

ISSN 2222-5617

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Вісник
Харківського
Національного
Університету
імені В. Н. Каразіна

Серія “Фізика”

Випуск 43

Серія започаткована 1998 р.

Харків 2025

Засновник і видавець
Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна
Міністерства освіти і науки України

Наукове фахове видання України категорії «Б» в галузях наук:
10 Природничі науки за спеціальністю: 104 Фізика та астрономія
Наказ МОН України № 409 від 17.03.2020

Засновано у 1998 році
Періодичність виходу – 2 рази на рік

УДК 530.1/539.8

Вісник містить статті, присвячені сучасному стану теоретичних та експериментальних досліджень у галузі фізики, відомості з історії фізики.

Видання призначене для науковців, викладачів, аспірантів та студентів фізичних спеціальностей вищих закладів освіти та фахівців наукових установ.

Затверджено до друку рішенням Вченої ради Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна (протокол № 30 від 24 листопада 2025 р.)

Головний редактор

Вовк Р. В. – академік НАН України, академік ТАНУ, доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Заступник головного редактора

Пойда В. П. – доктор техн. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Відповідальний секретар редколегії

Коршак В. Ф. – кандидат фіз.-мат. наук, доцент, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Технічний редактор

Шуринов Р. В. – кандидат фіз.-мат. наук, доцент, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Редакційна колегія

Бойко Ю. І. – доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Гуревич Ю. Г. – доктор фіз.-мат. наук, професор, Дослідницький центр, Мексика

Зиман З. З. – доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Лазоренко О. В. – доктор фіз.-мат. наук, доцент, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Пархоменко О. О. – доктор фіз.-мат. наук, с.н.с., ННЦ ХФТІ НАНУ, Україна

Петченко О. М. – доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ МГ ім. О.М. Бекетова МОН України

Портной М. Ю. – доктор фізики, професор, університет Ексетеру, Великобританія

Рошко С. М. – доктор фізики, професор, Лондонський центр нанотехнологій, Великобританія

Соколенко В. І. – доктор фіз.-мат. наук, завідувач відділом, ННЦ ХФТІ НАНУ, Україна

Хронеос Олександр – доктор фізики, професор, Імперіал коледж, Великобританія

Фегер Олександр – доктор фіз.-мат. наук, професор, інститут фізики університету імені Шафарика, Кошице, Словачія

Федоров П. М. – доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Шкловський В. А. – доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Шкуратов Ю. Г. – член-кореспондент НАН України, доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Ямпольський В. О. – член-кореспондент НАН України, доктор фіз.-мат. наук, професор, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Україна

Адреса редакції:

Майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна, Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, фізичний факультет. Тел.: +38 (057)-707-56-76.

Тексти статей представлені в авторській редакції. Автори несуть повну відповідальність за зміст статей, а також добір, точність наведених фактів, цитат, власних імен та інших відомостей.

Ідентифікатор медіа у Реєстрі суб'єктів у сфері медіа: R30-04473 (Рішення № 1538 від 09.05.2024 р. Національної ради України з питань телебачення і радіомовлення. Протокол № 15)

ISSN 2222-5617

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE OF UKRAINE

Journal of V. N. Karazin
Kharkiv
National
University

Series Physics

Volume 43

The series has started 1998 year

Kharkiv 2025

Founder and Publisher
V. N. Karazin Kharkiv National University
Ministry of Education and Science of Ukraine

Scientific professional publication of Ukraine, Category "B" in the fields of science:
10 Natural Sciences, specialty: 104 Physics and Astronomy
Order of the Ministry of Education and Science of Ukraine No. 409 dated March 17, 2020

Established in 1998
Publication frequency – 2 times a year

UDC 530.1/539.8

The journal contains articles dedicated to the current state of theoretical and experimental research in the field of physics, scientific and information on the history of physics.

The publication is intended for researchers, educators, postgraduate students and students of physics disciplines in higher education institutions and specialists from scientific organizations.

Approved for publication by the decision of the Academic Council of Kharkiv Karazin National University. (Minutes № 30 dated 24 November 2025.

Editor-in-Chief

Vovk R. V. – Academician of the NAS of Ukraine, Academic TAU, Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Deputy Editor-in-Chief

Poida V. P. – Doctor of Science (Tech.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Executive Managing Editor

Korshak V. F. – Doctor of Philosophy (Phys.-Math.), Associated Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Technical Editor

Shurinov R. V. – Doctor of Philosophy (Phys.-Math.), Associated Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Editorial Board

Boiko Yu. I. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine
Gurevich Yu. G. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, Center for Research and Advanced, Mexico
Zyman Z. Z. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine
Lazorenko O. V. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Associated Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine
Parhomenko O. O. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, NSC "Kharkiv Institute of Physics & Technology", Ukraine
Petchenko O. M. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, O.M. Beketov National University of Urban Economy, Ukraine
Portnoi M. Yu. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, University of Exeter, UK
Rozhko S. M. – Doctor of Physics (Phys.-Math.), Professor, London Centre for Nanotechnology, UK
Sokolenko V. I. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Head of the department, NSC KIPT, Ukraine
Chroneos A. – Doctor of Physics (Phys.-Math.) Professor, Imperial College, UK
Feher A. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, Pavol Jozef Šafárik University in Košice, Kosice, Slovakia
Fedorov P. M. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine
Shklovskij V. A. – Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine
Shkuratov J. G. – Corresponding Member of the NAS of Ukraine, Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine
Yampol'skii V. A. – Corresponding Member of the NAS of Ukraine, Doctor of Science (Phys.-Math.), Professor, V. N. Karazin Kharkiv National University, Ukraine

Editorial address:

Svobody Sq. 4, 61022 Kharkiv, Ukraine, V. N. Karazin Kharkiv National University, Department of Physics, +38 (057)-707-56-76.

The texts of the articles are presented in the original edition. The authors are fully responsible for the content of the articles, as well as the selection and accuracy of the given facts, quotations, proper names and other information.

Media identifier in the Register of the field of Media Entities: R30-04473 (Decision № 1538 dated May 9, 2024 of the National Council of Television and Radio Broadcasting of Ukraine, Protocol № 15)

Content

<i>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.</i> Conductivity anisotropy and metal-insulator transition of $Y_{1-z}Pr_zBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystals with different praseodymium contents	7
<i>V. P. Poyda, A. V. Poyda.</i> Superplasticity of medium-strength deformable aluminum alloy 1201	22
<i>G. Ya. Khadzhai, V. Yu. Gres', M. V. Korobkov, V. F. Korshak, R. V. Vovk.</i> 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	28
<i>N. P. Klochko, V. A. Barbash, S. I. Petrushenko, S. V. Dukarov, R. V. Sukhov, O. V. Yashchenko.</i> Flexible thermoelectric materials with copper iodide on textile dielectric substrates for powering wearable electronics	40
<i>M. O. Ivanov, O. S. Chernenko.</i> New experimental approaches to studying the combustion of water-fuel emulsion droplets	55
METHODS OF TEACHING PHYSICS	
<i>A. O. Belova, V. I. Lyamar, Ye. D. Makovetskyi, Yu. S. Malyi.</i> Manifestations of vortex behavior of fluids in various physical experiments	62

Зміст

- В. Ю. Гресь, М. В. Коробков, Л. О. Пащенко, О. Ю. Врагов, Н. С. Бантюков, В. Е. Корж, А. В. Маценулін, 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 7
- В. П. Пойда, А. В. Пойда.* Надпластичність середньоміцного деформівного алюмінієвого сплаву 1201 22
- 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 $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ 28
- Н. П. Клочко, В. А. Барбаш, С. І. Петрушенко, С. В. Дукаров, Р. В. Сухов, О. В. Яценко.* Гнучкі термоелектричні матеріали з йодидом міді на текстильних діелектричних підкладках для живлення носимої електроніки 40
- М. О. Іванов, О. С. Черненко.* Нові експериментальні підходи до вивчення горіння крапель водопаливних емульсій 55

МЕТОДИКА ВИКЛАДАННЯ ФІЗИКИ

- А. О. Бєлова, В. І. Лимар, Є. Д. Маковецький, Ю. С. Малий.* Прояв вихрової поведінки рідин у різних фізичних експериментах 62

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 допущання 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]

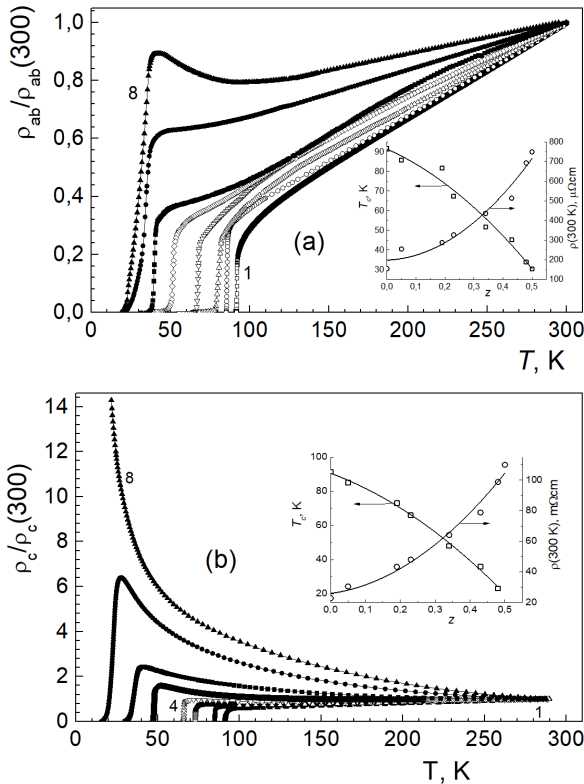


Рис. 1. Температурні залежності приведенного електричного опору монокристалів К1–К8 з різним вмістом празеодиму z : 0.0 (1), 0.05 (2), 0.19 (3), 0.23 (4), 0.34 (5), 0.43 (6), 0.48 (7), 0.5 (8) [13]. (а) – в ab -площині, $\rho_{ab}(T)$; (б) – вздовж осі c , $\rho_c(T)$. На відповідних вставках показано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

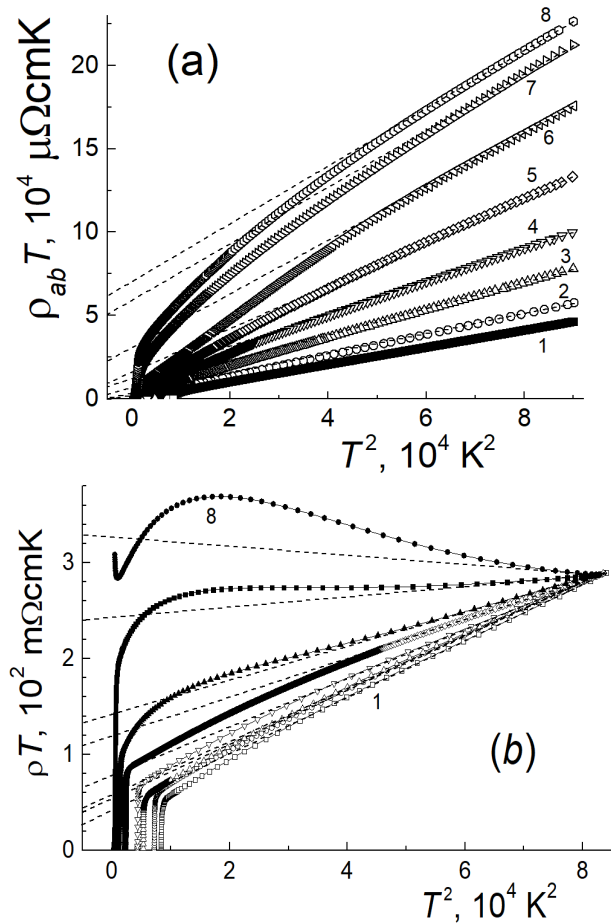


Рис. 2. Температурні залежності електроопору в координатах $\rho T - T^2$ в ab -площині – (а) та упоперек осі c – (б). Штрихові лінії – екстраполяція лінійних ділянок експериментальних залежностей. Позначення кривих ті ж, що на рис. 1.

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].

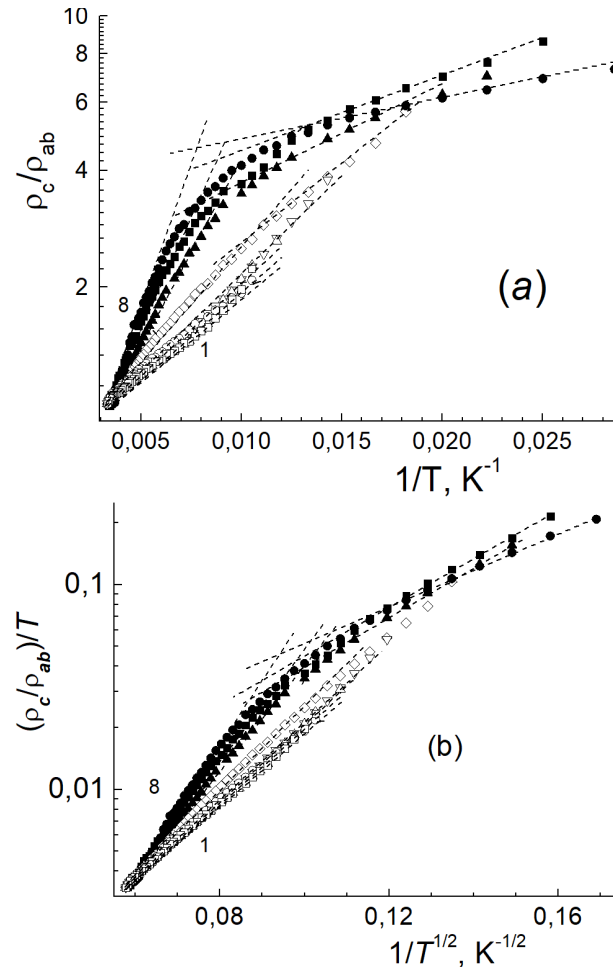


Рис. 3. Температурні залежності анізотропії електроопору: (а) – $\ln(\rho_c/\rho_{ab})$ vs $1/T$ та (б) – $\ln[(\rho_c/\rho_{ab})/T]$ vs $1/T^{-1/2}$. Нумерація кривих відповідає рис. 1.

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.

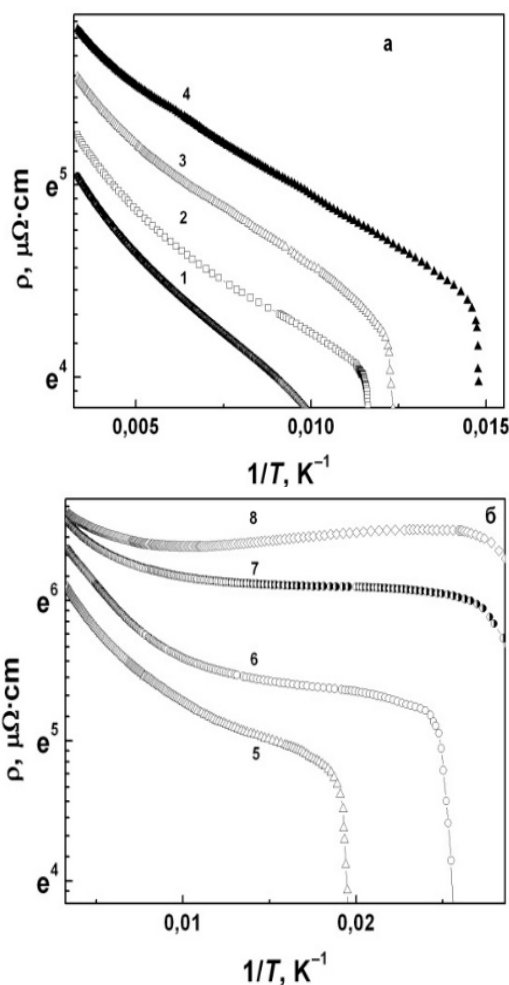


Рис. 4. Залежності поздовжнього електроопору $\ln \rho_{ab} - 1/T$ при різній концентрації празеодиму z : а – криві: 1 – 0.0, 2 – 0.05, 3 – 0.19, 4 – 0.23; б – криві: 5 – 0.34, 6 – 0.43, 7 – 0.48, 8 – 0.5.

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

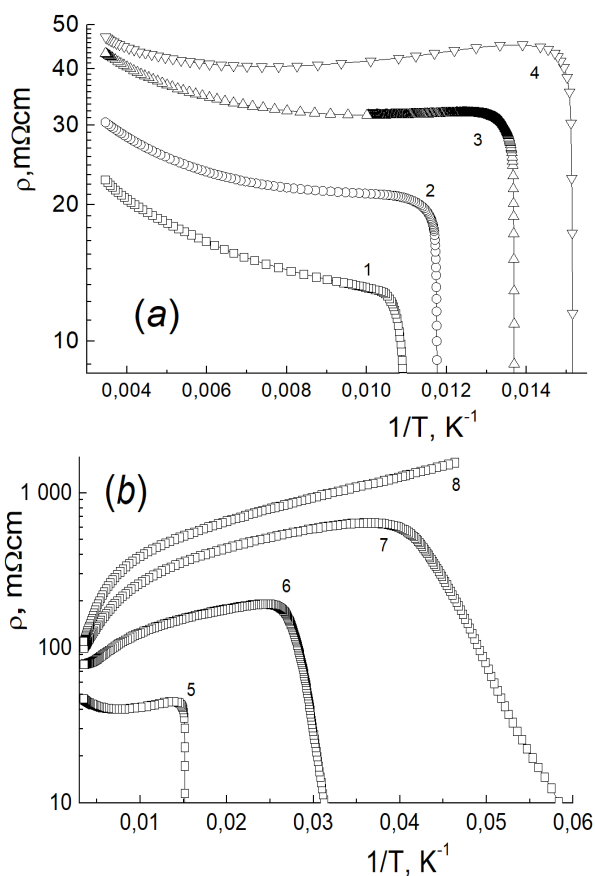


Рис. 5. Залежність поперечного електроопору $\ln \rho_c - 1/T$ при різній концентрації празеодиму z : а – криві: 1 – 0.0, 2 – 0.05, 3 – 0.19, 4 – 0.23; б – криві: 5 – 0.34, 6 – 0.43, 7 – 0.48, 8 – 0.5.

Fig. 5. Dependence of the transverse resistivity $\ln \rho_c - 1/T$ at different praseodymium concentrations z : (a) – curves: a – curves: 1 – 0.0, 2 – 0.05, 3 – 0.19, 4 – 0.23; b – 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

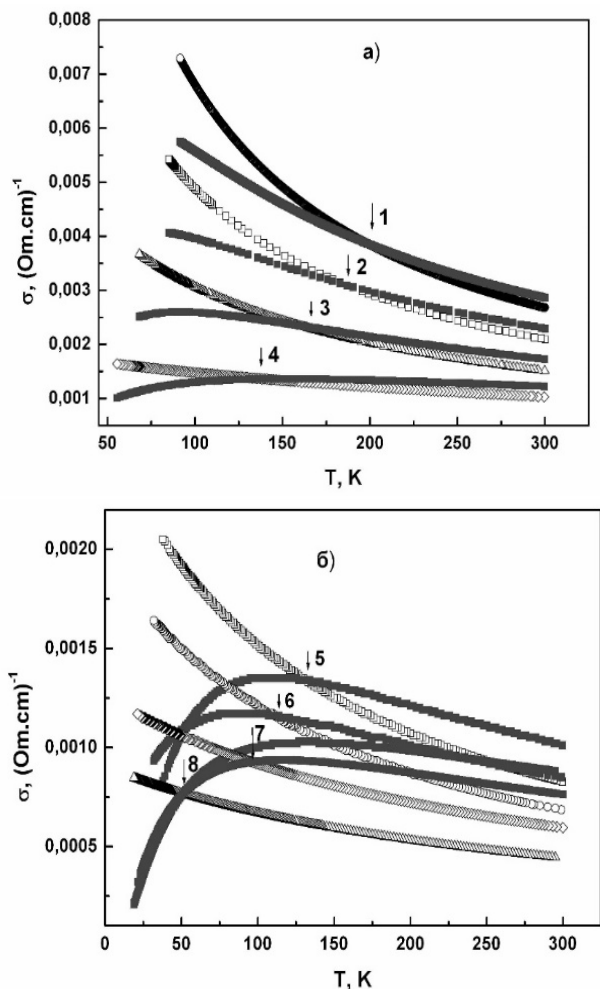


Рис. 6. Температурні залежності $\sigma_{мет}(T)$ (а) та $\sigma_{нп}(T)$ (б), розраховані для поздовжнього електроопору. Позначення кривих ті ж, що і на рис. 4. Стрілочками позначено точки, які відповідають температурі T_{m-d} .

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)

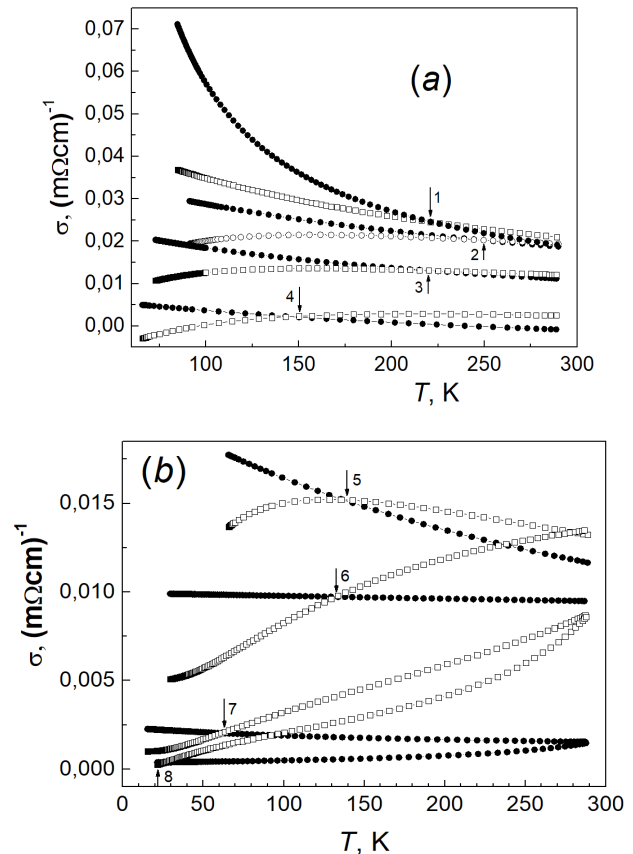


Рис. 7. Температурні залежності $\sigma_{мет}(T)$ (а) та $\sigma_{нп}(T)$ (б), розраховані для поперечного електроопору. Позначення кривих ті ж, що і на рис. 4 та рис.5. Стрілочками позначені точки, які відповідають температурі T_{m-d} .

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 $\rho_c(T)/\rho_{ab}(T) \sim T \cosh^2(\Delta/T)$.

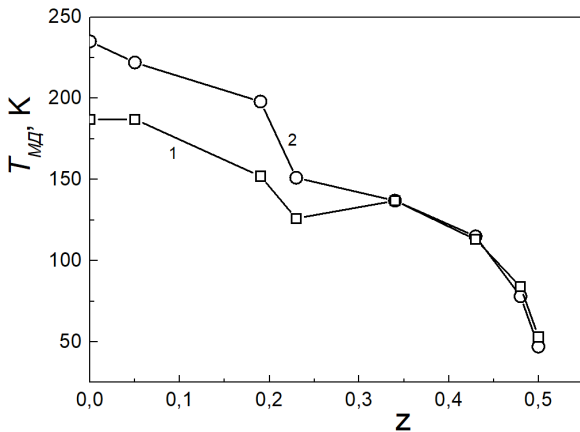


Рис. 8. Залежність $T_{мд}$ від концентрації празеодиму, отримані для поздовжнього (1) та поперечного (2) електроопору.

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 .

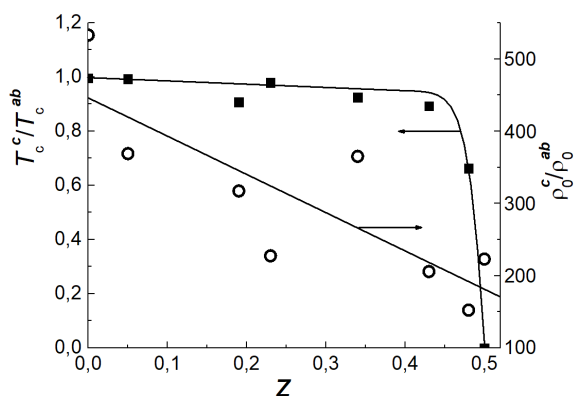


Рис. 9. Залежності анізотропії температури надпровідного переходу та залишкового опору від вмісту празеодиму.

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).

