beta T_c}{T - T_c}, \quad (7)$$

де перший доданок описує металевий або напівпровідниковий температурний хід опору в нормальному стані, а другий – флуктуаційну надпровідність, що виникає при температурі вище

резистивного переходу в надпровідний стан [29]; n та $1-n$ – частки металевої та напівпровідникової провідностей відповідно. Флуктуаційна паравідність для цих експериментальних кривих більш детально аналізується нами в [30]. При цьому слід зазначити, що всі підгінні параметри, використані в нашому аналізі, є лінійними формулами одного з них, який фактично збігається зі значеннями концентрації празеодиму в наших зразках. Таким чином, можна зробити висновок про те, що в нашому випадку формула (7), як і в роботі [29], по суті є однопараметричною.

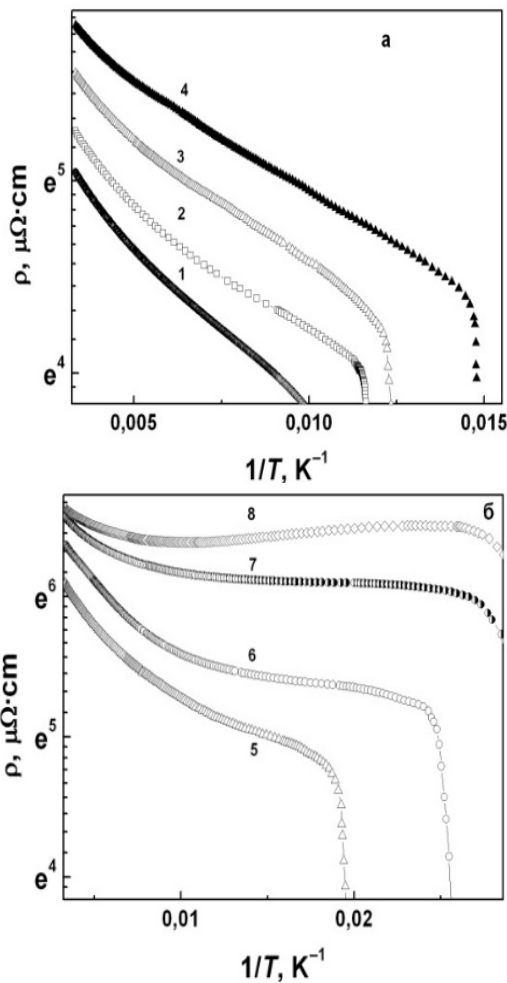


Рис. 4. Залежності поздовжнього електроопору $\ln \rho_{ab} - 1/T$ при різній концентрації празеодиму z : а – криві: 1 – 0.0, 2 – 0.05, 3 – 0.19, 4 – 0.23; б – криві: 5 – 0.34, 6 – 0.43, 7 – 0.48, 8 – 0.5.

Fig. 4. Dependences of the longitudinal electrical resistivity $\ln \rho_{ab} - 1/T$ at different concentrations of praseodymium z : а – curves: 1 – 0.0, 2 – 0.05, 3 – 0.19, 4 – 0.23; б – curves: 5 – 0.34, 6 – 0.43, 7 – 0.48, 8 – 0.5.

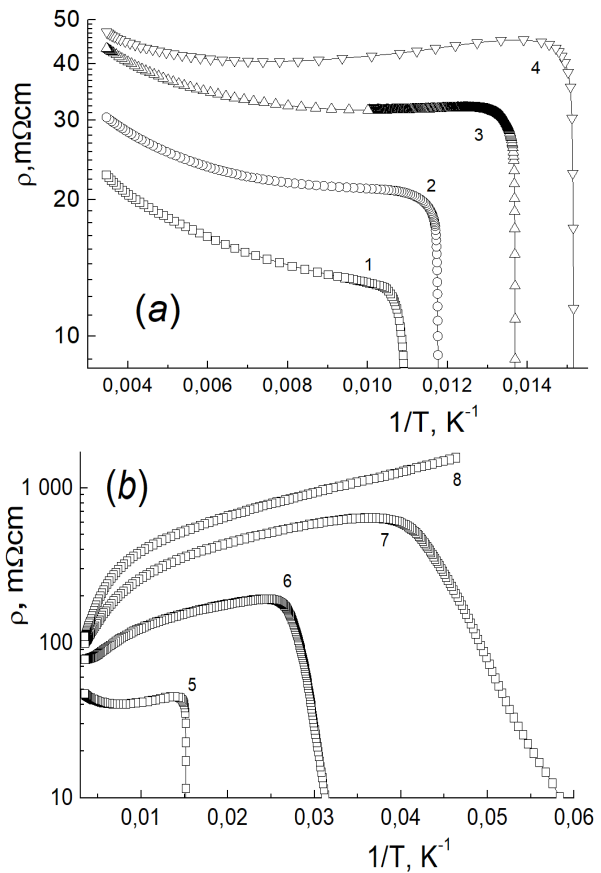


Рис. 5. Залежність поперечного електроопору $\ln \rho_c - 1/T$ при різній концентрації празеодиму z : а – криві: 1 – 0.0, 2 – 0.05, 3 – 0.19, 4 – 0.23; б – криві: 5 – 0.34, 6 – 0.43, 7 – 0.48, 8 – 0.5.

Fig. 5. Dependence of the transverse resistivity $\ln \rho_c - 1/T$ at different praseodymium concentrations z : (а) – curves: а – curves: 1 – 0.0, 2 – 0.05, 3 – 0.19, 4 – 0.23; б – curves: 5 – 0.34, 6 – 0.43, 7 – 0.48, 8 – 0.5.

Використовуючи значення параметрів, отриманих з аналізу наших кривих за допомогою формули (7), ми, за методикою [28], розділили вклади, що

відповідають металевій та напівпровідниковій складовій провідності для всіх досліджених зразків. На рис. 6 та рис. 7 показано температурні залежності $\sigma_{мет}(T)$ і $\sigma_{нп}(T)$, розраховані за формулами (8) [28] з використанням вищевказаних параметрів, для електроопору, виміряного вздовж і впоперек базисної площини відповідно:

$$\sigma_1 = \frac{1-n}{\rho_0 + \alpha T}; \quad \sigma_2 = \frac{n}{(\rho_0 + \alpha T) \exp(\Delta E / 2kT)} \quad (8)$$

З рис. 6 і рис. 7 видно, що, незважаючи на те, що зі збільшенням концентрації празеодиму частка

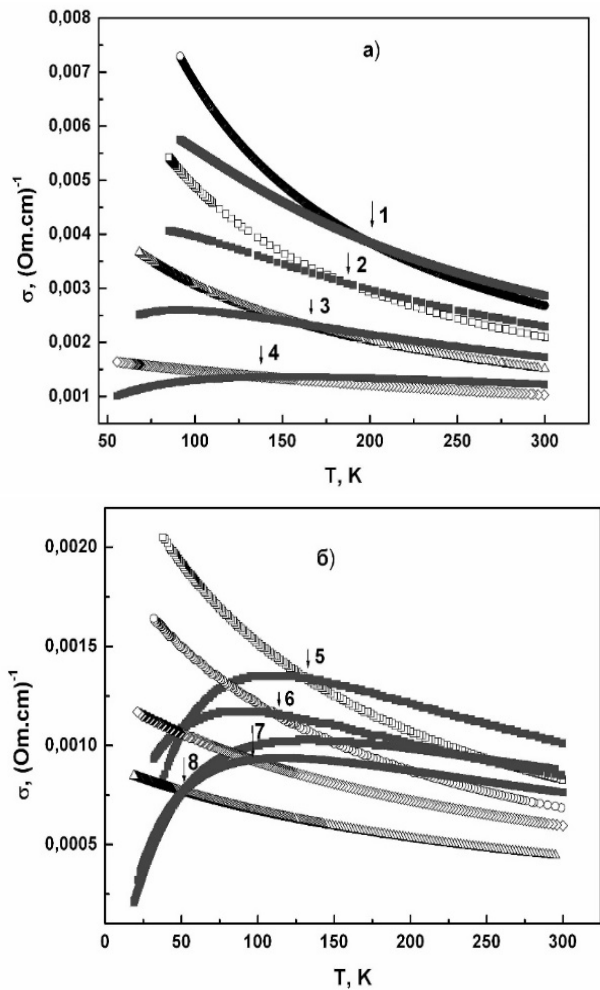


Рис. 6. Температурні залежності $\sigma_{мет}(T)$ (а) та $\sigma_{нп}(T)$ (б), розраховані для поздовжнього електроопору. Позначення кривих ті ж, що і на рис. 4. Стрілочками позначено точки, які відповідають температурі T_{m-d} .

Fig. 6. Temperature dependences $\sigma_{мет}(T)$ (а) and $\sigma_{нп}(T)$ (б) calculated for longitudinal electrical resistance. The designations of the curves are the same as in Fig. 4. The arrows indicate the points corresponding to the temperature T_{m-d} .

напівпровідникової складової зростає, надпровідний перехід завжди настає після того, як починає виконуватися нерівність $\sigma_{мет} > \sigma_{нп}$.

Іншими словами, можна зробити висновок про те, що в зразках $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ надпровідному переходу завжди передують перехід метал-діелектрик. Якщо за точку переходу метал-діелектрик умовно приймати температуру T_{m-d} , при якій $\sigma_{мет} = \sigma_{нп}$, то видно, що зростання концентрації празеодиму призводить до істотного зсуву T_{m-d} у бік низьких температур (див. рис. 8)

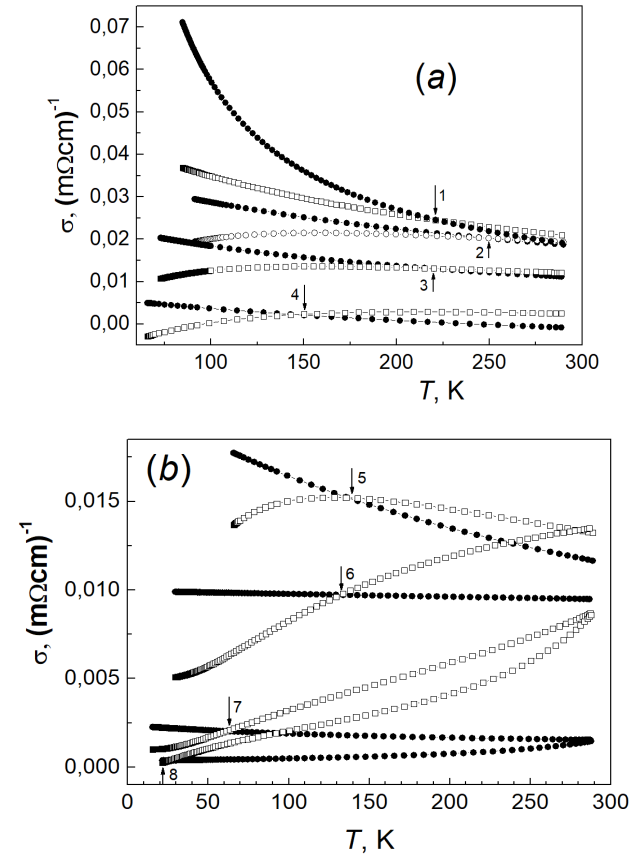


Рис. 7. Температурні залежності $\sigma_{мет}(T)$ (а) та $\sigma_{нп}(T)$ (б), розраховані для поперечного електроопору. Позначення кривих ті ж, що і на рис. 4 та рис.5. Стрілочками позначені точки, які відповідають температурі T_{m-d} .

Fig. 7. Temperature dependences $\sigma_{мет}(T)$ (а) and $\sigma_{нп}(T)$ (б) calculated for transverse electrical resistance. The designations of the curves are the same as in Fig. 4 and Fig. 5. The arrows indicate the points corresponding to the temperature T_{m-d} .