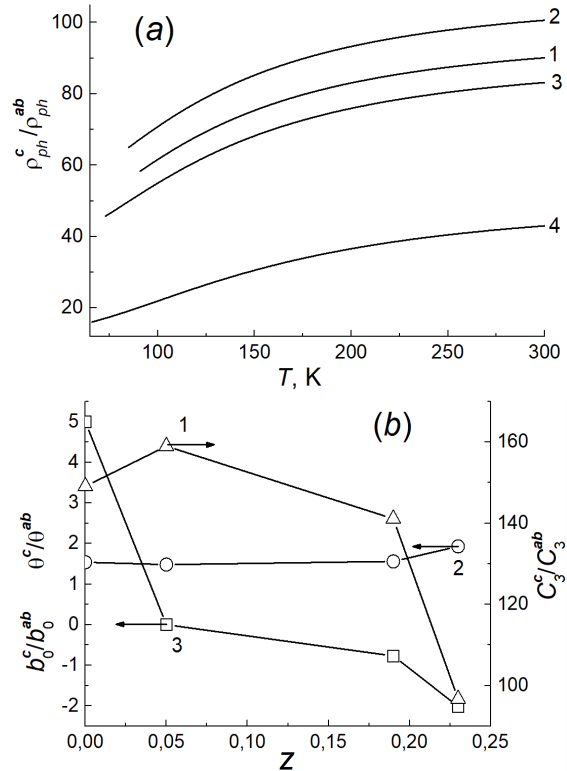


Рис. 10. Анізотропія опору у нормальному стані. (а) – анізотропія ідеального опору: 1 – $z = 0$; 2 – $z = 0.05$; 3 – $z = 0.19$; 4 – $z = 0.23$; (б) – анізотропія підгоночних параметрів – ф-ла (9): 1 – C_3^c/C_3^{ab} (права шкала), 2 – θ/θ^{ab} , 3 – b_0^c/b_0^{ab} .

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].

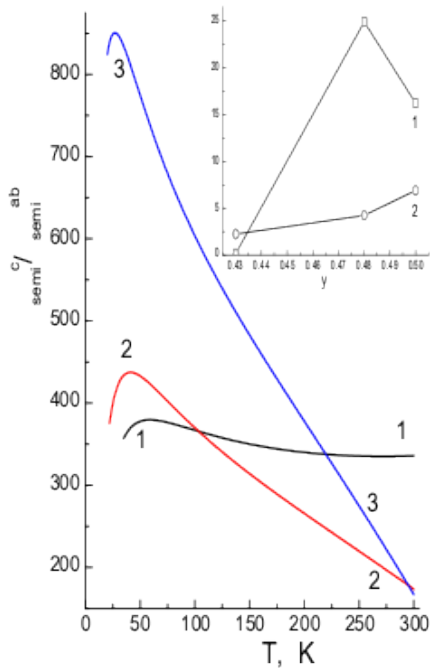


Рис. 11. Анізотропія напівпровідникового вкладу в опір. 1 – $z = 0.43$; 2 – $z = 0.48$; 3 – $z = 0.50$. На вставці – анізотропія підгоночних параметрів, ф-ла (10): 1 – B^c/B^{ab} , 2 – $\Delta E^c/\Delta E^{ab}$.

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 $\Delta\sigma_{ab}^{AL}$.

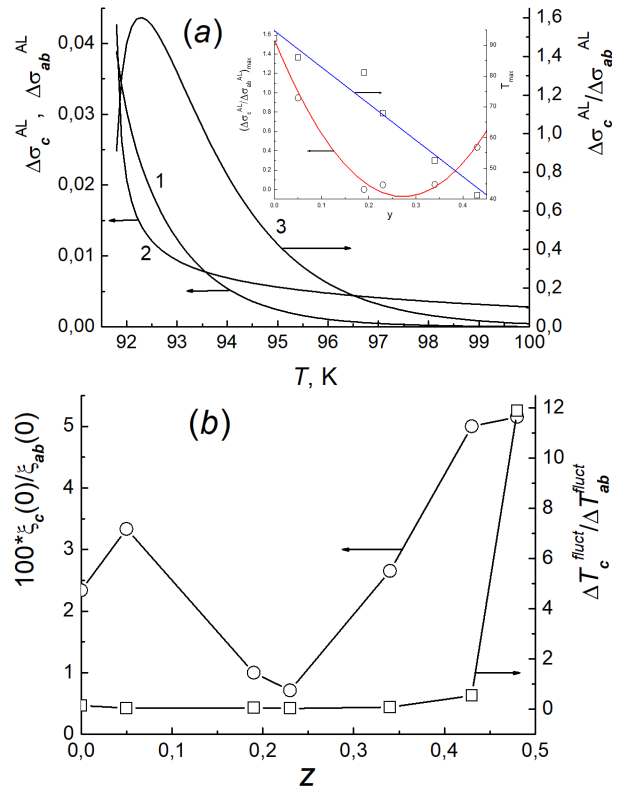


Рис. 12. Анізотропія надпровідних характеристик. (а). Анізотропія флуктуаційної провідності для $z = 0$. 1 – $\Delta\sigma_c^{AL}$, 2 – $\Delta\sigma_{ab}^{AL}$, 3 – $\Delta\sigma_c^{AL}/\Delta\sigma_{ab}^{AL}$. Вставка: залежності від вмісту празеодиму висоти та положення максимумів анізотропії. (б). 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 стрибкова 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 допування 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. eletsii, 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. Chronos. *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. Chronos. *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. 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. Chronos. *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. Chronos. *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. Chronos. *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. Chronos, 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. Chronos. *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. Chronos. *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. eletsii, A. Chronos. *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. Chronos, 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. Chronos. *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.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-02>

UDC 539.374+669.715

PACS numbers: 62.20.Fe, 62.20.Hg

НАДПЛАСТИЧНІСТЬ СЕРЕДНЬОМІЦНОГО ДЕФОРМІВНОГО АЛЮМІНІЄВОГО СПЛАВУ 1201

В. П. Пойда¹ , А. В. Пойда² 

¹Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна

²Національний науковий центр «Харківський фізико-технічний інститут» НАН України,

вул. Академічна, 1, 61108 Харків, Україна

E-mail: volodymyr.poyda@karazin.ua

Надійшла до редакції 07 жовтня 2025 р. Переглянуто 15 листопада 2025 р.

Прийнято до друку 19 листопада 2025 р.

У статті представлені результати експериментального дослідження надпластичності середньоміцного деформівного алюмінієвого сплаву 1201 системи Al-Cu-Mn, який застосовується для виготовлення зварних ємностей, балонів та інших конструкцій, призначених для експлуатації при низькій (аж до $-269\text{ }^{\circ}\text{C}$), при кімнатній та при підвищеній температурах. Встановлені температурно-швидкісні умови, при яких зразки сплаву 1201, продеформовані в режимі повзучості при високих гомологічних температурах, проявляють ефект структурної надпластичності, а також досліджені структурні зміни, які відбуваються в робочих частинах зразків цього сплаву в ході надпластичної деформації. Проаналізовано вплив фазового складу на структурний стан зразків і на стабільність їх зернової структури при високих гомологічних температурах. Середній розмір зерна в зразках сплаву 1201, підготовлених до проведення механічних випробувань, дорівнює 20 мкм. Це свідчить про те, що в умовах промислового виробництва в усьому об'ємі деформованих напівфабрикатів сплаву 1201, з яких були виготовлені зразки для проведення механічних випробувань, майже повністю пройшла рекристалізація, метою якої було формування дрібнозернистої зернової структури. Під час деформування зразків при високих гомологічних температурах не відбувається зростання середнього розміру зерна. Встановлено, що в ході надпластичної деформації в зразках сплаву 1201 здійснюється інтенсивне зернограничне проковзування, а також зароджуються, ростуть і об'єднуються зернограничні пори. Їх зародження, вірогідно, пов'язане з релаксацією локальних напружень, які виникають у ході здійснення зернограничного проковзування у потрійних стиках зерен, а також біля скупчень інтерметалідних частинок, локалізованих на границях зерен. У ході надпластичної деформації зернограничні пори вірогідно створюють для зерен можливість здійснювати в робочій частині зразка інтенсивні переміщення шляхом зернограничного проковзування. Накопичення зернограничних пор у ході надпластичної деформації в робочій частині зразків та їх об'єднання в магістральні тріщини приводить до зруйнування зразків, яке здійснюється без утворення шийки.

Ключові слова: надпластична деформація, зернограничне проковзування, інтерметалідні частинки, пористість.

Як цитувати: В. П. Пойда, А. В. Пойда. Надпластичність середньоміцного деформівного алюмінієвого сплаву 1201. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 43, 2025, 22–27. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-02>

In cites: V. P. Poyda, A. V. Poyda. Superplasticity of medium-strength deformable aluminum alloy 1201. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 43, 2025, 22–27. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-02> (in Ukrainian).

ВСТУП

Алюмінієвий сплав 1201 є сплавом системи Al-Cu-Mn. Він був спеціально розроблений для виготовлення різних металоконструкцій, придатних для застосування в аерокосмічній техніці [1–3]. Сплав 1201 призначений для роботи при низькій (аж до -269 °C), при кімнатній та при підвищеній температурах. Цей сплав є середньоміцним, деформівним, жароміцним та термічно зміцнюваним. Сплав 1201 добре зварюється [1–3]. Він застосовується для виготовлення зварних емностей, балонів та інших конструкцій.

Промислові напівфабрикати зі сплаву 1201 для виготовлення з них виробів простої форми традиційно обробляють різанням або тиском [1–3]. Для того, щоб виготовляти із цього сплаву вироби складної форми, необхідно застосовувати новітні безвідходні технології металообробки, що ґрунтуються на використанні ефекту структурної надпластичності (НП), і, перш за все, надпластичну формовку [4, 5].

Метою досліджень, результати яких викладені в цій статті, було встановлення температурно-швидкісних умов, при яких зразки сплаву 1201, продеформовані в режимі повзучості при високих гомологічних температурах, проявляють ефект структурної НП, а також вивчення структурних змін, які відбуваються в робочих частинах зразків цього сплаву в ході надпластичної деформації (НПД).

МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Зразки для механічних випробувань із розмірами робочої частини $4.5 \times 3.0 \times 10.0$ мм³ вирізали з промислового напівфабрикату сплаву 1201. Сплав 1201 має такий хімічний склад: основа Al, 6.2 мас.% Cu – 0.27 мас.% Mn – 0.2 мас.% Zr – 0.1 мас.% V – 0.05 мас.% Ti – 0.07 мас.% Fe – 0.05 мас.% Si – 0.05 мас.% Zn – 0.02 мас.% Mg [1–3].

Механічні випробування зразків сплаву 1201 розтягуванням були проведені на повітрі в режимі повзучості при постійному напруженні відповідно до методики, яка використовувалася раніше в [6–9]. Час підігрівання зразків до температури випробувань не перевищував 20–25 хвилин. Температура під час випробувань підтримувалась постійною з точністю ± 2 °C.

Після досягнення температури випробувань зразки сплаву 1201 відпалювали протягом 10 хвилин, а потім деформували при напруженнях σ , які лежали в інтервалі 3,0 – 8,0 МПа. Істинну швидкість НПД зразків $\dot{\epsilon}_{ict}$ визначали за кривими повзучості, розраховуючи її за методикою, описаною в статті [6].

Для проведення структурних досліджень поверхню робочої частини зразків сплаву 1201 шліфували та механічно полірували. Остаточне полірування поверхні зразків здійснювали із застосуванням

алмазної пасти зернистістю 1/0. Для виявлення границь зерен у зразках дослідженого сплаву використовували хімічний травник такого складу: 17 мл HNO₃, 5 мл HF, 78 мл H₂O. Структурні дослідження проведені із застосуванням світлового мікроскопа МИМ6, оснащеного цифровою фотокамерою Micro Scan. Середній розмір зерна \bar{d} в робочих частинах зразків сплаву 1201 визначали за мікрофотографіями мікроструктури. Розрахунки \bar{d} здійснювали із використанням методу січних [10].

Для одержання на поверхні робочої частини зразків сплаву 1201 деформаційного рельєфу, який утворювався в ході їх НПД, використовували таку методику. Зразки, які пройшли термообробку, деформували до різних ступенів відносної умовної деформації $\epsilon_{ум}$ в оптимальних умовах НПД, виймали з печі та гартували у воді для збереження структурного стану, що відповідає умовам випробування. Одну сторону поверхні робочої частини зразка шліфували і полірували із застосуванням алмазної пасти. Остаточне полірування здійснювали із застосуванням алмазної пасти зернистістю 1/0. Після цього на відполіровану поверхню робочої частини зразка, перпендикулярно напрямку його розтягування за допомогою алмазної пасти зернистістю 10/7 наносили маркерні риси. Після нанесення маркерних рисок цей зразок додатково деформували на (10–15)%, виймали з печі та загартували. Для визначення ступеню відносної умовної деформації зразків $\epsilon_{ум}$ та їх відносного видовження до зруйнування δ використовували дані, одержані внаслідок проведення вимірювань зміни відстані між іншими маркерними рисками, що були нанесені тонким гострим вістрям на ту поверхню робочої частини зразків перед їх деформуванням, яка не підлягала шліфуванню та поліруванню в ході досліджень особливостей деформаційного рельєфу. Вимірювання проводили із застосуванням інструментального мікроскопа УИМ-21.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

На рис. 1 наведений характерний вид зернової структури робочої частини зразка сплаву 1201, підготовленого до проведення механічних випробувань. Видно, що зерна в ній переважно рівноосні та дрібнозернисті. Встановлено, що в зернах та на їх границях присутні скупчення інтерметалідних частинок. Середній розмір зерна \bar{d} у зразках сплаву 1201, підготовлених до проведення механічних випробувань, дорівнює 20 мкм. Це свідчить про те, що в умовах промислового виробництва в усьому об'ємі деформованих напівфабрикатів сплаву 1201, з яких були виготовлені зразки для механічних випробувань,

майже повністю пройшла рекристалізація, метою якої було формування дрібнозернистої зернової структури.

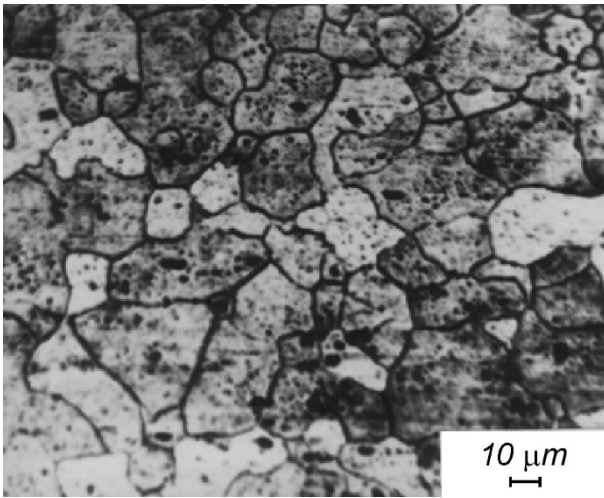


Рис. 1. Характерний вид зернової структури робочої частини зразка сплаву 1201, підготовленого до випробувань.

Fig. 1. Characteristic view of the grain structure of the working part of the 1201 alloy sample prepared for testing.

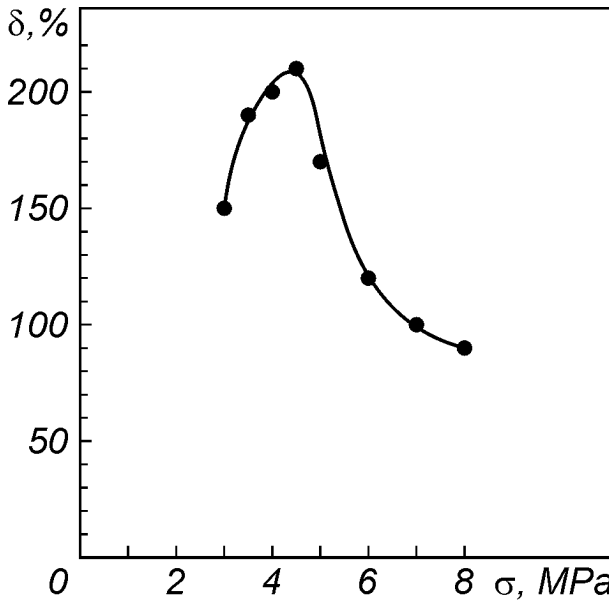


Рис. 2. Залежність відносного видовження до зруйнування δ від прикладеного напруження σ для зразків сплаву 1201, продеформованих при $T = 773\text{K}$.

Fig. 2. Dependence of the relative elongation to failure δ on the applied flow stress σ for samples of alloy 1201 deformed at $T = 773\text{K}$.

Механічні випробування були проведені на повітрі при температурі 773 К. Після досягнення температури

випробування зразки відпалювали протягом 10 хв., а потім в ізотермічних умовах деформували при напруженнях 3.0 – 8.0 МПа. Видно (рис. 2) що залежність відносного видовження до зруйнування δ як функція напруження течії σ має максимум при напруженні $\sigma = 4.5$ МПа. Розрахунки показали, що зразки в цих умовах надпластично деформувались зі швидкістю істинної деформації $\dot{\epsilon}_{icm} = 2.1 \times 10^{-5} \text{c}^{-1}$. Відносне видовження до зруйнування δ зразків сплаву 1201, що були надпластично продеформовані в цих умовах, становить 210%.

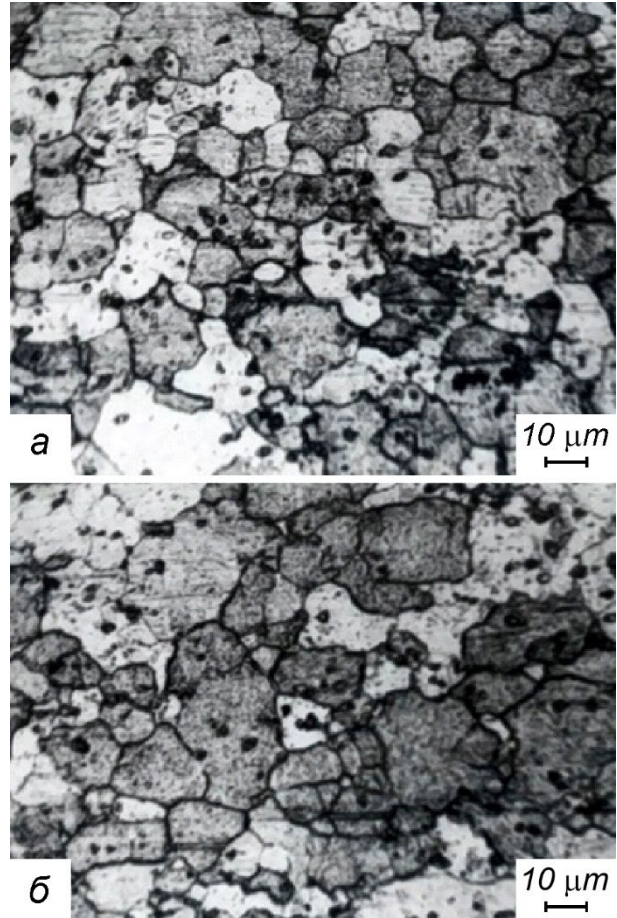


Рис. 3. Характерний вид зернової структури робочої частини зразків сплаву 1201, надпластично продеформованих при $T = 773\text{K}$ і $\sigma = 4,5$ МПа до ступеню відносної умовної деформації $\epsilon_{ум} = 50\%$ (а) та $\epsilon_{ум} = 100\%$ (б). Напрямок розтягування зразків горизонтальний.

Fig. 3. Characteristic view of the grain structure of the working part of samples of alloy 1201, superplastically deformed at $T = 773\text{K}$ and $\sigma = 4.5$ MPa to the degree of relative conditional deformation $\epsilon_{cond} = 50\%$ (a) and $\epsilon_{cond} = 100\%$ (b). The strain direction of the samples is horizontal.

На рис. 3 показані характерні види зернової структури робочої частини зразків сплаву 1201, які були надпластично продеформовані в оптимальних умовах НПД до різних ступенів умовної відносної деформації $\varepsilon_{ум}$.

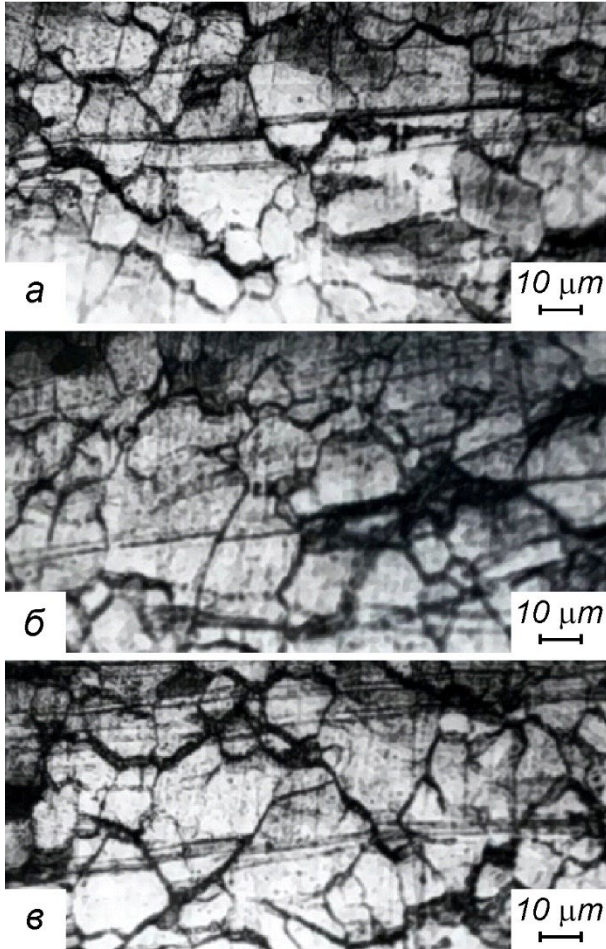


Рис. 4. Характерні види деформаційного рельєфу робочої частини зразків сплаву 1201, продеформованих до різних ступенів відносної умовної деформації $\varepsilon_{ум}$ в оптимальних умовах НПД. (а) $\varepsilon_{ум} = (50 + 15)\%$; (б) $\varepsilon_{ум} = (100 + 15)\%$; в $\varepsilon_{ум} = (100 + 15)\%$. Напрямок розтягування зразків вертикальний.

Fig. 4. Characteristic types of deformation relief of the working part of samples of alloy 1201 deformed to different degrees of relative conditional deformation ε_{cond} in optimal conditions of SPD. (a) $\varepsilon_{cond} = (50 + 15)\%$; (b) $\varepsilon_{cond} = (100 + 15)\%$; (c) $\varepsilon_{cond} = (100 + 15)\%$. The strain direction of the samples is vertical.

Металографічні дослідження показали, що в ході НПД зразків сплаву 1201 зерна в їх робочих частинах не огрублюються. Вони практично не змінюють свої

розміри та форму (рис. 3). Стабілізація зернової структури у цьому сплаві при високих гомологічних температурах вірогідно здійснюється завдяки присутності в матриці – твердому розчині на основі алюмінію α_{Al} , дрібнодисперсних частинок алюмініду цирконію $ZrAl_3$ та алюмініду титану $TiAl_3$ [1–3].

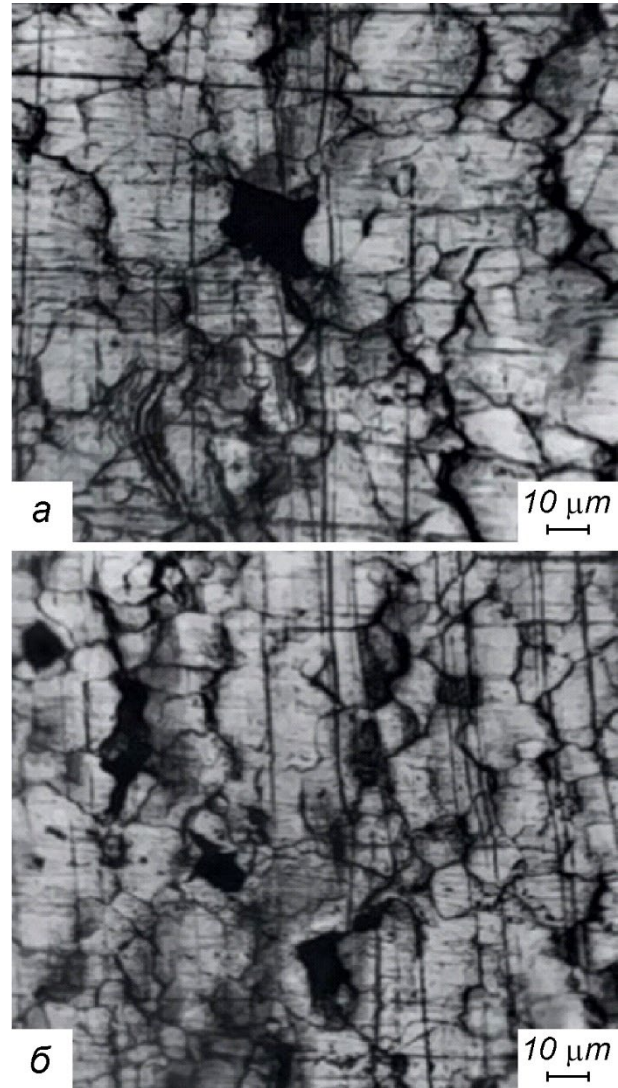


Рис. 5. Характерні види зернограничних пор і тріщин в робочій частині зразків сплаву 1201, надпластично продеформованих в оптимальних умовах до ступенів відносної умовної деформації $\varepsilon_{ум} = (100 + 12)\%$ (а) і $\varepsilon_{ум} = (150 + 15)\%$. Напрямок розтягування зразків горизонтальний.

Fig. 5. Characteristic types of grain boundary cavities and cracks in the working part of samples of alloy 1201, superplastically deformed under the optimal conditions to the degrees of relative conditional deformation $\varepsilon_{cond} = (100 + 12)\%$ (a) and $\varepsilon_{cond} = (150 + 15)\%$. The strain direction of the samples is horizontal.

За літературними даними [1–3] у сплаві 1201 поряд

з основною зміцнюючою фазою CuAl_2 та частинками алюмініду цирконію ZrAl_3 і алюмініду титану TiAl_3 можуть бути присутні також і інші інтерметаліди. Ними є частинки таких інтерметалідних фаз: MnAl_6 , $(\text{CuFeMn})\text{Al}_6$, $(\text{FeMn})\text{Al}_6$, $(\text{CuFeMn})_3\text{SiAl}_{15}$ [1–3].

У ході НПД у зразках сплаву 1201 розвивається інтенсивне зернограничне проковзування (ЗГП). Про це свідчить виявлення характерного рельєфу сітки границь зерен на попередньо відполірованій гладенькій поверхні робочої частини зразків вже після малих ступенів їх додаткової деформації. На деформаційному мікрорельєфі робочої частини зразків сплаву 1201, надпластично продеформованих до різних ступенів умовної деформації $\varepsilon_{ум}$, характерні види якого показані на рис. 4, можна побачити значні зміщення та розриви маркерних рисок, що були попередньо нанесені за допомогою алмазної пасти. Вони утворились завдяки проковзуванню зерен, що здійснювалось на тих границях зерен, які розділяють ці зерна, а також внаслідок поворотів зерен у ході ЗГП. На деформаційному рельєфі надпластично продеформованих зразків сплаву 1201 слідів ковзання не виявлено. Встановлено, що в зразках сплаву 1201 у ході їх НПД зароджуються, ростуть і об'єднуються зернограничні пори та тріщини деформаційного походження (рис. 5).

Їх зародження, вірогідно, пов'язане з релаксацією локальних напружень, які виникають у ході здійснення ЗГП в потрібних стиках зерен, а також біля скупчень інтерметалідних частинок, локалізованих на границях зерен. У ході НПД відокремлені одна від одної зернограничні пори, максимальні середні розміри яких менші або дорівнюють середньому розміру зерен сплаву 1201, вірогідно, створюють для зерен сприятливі умови для здійснення інтенсивних переміщень шляхом ЗГП в робочій частині зразка, як це передбачено макроскопічними моделями НПД, запропонованими в працях [12, 13] та еклетичною моделлю НПД [4]. Однак їх накопичення в ході НПД в робочій частині зразків та об'єднання в магістральні тріщини приводить до зруйнування зразків, яке здійснюється без утворення шийки.

ВИСНОВКИ

1. Встановлені температурно-швидкісні умови прояву ефекту структурної надпластичності зразками сплаву 1201 із середнім розміром зерна $\bar{d} = 20$ мкм, продеформованими в режимі повзучості. Показано, що цей сплав проявляє надпластичність при температурі 773 К і напруженні $\sigma = (3 \div 8)$ МПа. Оптимальні умови надпластичного деформування при температурі 773 К: напруження течії $\sigma = 4.5$ МПа, швидкість істинної деформації $\dot{\varepsilon}_{icm} = 2.1 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$.

2. Вивчені характеристики зернової структури

зразків сплаву 1201. Встановлено, що під час здійснення їх надпластичної деформації вона є дрібнозернистою та стабільною до огрублення.

3. Встановлено, що у ході надпластичної течії в робочій частині зразків сплаву 1201 здійснюється зернограничне проковзування, а також утворюються зернограничні пори і тріщини.

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. С. Т. Алиева, М. Б. Альтман, С. М. Амбарцумян и др. Промышленные алюминиевые сплавы: Справ. изд., Metallurgy, М. (1984), 528 с.
2. И. Н. Фридляндер. Алюминиевые деформируемые конструкционные сплавы, Metallurgy, М. (1979), 208 с.
3. А. М. Захаров. Промышленные сплавы цветных металлов. Фазовый состав и структурные составляющие, Metallurgy, М. (1980), 256 с.
4. N. E. Paton, C. H. Hamilton (Eds.). Superplastic Forming of Structural Alloys, The Metallurgical Society of AIME, Warrendale, PA (1982), 218 p.
5. Xiao-guo Wang, Qiu-shu Li, Rui-rui Wu, Xiao-yuan Zhang, Liyun Ma. Adv. Mater. Sci. Eng., V.2018, Article ID 7606140, 1 (2018).
<https://doi.org/10.1155/2018/7606140>
6. В. П. Пойда, Р. И. Кузнецова, Т. Ф. Сухова, Н. К. Ценев, А. И. Письменная. Металлофизика, 12, 44 (1990).
7. D. E. Milaya, V. P. Poyda, V. V. Bryukhovetsky and A. V. Poyda. Metallofiz. Noveishie Tekhnol., 42, 511 (2020). <https://doi.org/10.15407/mfint.42.04.0511>
8. В. П. Пойда, А. В. Пойда, Д. С. Мила. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, серія «Фізика». 39, 47 (2023).
<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-39-04>
9. A. V. Poyda, V. P. Poyda. Problems of Atomic Science and Technology, 1(149), 71 (2024).
<https://doi.org/10.46813/2024-149-071>
10. С. А. Салтыков. Стереометрическая металлография, Metallurgy, М. (1976), 272 с.
11. R. C. Gifkins. Metall. Trans. A, 7, 1225 (1976).
<https://doi.org/10.1007/BF02656607>
12. Р. И. Кузнецова. ФММ, 45, 641 (1978).

REFERENCES

1. S. T. Alieva, M. B. Altman, S. M. Ambartsumyan and others. Industrial aluminum alloys: Reference ed., Metallurgy, М. (1984), 528 p. (In Russian).
2. I. N. Fridlyander. Aluminum deformable constructional alloys, Metallurgy, М. (1979), 208 p. (In Russian).

3. A. M. Zakharov. Industrial non-ferrous metal alloys. Phase composition and structural components, Metallurgy, M. (1980), 256 p. (In Russian).
4. N. E. Paton, C. H. Hamilton (Eds.), Superplastic Forming of Structural Alloys, The Metallurgical Society of AIME, Warrendale, PA (1982), 218 p.
5. Xiao-guo Wang, Qiu-shu Li, Rui-rui Wu, Xiao-yuan Zhang, Liyun Ma. Adv. Mater. Sci. Eng., V.2018, Article ID 7606140, 1 (2018). <https://doi.org/10.1155/2018/7606140>
6. V. P. Poyda, R. I. Kuznetsova, T. F. Sukhova, N. K. Tsenev, A. I. Pismennaya. Metallofizika, 12, 44 (1990) (in Russian).
7. D. E. Milaya, V. P. Poyda, V. V. Bryukhovetsky and A. V. Poyda. Metallofiz. Noveishie Tekhnol., 42, 511 (2020). <https://doi.org/10.15407/mfint.42.04.0511> (in Ukrainian).
8. V. P. Poyda, A. V. Poyda, D. E. Myla. The Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University, Series Physics, 39, 47 (2023). <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-39-04> (in Ukrainian).
9. A. V. Poyda, V. P. Poyda. Problems of Atomic Science and Technology, 1(149), 71 (2024). <https://doi.org/10.46813/2024-149-071>
10. S. A. Saltykov. Stereometric metallography, Metallurgy, M. (1976), 272 p. (In Russian).
11. R. C. Gifkins. Metall. Trans. A, 7, 1225 (1976). <https://doi.org/10.1007/BF02656607>
12. R. I. Kuznetsova. Phys. Met. Metallogr., 45, 641 (1978) (in Russian).

SUPERPLASTICITY OF MEDIUM STRENGTH DEFORMABLE ALUMINUM ALLOY 1201

V. P. Poyda¹, A. V. Poyda²

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

²National Science Center Kharkiv Institute of Physics and Technology, 1 Akademichna St., 61108 Kharkiv, Ukraine

E-mail: volodymyr.poyda@karazin.ua

Received on October 07, 2025. Reviewed on November 15, 2025.

Accepted for publication on November 19, 2025.

The article presents the results of an experimental study of the superplasticity of medium-strength deformable aluminum alloy 1201 of the Al-Cu-Mn system, which is used for the manufacture of welded containers, cylinders and other constructions intended for operation at low (up to -269°C), room and elevated temperatures. The temperature-strain rate conditions under which samples of alloy 1201, deformed in the creep mode at high homologous temperatures, exhibit the effect of structural superplasticity have been determined, and the structural changes that occur in the working parts of samples of this alloy during superplastic deformation have been investigated. The influence of the phase composition on the structural state of the samples and on the stability of their grain structure at high homologous temperatures was analyzed. The average grain size in samples of alloy 1201 prepared for mechanical testing is $20\ \mu\text{m}$. This indicates that under industrial production conditions, the entire volume of deformed semi-finished products of alloy 1201, from which samples for mechanical testing were made, underwent almost complete recrystallization, the purpose of which was the formation of a fine-grained grain structure. During deformation of samples at high homologous temperatures, there is no increase in the average grain size. It has been established that during superplastic deformation in samples of alloy 1201, intensive grain boundary sliding occurs, and grain boundary cavities also nucleate, grow, and coalesce. Their origin is probably associated with the relaxation of local stresses that arise during grain boundary sliding at triple grain junctions, as well as near clusters of intermetallic particles localized at grain boundaries. During superplastic deformation, grain boundary cavities likely create the opportunity for grains to perform intensive movements in the working part of the sample by grain boundary sliding. The accumulation of grain boundary cavities during superplastic deformation in the working part of the samples and their merging into magistral cracks leads to the failure of the samples, which occurs without neck formation.

Keywords: superplastic deformation, grain boundary sliding, intermetallic particles, cavitation.

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^{ID}, В. Ю. Гресь^{ID}, М. В. Коробков, В. Ф. Коршак^{ID}, Р. В. Вовк^{ID}

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

E-mail: gkhadjai@gmail.com

Надійшла до редакції 01 жовтня 2025 р. Переглянуто 08 листопада 2025 р.

Прийнято до друку 14 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 ($T_{max} \approx \theta/3$, θ – 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 ξ_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 θ – 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 θ_1 ; 2)

поперечні коливання перпендикулярно до вісі c – температура Дебая θ_2 ; та 3) поздовжні коливання, пов’язані з деформаціями в усіх трьох напрямках – температура Дебая θ_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 θ_1 , але в міру зростання дефектності відбувається перехід до характеристичних температур θ_2 та θ_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 $(1.5...2) \times (0.2...0.3) \times (0.01...0.02)$ мм³, 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), ΔT_c , збільшується, причому добуток $\Delta T_c \times (d\rho/dT|_{max})$ залишається практично сталим. Можна припустити, у зв'язку з цим, що в дослідженому

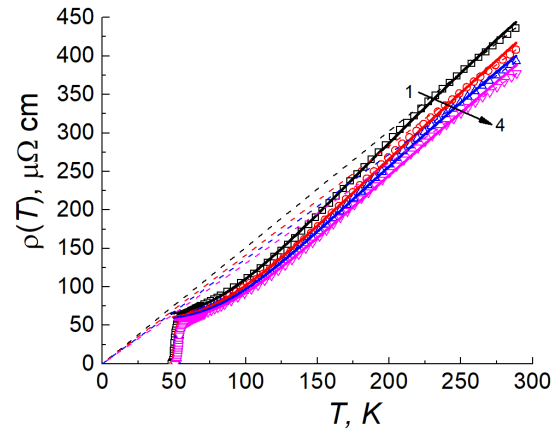


Рис. 1. Температурні залежності електричного опору в ab -площині $\rho(T)$ монокристалів $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ за тисків 0, 0.372, 0.653 та 0.970 ГПа – криві 1–4 відповідно. Точки – експеримент, суцільні лінії – апроксимація за рівн. (4), штрихові лінії – лінійна екстраполяція $\rho(T)$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

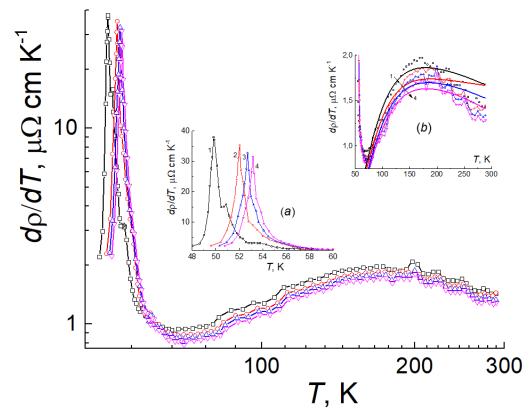


Рис. 2. Температурні похідні опору, $d\rho/dT$, відповідно до рис. 1. Точки – обчислення за експериментальними даними. Вставки: (а) – область надпровідного переходу; (б) – високі температури. Лінії обчислені за рівн. (4). Нумерація та позначки відповідають рис. 1.

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.

інтервалі (до 1 ГПа) тиск не спричиняє змін в ансамблі дефектів.

На вставці (b) 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 (b) 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 (b) 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 псевдоціліни 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:

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

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 фононної густини станів для надпровідних сполук типу β -W, отриманому у надпровідних тунельних експериментах [34]).

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	ρ_0 , $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	A_5 , $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	θ , K	B	ε , %
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

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

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

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]. ρ_0 – залишковий опір, спричинений різноманітними дефектами зразка.

Приймаючи $r = 5$ та варіюючи підгінні параметри ρ_0 , A_5 , θ 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.

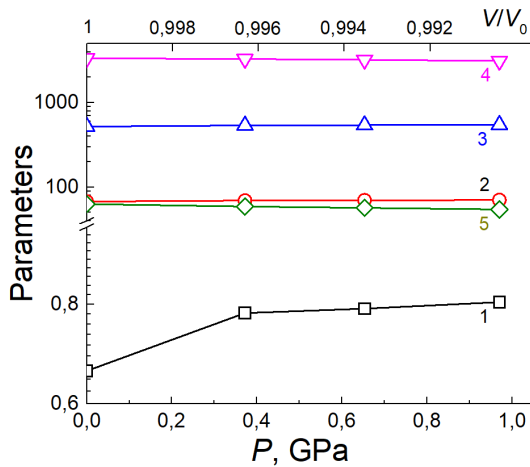


Рис. 3. Баричні залежності параметрів апроксимації опору монокристала $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ за (4). Верхня шкала – V/V_0 (обчислено за даними [36]). 1 – B ; 2 – T^* , К; 3 – θ , К; 4 – A_5 , $\mu\Omega$ см; 5 – ρ_0 , $\mu\Omega$ см.

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^* , K; 3 – θ , K; 4 – A_5 , $\mu\Omega$ cm; 5 – ρ_0 , $\mu\Omega$ cm.

Зауважимо, що високотемпературний максимум $d\rho(T)/dT$ (див. вставку б 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 ($q_D l / (2\pi)$) та температура Дебая θ 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 ρ_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 $\theta(P)$ ($\Delta\theta/\theta \approx -$

$\beta_V \Delta V/V + \beta_f \Delta f/f$) 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, $gtg \approx [\rho_{ph}(300 \text{ K}) + \rho_0] / \rho_0 = \rho_{ph}(300 \text{ K}) / \rho_0 + 1$, яке слугує критерієм досконалості металу, також залишається сталим на рівні $gtg \sim 7$ у дослідженому діапазоні тисків. Причина, ймовірно, в тому, що зменшення A_5 компенсується зменшенням ρ_0 .

Рівняння (2) є високотемпературною асимптотою рівн. 1 (за умови $T > \theta$), де розсіювання носіїв заряду на фононах є пружним. Зниження температури нижче за θ викликає перехід до непружного розсіювання носіїв заряду на фононах та супроводжується відхиленням $\rho(T)$ донизу від лінійної залежності (2). Виникнення флуктуаційної 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 флуктуаційної 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 флуктуаційної провідності в інтервалі $T_c \lesssim T \lesssim T^*$ співвідношеннями:

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

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

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 флуктуаційної провідності від області критичних флуктуацій або флуктуацій параметра порядку безпосередньо поблизу T_c [26]; $J = 4\frac{\xi_c^2(0)}{d^2}$ – 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

Значення параметрів апроксимації надлишкової провідності монокристала $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7.8}$ згідно з (6) за різних тисків.

Values of the parameters of the approximation of the excess conductivity of the $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7.8}$ 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
$a_{LD} \cdot 10^{-4}$ (мкОм×см) ⁻¹	4.418	3.4	2.41	2.9
$\Delta\sigma_0 \cdot 10^{-4}$ (мкОм×см) ⁻¹	-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/θ	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 зображені баричні залежності параметрів J , $\Delta\sigma_0$ ($\mu\Omega \text{ cm}$)⁻¹, C та T_0 (К). З цього рисунка видно, що

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.

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/θ .

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 ≈ 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.

J (крива 1) від тиску практично не залежить – $\bar{J} \approx 0.045$, тому з $J = 4\frac{\xi_c^2(0)}{d^2}$ 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, 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.

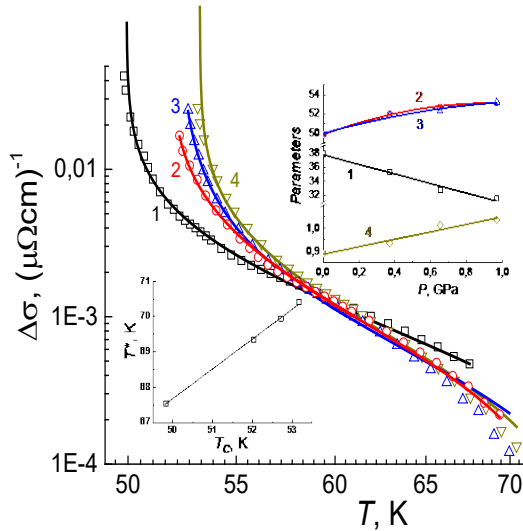


Рис. 4. Залежності надлишкової провідності $\Delta\sigma$ від температури T для монокристала $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$. Точки – експеримент; суцільні лінії – $\Delta\sigma(T)$, обчислені за (6). Цифрові позначення відповідають основній панелі рис. 1.

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.

Наявність експериментально визначеної T_c , та визначеної, як параметр апроксимації за рівн. (4), θ (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 λ – константа електрон-фононої взаємодії, яка залежить від параметрів електронного та фононного спектрів надпровідника; μ – кулонівський псевдопотенціал відштовхування електронів [42].

З (7), використовуючи величину T_c/θ (див. таблицю 2), маємо, що при $\mu^* \approx 0$ $\lambda \approx 1.1$, демонструючи сповільнене зростання зі збільшенням тиску (близько 2% при $P = 0.97$ GPa порівняно з $P = 0$). Збільшення μ^* приводить (для того ж T_c/θ) тільки до збільшення λ . 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 псевдощільни T^* та температури Дебая θ (див. таблицю 1). Збільшення T^* відповідає розширенню температурного діапазону існування надлишкової провідності, а збільшення θ означає звуження інтервалу існування

лінійної залежності $\rho(T)$, бо формула (2) є справедливою лише за умови $T > \theta$.

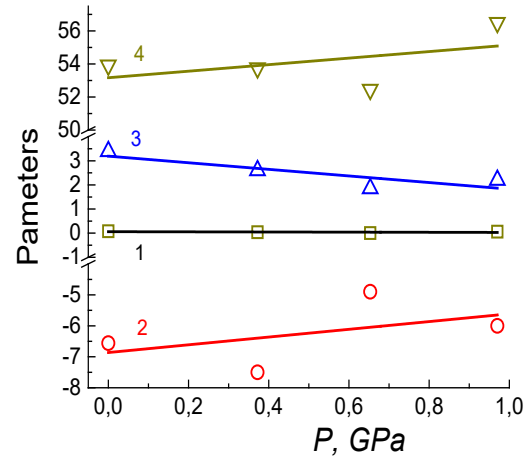


Рис. 5. Баричні залежності параметрів апроксимації $\Delta\sigma(T)$ співвідношенням (6) для монокристала $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$: 1 – J ; 2 – $\Delta\sigma_0$, 10^{-4} ($\mu\Omega \text{ cm}$) $^{-1}$; 3 – C ; 4 – T_0 , K.

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 , K.

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

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

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

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

де $x_0 = \mu/\Delta(0)$, μ – 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 псевдоциліни від температури у відносних координатах $\Delta^*(T)/\Delta_{max} - T/T^*$ (Δ_{max} – значення Δ^*_{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 псевдоциліни 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 ВТНІ 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 псевдоциліни 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 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 $\xi_c \gg d$ взаємодія між флуктуаційними куперівськими парами реалізується в усьому об'ємі надпровідника – 3D-режим – рівн. 14, або подалі від T_c , при $\xi_c \ll d$ – 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]:

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

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

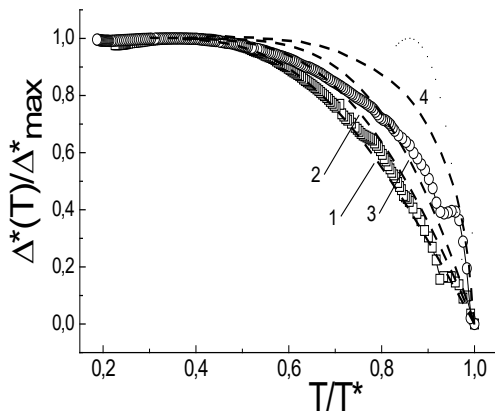


Рис. 6. Температурна залежність псевдощілини у відносних координатах $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max} - T/T^*$ (Δ^*_{max} – це значення Δ^* на плато на відстані від T^*) при тисках 0 кбар (квадрати) та 9.7 кбар (кола). Залежності $\Delta^*(T)/\Delta(0)$ від T/T^* , що розраховані відповідно до [44] для значень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

Fig. 6. The temperature dependence of the pseudogap in the relative coordinates $\Delta^*(T)/\Delta^*_{max} - T/T^*$ (Δ^*_{max} is the value of Δ^* 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.

У разі порівняння з експериментальними даними, важливе значення має точне визначення температури T_c^{mf} , яка входить у ε , істотно впливаючи на кут нахилу залежностей $\Delta\sigma(\varepsilon)$. Зазвичай, при порівнянні з експериментальними даними величини $\xi_c(0)$, 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 такимчином 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 випливає з рівнянь (14) та (15), у точці 2D-3D кросовера:

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

У цьому випадку, визначивши значення ε_0 та використовуючи літературні дані про залежність T_c та міжплощинної відстані від δ [54–55], можна обчислити значення $\xi_c(0)$. Як видно зі вставки до рис. 7, величина $\xi_c(0)$, 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 $\xi_c(0)$, отриманих як для бездомішкових зразків $YBaCuO$ оптимального складу [19, 56], так і для монокристалів, слабо легованих празеодимом [11].

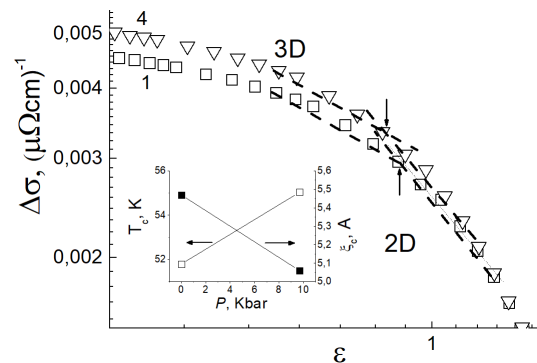


Рис. 7. Температурні залежності $\Delta\sigma(T)$ у координатах $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$ при різних тисках. На вставці показані баричні залежності $T_c(P)$ та $\xi_c(P)$.

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 $\xi_c(P)$.

Як було встановлено [19, 55], величина $\xi_c(0)$, отримана для оптимально допованих киснем кристалів, слабо залежить від тиску. У той же час для монокристалів, слабо легованих празеодимом [56], величина $\xi_c(0)$ 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-фононої 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 ζ_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 $\zeta_c(0)$.