3.3. Анізотропія провідності ВТНП системи $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

Електричний опір $\rho_{ab}(T)$ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ всередині шарів CuO_2 металевий, тобто температурна

залежність опору може бути успішно пояснена розсіюванням електронів на фонах та дефектах [30–31]. У напрямку, що перпендикулярний до шарів CuO_2 , опір $\rho_c(T)$ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ при зменшенні вмісту кисню набуває напівпровідникового характеру. Це можна пояснити впливом напівпровідникових прошарків чи розупорядкуванням та ефектами локалізації [32]. У [33] для $\rho_c(T)$ було запропоновано механізм резонансного тунелювання електронів між CuO_2 площинами через локалізовані стани у CuO ланцюжках. Для цього механізму температурна залежність анізотропії опору має вигляд $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T) \sim T \cosh^2(\Delta/T)$.

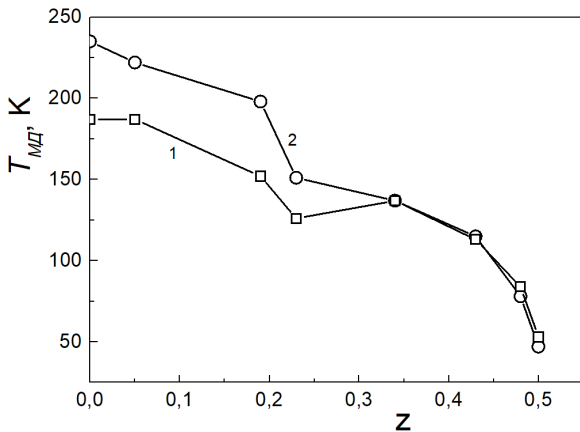


Рис. 8. Залежність $T_{мд}$ від концентрації празеодиму, отримані для поздовжнього (1) та поперечного (2) електроопору.

Fig. 8. Dependence of T_{md} on praseodymium concentration, obtained for longitudinal (1) and transverse (2) electrical resistance.

Але у [3] знайшли, що температурна залежність анізотропії опору $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ краще описується експоненціальним законом $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T) \sim \exp(\Delta/T)$. У [34] для $Pr_zY_{1-z}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ знайшли, що $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T) \sim \exp[(\Delta/T)^{1/2}]$. Така температурна залежність характерна для стрибків провідності зі змінною довжиною стрибка.

У попередніх розділах 3.1 та 3.2 ми показали, що температурну залежність опору монокристалів $Pr_zY_{1-z}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ в області $T_c - 300$ К у широкому інтервалі вмісту празеодиму, як у ab -площині, так і вздовж вісі c , можна представити як поступовий перехід від металевої провідності до напівпровідникової з урахуванням флуктуаційної провідності у вигляді 3D-моделі Асламазова – Ларкіна [35] поблизу T_c .

Зазначимо, що при пониженні температури фонний опір відхиляється донизу від

високотемпературної лінійної екстраполяції вже при $T \leq 0.3$, де може проявитися і флуктуаційна провідність. Тому розділити експериментально температурні області переважного впливу того чи іншого процесу досить складно.

Внесок напівпровідникового компонента у провідність відчувається для $\rho_c(T)$ вже при достатньо малих значеннях z .

Наявність декількох механізмів провідності ускладнює аналіз загальної температурної залежності анізотропії опору.

У цьому розділі ми, базуючись на результатах розділів 1 та 2, визначимо температурні залежності анізотропії окремих механізмів провідності – металевої, напівпровідникової та флуктуаційної – при різному вмісті празеодиму, а також анізотропію підгінних параметрів, що характеризують зазначені механізми провідності.

Зокрема, множник $\rho_0 + \alpha T$ у 1-му доданку (7) для металів пов'язують, зазвичай, із розсіюванням носіїв заряду на дефектах (ρ_0) та фонах при температурах $T > \theta$ (αT), де θ – температура Дебая. У широкому інтервалі температур електричний опір змінюється як [36–37]:

$$\rho_{met} = \rho_0 + (1 + b_0 T^2) C_3 \left(\frac{T}{\theta}\right)^3 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 e^x}{(e^x - 1)^2} dx, \quad (9)$$

де C_3 та b_0 залежать від густини електронних станів, $N(e)$, форми кривої $N(e)$ поблизу поверхні Фермі, ефективних мас носіїв заряду та енергії Фермі [36–37]. З (8) випливає, що при $T > \theta$ $\rho_{met}(T) \approx \rho_0 + \frac{C_3}{2\theta} T$, що дає лінійний внесок у питомий опір залежно від температури – пружне розсіювання носіїв заряду на фонах. У протилежному випадку $T \rightarrow 0$ $\rho_{met}(T) \propto T^3$ описує непружне розсіювання носіїв заряду на фонах.

Температуру надпровідного переходу визначали як температуру максимуму функції $d\rho/dT = f(T)$.

Температурні залежності опору ми апроксимували співвідношеннями, котрі включали розсіювання носіїв заряду на дефектах та фонах (металева провідність), перехід до напівпровідникового режиму, а також флуктуаційну провідність у вигляді 3D-моделі Асламазова – Ларкіна [35]. Були отримані дві системи підгоночних параметрів (для ab -площини та вздовж осі c), що забезпечили точність підгонки (1±3)% у залежності від провідності, що переважає (металева чи напівпровідникова відповідно). У числі підгоночних параметрів були, зокрема, опір, обумовлений розсіюванням на дефектах, температура Дебая, довжина когерентності і т.п. [38–39].

Наявність двох систем підгоночних параметрів дозволила обчислити окремо анізотропії металевої провідності (тобто провідності, що обмежена розсіюванням на дефектах та фонах), напівпровідникової та флуктуаційної провідностей.

Анізотропію T_c відображено на рис. 9 (ліва шкала). Видно, що в зразку без празеодиму ($z = 0$) анізотропія T_c відсутня, але виникає при введенні празеодиму і зростає при збільшенні z , причому найбільш різке зростання анізотропії T_c спостерігається при $z > 0.4$. У [14] анізотропію T_c пов'язують з неоднорідністю зразка.