ВИСНОВКИ

1. Експериментальні температурні залежності електричного опору монокристалічного ВТНП $Y_{0.66}Pr_{0.34}Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ у нормальном 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 фононах 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 псевдощілини 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 псевдощілини) 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 ζ_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 $d\zeta_c/dP$.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

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. Nazzyrov. *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. Khadzhay, 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/10.1063/1.0013295>
20. R. V. Vovk, G. Ya. Khadzhai, O. V. Dobrovolskiy, Z. F. Nazzyrov, 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
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. Solovyov. *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. Nazzyrov. *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>

INFLUENCE 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: ghadjai@gmail.com

Received on October 01, 2025. Reviewed on November 08, 2025.
Accepted for publication on November 14, 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 ($T_{max} \approx \theta/3$, θ 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 ξ_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.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-04>

UDC 538.971, 53.06, 537.322.1

PACS numbers: 68.35. –p, 72.15.Jf, 68.47.Fg

ГНУЧКІ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНІ МАТЕРІАЛИ З ЙОДИДОМ МІДІ НА ТЕКСТИЛЬНИХ ДІЕЛЕКТРИЧНИХ ПІДКЛАДКАХ ДЛЯ ЖИВЛЕННЯ НОСИМОЇ ЕЛЕКТРОНИКИ

Н. П. Клочко¹ , В. А. Барбаш² , С. І. Петрушенко^{3,4} , С. В. Дукаров⁴ ,
Р. В. Сухов⁴ , О. В. Яценко² 

¹Національний технічний університет "Харківський політехнічний інститут", вул. Курпичова, 2, 61002 Харків, Україна

²Національний технічний університет України "Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського",
Берестейський проспект, 37, 03056 Київ, Україна

³Technical University of Liberec, Studentská 1402/2, 46117 Liberec, Czech Republic

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

E-mail: serhii.petrushenko@tul.cz

Надійшла до редакції 09 жовтня 2025 р. Переглянуто 15 листопада 2025 р.

Прийнято до друку 21 листопада 2025 р.

У роботі виконано аналіз результатів дослідження термоелектричних властивостей шарів йодиду міді, осаджених на гнучкі діелектричні підкладки, виготовлені з різних тканинних матеріалів. Основним об'єктом вивчення стали плівкові системи на основі йодиду міді, які отримували методом хімічного синтезу SILAR. Таке осадження відбувається з водних розчинів за атмосферного тиску, що забезпечує високу технологічність методу. Зразки, осаджені методом SILAR, було досліджено з використанням методів растрової електронної мікроскопії, аналізу характеристичного рентгенівського випромінювання, UV-VIS спектроскопії, рентгеноструктурного, а також термоелектричного аналізу. Показано, що осадження з водних розчинів дозволяє отримати плівки γ -йодиду міді, які мають внутрішні елементи наноструктури. У таких зразках спостерігається типова для йодиду ширина забороненої зони, що підтверджує отримання напівпровідникових шарів CuI. Окремо показано, що запропонований метод синтезу зразків забезпечує створення композиту, який складається з тканинної основи, шару наноцелюлози та власне йодиду міді. Показано високу ефективність створених структур, які, крім того, зберігають гнучкі властивості. Проаналізовано питання механічної стійкості плівкових систем та розробки методів підвищення їх стійкості до згинання та стирання. Розглянуто методики створення стійких функціональних шарів на поверхні кotonу та поліефірних волокон, а також встановлено можливість використання наноцелюлозного гідрогелю для перешкоджання розтріскуванню шару CuI під час реальної експлуатації. Максимальна питома вихідна термоелектрична потужність створених нанокомпозитних зразків складає 15.6 мкВт/см². Отримана величина є однією з найкращих серед сучасних твердотільних мініатюрних, гнучких та текстильних термоелектричних матеріалів.

Ключові слова: термоелектрики, нанокомпозит, йодид міді, наноцелюлоза, модифікований текстиль.

Як цитувати: Н. П. Клочко, В. А. Барбаш, С. І. Петрушенко, С. В. Дукаров, Р. В. Сухов, О. В. Яценко. Гнучкі термоелектричні матеріали з йодидом міді на текстильних діелектричних підкладках для живлення носимої електроніки. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 43, 2025, 40–54. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-04>

In cites: N. P. Klochko, V. A. Barbash, S. I. Petrushenko, S. V. Dukarov, R. V. Sukhov, O. V. Yashchenko. Flexible thermoelectric materials with copper iodide on textile dielectric substrates for powering wearable electronics. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 43, 2025, 40–54. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-04> (in Ukrainian).

ВСТУП

Носима електроніка охоплює новий клас пристроїв з великим потенціалом для перетворення мініатюрної електроніки на системи повсякденного використання. Для безперебійної та автономної роботи ці носимі пристрої в ідеалі повинні живитися енергією, отриманою від користувача або навколишнього середовища. Наприклад, пристрої для збору енергії можуть перетворювати тепло тіла на електрику з використанням термоелектричних (ТЕ) принципів. У контексті живлення носимої електрики термоелектричні збирачі енергії мають перевагу перед іншими варіантами живлення, бо покладаються на природне тепло тіла користувача в поєднанні з навколишнім середовищем меншої температури. На відміну, від, наприклад, трибоелектричних [1–4] чи фотовольтаїчних матеріалів [5–8], їм достатньо лише наявності градієнта температур, тобто вони функціонують без додаткових вимог, таких як рух або наявне сонячне світло. Носимі термоелектричні матеріали можуть бути розміщені на передпліччі, зап'ясті або лобі людини [9, 10] та в пасивному режимі забезпечувати необхідне живлення. З огляду на це, у спільноті матеріалознавців існує великий інтерес до розробки гнучкої електроніки, зокрема термоелектриків, на основі нетоксичних і навіть біосумісних термоелектричних матеріалів [9–11]. Йодид міді (CuI) – це екологічно чистий недорогий матеріал, поширений на Землі, який є предметом активних досліджень [12–14]. Він відрізняється високим термоелектричним показником добротності ZT, який може сягати 0.29 [11, 15, 16], та відносною простотою отримання. Одним із простих методів осадження плівок CuI, який може бути масштабовано від лабораторного осадження до промислового виготовлення, є метод послідовної іонної пошарової адсорбції та реакції (SILAR), який і став основним для отримання результатів, які проаналізовано в роботі. Проте, незважаючи на ефективність методики осадження, часто виявляється так, що плівки, отримані в такий спосіб, мають обмежену механічну стійкість та схильні до розтріскування чи відшаровування. Перешкодити цьому можна або обираючи відповідні режими SILAR осадження, або використовуючи додаткові компоненти, що виконуватимуть функцію армування. Зокрема, до таких речовин можна віднести наноцелюлозу, яка має органічну природу, самоклеючу активність [17] та внутрішню наноструктуру, яка є сприятливою для виконання функцій армування.

На сьогодні нами експериментально досліджено термоелектричні властивості широкого спектру зразків на основні йодиду міді, інтегрованого з тканинними матеріалами та осадженого на

різноманітні плівкові підкладки [22–28]. Однак розрізненість опублікованого матеріалу робить доцільною його спеціальну систематизацію та узагальнення.

Зважаючи на це в роботі виконано аналіз та систематичний огляд результатів дослідження термоелектричних шарів йодиду міді, осаджених на гнучкі підкладки різного типу. Систематично розглянуто як власне питання осадження йодиду міді на тканинну основу, так і можливість армування функціонального шару біополімерними наноструктурами, а також вплив біополімеру на термоелектричні властивості. Сформовано нові фізичні уявлення стосовно електричної, механічної та термоелектричної поведінки нанокомпозитів, розглянутих у попередніх експериментальних дослідженнях

МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

У дослідженні розглянуто функціональні шари йодиду міді, осаджені на поліефірні та котонові тканини, а також плівки поліетилентерефталату і поліімиду. В усіх випадках для осадження використано методику SILAR, яка полягає у наступному. На першому етапі відповідну підкладку (яка попередньо могла бути модифікована шляхом нанесення наноцелюлози) занурювали у водний розчин сульфату міді та тіосульфату натрію. Зазвичай використовували реакційне середовище, що містило 0.1 М кожного з компонентів, а типовий час занурювання складав 20 с. Після вказаної витримки підкладки переносили у склянку з дистильованою водою, в якій здійснювали її промивання упродовж 10 с. Наступний етап, що тривав від 10 с до 30 с, передбачав занурення підкладки у водний розчин йодиду натрію (в різних роботах використано розчини з концентрацією від 0.05 М до 0.1 М). Завершальним етапом циклу було промивання підкладки в дистильованій воді, після чого цикл повторювали необхідну кількість разів. У залежності від необхідної товщини цільового шару, здійснювали від 50 до 150 циклів SILAR.

Для власне проведення SILAR осадження використано два підходи. Перший з них передбачав ручне проведення всіх циклів. Цей підхід забезпечує високу гнучкість досліджень та був застосований під час початкових етапів роботи. Другий метод заснований на використанні автоматизованої системи, що базується на промисловій координатній платформі для 3d принтера. Такий підхід потребує програмування системи та є доцільним після формування попередніх результатів, отриманих з використанням ручного методу.

У випадку необхідності формування композитних структур виду «тканина/наноцелюлоза/йодид міді» використовували стабільні колоїдні дисперсії

наноцелюлози (гідрогелі), приготовлені з використанням ненаркотичної конопляної сировини. Ми використовували конопляне волокно з Хмельницької області України, яке піддавали обробці за такою схемою. Спочатку сировину нарізали на дрібні шматочки розміром 3–5 мм та поміщали в ексікатор для підтримки постійної вологості та хімічного складу. Отримання целюлози з конопляних волокон здійснювалося за методами, описаними раніше [18]. Коротко кажучи, подрібнені волокна конопель поміщали в конічну колбу, куди додавали розчин луку для видалення більшої частини геміцелюлози та мінералів, а також часткового видалення лігніну з рослинної сировини. Для цього волокна конопель екстрагували лужним розчином з витратою 5% NaOH від маси абсолютно сухої сировини за співвідношення рідкої до твердої фази 10:1. Суміш кип'ятили в скляній колбі зі зворотним холодильником на електричній плитці протягом 180 хвилин. Після закінчення тривалості екстракції конопляну масу фільтрували на лійці Бюхнера та промивали гарячою дистильованою водою.

На другому етапі, для видалення залишків лігніну та екстрактивних речовин, проводили органосольвентне варіння з використанням розчину льодяної оцтової кислоти та 35% перекису водню в об'ємному співвідношенні 70:30 за співвідношення рідкої до твердої фази 10:1 за температури 97 ± 2 °C протягом 120 хвилин. Ці значення технологічних параметрів були попередньо визначені для екстракції целюлози з інших представників недеревної рослинної сировини, таких як пшенична солома, льон, кенаф та міскантус [18, 19]. Після закінчення часу варіння целюлозу кілька разів промивали дистильованою водою для забезпечення повного видалення залишкового лігніну та нецелюлозних компонентів. Отриману органосольвентну целюлозу (ОСЦ) зберігали вологою у герметичному пакеті. Наноцелюлозні гідрогелі готували з ОСЦ трьома способами.

Перший метод полягав у проведенні гідролізу ОСЦ розчином 50% сульфатної кислоти за 60 °C упродовж 60 хвилин. Після закінчення тривалості процесу гідролізу реакцію зупиняли додаванням 10-кратного надлишку охолодженої дистильованої води з подальшим центрифугуванням. Отриману наноцелюлозу тричі промивали дистильованою водою в лабораторній центрифугі за 4000 об/хв для видалення залишків кислоти. Осад збирали, ресуспендували в дистильованій воді та діалізували в дистильованій воді до досягнення нейтрального значення рН. Суспензію наноцелюлози обробляли ультразвуком при частоті 22 кГц (диспергатор UZDN-2t). Для уникнення перегріву, який може спричинити деструкцію наноцелюлози, диспергування проводили

в охолоджувальній ванні. Обробку здійснювали протягом однієї години з отриманням напівпрозорого гідрогелю наноцелюлози. У подальшому наноцелюлоза отримана таким чином позначена NCg.

Другий метод полягав у проведенні TEMPO-опосередкованого окислення ОСЦ, як це описано в [20], з метою отримання наноцелюлози з іншою мікроструктурою. Оптимальними умовами для приготування гідрогелю в цьому випадку були витрата TEMPO 1.6% від маси ОСЦ та тривалість окислення 24 години. Ультразвукову обробку суспензії наноцелюлози, окисленої TEMPO, проводили протягом 30 хвилин до утворення прозорого наноцелюлозного гідрогелю NCt.

У третьому методі для отримання напівпрозорого наноцелюлозного гідрогелю використовували термохімічну обробку ОСЦ глибокими евтектичними розчинниками (ГЕР), що передбачало використання дигідрату щавлевої кислоти, хлориду холіну та $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ у масовому співвідношенні 4:1:0.2. Процес синтезу NCd проводили при температурі 80°C протягом 7 годин згідно за методикою, описаною в [21].

Усі наноцелюлозні гідрогелі зберігали за кімнатної температури в закритому контейнері, а потім досліджували з використанням трансмісійної електронної мікроскопії (ТЕМ) на Selmi EMV-125 ТЕМ згідно з процедурою, описаною в [22]. Для досліджень з використанням ТЕМ наноцелюлозні гідрогелі попередньо розводили в 5 разів дистильованою водою і наносили на мідну сітку, покриту вуглецевою плівкою товщиною 5–10 нм, та сушили на повітрі. Для отримання нанокompatитів на основі тканини, шару CuI та наноцелюлози, попередньо очищені підкладки занурювали у відповідні наноцелюлозні гідрогелі на 30 хвилин для їх насичення суспензією. Потім тканини, насичені наноцелюлозними гідрогелями, переносили на чашку Петрі та сушили на повітрі за кімнатної температури упродовж дванадцяти годин.

Морфологію поверхні термоелектричних текстильних матеріалів досліджували за допомогою скануючої електронної мікроскопії (SEM) у режимі вторинних електронів. SEM-прилад «Tescan Vega 3 LMH» використовували за прискорювальної напруги 10 кВ. Хімічний аналіз зразків проводили за допомогою рентгенофлуоресцентного (XRF) мікроаналізу з використанням енергодисперсійного спектрометра (EDS) «Bruker XFlash 5010». Енергодисперсійні спектри накопичували з ділянок розміром 50×50 мкм. Кількісну оцінку спектрів проводили в режимі самокалібрування детектора.

Для аналізу кристалічної структури плівок CuI в термоелектричному текстилі використовували рентгенівський дифрактометр Shimadzu XRD-6100 з фокусуванням Бреґга-Брентано ($\theta-2\theta$) (фільтроване

CuI випромінювання, $\lambda_{\text{CuI}\alpha} = 1.54060 \text{ \AA}$). Аналогічно до результатів [23], середній розмір кристалітів CuI D визначали шляхом аналізу ширини рентгенівських ліній за формулою Шеррера. Розрахунок параметра кристалічної ґратки CuI a проводили методом графічної екстраполяції Нельсона–Рейлі (N–R) та уточнювали методом найменших квадратів за допомогою програмного забезпечення UnitCell (UC) [23].

Мікродеформації кристалічної ґратки визначали зі співвідношення $\epsilon = \Delta d/d$ (де d – міжплощинна відстань кристалів згідно з JCPDS, а Δd – різниця між відповідною експериментальною та еталонною міжплощинною відстанню). Густина дислокацій оцінювали за формулою $1/D^2$, як описано в [23].

Для вимірювання коефіцієнта термоЕРС S , який визначається як відношення термоелектричної напруги холостого ходу (V_{oc}) до різниці температур ΔT між гарячим і холодним кінцями зразка.

Схему саморобної установки для проведення термоелектричних досліджень наведено на рис. 1.

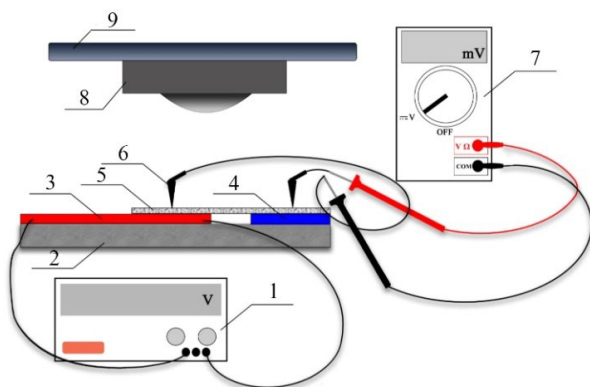


Рис. 1. Схеми установки для вимірювання термоелектричної напруги холостого ходу текстильного ТЕ: 1 – джерело живлення елемента Пельтьє; 2 – стіл; 3 – нагрівальна пластина модуля Пельтьє; 4 – холодний алюмінієвий радіатор; 5 – зразок текстильного ТЕ; 6 – затискний контакт Au; 7 – мультиметр для визначення напруги V_{oc} між гарячим та холодним кінцями зразка текстильного ТЕ; 8 – інфрачервона камера ThermApp@Hz; 9 – смартфон для керування тепловізійною камерою [28].

Fig. 1. Schematic diagram of equipment for measuring the thermoelectric voltage of a textile TE at no load: 1 – Peltier element power supply; 2 – table; 3 – Peltier module heating plate; 4 – cold aluminium radiator; 5 – textile TE sample; 6 – Au clamp contact; 7 – multimeter for determining the V_{oc} voltage between the hot and cold ends of the textile TE sample; 8 – ThermApp@Hz infrared camera; 9 – smartphone for controlling the thermal imaging camera [28].

Вона складається з нагрівного елемента (елемент Пельтьє або звичайний резистивний нагрівник), притисних або плівкових контактів для вимірювання електричних величин, цифрового мілівольметра з оптично-розв’язаним блоком передавання даних на ПК, модуля керування нагрівною системою та ІЧ камери, керування якою здійснюється з використанням мобільного телефону. Система дозволяє вимірювати як напругу холостого ходу термоелектрика, так і, шляхом приєднання до виходів термоелектричної тканини резистора, термоелектричний струм, який визначали за різних значень опору навантаження. Таким чином, з використанням описаної системи отримували залежності термоелектричної напруги від градієнта температур (зазвичай дослідження проводили за різниці температур від 5 до 50 K).

За залежностями V_{out} від I_{out} були отримані значення напруги холостого ходу V_{oc} , шляхом екстраполяції залежностей до нескінченного опору ($R_{load} \rightarrow \infty$) та струму короткого замикання I_{sc} , ($R_{load} \rightarrow 0$). Відповідно до [23], максимальну вихідну потужність на одиницю площі, тобто густину вихідної потужності P_{max}^* , було оцінено для отриманого термоелектричного елемента CuI р-типу як

$$P_{max}^* = P^* / (w \times t), \quad (1)$$

де w – ширина текстильної смуги ТЕ, t – товщина півки CuI .

Для оцінки стійкості розроблених термоелектричних тканин до згинання використано саморобний пристрій, схему якого зображено на рис. 2.

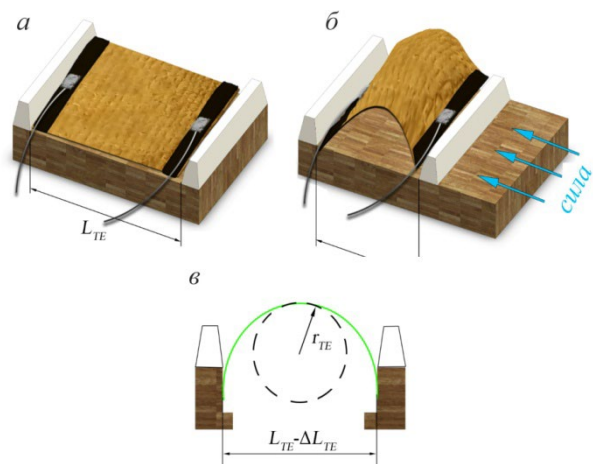


Рис. 2. Схеми вимірювання механічної стійкості термоелектричних тканин [26].

Fig. 2. Diagram of measuring the mechanical resistance of thermoelectric fabrics [26].

Дерев'яна основа забезпечує направлений рух двох полімерних тримачів, у яких було закріплено досліджуваний термоелектричний матеріал. До такого текстилю з використанням електропровідного клею було приєднано гнучкі компактні електричні провідники, які використовували для вимірювання електричного опору тканини в процесі її згинання. Згинання виконували таким чином, щоб емулювати умови реальної експлуатації, яка передбачається для термоелектричних текстильних матеріалів, що розробляються в дослідженнях. Як кількісну міру ступеня деформації використовували радіус кривизни текстилю, вимірний за різного положення полімерних тримачів.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Синтез наноцелюлози та її використання для створення наноцелюлозно-тканинних композитів

Наноцелюлоза, отримана з ненаркотичної рослинної сировини, разом з шаром йодиду міді стала одним з основних аспектів дослідження, що об'єднує роботи [24–28]. Як вже зазначено, нами досліджено наноцелюлози трьох типів, приклади TEM зображень яких наведено на рис. 3. Зразки для TEM досліджень готували за стандартною методикою: водний розчин гідрогелю наносили на електронно-мікроскопічну сіточку, з тонкою плівкою вуглецю та висушували на повітрі за кімнатної температури.

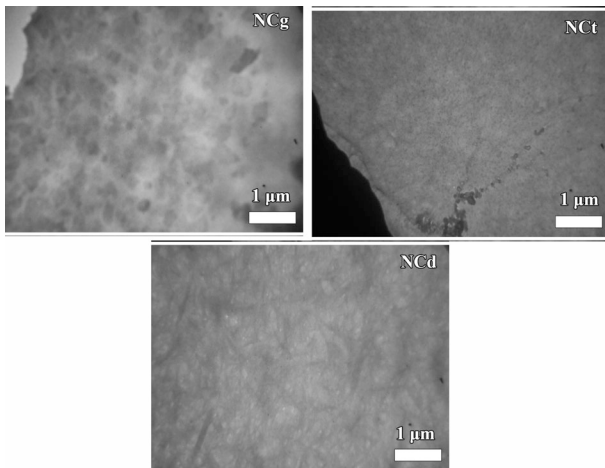


Рис. 3. TEM зображення гідрогелів наноцелюлози, отриманих з конопляної сировини шляхом гідролізу сірчаною кислотою (NCg), окислення в TEMPO середовищі (NCt) та термохімічної обробки у глибоких евтектичних розчинниках (NCd) [28].

Fig. 3. TEM images of nanocellulose hydrogels obtained from hemp raw materials by sulphuric acid hydrolysis (NCg), oxidation in a TEMPO environment (NCt) and thermochemical treatment in a deep eutectic solvent environment (NCd) [28].

З наведених на рис. 3 TEM зображеннях видно відмінності у мікроструктурі наноцелюлози, отриманої за різними методиками. Гідрогель NCg містить приблизно рівносторонні полікристалічні частинки, що складаються із зерен NCg, які відповідно до [22, 29, 30] зв'язані між собою водневими зв'язками, типовими для розбавлених гідрогелів. Гідрогель NCt (рис. 3) складається з дуже дрібних, добре диспергованих нанокристалів целюлози. Згідно з даними TEM мікроскопії агломерація наночастинок у наноцелюлозі типу NCt не відбувається. Це, відповідно до [22, 31], пояснюється залишками аніонно заряджених карбоксильних груп у наноцелюлозі, яку отримують шляхом TEMPO опосередкованого окислення. Згідно з [32], отримання в цьому випадку наноцелюлози з елементами нанометрового розміру можна пояснити використанням в реакції синтезу гідратованого глибокого евтектичного розчинника в поєднанні з ультразвуковою обробкою середовища. Згідно з результатами [32], така обробка забезпечує не лише нанометровий розмір наноцелюлозних частинок, а й високу ступінь їх кристалічності та термічної стабільності. Попередньо оброблені глибоким евтектичним розчинником стрижнеподібні наноцелюлозні частинки гідрогелю NCd з вузькою гістограмою розподілу частинок за діаметрами (рис. 3) подібні до тих, що представлені в [32]. Із загальних міркувань можна очікувати, що саме ця форма має надати найкращі армуючі властивості створеному нанокompозиту.

Окремим технічним аспектом створення нанокompозитів на основі наноцелюлози стало забезпечення ефективного та надійного покриття відповідної тканинної підкладки гідрогелем з тією чи іншою мікроструктурою. Так, на рис. 4 наведено приклади SEM зображень природних та синтетичних тканин, які перед осадженням шару CuI були модифіковані шляхом нанесення концентрованого гідрогелю наноцелюлози. Візуально можна бачити, що наноцелюлоза не лише вкриває волокна тканинного матеріалу, а й створює між окремими волокнами та нитками органічну плівку, яка втім виявляється відносно крихкою. Наявність такого крихкого компоненту негативно відзначається на армуючих властивостях біополімеру.

Натомість, використання розведеного гідрогелю змінює умови покриття тканини. Так, як видно з рис. 5, модифікація кotonу шляхом занурення у розведений гідрогель забезпечує повне покриття волокон. Це спостерігається морфологічно за фактом зменшення неоднорідностей тканинних волокон та за даними EDS спектроскопії, які вказують на рівномірне покриття

тканин атомами натрію та хлору – ознакою наноцелюлозної структури (рис. 4). При цьому модифікація тканини відбувається без утворення додаткових крихких покриттів, які є характерними для використання більш концентрованих гідрогелів.

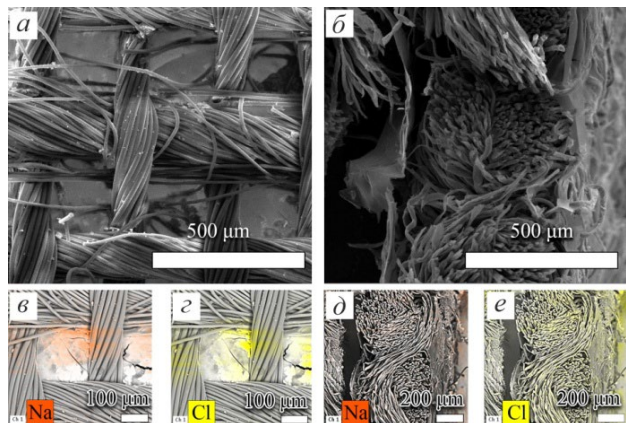


Рис. 4. SEM зображення (а, б) та елементні карти (в, г, д, е) природних (а, в, г) та синтетичних (б, д, е) тканин, модифікованих концентрованим гідрогелем наноцелюлози [26].

Fig. 4. SEM images (a, б) and elemental maps (в, г, д, е) of natural (а, в, г) and synthetic (б, д, е) fabrics modified with concentrated nanocellulose hydrogel [26].

Зазначимо, що однією з основних ідей використання біополімерного армування є створення на поверхні тканини липкого шару, який вкріє волокно. Завдяки липким властивостям наноцелюлози функціональний шар, осаджений на її поверхню, буде надійно зв'язано з тканинною основою. Крім того проміжний біополімерний компонент зменшить вплив локальних механічних напружень, обумовлених неоднорідностями тканинної основи. Додатковим фактором армування може стати формування зв'язної структури, що об'єднуватиме окремі елементи функціонального шару між собою.

Таким чином, систематизуючи результати дослідження формування наноцелюлозно-тканинного композиту [19, 22, 23, 25] можна зробити висновок про те, що запропоновані методики синтезу забезпечують осадження наноцелюлози, мікроструктура якої залежить від використаної методики. Під час занурення тканинних матеріалів у відповідні гідрогелі відбувається формування тканино-біополімерного композиту, який у подальшому може бути використано у SILAR осадженні. При цьому структура такого композиту може бути досить просто змінена шляхом варіювання ступеня розведення модифікуючого гідрогелю.

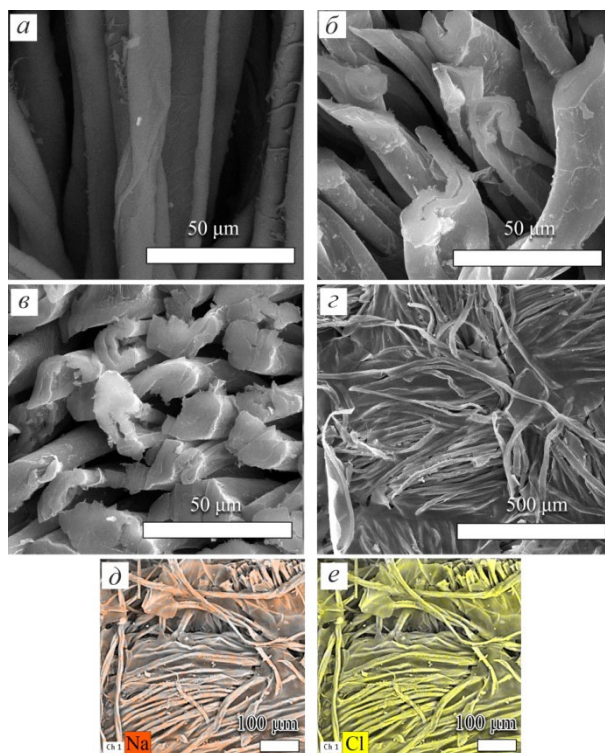


Рис. 5. SEM зображення (а, б, в, г) та елементні карти (д, е) вихідної (а, в) та модифікованої (б, г, д, е) бавовняної тканини модифікованої розведеним гідрогелем [26].

Fig. 5. SEM images (а, б, в, г) and elemental maps (д, е) of the clean (а, в) and modified (б, г, д, е) cotton fabric modified with diluted hydrogel [26].

Плівки йодиду міді, осаджені на тканинні та плівкові матеріали

SEM зображення тканин різного типу, на поверхню яких нанесено шар йодиду міді, наведено на рис. 6. Можна бачити, що тканинні матеріали при SILAR осадженні дозволяють сформувати досить складні та слабоорганізовані структури CuI, які мають дуже розвинуту поверхню. Поряд з тим використання плівкової чи наноцелюлозної підкладки робить осаджені структури більш рівноважними. Разом з тим, у всіх випадках SILAR осадження забезпечує повне покриття тканини суцільним функціональним шаром, що необхідно для досягнення електричної суцільності.

Для підтвердження відповідності отриманих шарів стехіометричному йодиду міді нами використано метод рентгеноструктурних досліджень, відповідні рентгенограми наведено на рис. 7. Можна бачити, що незалежно від підкладки на дифрактограмах спостерігаються чіткі дифракційні рефлекси, які були співставлені з дифракційними відбиттями від площин γ -CuI (JCPDS #06-0246).

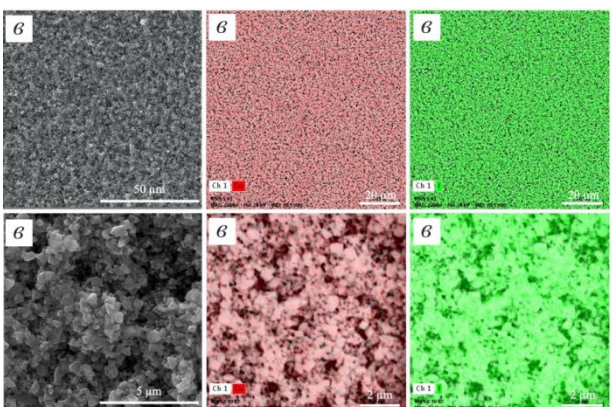
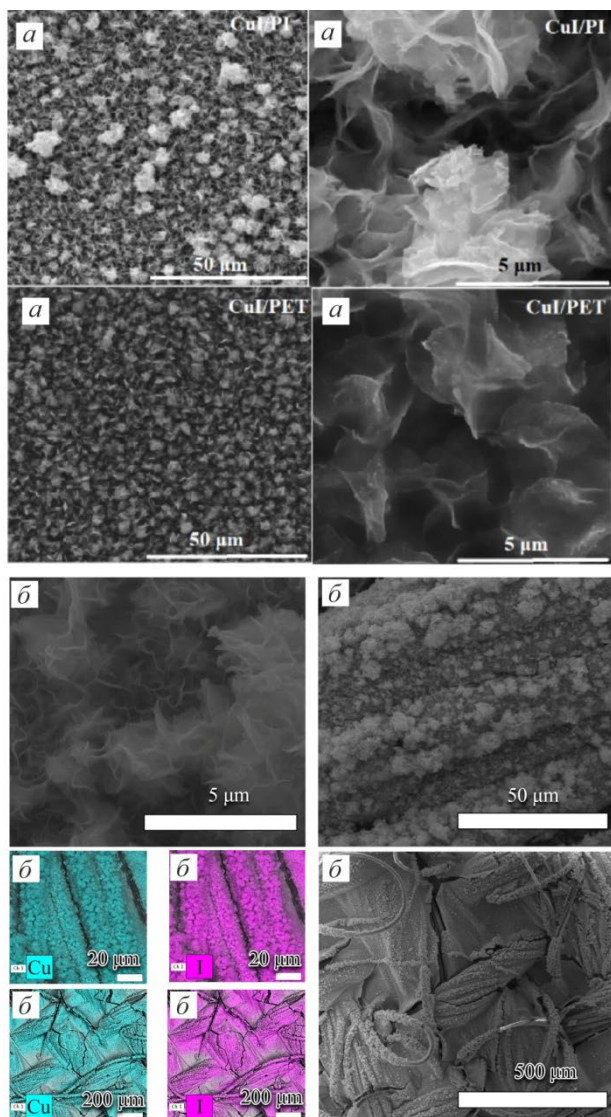


Рис. 6. SEM зображення та елементні карти плівок, осаджених на підкладки поліетилентерефталату (а), полііміду (б) та наноцелюлози (в). Рисунок адаптовано з [24, 26, 27].

Fig. 6. SEM images and elemental maps of films deposited on polyethylene terephthalate (a), polyimide (b) and nanocellulose (v) substrates [24, 26, 27].

Таким чином, шляхом XRD досліджень встановлено, що всі досліджені функціональні шари відповідають γ йодиду міді та не мають якісних кристалографічних відмінностей. У той же час досліджувані структури мають суттєві відмінності у мікроструктурі (рис. 6), які можуть позначитись як на термоелектричних властивостях, так і на стійкості плівок до механічного впливу.

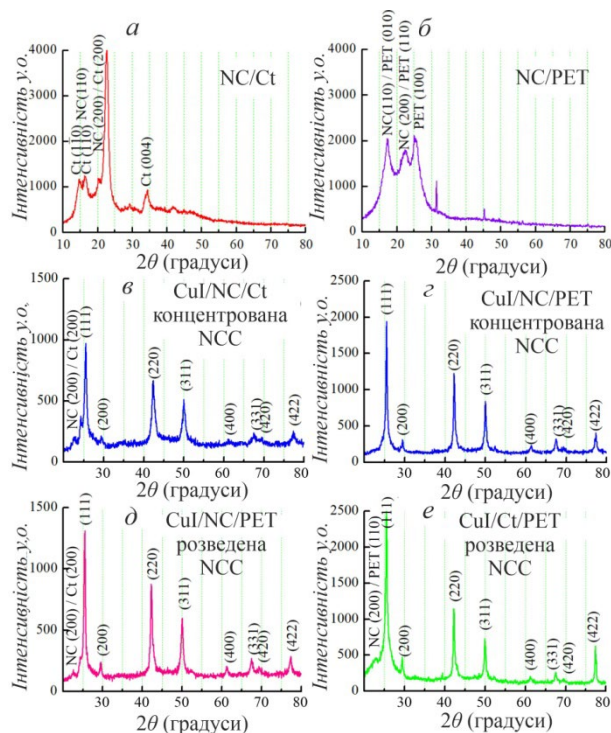


Рис. 7. Дифрактограми плівок йодиду міді, осаджених на підкладки різного типу [26].

Fig. 7. XRD patterns of copper iodide films deposited on different types of substrates [26].

Додатковим фактором встановлення відповідності отриманих шарів цільовим структурам стала UV-VIS спектроскопія (рис. 8), в рамках якої визначали коефіцієнт дифузного відбиття (R). Аналіз відповідних експериментальних залежностей виконано в моделі Кубелки – Мунка для чого розраховували функцію виду:

$$F = \left(\frac{(1-R)^2}{2R} hv \right)^2 \quad (2)$$

та будували її залежність від енергії квантів (рис. 8). Ширину забороненої зони в цьому випадку визначали як точку перетину лінійної екстраполяції функції (2) з віссю енергій. Ширина забороненої зони, визначена в такий спосіб, виявилась фактично

незалежно від підкладки, а її середнє значення становило близько 3 еВ.

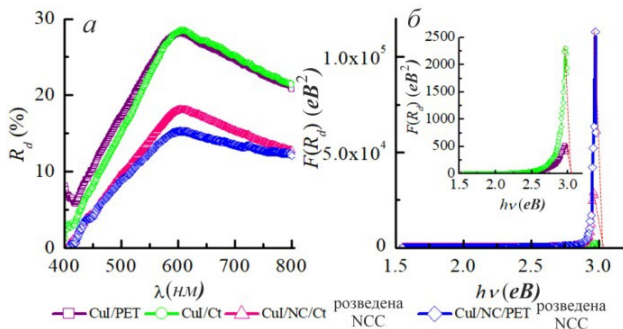


Рис. 8. Результати UV-VIS спектроскопії плівок йодиду міді (а) та їх обрахунок у моделі Кубелки – Мунка (б) [26].

Fig. 8. Results of UV-VIS spectroscopy of copper iodide films (a) and their calculation in the Kubelka – Munk model (b) [26].

Цікаво зазначити, що найбільш рівноважними виглядають структури, осаджені на плівку nanoцелюлози (знімки позначені CuI/PET на рис. 6). Натомість, як це видно з рис. 6а та рис. 6б і систематизації отриманих нами результатів [22–28], мікроструктура шарів, осаджених на тканинні матеріали, модифіковані біополімером, залежить від використаної тканини. Це є дещо неочікуваним, оскільки розумно припустити, що мікроструктура плівки CuI має головним чином визначатись станом поверхні, на яку вона осаджується. Однак, у наших роботах, незважаючи на те, що усі тканини були модифіковані nanoцелюлозою, спостерігаються помітні відмінності у мікроструктурі осадженого функціонального шару [22–26].

Вірогідно ці особливості пов'язані з тим, що на морфологію плівок, осаджених методом SILAR впливають не тільки стан підкладок, а й кінетика осадження, зокрема час, за який концентрація реакційного середовища знижується під час циклу промивання [33, 34]. Вочевидь на це впливає як інтенсивність проведення циклів осадження (особливо тих етапів, що відповідають очищенню підкладки від залишків аніонного чи катіонного прекурсору), так й об'єм розчинів, що захоплюється тканиною після завершення відповідного циклу. Вірогідно саме останній фактор і є ключовим у наших дослідженнях та пояснює відмінності в морфології плівок, осаджених на плівкові та тканинні матеріали.

Загалом, завершуючи аналіз цього аспекту досліджень, можна стверджувати, що нами розроблено методику створення композитів на основі

тканинного матеріалу (як природного, так і штучного походження), nanoцелюлози та функціонального шару. Шари йодиду міді, отримані, в такий спосіб, відповідають γ -CuI, а їх мікроструктура помітним чином змінюється в залежності від тканинної підкладки. Зважаючи на те, що останній фактор спостерігається для тканин, модифікованих шаром nanoцелюлози, він був пояснений кінетичними аспектами SILAR осадження.

Армуючі властивості біополімерів на основі nanoцелюлози

Як видно з SEM зображень (рис. 4, 5), nanoцелюлоза добре вкриває поверхню тканинних матеріалів, залежно від концентрації утворюючи, чи не утворюючи додаткові крихітні плівки. Разом з тим, як це впливає з аналізу TEM зображень (рис. 3), різні варіанти синтезу nanoцелюлози забезпечують суттєві відмінності в мікроструктурі елементів, які створюють її плівки. Таким чином окрему увагу слід приділити армуючим властивостям nanoцелюлози, яка є одним з основних компонентів створених функціональних композитів.

На рис. 9 наведено SEM зображення тканин, що були модифіковані розведеними гідрогелями nanoцелюлози, виготовленої за різними процесами. Можна бачити, що зразки, що включають nanoцелюлозний компонент різного типу, демонструють в цілому подібну морфологію на оглядових SEM зображеннях. Однак, як видно на рис. 9б, у зразку CuI/NCg/PET є тріщини, які обумовлені розтріскуванням nanoцелюлозного покриття. Невеликі тріщини також спостерігаються й у зразку текстилю CuI/NCt/PET TE (рис. 9б). Вони вказують на те, що покриття nanoцелюлозою (NCt типу) тканинних волокон має суттєві недоліки. В обох випадках (плівки на основі NCg та NCt целюлози) для зразків властива значна крихкість, яку можна пояснити приблизно рівносторонньою формою наночастинок целюлози NCg та NCt. Навпаки, стрижнеподібні нанокристали целюлози NCd забезпечують міцність нанокомпозиту NCd/PET, завдяки чому у зразках термоелектричного текстилю CuI/NCd/PET на рис. 9с та рис. 9ж спостерігається мінімальна інтенсивність утворення тріщин.

Як окремий результат цього етапу досліджень варто відзначити дані рентгеноструктурного аналізу, систематизовані в таблиці 1. Можна бачити, що тип nanoцелюлози, власне як і її наявність на поверхні тканинного матеріалу, помітним чином впливає на кристалографічну структуру йодиду міді. Так, якщо відмінності у параметрах кристалічної ґратки у різних зразках

знаходяться на рівні точності методу, застосованого для тканинного матеріалу, то розмір ОКР, та, що особливо важливо для міцнісних властивостей, концентрація дислокацій та рівень мікронапружень помітним чином залежать від наявності nanoцелюлози та її типу. Так, найменша кількість дислокацій, та найменший рівень мікронапружень спостерігаються в шарах CuI, осаджених на nanoцелюлозу зі стрижнеподібною структурою, для якої, за даним SEM досліджень, характерною є висока стійкість до тріщиноутворення.

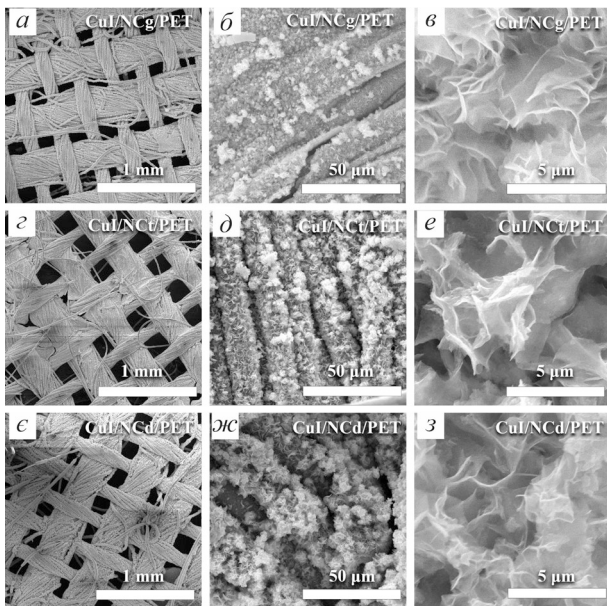


Рис. 9. SEM зображення зразків ТЕ текстилю за трьох різних збільшень: CuI/NCg/PET (а, б, в); CuI/NCt/PET (г, д, е); CuI/NCd/PET (є, ж, з) [28].

Fig. 9. SEM images of TE textile samples with three different magnifications: CuI/NCg/PET (a, б, в); CuI/NCt/PET (г, д, е); CuI/NCd/PET (є, ж, з) [28].

Таблиця 1.

Результати систематизації даних рентгеноструктурних досліджень нанокompatивів типу «CuI/nanoцелюлоза/тканинний матеріал».

Table 1.

Results of systematization of data from XRD studies of CuI/nanocellulose/fabric nanocomposites.

Термоелектричний текстиль	D, нм	$\varepsilon \cdot 10^3$, у.о.	$1/D^2$, нм ⁻²	a, Å за методом N-R
CuI/PET	18	10	$3.1 \cdot 10^5$	6.043
CuI/NCg/PET	16	11	$3.9 \cdot 10^{15}$	6.044
CuI/NCt/PET	14	12	$5.1 \cdot 10^{15}$	6.046
CuI/NCd/PET	20	9	$2.5 \cdot 10^{15}$	6.049

Загалом, співставляючи між собою дані про стійкість до згинання плівок CuI, осаджених на тканинні матеріали без використання nanoцелюлози та з попередньо осадженим шаром цього біокompatиву, можна стверджувати про ефективність використання рослинного матеріалу для покращення стійкості функціональних шарів. При цьому виявляється, що використання розведеного гідрогелю (що перешкоджає утворенню додаткових крихких елементів) та частинок nanoцелюлози у формі нанострижнів, забезпечує найкращі армуючі ефекти.

При цьому можна зробити висновок про подвійний вплив nanoцелюлози на основі нанострижнів (фактично нановусів) на покращення міцнісних властивостей композиту. З одного боку, варто відзначити, що нановуси різних типів є класичним армуючим матеріалом, що довів свою ефективність [35–39]. Таким чином стрижнеподібні частинки nanoцелюлози можуть забезпечувати класичне зміцнення, обумовлене власне їх формою. Додатковий фактор варто пов'язати з особливостями кристалографічної будови в зразках, осаджених на такі шари (табл. 1). Детальне з'ясування механізму виникнення стану зі знизеним рівнем мікронапружень, вимагає окремого розгляду. Тут варто лише відзначити, що сумірність розміру нановолокна та кристаліту CuI забезпечує в цілому однакові умови осадження усім зернам, що осаджуються на нановолокна. Натомість, у випадку nanoцелюлози з більш масивними частинками, більша частина кристалітів CuI осаджуються на неоднорідностях, тобто в особливих умовах, порівняно з рештою. До таких особливих ділянок можна віднести злами NC частинок чи місця, де завдяки капілярним ефектам накопичується реакційне середовище. Зерна CuI, осаджені на таких ділянках, матимуть деякі особливості (як мінімум інший розмір та орієнтацію), які порушуватимуть однорідність усього шару. Вірогідно саме такі неоднорідності сприяють підвищенню дефектності плівок, осаджених на інші типи nanoцелюлози (табл. 1). Варто відзначити, що класичний армуючий вплив має проявлятися, в першу чергу, знизенням кількості макроскопічних тріщин. Однак більш вірогідним ефектом знизення макронапружень та концентрації дислокацій має стати покращення міцності матеріалу на субмікронному рівні. Саме цей аспект є ключовим фактором електропровідності, покращення якої в свою чергу має сприяти більш високим термоелектричним властивостям. Таким чином можна зробити висновок, що саме комбінація CuI/NCd виглядає найбільш перспективним варіантом для створення ефективних та надійних термоелектричних матеріалів.

Термоелектричні властивості нанокомпозитів на основі йодиду міді та тканинних матеріалів

Аналіз загальних тенденцій стосовно покращення термоелектричних властивостей наноматеріалів дозволяє стверджувати, що основні шляхи покращення термоелектричних властивостей полягають, з одного боку, у збільшенні електричної провідності, а з іншого – у зниженні теплопровідності матеріалу [40–42]. Таким чином, аналіз цих аспектів є необхідним попереднім кроком для дослідження термоелектричних характеристик нанокомпозитів.

Електропровідність напівпровідників є складним та багатофакторним явищем. Особливо важливою ця проблема стає для наноструктур, у яких до класичних факторів, що визначають електропровідність (стехіометрія напівпровідника, його легування) додається розмірний ефект.

На відміну від металів, для яких основною запорукою високої електропровідності є чистота, відхилення стану напівпровідників від стехіометрії часто зумовлює покращення їх електропровідності.

Приклади результатів аналізу атомарного складу зразків термоелектричних тканин, виконаного методом аналізу спектрів характеристичного рентгенівського випромінювання, наведено на рис. 10. Можна бачити, що крім міді, йоду та компонентів nanoцелюлози й тканини, зразки містять сірку, джерелом якої є нестабільна сполука – тіосульфат натрію, який є компонентом катіонного прекурсору [15, 22, 44].

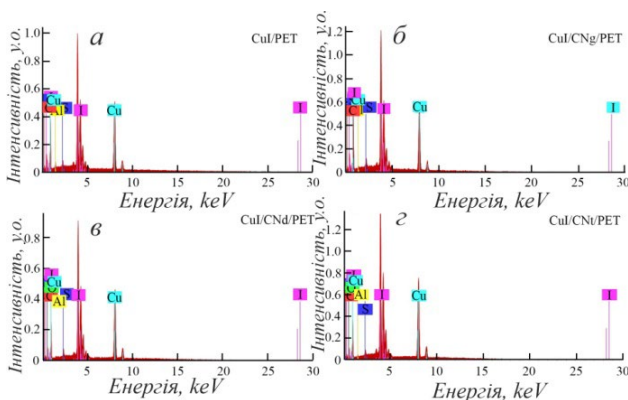


Рис. 10. EDS графіки зразків ТЕ текстилю: CuI/PET (а); CuI/NCg/PET (б); CuI/NCd/PET (в); CuI/NCt/PET (г). [28].

Fig. 10. EDS graphs of TE textile samples: CuI/PET (a); CuI/NCg/PET (b); CuI/NCd/PET (c); CuI/NCt/PET (d). [28].

Квантифікація EDS спектрів, наведених на рис. 10, вказує, що домішкова сірка, в різних зразках заміщує різні компоненти цільової сполуки. Так, у плівках CuI, осаджених на ПЕТ тканину, виникає дефіцит

йоду (тобто надлишок міді). Натомість у зразках, осаджених на тканину, модифіковану nanoцелюлозою, спостерігається зниження концентрації міді порівняно зі стехіометричним станом. Фізична інтерпретація цього факту потребує окремих досліджень та моделювання потенціалів електричної взаємодії на границі підкладка-плівка, проте сам по собі цей експериментальний факт є важливим для аналізу термоелектричних властивостей функціоналізованих тканин.

Так, відповідно до [11], вакансії міді надають γ -CuI власну провідність p -типу з високою рухливістю дірок завдяки їхній низькій ефективній масі. Відповідно до загальних підходів до аналізу термоелектричних властивостей, це має сприяти покращенню коефіцієнта термоЕРС та термоелектричної добротності ZT напівпровідників.

Додатковим фактором, який має викликати покращення термоЕРС шарів CuI, осаджених на nanoцелюлозу NCd типу, є збільшення розміру зерна в таких структурах. Відзначимо, що, зміна розміру зерна є відомим способом покращення термоЕРС [45–48], який, втім, є більш актуальним для мікронних та субмікронних кристалітів. У той же час у нанорозмірному стані, що є типовим для наших плівок (табл. 1), спрощення генерації носіїв струму, обумовлене розмірним ефектом, стає менш значимим фактором, порівняно з погіршенням електропровідності, обумовленим границями зерен [43].

Таким чином, наявність nanoцелюлозного шару, особливо у випадку, коли використано структуру на основі нанострижнів, дозволяє реалізувати два фактори покращення електропровідності, що, в свою чергу, забезпечить подвійний вплив на термоелектричні властивості.