Як вздовж, так і впоперек шарів залежності температури надпровідного переходу T_c від вмісту празеодиму z добре апроксимуються універсальним співвідношенням Абрикосова – Горькова, що описує подавлення надпровідності немагнітними дефектами у випадку d -парування [40–41]. Тоді різке зміння анізотропії при $z > 0.4$ може бути пов'язано із неоднорідним розподілом дефектів відносно шарів – анізотропією розподілу дефектів.

На рис. 9, права шкала, приведено анізотропію залишкового опору ρ_0 . Видно, що анізотропія ρ_0 зменшується зі зростанням z . Це обумовлено тим, що хаотично розташовані дефекти ізотропізують розсіювання.

Анізотропію ідеального опору, тобто опору, обумовленого розсіюванням носіїв заряду на фонах – $\rho_{ph} = \rho_{met} - \rho_0$, формула (9), показано на рис. 10а. Видно, що при зростанні температури анізотропія ідеального опору збільшується; зі зростанням z анізотропія ідеального опору змінюється немонотонно: спочатку зростає, однак вже при $z \geq 0.19$ зменшується при збільшенні z .

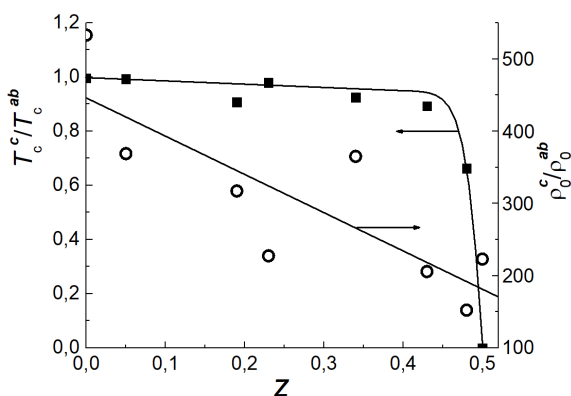


Рис. 9. Залежності анізотропії температури надпровідного переходу та залишкового опору від вмісту празеодиму.

Fig. 9. Dependences of the anisotropy of the superconducting transition temperature and the residual resistance on the praseodymium content.

Така поведінка пов'язана, на наш погляд, із сильною анізотропією електронних параметрів C_3^c/C_3^{ab} та b_0^c/b_0^{ab} та їхньою значною зміною при збільшенні z . У той же час анізотропія температури Дебая θ/θ^{ab} порівняно невелика і слабо змінюється при зростанні z (рис. 10 б).

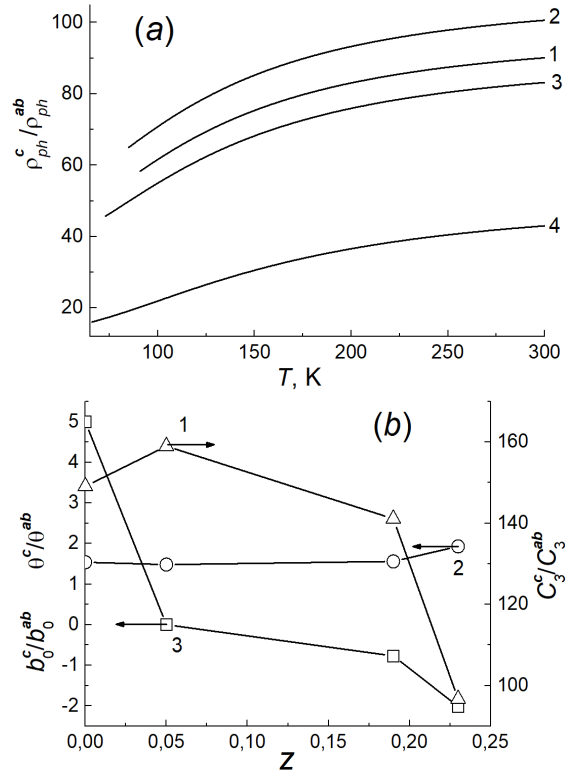


Рис. 10. Анізотропія опору у нормальному стані. (а) – анізотропія ідеального опору: 1 – $z = 0$; 2 – $z = 0.05$; 3 – $z = 0.19$; 4 – $z = 0.23$; (б) – анізотропія підгоночних параметрів – ф-ла (9): 1 – C_3^c/C_3^{ab} (права шкала), 2 – θ/θ^{ab} , 3 – b_0^c/b_0^{ab} .

Fig. 10. Anisotropy of resistance in the normal state. (a) – anisotropy of ideal resistance: 1 – $z = 0$; 2 – $z = 0.05$; 3 – $z = 0.19$; 4 – $z = 0.23$; (b) – anisotropy of fitting parameters – eq. (9): 1 – C_3^c/C_3^{ab} (right scale), 2 – θ/θ^{ab} , 3 – b_0^c/b_0^{ab} .

Температурні залежності опору в напівпровідниковій області визначали за формулами [12, 42] – див. ф-лу (6) та пояснення до неї:

$$\rho_{semi}(T) = \rho_0 \exp\left(\frac{\Delta E}{T}\right)^m \times (1 + BT^2) \quad (10)$$

Уздовж осі c було знайдено, що $m = 1/2$, однак для опору в ab -площині $m = 1$. Параметр B пов'язаний з рухливістю носіїв заряду та характеризує їхнє розсіювання – якщо $B < 0$, як у [38–39], то переважає

розсіювання на іонізованих домішках (див., напр., [32–33]), у нашому випадку – на іонах празеодиму.

Зазначимо, що параметр ρ_0 також описує розсіювання на празеодимі. Однак це може бути різний празеодим. У [41] знайшли, що Pr заміщує не тільки Y, але й Ba з утворенням значного числа вакансій на Cu(I) позиціях. Тому параметри ρ_0 і B можуть характеризувати розсіювання на дефектах як системи Y, так і системи Ba та міді.