Теплопровідність є ще одним аспектом, який визначає термоелектричну ефективність, а її зниження є дієвим способом покращення термоелектричних властивостей. Саме для оцінки такого фактору ми використовували інфрачервону камеру для візуалізації теплопередачі в різних ТЕ матеріалах. Результати такого аналізу наведено на рис. 11. Можна бачити, що для зразків CuI, осаджених на плівки nanoцелюлози, термографічні картини є найбільш рівномірними, тобто перехід від нагрітого до холодного кінця є досить плавним. Найбільш чітким та різким є перехід у плівках йодиду міді, осаджених на ПЕТ тканину. Це вказує що за тепловими властивостями саме вони є найбільш перспективними, проте й плівки з наявним армуючим шаром nanoцелюлози все ще демонструють різку термографічну картину. Таким чином можна зробити висновок про те, що nanoцелюлозний компонент має кращу теплопровідність, порівняно з типовими значеннями теплопровідності тканинних

матеріалів. Отже для збереження прийнятних термоелектричних властивостей його використання має бути обмеженим задля перешкодження надмірному фоновому тепловому потоку.

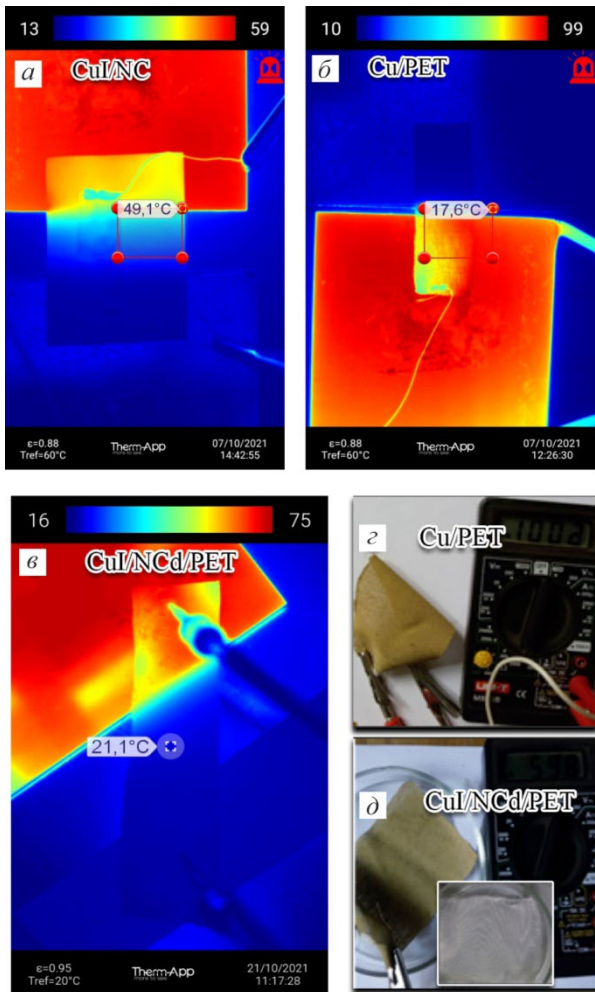


Рис. 11. Теплові зображення зразків ТЕ CuI/NC (а), ТЕ Cu/PET (б) та CuI/NCd/PET (в), розміщених між гарячою пластиною модуля Пельтьє (джерело тепла) та алюмінієвою пластиною (холодний злив), отримані за допомогою ІЧ камери ThermApp®Hz. (г) – Фотографія зразка текстилю ТЕ Cu/PET, прикріпленого до мультиметра. (д) – Фотографія зразка текстилю ТЕ CuI/NCd/PET, прикріпленого до мультиметра затискачами-крокодилами. Вставка (д) – фотографія нанокompозиту NCd/PET.

Fig. 11. Thermal images of the TE CuI/NC (a) and the TE Cu/PET (b) and CuI/NCd/PET (c) samples placed between the hot plate of the Peltier module and the cold aluminium plate (d) – Photograph of the TE Cu/PET textile sample attached to a multimeter. (e) – Photograph of the TE CuI/NCd/PET textile sample attached to a multimeter. Insert (e) – Photograph of the NCd/PET nanocomposite.

Незважаючи на дещо знижені теплові властивості тканинного матеріалу, модифікованого шаром наноцелюлози, покращення трищиністості, електропровідності, та, що особливо важливо, збереження електропровідності при згинанні (рис. 11г, рис. 11д) робить саме такі структури найбільш перспективним об'єктом дослідження.

Збереження електропровідності при згинанні стало окремим предметом дослідження. Загалом створені зразки за умови модифікації тканини шаром наноцелюлози є стійкими до такого механічного впливу. Це проілюстровано на рис. 11г, на якому наведено зображення мультиметра та показано, що електропровідність плівки не зникає навіть при її значній та нерегулярній деформації. Кількісні дослідження цього питання виконано з використанням вимірювальної системи, зображеної на рис. 2. В рамках таких досліджень плівки піддавали серії згинань (радіус кривизни 15 см), які супроводжували вимірюванням електричного опору. Як бачимо (табл. 2) композити йодиду міді та тканинного матеріалу є відносно стійкими до згинання у такий спосіб. Досить неочікуваним є те, що в деяких випадках внесення наноцелюлози викликає не покращення, а, навпаки, погіршення механічної стійкості нанокompозитів. Це спостерігається при використанні висококонцентрованого гідрогелю та має місце як у випадку синтетичних, так і природних волокон. При цьому в останньому випадку цей ефект є настільки значним, що він, після менше ніж 100 циклів згину, викликає повне руйнування електричної суцільності зразка (табл. 2). Натомість використання розведених гідрогелів забезпечує помітне покращення електричної стійкості, що має стати більш значним фактором при екстремальному згинанні.

Крім власне факту покращення електричної стійкості окремої уваги вимагає порівняння впливу розведеного та нерозведеного гідрогелю. Як встановлено SEM дослідженнями (рис. 4), концентровані гідрогелі, крім вкриття волокон, створюють додаткові шари, що з'єднують між собою як окремі волокна, так і ниті, що знаходяться одна від одної на макроскопічній відстані. Такі елементи є крихкими, та легко руйнуються при згинанні. Розумно припустити, що під час руйнування таких додаткових елементів деструктивний процес залучає до себе й ті ділянки CuI, що знаходяться безпосередньо на волокнах. Такий ефект сам по собі є негативним у зразках, отриманих з використанням висококонцентрованих гідрогелів, проте він свідчить про утворення зв'язної структури, що підтримується наноцелюлозним компонентом. За умови відсутності

додаткових морфологічних елементів, тобто тоді, коли вплив наноцелюлози обмежується виключно покриттям волокон тканин, саме цей ефект має забезпечити покращення стійкості зразків до механічного впливу, що й спостерігається в дослідженнях (табл. 2).

Таблиця 2.

Параметри стійкості зразків до механічного впливу.

Table 2.

Parameters of resistance of samples to mechanical stress.

Термоелектричний текстиль	r , кОм	r_5 , кОм, опір після 5 циклів	$(r_5 - r)/r$, %	r_{100} , кОм, опір після 100 циклів	$(r_{100} - r)/r$, %
CuI/Ct	2.64	2.69	1.9	2.79	5.7
CuI/NC/Ct (розбавлена NCC)	5.20	5.28	1.5	5.39	3.6
CuI/NC/Ct (концентрована NCC)	30.49	35.12	15.2	–	–
CuI/PET	1.83	1.85	1.1	1.94	6.0
CuI/NC/PET (розбавлена NCC)	1.95	1.97	1.0	2.03	4.1
CuI/NC/PET (концентрована NCC)	2.44	2.55	4.5	2.93	20.1

Результати дослідження термоелектричної ефективності плівкових систем наведено на рис. 12. Можна бачити, що в усіх випадках коефіцієнт Зеебека є досить високим та знаходиться в інтервалі 80–130 мкВ/К. При цьому модифікація тканини наноцелюлозою, на жаль, дещо знижує термоелектричну ефективність матеріалу. І якщо у випадку використання наноцелюлози у вигляді нанострижнів, зниження коефіцієнту Зеебека знаходиться на рівні точності вимірювань, то в інших варіантах модифікації, ефект є значним. Тобто, саме варіант модифікації функціональної тканини, заснований на використанні розведеного гідрогелю стрижнеподібних NC частинок, є найбільш ефективним не тільки в плані покращення механічної стійкості, а й в контексті збереження термоелектричних характеристик матеріалу.

Вірогідно, відмінності між впливом наноцелюлози на тканинні матеріали різного типу можна пояснити на основі даних SEM досліджень (рис. 4, рис. 5). Можна бачити, що найбільше зниження коефіцієнта Зеебека має місце в зразках, в яких наноцелюлоза не лише вкриває поверхню волокон, а й забезпечує формування додаткових крихких структур (рис. 4).

Природа цього ефекту є багатofакторною, а одним з її аспектів є підвищення теплопровідності за рахунок наноцелюлози, на що вказують дані термографічних досліджень (рис. 11). У той же час ці ефекти є незначними для випадків, коли вплив наноцелюлози обмежується виключно покриттям

тканинних волокон. Однак цього виявляється цілком достатньо для ефективного армування матеріалу та значного покращення його стійкості до циклічного згинання (табл. 2).

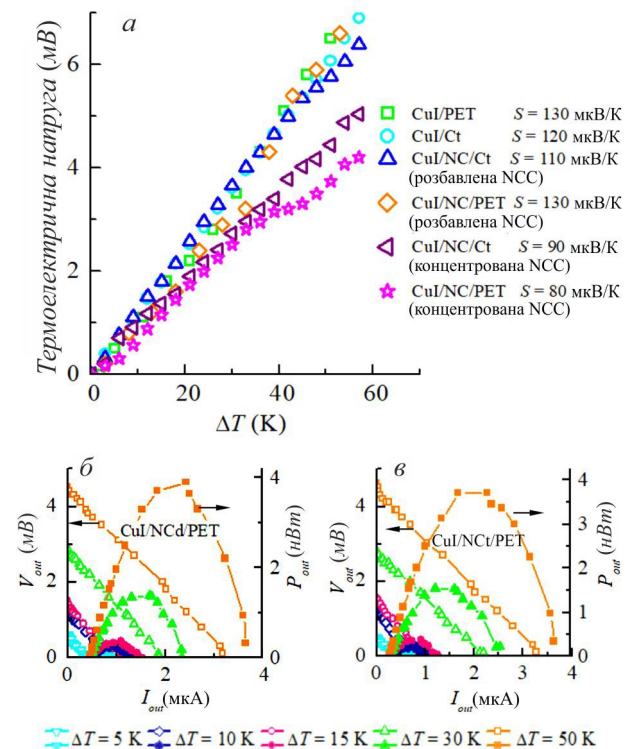


Рис. 12. Приклад термоелектричної напруги, індукованої різницею температур ΔT (а) та приклади залежності вихідної напруги V_{out} (порожні символи) та вихідної потужності P (суцільні символи) від сили струму I_{out} при різних значеннях ΔT для зразків ТЕ текстилів різного типу [26].

Fig. 12. An example of thermoelectric voltage induced by a temperature gradient ΔT (a) and examples of the dependence of the output voltage V_{out} (empty symbols) and output power P (solid symbols) on the current I_{out} at different values of ΔT for samples of TE textiles of different types. [26].

Приклади залежностей термоелектричної напруги від термоелектричного струму наведено на рис. 12. Вони дозволяють надати інформацію, що кількісно характеризує термоелектричну ефективність запропонованих термоелектричних матеріалів. Вказані залежності знімали для п'яти випадків різниці температур гарячого та холодного кінців (5, 10, 15, 30 або 50 K) та різних комбінацій матеріалів. Як бачимо, в цілому наведені графіки є подібними для всіх термоелектричних тканин, проаналізованих у наших дослідженнях. Однак зразок, в якому використано плівку наноцелюлози з нанострижнів, показав

найкращі вихідні характеристики, що робить його найбільш перспективним для прикладного використання.

Таким чином, було оцінено внутрішній опір термоелектрика (R_{int}) як джерела струму. Відповідно до [15, 49] для цієї величини можна записати:

$$R_{\text{int}} = V_{\text{oc}}^2 / 4P_{\text{max}}, \quad (3)$$

де V_{oc} – напруга холостого ходу, а P_{max} – максимальна величина термоелектричної потужності, що розраховується за даними залежностей $V(I)$. Встановлено, що ця величина дещо розрізняється у тканинних зразках з різною структурою. Так, для плівок CuI/NCg/PET та CuI/NCt/PET довжиною 3 см та шириною 0.5 см внутрішній опір становить 1.5 кОм, в той же час він знижується до 1.3 кОм в плівках CuI/NCd/PET. Відповідно, схожий ефект спостерігається й по відношенню до максимального значення термоелектричної потужності. Так, якщо для плівок CuI/NCd/PET максимальна питома термоелектрична потужність (для температурного градієнту 50 К) становить 15.6 мкВт/см², то у зразках CuI/NCg/PET та CuI/NCt/PET вона знижується до 14.4 мкВт/см².

Отримані таким чином значення максимальної термоелектричної потужності є одними з найкращих серед твердотільних мініатюрних та гнучких термоелектричних матеріалів, представлених у [10], а також гнучких та текстильних ТЕ пристроїв, наведених у [50–52]. Наприклад, густина вихідної потужності зразка CuI/NCd/PET утричі вища, ніж у термоелектричного текстилю на основі ниток вуглецевих нанотрубок, описаного в [53].

ВИСНОВКИ

У роботі виконано аналіз та систематизацію експериментальних даних, отриманих для термоелектричних тканин природного та синтетичного типу, створених на основі шарів йодиду міді. Показано перспективність використання таких термоелектричних матеріалів для розвитку термоелектриків. Встановлено, що розроблена методика синтезу nanoцелюлози забезпечує можливість створення біополімерних шарів з різною мікроструктурою. Запропоновано методики модифікації тканинних матеріалів, що використовують вказані nanoцелюлозні гідрогелі та забезпечують ефективне покращення механічної стійкості функціонального шару. Показано, що тканинні матеріали, модифіковані йодидом міді, за умови попереднього нанесення на них nanoцелюлози, зберігають термоелектричні властивості при згинанні, що емулює експлуатацію в умовах реального носіння. Встановлено термоелектричні властивості розроблених тканин та

показано, що вони відповідають параметрам, типовим для кращих представників гнучких термоелектриків на основі йодиду міді.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

REFERENCES

1. J. Kim, J. Yoo, H. Seo et al. *Sci. Adv.*, 11(17), eadu5919 (2025). <https://doi.org/10.1126/sciadv.adu5919>
2. J. He, X. Wang, Y. Nan, & H. Zhou. *Small*, 21(6), 2411074 (2025). <https://doi.org/10.1002/smll.202411074>
3. X. Kang, P. Li, Y. Wang et al. *Green Energy Intell. Transp.*, 5(4), 100363 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.geits.2025.100363>
4. Z. Gao, Y. Zhou, Z. Sha et al. *Nano Energy*, 142(A), 111211 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2025.111211>
5. K. Xian, K. Zhang, T. Zhang et al. *Energy Environ. Sci.*, 18(5), 2570 (2025). <https://doi.org/10.1039/D4EE05893C>
6. W. A. Khan, S. N. Kazi, Z. Z. Chowdhury et al. *Mater. Sci. Semicond. Process.*, 185, 108929 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2024.108929>
7. S. B. Khan, S. Irfan. *Surf. Interfaces*, 58, 105768 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.surf.2025.105768>
8. L. Chu, J. Cao, C. Wu. *ACS nano*, 19(14), 13527 (2025). <https://doi.org/10.1021/acsnano.4c18089>
9. A. Lund, Y. Tian, S. Darabi, C. Müller. *J. Power Sources*, 480, 228836 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2020.228836>
10. X. L. Shi, J. Zou, Z. G. Chen. *Chem. Rev.*, 120(15), 7399 (2020). <https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.0c00026>
11. C. Yang, D. Souchay, M. Kneiß et al. *Nat. Commun.*, 8, 16076 (2017). <https://doi.org/10.1038/ncomms16076>
12. M. M. R. Al-Fartoos, A. Roy, T. K. Mallick, A. A. Tahir. *ACS Appl. Energy Mater.*, 8(3), 1864 (2025). <https://doi.org/10.1021/acsaem.4c03130>
13. S. M. Rekha, S. V. Bhat. *Mater. Sci. Semicond. Process.*, 192, 109418 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2025.109418>
14. M. Wang, H. Zhu, A. Liu. *Mater. Today Electron.*, 12, 100149 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.mtelec.2025.100149>
15. N. P. Klochko, V. A. Barbash, K. S. Klepikova et al. *Sol. Energy*, 212, 231 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.solener.2020.10.081>
16. F. F. Jaldurgam, Z. Ahmad, F. Touati. *Nanomaterials*, 11, 895 (2021). <https://doi.org/10.3390/nano11040895>
17. R. Saremi, N. Borodinov, A. M. Laradji et al. *Molecules*, 25, 3238 (2020). <https://doi.org/10.3390/molecules25143238>
18. V. Barbash, O. Yashchenko. In *Novel nanomaterials*, ed by K Krishnamoorthy, IntechOpen, London (2020), p. 23. <https://doi.org/10.5772/intechopen.94272>
19. V. A. Barbash, O. V. Yashchenko, A. S. Gondovska, I. M. Deykun. *Appl. Nanosci.*, 12, 835 (2022). <https://doi.org/10.1007/s13204-021-01749-z>

- 20 V. A. Barbash, O. V. Yashchenko, O. S. Yakymenko, R. M. Zakharko. *KPI Sci. News*, 3, 83 (2021). <https://doi.org/10.20535/kpiscn.2021.3.251456>
- 21 X. Yang, H. Xie, H. Du et al. *ACS Sustainable Chem. Eng.*, 7(7), 7200 (2019). <https://doi.org/10.1021/acssuschemeng.9b00209>
- 22 N. P. Klochko, V. A. Barbash, K. S. Klepikova et al. *Sol. Energy*, 220, 852 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.solener.2021.04.014>
- 23 N. P. Klochko, V. A. Barbash, S. I. Petrushenko et al. *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, 32, 23246 (2021). <https://doi.org/10.1007/s10854-021-06810-9>
- 24 N. P. Klochko, V. A. Barbash, S. I. Petrushenko et al. *J. Nano- Electron. Phys.*, 15(4), 04003 (2023) [https://doi.org/10.21272/jnep.15\(4\).04003](https://doi.org/10.21272/jnep.15(4).04003)
- 25 N. P. Klochko, V. A. Barbash, V. R. Kopach et al. *Cellulose*, 31(9), 5947 (2024). <https://doi.org/10.1007/s10570-024-05953-2>
- 26 N. P. Klochko, V. A. Barbash, K. S. Klepikova et al. *J. Mater. Sci. Mater. Electron.*, 33(20), 16466 (2022). <https://doi.org/10.1007/s10854-022-08538-6>
- 27 N. P. Klochko, V. R. Kopach, S. I. Petrushenko et al. *Ukr. J. Phys.*, 69(2), 115 (2024). <https://doi.org/10.15407/ujpe69.2.115>
- 28 N. P. Klochko, K. S. Klepikova, V. R. Kopach In 2022 IEEE 3rd KhPI Week on Advanced Technology (KhPIWeek), IEEE (2022), p. 9916480. <https://doi.org/10.1109/KhPIWeek57572.2022.9916480>
- 29 S. Maiti, J. Jayaramudu, K. Das et al. *Carbohydr. Polym.*, 98, 562 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.carbpol.2013.06.029>
- 30 H. Sosiati, D. A. Wijayanti, K. Triyana, B. Kamiel. *AIP Conf. Proc.*, 1877, 030003 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4999859>
- 31 X. Sun, Q. Wu, S. Ren, T. Lei. *Cellulose*, 22(2), 1123 (2015). <https://doi.org/10.1007/s10570-015-0574-6>
- 32 Y. Ma, Q. Xia, Y. Liu et al. *ACS Omega*, 4(5), 8539 (2019). <https://doi.org/10.1021/acsomega.9b00519>
- 33 S. P. Gubin, Y. A. Koksharov, G. B. Khomutov, G. Y. Yurkov. *Russ. Chem. Rev.*, 74, 489 (2005). <https://doi.org/10.1070/RC2005v074n06ABEH000897>
- 34 S. P. Ratnayake, J. Ren, E. Colusso et al. *Small*, 17(49), 2101666 (2021). <https://doi.org/10.1002/sml.202101666>
- 35 S. H. Park, K. W. Oh, S. H. Kim. *Compos. Sci. Technol.*, 86, 82 (2013). <https://doi.org/10.1016/j.compscitech.2013.07.006>
- 36 J. A. Otte, J. Zou, R. Patel et al. *Nanomaterials*, 10(12), 2480 (2020). <https://doi.org/10.3390/nano10122480>
- 37 F. Sabet, Z. Daneshfar. *Cellulose*, 33, 251 (2025). <https://doi.org/10.1007/s10570-025-06868-2>
- 38 C. Muñoz-Núñez, V. Hevilla, J. Zágora et al. *J. Polym. Environ.*, 33(1), 96 (2025). <https://doi.org/10.1007/s10924-024-03413-3>
- 39 Z. Xu, A. Bonnin, B. Watts et al. *Mater. Charact.*, 227, 115300 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.matchar.2025.115300>
- 40 J. Yuan, M. Li, H. Wang. *Phys. Rev. B*, 109(23), 235202 (2024). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.109.235202>
- 41 F. Zhang, H. Zhang, M. Zhang et al. *Chem. Eng. J.*, 529, 173091 (2026). <https://doi.org/10.1016/j.cej.2026.173091>
- 42 O. Dobrozhan, R. Pshenychnyi, O. Klymov et al. *Mater. Sci. Semicond. Process.*, 194, 109548 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.mssp.2025.109548>
- 43 Y. V. Sharvin. *J. Exp. Theor. Phys.* 21 655 (1965).
- 44 N. P. Klochko, K. S. Klepikova, D. O. Zhadan et al. *Thin Solid Films*, 704, 138026 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2020.138026>
- 45 M. Kockert, R. Mitdank, A. Zykov et al. *J. Appl. Phys.*, 126(10), 105106 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5101028>
- 46 L. Yang, J. S. Wu, L. T. Zhang. *J. Alloys Compd.*, 375(1-2), 114 (2004). <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2003.12.032>
- 47 S. J. Mason, A. Hojem, D. J. Wesenberg et al. *J. Appl. Phys.* 127(8), 085101 (2020). <https://doi.org/10.1063/1.5143447>
- 48 Y. Gao, Y. He, L. Zhu. *Chin. Sci. Bull.*, 55(1), 16 (2010). <https://doi.org/10.1007/s11434-009-0705-2>
- 49 B. M. M. Faustino, D. Gomes, J. Faria et al. *Sci. Rep.*, 8, 6867 (2018). <https://doi.org/10.1038/s41598-018-25106-3>
- 50 Z. Fan, Y. Zhang, L. Pan et al. *Renew. Sustain. Energy Rev.*, 137, 110448 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.rser.2020.110448>
- 51 S. Yang, P. Qiu, L. Chen, X. Shi. *Small Sci.*, 1(7), 2100005 (2021). <https://doi.org/10.1002/smsc.202100005>
- 52 Y. Shen, C. Wang, X. Yang et al. *Materials*, 14, 6306 (2021). <https://doi.org/10.3390/ma14216306>
- 53 Y. Zheng, Q. Zhang, W. Jin et al. *J. Mater. Chem. A.*, 8, 2984 (2020). <https://doi.org/10.1039/C9TA12494B>

FLEXIBLE THERMOELECTRIC MATERIALS WITH COPPER IODIDE ON TEXTILE DIELECTRIC SUBSTRATES FOR POWERING WEARABLE ELECTRONICS

N. P. Klochko¹, V. A. Barbash², S. I. Petrushenko^{3,4}, S. V. Dukarov⁴, R. V. Sukhov⁴,
O. V. Yashchenko²

¹National Technical University 'Kharkiv Polytechnic Institute', 2 Kirpichova Street, 61002 Kharkiv, Ukraine

²National Technical University of Ukraine 'Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute', 37 Beresteyskyi Avenue, 03056 Kyiv, Ukraine

³Liberec Technical University, 1402/2 Studentska Street, 46117 Liberec, Czech Republic

⁴V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sq., 61022 Kharkiv, Ukraine

E-mail: serhii.petrushenko@tul.cz

Received on October 09, 2025. Reviewed on November 15, 2025.

Accepted for publication on November 21, 2025.