Температурні залежності анізотропії опору в напівпровідниковій області наведено на рис. 11. При низьких температурах анізотропія напівпровідникового опору проходить через максимум, який виникає через те, що провідність у ab -площині визначається числом носіїв заряду ($m = 1$), але вздовж вісі c провідність визначається ймовірністю стрибків різної довжини ($m \approx 0.5$). Температура максимуму зменшується при зростанні z , а його висота збільшується. Зазначимо, що в роботі [23] стрибки різної довжини ($m \approx 4/9$) пов'язуються з неоднорідністю зразка. У нашому випадку це підтверджується і анізотропією T_c [14].

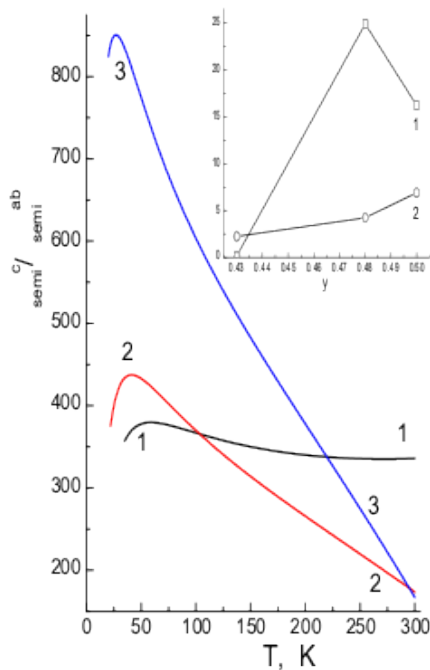


Рис. 11. Анізотропія напівпровідникового вкладу в опір. 1 – $z = 0.43$; 2 – $z = 0.48$; 3 – $z = 0.50$. На вставці – анізотропія підгоночних параметрів, ф-ла (10): 1 – B^c/B^{ab} , 2 – $\Delta E^c/\Delta E^{ab}$.

Fig. 11. Anisotropy of the semiconductor contribution to the resistance. 1 – $z = 0.43$; 2 – $z = 0.48$; 3 – $z = 0.50$. Inset – anisotropy of the fitting parameters, f-la (10): 1 – B^c/B^{ab} , 2 – $\Delta E^c/\Delta E^{ab}$.

На вставці до рис. 11 наведено анізотропії підгоночних параметрів у рівнянні (10) – ΔE та B , анізотропію ρ_0 показано на рис. 9 ($0.43 \leq z \leq 0.5$).

Видно, що параметр B демонструє найбільші значення анізотропії та різкі її зміни, у той час як анізотропія параметру ΔE порівняно невелика і повільно зростає при збільшенні z .

Температурні залежності флуктуаційної провідності визначали за формулами (1) та (7). Анізотропію флуктуаційної провідності, $\Delta\sigma_c^{AL}/\Delta\sigma_{ab}^{AL}$, для $z = 0$ показано на рис. 12а разом із компонентами $\Delta\sigma_c^{AL}$ та $\Delta\sigma_{ab}^{AL}$.

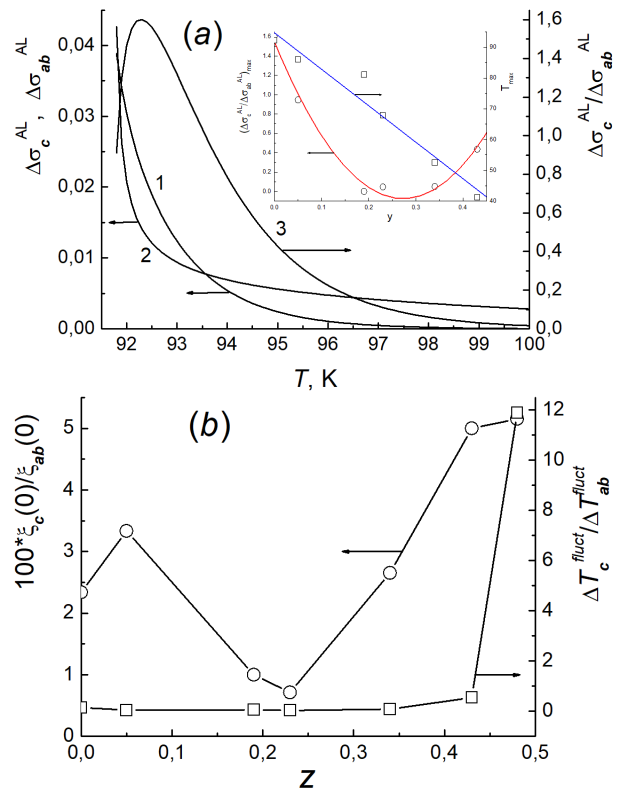


Рис. 12. Анізотропія надпровідних характеристик. (а). Анізотропія флуктуаційної провідності для $z = 0$. 1 – $\Delta\sigma_c^{AL}$, 2 – $\Delta\sigma_{ab}^{AL}$, 3 – $\Delta\sigma_c^{AL}/\Delta\sigma_{ab}^{AL}$. Вставка: залежності від вмісту празеодиму висоти та положення максимумів анізотропії. (б). Анізотропія довжини когерентності, $\xi(0)$, та температурної області існування надпровідних флуктуацій, ΔT_{fluct} , (рівняння (1) та (7)) від вмісту празеодиму.

Fig. 12. Anisotropy of superconducting characteristics. (a). Anisotropy of fluctuation conductivity for $z = 0$. 1 – $\Delta\sigma_c^{AL}$, 2 – $\Delta\sigma_{ab}^{AL}$, 3 – $\Delta\sigma_c^{AL}/\Delta\sigma_{ab}^{AL}$. Inset: dependences of the height and position of the anisotropy maxima on the praseodymium content. (b). Anisotropy of the coherence length, $\xi(0)$, and the temperature region of existence of superconducting fluctuations, ΔT_{fluct} , (equations (1) and (7)) on the praseodymium content.

Температурні залежності анізотропії для інших вмістів празеодиму якісно подібні, але з іншими висотами та положеннями максимумів. Залежності висот та температур максимумів від вмісту празеодиму показано на вставці до рис. 12а. Ясно, що максимумами анізотропії флукуаційної провідності, $\Delta\sigma_c^{AL}/\Delta\sigma_{ab}^{AL}$, обумовлені анізотропією довжини когерентності $\xi(0)$ – рис. 12б. При цьому значення анізотропії $\xi(0)$ якісно узгоджуються з даними роботи [43]. Анізотропія області існування надпровідних флукуацій ΔT_{fluct} достатньо мала і постійна аж до $z \approx 0.43$.