The paper analyses the results of research into the thermoelectric properties of copper iodide layers deposited on flexible dielectric substrates made from various fabric materials. The main object of study was film systems based on copper iodide obtained by the SILAR chemical synthesis method. Such deposition occurs from aqueous solutions at atmospheric pressure, which ensures high technological efficiency of the method. Samples deposited by the SILAR method were studied using scanning electron microscopy, characteristic X-ray radiation analysis, UV-VIS spectroscopy, X-ray structural and thermoelectric studies. It has been shown that precipitation from aqueous solutions allows the production of copper γ -iodide films with internal nanostructure elements. In such samples, the band gap width typical for iodide is observed. Its confirming the production of CuI semiconductor layers. Separately, it is shown that the proposed method of sample synthesis provides the creation of a composite consisting of a fabric base, a layer of nanocellulose, and copper iodide itself. The high efficiency of the created structures is demonstrated, which also retain their flexible properties. Issues of mechanical stability of film systems and the development of methods to increase their resistance to bending and abrasion are analysed. Methods for creating stable functional layers on the surface of cotton and polyester fibres are considered, and the possibility of using nanocellulose hydrogel to prevent CuI cracking during actual operation is established. The maximum specific thermoelectric power output of the created nanocomposite samples is 15.6 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$. This value is one of the best among modern solid-state miniature, flexible, and textile thermoelectric materials.

Keywords: *thermoelectricity, nanocomposite, copper iodide, nanocellulose, modified textiles*

Original article



In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-05>

UDC 536.4, 662.61, 532.6

PACS numbers: 47.70-Pq, 47.55-D, 82.33-Vx

НОВІ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ПІДХОДИ ДО ВИВЧЕННЯ ГОРІННЯ КРАПЕЛЬ ВОДОПАЛИВНИХ ЕМУЛЬСІЙ

М. О. Іванов , О. С. Черненко 

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, вул. В. Змієнка, 2, Одеса 65082, Україна

E-mail: teplophys@onu.edu.ua

Надійшла до редакції 05 жовтня 2025 р. Переглянуто 17 листопада 2025 р.

Прийнято до друку 20 листопада 2025 р.

На основі огляду відомих методів дослідження горіння крапель робиться висновок, що горіння емульсій супроводжується явищем мікроривування: поділом первинної краплі на вторинні. При цьому в залежності від інтенсивності підводу тепла можливий як невеликий викид матеріалу, так і руйнування краплі загалом. Використання емульсій важливе в напрямку зменшення викидів окислів азоту та збільшення повноти згорання рідкого палива. Метою цієї роботи є огляд власних методик дослідження горіння крапель емульсій, які мають ряд переваг.

У методі поруватої кульки описано нову методику проведення експрес-аналізу на швидкість вигорання рідини. Кулька, що змочена горючою рідиною, розміщується на спеціальній підставці на ваги. На залежності маси кульки від часу є лінійна ділянка, яка визначає швидкість горіння рідини. На відміну від існуючих методів, його перевагою є швидкість, повторюваність, використання малої кількості рідини та можливість швидко порівнювати швидкість горіння різних композиційних речовин, у тому числі емульсій.

Оригінальним методом є використання як електричного тригера виникнення мікроривування високочастотного електричного розряду. Навіть невелика теплова потужність стримера достатня для спостереження пульсацій діаметра краплі емульсії в часі. Розглянута поведінка краплі емульсії вода-дизельне паливо (50%/50%), де вода має суттєво меншу температуру кипіння, ніж дизельне паливо. Стример, що проходить повз краплю на термодиску, спочатку не встигає нагріти повністю всю краплю. Тому поблизу спаю утворюється парова бульбашка з водяних парів, яка розширюється, рухається від спаю термодиску і лускається поблизу зовнішньої поверхні краплі. Це і призводить до викиду матеріалу емульсії (період пульсацій 10–25 мс). По мірі прогрівання всієї краплі, розширяться і лускатися будуть одночасно багато бульбашок, що призводить до появи більшої кількості мініпульсацій (2–3 мс).

У методі стаціонарної краплі реалізована постійна подача емульсії через голку всередині на порувату металеву частинку. Продемонстровано появу мікроривування на поверхні краплі, що горить. Вказана можливість використання високочастотного електричного розряду при горінні емульсій з великим вмістом води (до 60%).

Ключові слова: випаровування, горіння, краплі, водопаливні емульсії, пульсації.

Як цитувати: М. О. Іванов, О. С. Черненко. Нові експериментальні підходи до вивчення горіння крапель водопаливних емульсій. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 43, 2025, 55–61. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-05>

In cites: M. O. Ivanov, O. S. Chernenko. New experimental approaches to studying the combustion of water-fuel emulsion droplets. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 43, 2025, 55–61. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-05> (in Ukrainian).

ВСТУП

Водопаливні емульсії (ВПЕ) розглядають як перспективний вид альтернативного та екологічно безпечнішого палива для двигунів внутрішнього згоряння, котлів та енергетичних установок. Наявність водної фази у складі палива здатна забезпечувати зниження температури горіння, зменшення утворення оксидів азоту та підвищення ефективності розпилення завдяки мікробибухам. ВПЕ дозволяють зменшити витрати основного палива, знизити рівень токсичних викидів, а також покращити процеси розпилення за рахунок внутрішніх фазових вибухів. Проте процеси випаровування та горіння емульсійних крапель залишаються складними, багатостадійними і значною мірою визначають технічну ефективність ВПЕ.

Ефективне розпилення багатокomпонентних рідин має вирішальне значення в різних промислових застосуваннях, таких як струменевий друк, фарбування розпиленням, нанесення покриттів і, що ще важливіше, автомобільні та газотурбінні двигуни [1, 2]. Краплі під дією додаткового теплопідведення можуть додатково фрагментуватися на вторинні краплі, що особливо важливо для емульсійних палив. Це пояснює використання емульсійних палив як альтернативних для камер згоряння газових турбін та двигунів внутрішнього згоряння завдяки їхнім перевагам у підвищенні ефективності згоряння та зниженні викидів [3].

Типова емульсія вода-олія представляє собою дисперсню (краплі однієї незмішуваної рідини) та безперервну (іншу рідину) фази: обернена або пряма емульсія. Під час випаровування або згоряння краплі емульсії температура краплі може зрости вище межі перегріву однієї з рідин. Так кипіння диспергованих субкрапель води призводить до утворення бульбашок пари в кількох місцях нуклеації [4]. Ці бульбашки можуть зливатися, рости та руйнуватися/розриватися, утворюючи вторинні краплі. Низько- або високоінтенсивне руйнування цих бульбашок із зародками призводить до часткового/повного руйнування первинної краплі на кілька вторинних крапель [5].

Наразі, завдяки експериментальним дослідженням та теоретичному моделюванню, широко визнано, що поведінка крапель емульсії вода-в-олії під час випаровування та горіння, в першу чергу, залежить від леткості та об'ємних часток складових елементів краплі [6]. Ймовірність та інтенсивність розпаду крапель зростають зі збільшенням концентрації води в краплі [7]. Різні дослідники чисельно змоделивали основні фізичні процеси, щоб отримати цінне розуміння поведінки крапель емульсії під час розпаду, використовуючи методи захоплення межі розділу. Їхні результати показали, що розмір та розташування

глобул води відіграють вирішальну роль у визначенні росту бульбашок та динаміки розпаду [8].

Ряд стандартних аналітичних та експериментальних методик визначення характеристик горіння індивідуальних горючих речовин не завжди можна застосувати для емульсійних палив. Тому розроблення нових підходів до дослідження горіння емульсійних крапель є важливою та своєчасною науковою задачею.

Наразі існує ряд класичних методів дослідження горіння окремих крапель. Найпростішим є метод підвішування краплі на кварцевому або металевому волокні (suspended droplet) [9]. Розміри крапель обмежуються діаметром 0.5–2.0 мм. Їх фіксують на тонкому волокні (кварцевому, вольфрамовому, сталевому). Підпалювання здійснюється лазером або пальником. Доволі просто досліджується стабільність процесу, зміна діаметра в часі та швидкість випаровування. Недоліком такого методу є вплив підвіски на теплоперенос та неможливість досліджувати дуже нестабільні емульсії.

Автори [10] розділили всю тривалість процесу горіння на чотири стадії, які мало змінювалися від співвідношення об'ємів води. Затримка займання монотонно збільшувалася з початковим діаметром краплі та співвідношенням об'ємів води. Збільшення співвідношення води підвищувало інтенсивність мікробибухів, тоді як підвищення температури краплі гальмувалося питомою теплоємністю та прихованою теплою води. Середня швидкість горіння зростала зі збільшенням початкового діаметра краплі. Однак, швидкість горіння несуттєво залежала від співвідношення об'ємів води.

Альтернативним методом є розташування краплі на ізольованій підкладці [11]. Так зручно досліджувати поширення фронту горіння на поверхні краплі. Він використовується для високо в'язких емульсій та для аналізу мікробибухів.

Іншою групою методів є методи з фіксацією крапель у повітрі, без контакту з іншими тілами: акустична або електростатична левітація краплі.

В акустичній левітації крапля утримується ультразвуковим полем [12]. Техніка акустичної левітації зазвичай створює стоячу хвилю, а потенційна яма звукового поля може бути використана для уловлювання невеликих об'єктів. Оскільки не задіяна тверда поверхня, можна точно вимірювати форму, швидкість випаровування, температуру.

Для ініціювання процесу горіння та інтенсифікації мікробибухів використовують методи високотемпературного нагрівання лазером (laser heating) або нагрітою поверхнею (500–1500) °С.

Одним із напрямків впливу на горіння дисперсних систем є вплив електричних розрядів. У роботі

розглянуто деякі оригінальні підходи до вивчення горіння емульсійних палив, що дозволяють вивчати особливості випаровування та горіння крапель водопаливних емульсій з різним вмістом води.

МЕТОД ПОРУВАТОЇ СФЕРИ

Відомим є ряд експериментальних та розрахункових методик визначення швидкості вигорання рідких індивідуальних палив. Насамперед це дослідження горіння в циліндричних ємностях різних діаметрів, де воно відбувається на плоскій поверхні. Однак при збільшенні діаметра ємності вище 15 см [13, 14] спостерігається «кисневе голодування», коли дифузія кисню не встигає рівномірно доставляти кисень. Наслідком цього є зменшення швидкості вигорання. Альтернативою «плоскому» вигоранню є горіння на сфері.

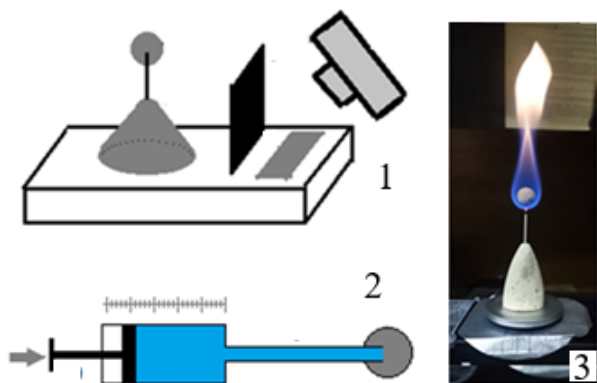


Рис. 1. Експериментальні установки для визначення швидкості вигорання рідких горючих методом «пористої сфери» (1) та «стаціонарної краплі» (2). Зовнішній вигляд «пористої сфери» (3), що горить змоченою горючою рідиною (етанолом).

Fig. 1. "Experimental setups for determining the burning rate of liquid fuels using the "porous sphere" (1) and "stationary droplet" (2) methods. External view of a "porous sphere" (3) burning while wetted with a liquid fuel (ethanol)."

Для визначення швидкості вигорання горючих рідких палив у вигляді крапель є ряд класичних методів: 1) падаючої краплі; 2) підвішеної краплі; 3) метод пористої сфери (стаціонарної краплі). У перших двох методах спостерігається зміна при горінні розміру краплі і, відповідно, зміна (зменшення) поверхні краплі. Характеристикою процесу є константа горіння K_{bur} (виражена, зазвичай, в одиницях m^2/c), яка залишається незалежною від початкового діаметра краплі.

У методі «пористої сфери» (стаціонарної краплі) поверхня горіння залишається сталою. Проте, для його

реалізації необхідно постійно підводити горючу рідину через певний канал всередину пористої сфери (рис. 1, установка 2). Сфера в найпростішому варіанті може бути виконана у вигляді скрученого в кульку металевого дроту. При цьому масова швидкість вигорання \dot{m} визначається масовою швидкістю подачі палива.

В одній із попередніх робіт авторів [15] була запропонована ще одна методика «пористої сфери» (рис. 1, установка 1), де площа горіння залишається незмінною. Кулька з керамзиту діаметром близько 10 мм опускалася в горючу рідину, де витримувалася ≈ 5 с для змочування. Згодом кулька на спеціальній легкій підставці (рис. 1) розміщувалася на електронних вагах (з точністю до ± 0.01 г). Після підпалювання газовим пальником на відеокамеру знімалися показання ваг через затемнюючий фільтр на дисплеї електронних ваг у часі $\Delta m(t)$.

Так, на рис. 2 представлені отримані залежності для піролізного палива з автомобільних покришок (П) та водних емульсій на його основі (з вмістом води 40% і 60%). На цій залежності спостерігається ділянка (більше половини загального часу горіння) з характерною лінійністю спаду маси. Поверхня випаровування пального зі зразка на цій ділянці залишається практично сталою.

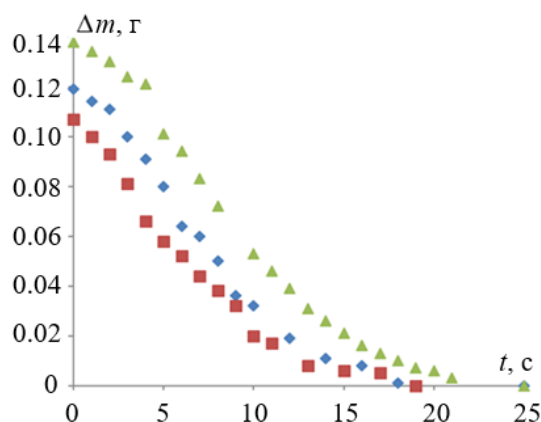


Рис. 2. Зміна маси краплі, змоченої горючою рідиною, при її горінні в часі: ▲ – П100, ● – П60В40, ■ – П40В60.

Fig. 2. Temporal variation of the mass of a droplet impregnated with a liquid fuel during combustion: ▲ – P100, ● – P60V40, ■ – P40V60.

Середній нахил кривих є 9.8, 8.6 і 8.0 мг/с, що свідчить про практично лінійне зменшення швидкості вигорання стосовно масової частки води ($Z_{води}$) в емульсії (в мг/с):

$$\dot{m} = 9.8 - 2.9Z_{води}.$$

Перевагою методу є порівняно швидке отримання результату без використання складних спеціальних інструментів при використанні малих об'ємів горючих рідин. Він забезпечує механічне утримання рідини на поверхні без введення додаткового теплового впливу, наприклад, термопари.

МЕТОД ДОДАТКОВОЇ ДІЇ ВИСОКОЧАСТОТНОГО РОЗРЯДУ

Як приклад було вибрано двофазні емульсії DW «дизель-вода» з часткою води 50%. Для змішування і емульгування використовувався ультразвуковий диспергатор УЗДН-1 на частоті 22 кГц. Поверхнево-активні речовини (ПАР) тут не використовувалися, що, зазвичай, дозволяє збільшити «життя» емульсії (час дестабілізації). Однак при технологічному спалюванні створена емульсія практично одразу подається на розпилювання в зону горіння. Тому можливий вплив ПАР тут не розглядався.

У нагрітому середовищі за рахунок прогрівання краплі доволі швидко виникає явище мікрровибуху: утворення і розширення парових бульбашок, що призводить до диспергування краплі на більш малі. Для вивчення особливостей процесу мікрровибуху, одразу після приготування краплю емульсії розміщували в повітрі кімнатної температури на тонку ХА термопару зі спаєм 0.5 мм [16]. Для ініціювання мікрровибуху на деякій відстані від краплі розміщували мідний електрод діаметром 150 мкм від мінігенератора Тесла. На краплю спрямовували височастотний розряд (з тепловою потужністю 0.25 Вт). Процес поведінки краплі знімали на відео, з якого методами покадрової цифрової обробки зображень в пакеті Matlab отримували залежність діаметра від часу.

Весь процес випаровування краплі при дії електричного розряду ділиться на два часові етапи. Перший – інертний розігрів. Другий – пульсаційний режим. У ньому розмір краплі з певною частотою періодично змінюється поблизу деякого середнього значення (рис. 3), яке з часом випаровування зменшується. Закон зміни середнього значення діаметра відповідає закону d^2 .

Якісна картина пульсацій на краплях емульсії змінюється в часі. Електричний стример діє через краплю на спай термопари. Через відносно погану теплопровідність емульсії, стример не встигає рівномірно прогріти весь об'єм краплі. Найінтенсивніше нагрівання спостерігається в ділянках, розташованих поблизу дії стримера та спаю термопари. Емульсія, яка вибрана об'єктом дослідження, складається з двох незмішуваних рідин, які суттєво відрізняються за температурою кипіння. Тому на межі поділу двох рідких фаз починається інтенсивне пароутворення саме води, яка порівняно з

дизельним паливом має меншу температуру кипіння. Оскільки спай термопари нагрівається швидше за рідину, парові бульбашки утворюються насамперед поблизу його поверхні, де спостерігається локально інтенсивне випаровування. Це призводить до появи однієї великої парової бульбашки, яка швидко збільшується у напрямку від спаю до поверхні краплі, досягає зовнішньої поверхні краплі і лускає (рис. 4а). При цьому відбувається викид частини матеріалу емульсії (крапля діаметром більше 0.1–0.2 мм). Період пульсацій тут становив від 10 до 25 мс (рис. 3б).

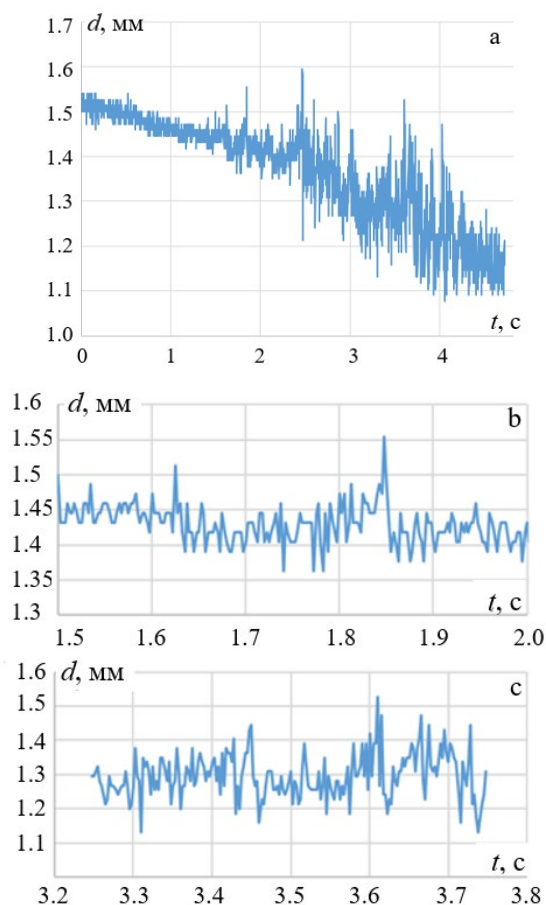


Рис. 3. Пульсаційна зміна діаметра в часі (результат обробки в пакеті Matlab) для емульсії дизельне паливо-вода (50%/50%).

Fig. 3. Pulsating variation of the diameter over time (results of processing in the MATLAB) for a diesel fuel-water emulsion (50%/50%).

По мірі прогрівання емульсії в об'ємі починає з'являтися велика кількість парових бульбашок (рис. 4б), які завдяки конвекції рухаються всередині краплі. Але їх інтенсивне зростання відбувається поблизу дії стримера, що проявляється в одночасному постійному збільшенні розмірів парових бульбашок. Тепер викид матеріалу (рис. 4с, обведено колами)

відбувається з меншим періодом у вигляді великої кількості малих крапельок (діаметром менше 0.1 мм). Діаметр краплі при таких випадках пульсує значно слабше. Період мініпульсацій складає близько 1–2 мс. (рис. 3с).

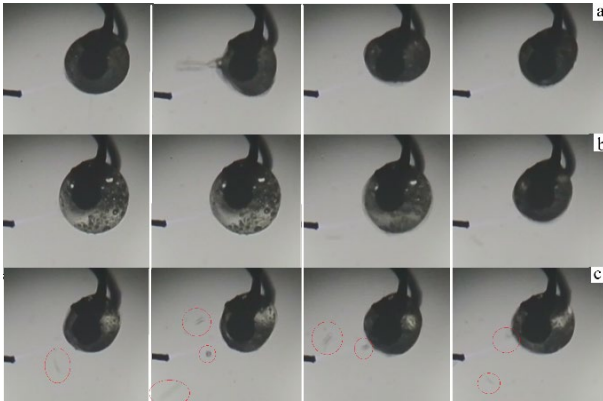


Рис. 4. Характерні пульсації розміру на різних стадіях горіння краплі емульсії дизельне паливо-вода (50%/50%).

Fig 4. Characteristic size pulsations at different stages of combustion of a diesel fuel-water emulsion (50%/50%).

Це унікальний підхід, який дозволяє точно ініціювати мікробибухи, модулювати тепловий баланс, досліджувати перехід від випаровування до фазового вибуху. У світовій літературі найближчим по суті методом є лазерне ініціювання, але описаний тут метод є електричним тригером.

МЕТОД СТАЦІОНАРНОЇ КРАПЛІ

Метод стаціонарної краплі може продемонструвати реалізацію мікробибухів на поверхні краплі. Так, в установці (рис. 1, установка 2) через трубку подається свіжоприготовлена емульсія, наприклад вода-дизельне паливо (склад 50% на 50%). Вона змочує металеву поруvату кульку діаметром 8 мм. Підпалювання здійснюється за допомогою газового пальника. Швидкість подачі емульсії підбирається таким чином, щоб масова швидкість подачі дорівнювала масовій швидкості згорання, тобто за відсутності прокапування надлишку рідини.

Видно (рис. 5), що на поверхні «краплі» спостерігаються бурхливі мікробибухи матеріалу емульсії, які ефективно згорають у навколишньому середовищі. Велику кількість і повне згорання вторинних крапель демонструє наявність димових слідів, що розходяться в різні боки від поверхні краплі. Це говорить про те, що наявність води в паливі може призводити до покращення і пришвидшення горіння горючої рідини.



Рис. 5. «Мікробибухи» при горінні емульсії дизельне паливо-вода (50%/50%) на стаціонарній сфері.

Fig. 5. “Microexplosions” during combustion of a diesel fuel-water emulsion (50%/50%) on a stationary sphere.

Схожі результати можна отримати при розпилюванні емульсії з великим вмістом води. Однак, додатково одразу після розпилювання емульсії на краплі можна діяти високочастотним електричним розрядом. Так, автори [17, 18] показують, що можливо реалізувати таке стійке горіння при масовій частці води до 60% в мазутно-водній емульсії.

ВИСНОВКИ

У роботі запропоновано новий експериментальний підхід на основі поруvатої керамічної кульки, що дозволяє утримувати краплю емульсії без суттєвого тепловідводу та забезпечує стабільну геометрію краплі протягом усього циклу горіння. Методи поруvатої кульки і стаціонарної сфери можуть бути використані для калібрування моделей горіння ВПЕ у форсунках і камерах згорання.

Застосовано високочастотний електричний розряд як керований інструмент ініціювання та модифікації фазових вибухів усередині краплі ВПЕ, що дає можливість аналізувати перехід між режимами випаровування і вибухового розпаду. Розроблено комбіновану методику візуалізації, яка поєднує високошвидкісну зйомку та локальне електричне або теплове збурення, що дозволяє відстежувати динаміку мікробибухів та вторинного розпилення.

Кероване ініціювання мікробибухів за допомогою ВЧ-розряду відкриває можливості для оптимізації процесів форсункового розпилення, що здатне підвищити економічність і знизити викиди в двигунах та котлах. Запропоновані методики дозволяють оперативно оцінювати якість та стабільність емульсійних палив, що важливо для промислових застосувань. Розроблені підходи можуть бути використані в лабораторіях, що займаються розробкою альтернативних палив, а також у навчальному процесі.