ВИСНОВКИ

Збільшення концентрації празеодиму в монокристаллах $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ призводить до виникнення локалізації носіїв і зміни міжшарової взаємодії. При цьому температурна залежність анізотропії електроопору $\rho_c/\rho_{ab}(T)$, на відміну від $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, добре описується за допомогою універсального «закону 1/2» для термоактиваційної стрибкової провідності. Подібна залежність свідчить про те, що механізм транспорту носіїв поперек шарів здійснюється за допомогою термоактиваційних стрибків зі змінною довжиною. Показник 1/2 свідчить про те, що стрибова провідність одномірна, та/або що кулонівська взаємодія грає в поперечному транспорті істотну роль. Нещодавно подібну залежність виявили також у деяких шаруватих органічних надпровідниках у перпендикулярному магнітному полі, що може дати ключ до розгадки некогерентного транспорту впоперек шарів. Це явище ще раз підкреслює відмінність ВТНП купратів від фермі-рідинних металів, оскільки температурна залежність опору вздовж і впоперек шарів не однакова і відрізняється від характерної для звичайних металів.

Збільшення ступеня допущення празеодимом в зразках $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ призводить до посилення ефектів локалізації та реалізації в системі переходу виду метал-діелектрик, який завжди передує надпровідному переходу. Збільшення концентрації празеодиму призводить до істотного зсуву точки переходу T_{md} в область більш низьких температур, що, мабуть, пов'язано зі збільшенням частки напівпровідникового вкладу в провідність експериментальних зразків.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, A. V. Samoilov, A. I. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. *J. Alloys and Comp.*, 464, 58 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2007.10.040>
2. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, I. L. Goulatis, A. I. Chroneos. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron*, 20, 858 (2009). <https://doi.org/10.1007/s10854-008-9806-y>
3. В. Н. Зверев, Д. В. Шовкун. *Письма в ЖЭТФ*, 72, 103 (2000). <https://doi.org/10.1134/1.1312015>
4. B. P. Stojkovic, D. Pines. *Phys. Rev. B.*, 55, 8567 (1997). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.8576>
5. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, A. Chroneos. *Physica C*, 485, 89 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2012.09.017>
6. D. M. Ginzberg (ed.). *Physical Properties of High Temperature Superconductors I*. World Scientific, Singapore (1989).
7. M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, A. V. Bondarenko, N. N. Chebotaev. *Low Temp. Phys*, 32, 571 (2006). <https://doi.org/10.1063/1.2215373>
8. P. W. Anderson, Z. Zou. *Phys. Rev. Lett.*, 60, 132 (1988). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.132>
9. A. S. Alexandrov, V. V. Kabanov, N. F. Mott. *Phys. Rev. Lett.*, 77, 4796 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4796>
10. P. W. Anderson. *The Theory of Superconductivity in the High Cuprates*. Princeton Univ. Press, Princeton NJ (1997). ISBN: 9780691043654.
11. A. A. Abrikosov. *Usp. Fiz. Nauk*, 168, 683 (1998). <https://doi.org/10.3367/UFNr.0168.199806i.0683>
12. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, I. L. Goulatis, V. I. eletskaa, A. Chroneos. *Physica C*, 469, 203 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2009.01.011>
13. G. Ya. Khadzhai, A. L. Solovjov, N. G. Panchenko, M. R. Vovk, and R. V. Vovk. *Low Temp. Phys*, 48, 648 (2022). <https://doi.org/10.1063/10.0011607>
14. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, D. A. Lotnyk, K. A. Kotvitskaya. *Physica B*, 404, 3516 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2009.05.047>
15. V. N. Zverev, D. V. Shovkun, I. G. Naumenko. *JETP Lett.*, 68, 332 (1998). <https://doi.org/10.1134/1.567869>
16. J. Friedel. *J. Phys. France*, 49, 1561 (1988) <https://doi.org/10.1051/jphys:019880049090156100>
17. M. Dzierzawa, M. Zamora, D. Baeriswyl, X. Bagnoud. *Phys. Rev. Lett.*, 77, 3897 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3897>
18. M. A. Ivanov, V. M. Loktev. *Low Temp. Phys.*, 25, 996 (1999). <https://doi.org/10.1063/1.593854>
19. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, M. A. Obolenskii, I. L. Goulatis, A. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. *Phil. Mag.*, 91, 2291, (2011). <https://doi.org/10.1080/14786435.2011.552893>

20. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, A. Chroneos. *Physica B*, 407, 4470 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2012.07.049>
21. P. W. Anderson. *Phys. Rev. Lett.*, 67, 2092 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2092>
22. P. Sheng, J. Klafter. *Phys. Rev. B*, 27, 2583(R) (1983). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.27.2583>
23. M. Z. Meilikhov. *JETP*. 88, 819 (1999).
24. G. D. Chryssikos, E. I. Kamitsos, J. A. Kapoutsis, A. P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale, D. Niarchos. *Physica C*, 254, 44 (1995). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(95\)00553-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(95)00553-6)
25. H. B. Radousky. *J. Mater. Res.*, 7, 1917 (1992). <https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1917>
26. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, A. I. Chroneos. *J. Mater. Sci.: Mater. in Electron.*, 18, 811 (2007). <https://doi.org/10.1007/s10854-006-9086-3>
27. N. F. Mott. *Metal-insulator transition*, World Scientific, London (1974).
28. В. А. Волошин, И. С. Абальшева, Г. Ю. Бочкова, Ф. А. Бойко, Н. А. Дорошенко, Я. И. Южелевский. *ФТТ*, 38, 1553 (1996).
29. J. B. Bieri, K. Maki, R. S. Thompson. *Phys. Rev. B*, 44, 4709 (1991). <https://doi.org/10.1103/physrevb.44.4709>
30. Г. Я. Хаджай, Н. Р. Вовк, Р. В. Вовк. *ФНТ*. 40, 630 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4881197>
31. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, I. L. Goulatis, A. Chroneos. *Physica B*, 436, 88 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2013.11.056>
32. A. G. Rojo, K. Levin. *Phys. Rev. B*, 48, 16861(R) (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.16861>
33. А. А. Абрикосов. *УФН*, 168, 683 (1998). <https://doi.org/10.1070/PU1998v041n06ABEH000411>
34. R. V. Vovk, N. R. Vovk, O. V. Shekhovtsov, I. L. Goulatis, A. Chroneos. *Supercond. Sci. Technol.*, 26, 085017 (2013). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/26/8/085017>
35. L. G. Aslamasov, A. I. Larkin. *Physics Letters A*, 26, 238 (1968). [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(68\)90623-3](https://doi.org/10.1016/0375-9601(68)90623-3)
36. L. J. Colquitt. *Appl. Phys.*, 36, 2454 (1965). <https://doi.org/10.1063/1.1714510>
37. T. Aisaka and M. J. Shimizu. *Phys. Soc. Jpn.*, 28, 646 (1970). <https://doi.org/10.1143/JPSJ.28.646>
38. R. V. Vovk, G. Y. Khadzhai, and O. V. Dobrovolskiy. *Mod. Phys. Lett. B*, 28, 1450142 (2014). <https://doi.org/10.1142/S0217984914502455>
39. R. Vovk, N. Vovk, G. Khadzhai, I. Goulatis, and A. Chroneos. *Sol. State Commun.*, 190, 18 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.ssc.2014.04.004>
40. A. A. Abrikosov, L. P. Gor'kov. *J. Exp. Theor. Phys.*, 39, 1781 (1960).
41. M. V. Sadovskii, A. I. Posazhennikova. *J. Exp. Theor. Phys. Lett.*, 65, 270 (1997). <https://doi.org/10.1134/1.567359>
42. J. G. Bednorz, K. A. Muller. *Z. Phys. B*, 64, 2, 189 (1986). <https://doi.org/10.1007/BF01303701>
43. G. Collin, P. A. Albouy, P. Monod, and M. Ribault. *J. Phys.*, 51, 1163 (1990). <https://doi.org/10.1051/jphys:0199000510110116300>
- REFERENCES**
1. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, A. V. Samoilov, A. I. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. *J. Alloys and Comp.*, 464, 58 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2007.10.040>
2. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, I. L. Goulatis, A. I. Chroneos. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron*, 20, 858 (2009). <https://doi.org/10.1007/s10854-008-9806-y>
3. BV. N. Zverev, D. V. Shovkun. *JETP Lett.*, 72, 73 (2000). <https://doi.org/10.1134/1.1312015>
4. B. P. Stojkovic, D. Pines. *Phys. Rev. B*, 55, 8567 (1997). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.8576>
5. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, A. Chroneos. *Physica C*, 485, 89 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2012.09.017>
6. D. M. Ginzberg (ed.). *Physical Properties of High Temperature Superconductors I*. World Scientific, Singapore (1989).
7. M. A. Obolenskii, R. V. Vovk, A. V. Bondarenko, N. N. Chebotaev. *Low Temp. Phys*, 32, 571 (2006). <https://doi.org/10.1063/1.2215373>
8. P. W. Anderson, Z. Zou. *Phys. Rev. Lett.*, 60, 132 (1988). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.132>
9. A. S. Alexandrov, V. V. Kabanov, N. F. Mott. *Phys. Rev. Lett.*, 77, 4796 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4796>
10. P. W. Anderson. *The Theory of Superconductivity in the High Cuprates*. Princeton Univ. Press, Princeton NJ (1997). ISBN: 9780691043654.
11. A. A. Abrikosov. *Usp. Fiz. Nauk*, 168, 683 (1998). <https://doi.org/10.3367/UFNr.0168.199806i.0683>
12. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, I. L. Goulatis, V. I. eletskaa, A. Chroneos. *Physica C*, 469, 203 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2009.01.011>
13. G. Ya. Khadzhai, A. L. Solovjov, N. G. Panchenko, M. R. Vovk, and R. V. Vovk. *Low Temp. Phys*, 48, 648 (2022). <https://doi.org/10.1063/10.0011607>
14. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, D. A. Lotnyk, K. A. Kotvitskaya. *Physica B*, 404, 3516 (2009). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2009.05.047>
15. V. N. Zverev, D. V. Shovkun, I. G. Naumenko. *JETP Lett.*, 68, 332 (1998). <https://doi.org/10.1134/1.567869>
16. J. Friedel. *J. Phys. France*, 49, 1561 (1988) <https://doi.org/10.1051/jphys:019880049090156100>
17. M. Dzierzawa, M. Zamora, D. Baeriswyl, X. Bagnoud. *Phys. Rev. Lett.*, 77, 3897 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.3897>
18. M. A. Ivanov, V. M. Loktev. *Low Temp. Phys.*, 25, 996 (1999). <https://doi.org/10.1063/1.593854>
19. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, M. A. Obolenskii, I. L. Goulatis, A. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. *Phil. Mag.*, 91, 2291, (2011). <https://doi.org/10.1080/14786435.2011.552893>
20. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, A. Chroneos. *Physica B*, 407, 4470 (2012). <https://doi.org/10.1016/j.physb.2012.07.049>
21. P. W. Anderson. *Phys. Rev. Lett.*, 67, 2092 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.67.2092>

22. P. Sheng, J. Klafter. Phys. Rev. B, 27, 2583(R) (1983).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.27.2583>
23. M. Z. Meilikhov. JETP. 88, 819 (1999).
24. G. D. Chryssikos, E. I. Kamitsos, J. A. Kapoutsis, A. P. Patsis, V. Psycharis, A. Kafoudakis, C. Mitros, G. Kallias, E. Gamari-Seale, D. Niarchos. Physica C, 254, 44 (1995). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(95\)00553-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(95)00553-6)
25. H. B. Radousky. J. Mater. Res., 7, 1917 (1992).
<https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1917>
26. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, A. I. Chroneos. J. Mater. Sci: Mater. in Electron., 18, 811 (2007).
<https://doi.org/10.1007/s10854-006-9086-3>
27. N. F. Mott. Metal-insulator transition, Word Scientific, London (1974).
28. V. A. Voloshin, I. S. Abalysheva, G. Yu. Bochkova, F. A. Boyko, N. A. Doroshenko, Ya. I. Yuzhelevsky. Phys. Solid State, 38, 1553 (1996) (in Russian).
29. J. B. Bieri, K. Maki, R. S. Thompson. Phys. Rev. B, 44, 4709 (1991). <https://doi.org/10.1103/physrevb.44.4709>
30. G. Ya. Khadzhai, N. R. Vovk, R. V. Vovk. Low Temp. Phys., 40, 488 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4881197> (in Russian)
31. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, I. L. Goulatis, A. Chroneos. Physica B, 436, 88 (2014).
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2013.11.056>
32. A. G. Rojo, K. Levin. Phys. Rev. B, 48, 16861(R) (1993).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.48.16861>
33. A. A. Abrikosov. Phys. Usp., 41, 605 (1998).
[10.1070/PU1998v041n06ABEH000411](https://doi.org/10.1070/PU1998v041n06ABEH000411) (in Russian)
34. R. V. Vovk, N. R. Vovk, O. V. Shekhovtsov, I. L. Goulatis, A. Chroneos. Supercond. Sci. Technol., 26, 085017 (2013).
<https://doi.org/10.1088/0953-2048/26/8/085017>
35. L. G. Aslamasov, A. I. Larkin. Physics Letters A, 26, 238 (1968). [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(68\)90623-3](https://doi.org/10.1016/0375-9601(68)90623-3)
36. L. J. Colquitt. Appl. Phys., 36, 2454 (1965).
<https://doi.org/10.1063/1.1714510>
37. T. Aisaka and M. J. Shimizu. Phys. Soc. Jpn., 28, 646 (1970). <https://doi.org/10.1143/JPSJ.28.646>
38. R. V. Vovk, G. Y. Khadzhai, and O. V. Dobrovolskiy. Mod. Phys. Lett. B, 28, 1450142 (2014).
<https://doi.org/10.1142/S0217984914502455>
39. R. Vovk, N. Vovk, G. Khadzhai, I. Goulatis, and A. Chroneos. Sol. State Commun., 190, 18 (2014).
<https://doi.org/10.1016/j.ssc.2014.04.004>
40. A. A. Abrikosov, L. P. Gor'kov. J. Exp. Theor. Phys., 39, 1781 (1960).
41. M. V. Sadovskii, A. I. Posazhennikova. J. Exp. Theor. Phys. Lett., 65, 270 (1997).
<https://doi.org/10.1134/1.567359>
42. J. G. Bednorz, K. A. Muller. Z. Phys. B, 64, 2, 189 (1986).
<https://doi.org/10.1007/BF01303701>
43. G. Collin, P. A. Albouy, P. Monod, and M. Ribault. J. Phys., 51, 1163 (1990).
<https://doi.org/10.1051/jphys:0199000510110116300>

CONDUCTIVITY ANISOTROPY AND METAL-INSULATOR TRANSITION OF $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ SINGLE CRYSTALS WITH VARIOUS PRASEODYMIUM CONTENT (review)

**V. Yu. Gres¹, M. V. Korobkov¹, L. O. Pashchenko¹, O. Yu. Vragov¹,
N. S. Bantyukov¹, V. E. Korzh¹, A. V. Matsepulin¹,
G. Ya. Khadzhai¹, V. F. Korshak¹, R. V. Vovk^{1,2}**

¹*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Square, 61022 Kharkiv, Ukraine*

²*Ukrainian State University of Railway Transport, 7 Feuerbach Square, 61050 Kharkiv, Ukraine*

E-mail: gkhadjai@gmail.com

Received on September 11, 2025. Reviewed on October 29, 2025.

Accepted for publication on November 15, 2025.

The paper analyzes the results of studies of the influence of praseodymium on the anisotropy of the electrical resistance $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T)$ of high-temperature superconductors $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$. The influence of Pr impurities on the anisotropy of conductivity in this system is important both for clarifying the nature of high-temperature superconductivity (HTSC) and for increasing its critical parameters. The temperature dependences $\rho_{ab}(T)$ and $\rho_c(T)$ in the normal state have linear sections at high temperatures. An increase in the praseodymium content, z , leads to a semiconductor shape of the $\rho_c(T)$ curves, but the $\rho_{ab}(T)$ curves retain a linear section longer. A downward deviation from the linear course with decreasing temperature indicates the appearance of excess conductivity. The critical temperatures, T_c , along and across the basal plane are different, which is associated with the Friedel transition in the 1-2-3 system, which consists in the suppression of transverse superconductivity by the growth of ring Josephson vortices in a layered superconductor. This is possible when the conducting subsystem breaks down into several regions with different T_c . The breakup occurs during structural disordering due to doping of HTSC cuprates with an inovalent impurity or changing the oxygen content, and leads to the emergence of electroneutral regions in the system – metallic and dielectric. In this case, the conductivity of the sample is jumpy with a variable jump length, and the resistance anisotropy is well described by the universal "law 1/2". Praseodymium-induced clustering of the sample can initiate a metal-dielectric transition of the "Anderson" type. The curves $\rho_{ab}(T)$ and $\rho_c(T)$ can be approximated over the entire temperature range, taking into account the metallic, semiconducting, and fluctuation conductivity. This allows us to determine the temperature dependences of the anisotropy of the charge carrier scattering mechanisms at different z . An increase in z causes a metal-dielectric transition, which always precedes the superconducting transition, and a decrease in the transition temperature. The difference in the conduction mechanisms along and across the layers emphasizes the difference between HTSC cuprates and Fermi-liquid metals.

Keywords: $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals, praseodymium, temperature, electrical resistance, anisotropy, superconductivity, metal-dielectric transition, charge carrier scattering mechanisms.