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. A. Yarin. Annual Review of Fluid Mechanics, 38 (1), 159 (2006). <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.38.050304.092144>
2. E. Villermaux. Annual Review of Fluid Mechanics, 39, 419 (2007). <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.39.050905.110214>
3. A. Sartomo, B. Santos, O. Muraza. Energy Conversion and Management, 213, 112817 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2020.112817>
4. C. T. Avedisian, R. P. Andres. Journal of Colloid and Interface Science, 64, 438 (1978). [https://doi.org/10.1016/0021-9797\(78\)90386-7](https://doi.org/10.1016/0021-9797(78)90386-7)
5. V. Califano, R. Calabria. Fuel, 117, 87 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2013.08.073>
6. C. Law, C. Lee, N. Srinivasan. Combust. Flame, 37, 125 (1980). [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(80\)90080-2](https://doi.org/10.1016/0010-2180(80)90080-2)
7. C. Law. Combust. Sci. Technol., 17, 29 (1977) <https://doi.org/10.1080/00102209708946810>
8. J. Shinjo, J. Xia, L.C. Ganippa, A. Megaritis. Phys. Fluids, 26, 103302 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4897918>
9. S. Priyadarshini, A. Yadav, A. Kushari, D. Chaitanya Kumar Rao. International Journal of Multiphase Flow, 193, 105418 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2025.105418>
10. H. Kim, S. Wook. Baek. Energy. 106, 422 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.energy.2016.03.006>
11. M. Strizhak, V. Piskunov, R. Volkov, J. Legros. Chemical engineering research and design, 127, 72 (2017) <http://dx.doi.org/10.1016/j.cherd.2017.09.008>
12. D. Zang, Y. Yu, Z. Chen, X. Li, H. Wu, X. Geng. Advances in Colloid and Interface Science, 243, 77 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.cis.2017.03.003>.
13. I. Marková, J. Lauko, L. Makovická Osvaldová, V. Mózer, J. Svetlík, M. Monoši and M. Orinčák. International Journal of Environmental Research and Public Health, 17, 411 (2020). <https://doi.org/10.3390/ijerph17020411>
14. J. Wang, X. Cui, R. Zhang, Q. Xie, S. Zhang, L. Shi. International Journal of Thermal Sciences, 166, 106984 (2021). <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2021.106984>
15. О. Черненко, Г. Шингарьов, М. Іванов, В. Калінчак, О. Копійка. Фізика аеродисперсних систем, 60, 105 (2022). <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2022.60.267068>
16. О. Черненко, К. Тимофієнко, М. Іванов. Фізика аеродисперсних систем, 61, 212 (2023). <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2023.61.292235>
17. В. Шевчук, А. Німич, О. Черненко, О. Сидоров., М. Іванов. Збірник наукових праць Військової академії (м. Одеса), 2(20), 139 (2023). <https://doi.org/10.37129/2313-7509.2023.20.139-148>.
18. В. Шевчук, О. Черненко, О. Сидоров., М. Іванов, А. Німич. Вісник ОНУ. Хімія, 29, 2 (2024). [https://doi.org/10.18524/2304-0947.2024.2\(88\).322132](https://doi.org/10.18524/2304-0947.2024.2(88).322132)

REFERENCES

1. A. Yarin. Annual Review of Fluid Mechanics, 38 (1), 159 (2006). <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.38.050304.092144>
2. E. Villermaux. Annual Review of Fluid Mechanics, 39, 419 (2007). <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.39.050905.110214>
3. A. Sartomo, B. Santos, O. Muraza. Energy Conversion and Management, 213, 112817 (2020). <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2020.112817>
4. C. T. Avedisian, R. P. Andres. Journal of Colloid and Interface Science, 64, 438 (1978). [https://doi.org/10.1016/0021-9797\(78\)90386-7](https://doi.org/10.1016/0021-9797(78)90386-7)
5. V. Califano, R. Calabria. Fuel, 117, 87 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.fuel.2013.08.073>
6. C. Law, C. Lee, N. Srinivasan. Combust. Flame, 37, 125 (1980). [https://doi.org/10.1016/0010-2180\(80\)90080-2](https://doi.org/10.1016/0010-2180(80)90080-2)
7. C. Law. Combust. Sci. Technol., 17, 29 (1977) <https://doi.org/10.1080/00102209708946810>
8. J. Shinjo, J. Xia, L.C. Ganippa, A. Megaritis. Phys. Fluids, 26, 103302 (2014). <https://doi.org/10.1063/1.4897918>
9. S. Priyadarshini, A. Yadav, A. Kushari, D. Chaitanya Kumar Rao. International Journal of Multiphase Flow, 193, 105418 (2025). <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2025.105418>
10. H. Kim, S. Wook. Baek. Energy. 106, 422 (2016). <https://doi.org/10.1016/j.energy.2016.03.006>
11. M. Strizhak, V. Piskunov, R. Volkov, J. Legros. Chemical engineering research and design, 127, 72 (2017) <http://dx.doi.org/10.1016/j.cherd.2017.09.008>
12. D. Zang, Y. Yu, Z. Chen, X. Li, H. Wu, X. Geng. Advances in Colloid and Interface Science, 243, 77 (2017). <https://doi.org/10.1016/j.cis.2017.03.003>.
13. I. Marková, J. Lauko, L. Makovická Osvaldová, V. Mózer, J. Svetlík, M. Monoši and M. Orinčák. International Journal of Environmental Research and Public Health, 17, 411 (2020). <https://doi.org/10.3390/ijerph17020411>
14. J. Wang, X. Cui, R. Zhang, Q. Xie, S. Zhang, L. Shi. International Journal of Thermal Sciences, 166, 106984 (2021) <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2021.106984>
15. O. Chernenko, G. Shyngarev, M. Ivanov, V. Kalinchak, O. Kopyyka. Physics of Aerodisperse Systems, 60, 105 (2022). <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2022.60.267068> (in Ukrainian)
16. O. Chernenko, K. Timofienko, M. Ivanov. Physics of Aerodisperse Systems, 61, 212 (2023) <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2023.61.292235> (in Ukrainian)
17. V. Shevchuk, A. Nimich, O. Chernenko, O. Sydorov., M. Ivanov. Collection of scientific works of Odesa Military Academy, 2(20), 139 (2023). <https://doi.org/10.37129/2313-7509.2023.20.139-148>. (in Ukrainian)
18. B. Shevchuk, O. Chernenko, O. Sydorov., M. Ivanov, A. Nimich. Odesa National University Herald. Chemistry, 29, 2 (2024). [https://doi.org/10.18524/2304-0947.2024.2\(88\).322132](https://doi.org/10.18524/2304-0947.2024.2(88).322132) (in Ukrainian).

NEW EXPERIMENTAL APPROACHES TO THE STUDY OF COMBUSTION OF DROPLETS OF WATER-FUEL EMULSIONS

M. O. Ivanov, O. S. Chernenko

Odesa National I. I. Mechnikov University, 2 V. Zmienka Str., Odesa 65082, Ukraine

E-mail: teplophys@onu.edu.ua

Received on October 05, 2025. Reviewed on November 17, 2025.

Accepted for publication on November 20, 2025.

The based on a review of existing methods for studying droplet combustion, it is concluded that the combustion of emulsions is accompanied by the phenomenon of micro-explosions: the division of the primary droplet into secondary droplets. Depending on the intensity of heat input, both a small material ejection and complete droplet destruction can occur. The use of emulsions is important in reducing nitrogen oxide emissions and increasing the combustion efficiency of liquid fuels. The aim of this work is to review the authors' methods for studying the combustion of emulsion droplets, which have several advantages.

A new method for rapid analysis of the combustion rate of a liquid is described in the porous ball method. A ball soaked in a flammable liquid is placed on a special stand on a balance. The mass of the ball is measured over time, and a linear section of the mass vs. time curve defines the combustion rate of the liquid. Compared to existing methods, the advantage of this method is its speed, repeatability, low liquid consumption, and the ability to quickly compare different compositions, including emulsions.

An original method involves the use of high-frequency electrical discharge as an electric trigger for micro-explosion initiation. Even a small thermal power of the streamer is sufficient to observe the pulsations of the droplet diameter over time. The behavior of an emulsion droplet of water-diesel fuel (50%/50%) was studied, where water has a significantly lower boiling point than diesel fuel. The streamer passing near the droplet on a thermocouple does not fully heat the entire droplet initially. As a result, a steam bubble forms near the thermocouple joint, which expands, moves away from the joint, and bursts near the droplet's outer surface, leading to the emission of emulsion material (pulse period of 10–25 ms). As the entire droplet heats up, multiple bubbles expand and burst simultaneously, resulting in more mini-pulsations (2–3 ms).

In the stationary droplet method, continuous emulsion feeding through a needle to a porous metal particle is implemented. The visualization of micro-explosion formation on the droplet surface during combustion is demonstrated. The possibility of using high-frequency electrical discharge in the combustion of emulsions with a high water content (up to 60%) is also indicated.

Keywords: *evaporation, combustion, droplets, water-fuel emulsions, pulsations.*

Original article





In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-06>

UDC 532.527 ; 532.54 ; 535.211 ; 535.214 ; 536.252

PACS numbers: 42.50.Wk ; 42.65.Jx ; 47.15.ki ; 47.20.-k ; 47.55.pb

MANIFESTATIONS OF VORTEX BEHAVIOR OF FLUIDS IN VARIOUS PHYSICAL EXPERIMENTS

A. O. Belova¹ , V. I. Lymar¹ , Ye. D. Makovetskyi¹ , Yu. S. Malyi² 

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

²*Lyceum No 34 of Kharkiv City Council, 2 Lokomotyvna Str., 61080 Kharkiv, Ukraine.*

E-mail: vilymar@karazin.ua

Received on October 10, 2025. Reviewed on November 19, 2025.

Accepted for publication on November 21, 2025

The paper presents a comprehensive examination of experimental manifestations of vortex behaviour in fluids, focusing on phenomena generated by physical mechanisms of fundamentally different nature. Through a systematic analysis of diverse hydrodynamic systems, this work demonstrates that nonlinear vortical dynamics represents an inherent and fundamental element of fluid motion across multiple spatial and temporal scales. The study employs a range of illustrative examples, beginning with Albert Einstein's classical "small experiment" and the formation and evolution of meanders in lowland river channels. These seemingly simple phenomena are shown to be governed by the same underlying principles that drive more complex hydrodynamic instabilities. Particular attention is devoted to the development of Rayleigh-Taylor-type vortical instabilities, which are characterized by the mutual "overturning" of heavy and light fluid components in a flowing medium. The paper explores these instabilities through experimental configurations, including thermal convection processes and the formation of "underwater crater" structures in granular materials settling through liquids. A central theoretical framework is established through the identification of common universal features of vortical excitations, all of which are fundamentally linked to the classical Helmholtz vortices in ideal fluid dynamics. The authors demonstrate that despite the diversity of mechanisms generating vortex behavior in real fluids, and the wide range of conditions under which such behavior manifests, there exist universal properties stemming from their connection to Helmholtz vortices. This unifying approach contributes significantly to the formation of a coherent theoretical framework capable of describing a remarkably broad spectrum of physical phenomena observed both in nature and in controlled laboratory experiments, from microscale optical self-defocusing patterns to astronomical structures like the Crab Nebula.

Keywords: *ideal fluid, vorticity field, hydrodynamic vortices, Rayleigh-Taylor instability, thermal convection, thermal self-defocusing.*

In cites: *A. O. Belova, V. I. Lymar, Ye. D. Makovetskyi, Yu. S. Malyi. Manifestations of vortex behavior of fluids in various physical experiments. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 43, 2025, X–XX. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-43-06>*

INTRODUCTION

“The subject of the flow of fluids, and particularly of water, fascinates everybody. We can all remember, as children, playing in the bathtub or in mud puddles with the strange stuff. As we get older, we watch streams, waterfalls, and whirlpools, and we are fascinated by this substance which seems almost alive relative to solids...” – with these words Richard Feynman begins the hydrodynamics section of his famous “Lectures on Physics” [1]. Water, with its unique physical properties, is on the one hand the most vital life-supporting chemical compound for all living beings on our planet, and on the other – in its common liquid state – is perhaps one of the most enigmatic and, therefore, constantly studied objects in such branches of physics as hydromechanics and hydrodynamics.

In general, despite its long history of investigation, the liquid state of matter – as an intermediate between the solid and gaseous states – remains, to some extent, the least studied of the three. The fundamental properties of solids, liquids, and gases are directly related to their molecular structure and the nature of intermolecular forces. Their characteristic features for each state of matter are summarized in the table below [2].

State of matter	Intermolecular forces	Ratio of the amplitude of molecular thermal motion to the average inter-molecular distance	Arrangement of molecules
solid	strong	much less than 1	ordered with the presence of long-range order
liquid	intermediate	comparable with 1	partially ordered, short-range order only
gas	weak	much greater than 1	disordered, no long-range or short-range order

Evidently, due to the presence of intermolecular forces, liquids are “closer” to solids, while the influence of thermal motion gives liquid molecules a degree of freedom of movement that makes them similar to gases. Like solids, liquids retain their volume, but as with gases, they do not withstand shear stress, leading to their characteristic fluidity and the inability to preserve their shape. For this reason, when analyzing macroscopic motion under external forces, the difference in behavior

between liquids and gases appears considerably less pronounced than that between liquids and solids. Consequently, both are treated within a unified mathematical framework of various hydro- and gas-dynamic models of a continuous fluid medium.

HELMHOLTZ VORTICES AS “NONLINEAR STRUCTURAL ELEMENTS” OF THE VELOCITY FIELD OF AN IDEAL FLUID MEDIUM

The above-mentioned complexity of hydrodynamics arises primarily from the intrinsic nonlinearity of the fluid motion equations which serve as the starting point for practically all dynamic problems. From the standpoint of the so-called Eulerian approach [3], the motion of a fluid is described as a velocity field $\vec{v}(t, \vec{r})$ defined in a four-dimensional continuum where time t and spatial coordinates \vec{r} are independent variables. However, when we consider the motion of a specific fluid particle, its spatial coordinates $\vec{r}(t)$ become functions of time. The particle’s acceleration can then be written in the form of a total (substantial) derivative:

$$\frac{d\vec{v}}{dt}(t, \vec{r}) = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v}. \quad (1)$$

Here, ∇ is the Hamiltonian (nabla) operator in Cartesian coordinates. The first term represents the *local* contribution to acceleration, while the second term is called the *convective* component. It is precisely the presence of this convective term that becomes the “source of nonlinearity” in the hydrodynamic equation of fluid motion.

For our further consideration, it is useful to write the Euler–Helmholtz equation of motion for an *ideal incompressible* fluid as

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + \nabla \times (\vec{\omega} \times \vec{v}) = 0 \quad (2a)$$

subject to

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{v} \quad \text{and} \quad \nabla \cdot \vec{v} = 0. \quad (2b,c)$$

Equation (2b) defines the vector field $\vec{\omega}(t, \vec{r})$ of vorticity in an incompressible (Eq. (2c)) medium. The velocity field $\vec{v}(t, \vec{r})$ of the fluid “wraps” around the lines of the vorticity field $\vec{\omega}(t, \vec{r})$, whose density is proportional to the magnitude ω , while the tangents to these lines at each point (t, \vec{r}) define the direction of $\vec{\omega}$. The equation of motion (2a) acquires physical meaning as a nonlinear equation of self-consistent advection of vorticity lines of the field $\vec{\omega}$ by the motion of an ideal incompressible fluid governed by its velocity field $\vec{v}(t, \vec{r})$ [4]. Based on these equations (2a–c), in 1858 Hermann Helmholtz formulated the following fundamental properties of nonlinear vortex excitations in such a model:

- 1) The circulation of velocity remains constant within a vortex.
- 2) In an initially irrotational fluid, vortices can only be generated in pairs with opposite circulations.
- 3) Vortex lines must be closed in an infinite medium or terminate at its boundaries.
- 4) A vortex line can be transported and deformed by the flow; its most stable configuration is a closed ring.
- 5) Two separate vortex lines can merge into a stable closed configuration.

Thus, the equations of hydrodynamics theoretically allow the existence of nonlinear vortex excitations of fluid motion – the Helmholtz vortices – possessing special properties under idealized conditions. The presence of vortices in real water streams or gusts of wind is confirmed by our everyday experience which, on the one hand, shows that the theory works (albeit with certain limitations), and on the other hand, that vortices are indeed typical structural elements of the velocity field $\vec{v}(t, \vec{r})$ of a fluid medium. In the cases discussed below, taking into account the vortex nature of such motion allows for a meaningful and qualitative explanation of physical phenomena that, at first glance, may appear unrelated.

EINSTEIN'S PROBLEM OF TEA LEAF MOTION IN A CUP AND RIVER MEANDERS

The question of the formation of meanders – bends in river channels – particularly noticeable in slowly flowing lowland rivers, began to attract the attention of scientists around the middle of the 19th century. However, it was Albert Einstein's consideration of this problem that gained particular popularity due to his clear and intuitive physical explanation of the phenomenon. One hundred years ago, on January, 7, 1926, at a meeting of the Prussian Academy of Sciences, Einstein presented his report "The Cause of the Formation of Meanders in River Courses and the So-Called Baer's Law" [5, 6]. Fig. 1 shows Einstein's original illustrations from his publication. Einstein began with a simple illustrative example:

"Let us start with a small experiment that anyone can repeat. Imagine a cup with a flat bottom filled with tea. A few tea leaves at the bottom remain there because they are slightly heavier than the water. If one uses a spoon to set the liquid into rotation, the leaves soon collect at the center of the cup's bottom. The explanation of this phenomenon is as follows: rotation of the liquid gives rise to centrifugal forces. These forces alone would not alter the flow pattern if the liquid were rotating as a rigid body. However, due to friction against the cup walls, the angular velocity of the liquid is smaller near the boundary

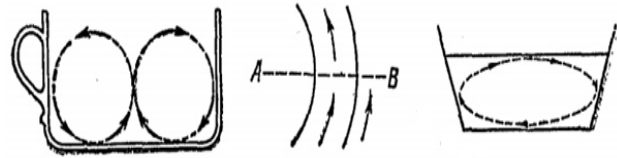


Fig. 1. Illustrations by A. Einstein from his article [5].

than near the center. In particular, the angular velocity – and therefore the centrifugal force – is smaller near the bottom than at higher levels. The result is a secondary vortex motion of the liquid, similar to that illustrated in Fig. 1 (left – auth.). This circulation develops until it becomes stationary under the influence of friction. The tea leaves are carried toward the center by this vortex flow, thus confirming its existence".

Fig. 2 [6] demonstrates the experiment described in the above quotation.

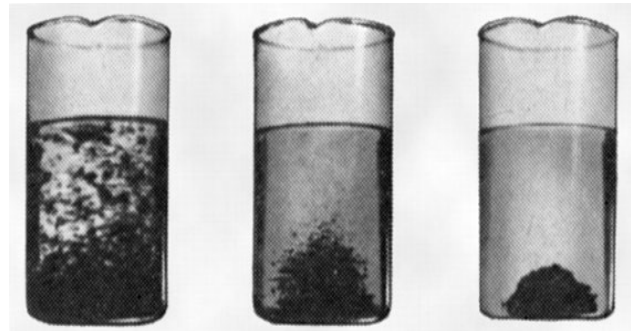


Fig. 2. Albert Einstein's "small experiment" [6].

Einstein then generalized this model, originally described for a cup of tea, to analyze the motion of water in a curved riverbed (see Fig. 1, center and right). In each cross-section of the river, a centrifugal force acts outward, from point A to point B. Because of friction, this force is reduced in the near-bank and bottom layers of the flow, leading to the formation of a secondary vortex motion, as shown in Fig. 1 (right). Moreover, even in regions where the river channel curvature is absent, the formation of a similar vortex pattern is possible due to the Earth's rotation. It produces the Coriolis force, whose horizontal component acts perpendicularly to the right of the flow direction, with a magnitude per unit mass given by $2\vec{v} \cdot \vec{\Omega} \cdot \sin \Phi$ where \vec{v} is the flow velocity, $\vec{\Omega}$ is the angular velocity of Earth's rotation, and Φ is the geographical latitude. Due to friction with the riverbed, the near-bottom velocity \vec{v} decreases, causing a shear in velocity distribution that again induces rotational motion of the fluid, as shown in Fig. 1 (right). Taking into account the gradual erosion of the riverbed with associated mass transport, one can understand the emergence of asymmetry of riverbanks (Baer's law) and the enhancement of river meandering accompanied by the slow migration of meander bends downstream.

Thus, based on attentive everyday observation and the construction of a clear physical model of vortex formation in a fluid under the action of inertial and friction forces, A. Einstein qualitatively proposed a comprehensive and insightful description of the processes of river meandering and channel evolution. His explanation remains highly relevant today as a fundamental conceptual foundation for modern scientific and technical applications alike.

ON THE FORMATION OF VORTICES DURING THE DEVELOPMENT OF RAYLEIGH–TAYLOR INSTABILITY

Let us consider two layers of different fluids positioned one above the other in a gravitational field and separated by a horizontal interface [7]. For simplicity, we neglect viscosity and the presence of container walls. The only relevant quantities are the densities of the two fluids, ρ_1 and ρ_2 , the surface tension coefficient σ , and the gravitational acceleration g (Fig. 3, left).

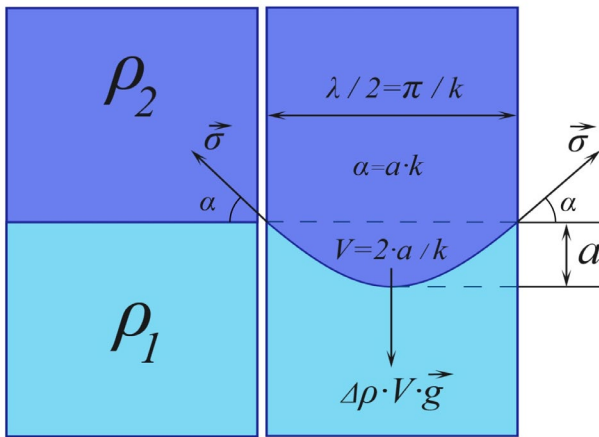


Fig. 3. Development of the Rayleigh–Taylor instability occurs under the condition that the Atwood number $A > 0$ ($\rho_2 > \rho_1$). The right panel schematically shows the forces of surface tension $\vec{\sigma}$ and buoyancy $\Delta\rho V \vec{g}$ ($\Delta\rho = \rho_2 - \rho_1$) acting on a half-wavelength sinusoidal perturbation of the fluid interface.

For this system, it is useful to introduce the so-called Atwood number

$$A = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \tag{3}$$

and to analyze the balance between the buoyancy and surface tension forces when a half-wave $\lambda/2$ perturbation of the interface arises in the form $a \sin kx$ where $k = 2\pi/\lambda$ (see Fig. 3, right). If $\rho_2 > \rho_1$, then the buoyancy force dominates the surface tension at spatial scales λ satisfying

$$\lambda \geq \pi \sqrt{\sigma / (g \cdot \Delta\rho)}. \tag{4}$$

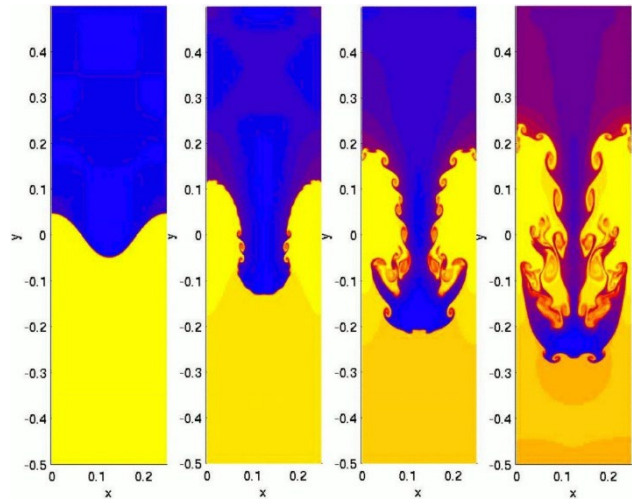


Fig. 4. Computer simulation of the evolutionary development of the Rayleigh–Taylor instability [8]. The penetration of the denser fluid (upper blue) into the lighter fluid (lower yellow) occurs through the formation of a large-scale mushroom-shaped protrusion. The small-scale vorticities are consequences of the development of the so-called Kelvin–Helmholtz instability.

Hence, the essence of the Rayleigh–Taylor instability lies in the following: when $A > 0$, the interface between the two fluids becomes unstable to perturbations with spatial scales λ that satisfy inequality (4).

Fig. 4 illustrates a numerical simulation of the penetration of the denser fluid (blue, top) into the lighter one (yellow, bottom) under Rayleigh–Taylor instability conditions [8]. An initially smooth, nearly sinusoidal interface (as in Fig. 3, right) gradually transforms into a large-scale mushroom-shaped protrusion due to mutually reinforcing flows on both sides of the deformation which exhibit noticeable vorticity on large scales consistent with (4). The evolution pattern in Fig. 4 is further complicated by the emergence of small-scale Kelvin–Helmholtz vortices. The Kelvin–Helmholtz instability is responsible for the generation of vortical waves at the interface between two moving media. We naturally observe the outcome of this instability on the water surfaces of seas and oceans where wind induces wave formation.

Phenomena of convection – the appearance of fluid flows driven by non-uniform heating – can also be regarded as a manifestation of the Rayleigh–Taylor instability, but under conditions of nearly zero Atwood number $A \rightarrow 0$ and effectively infinite miscibility [9]. The development of convective instability occurs when the pressure gradient ∇p in the liquid, related to gravitational acceleration g , combines with the density gradient $\nabla \rho$ according to the inequality:

$$\nabla p \nabla \rho < 0. \tag{5}$$

In the case of a two-dimensional convective structure in an ideal fluid, the behavior of the vorticity field $\vec{\omega}(t, \vec{r})$ of flow lines is described by the following equation [9, 10]:

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt}(t, \vec{r}) = \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p. \quad (6)$$

The definition of vorticity $\vec{\omega}(t, \vec{r})$ (see Eq. (2b)) still applies here, and the vector $\vec{\omega}$ is double the value of the angular velocity of the fluid particle located at point (t, \vec{r}) . Equation (6) shows that at any point in the fluid where the gradients of pressure and density are not parallel, a hydrodynamic torque arises, known as a baroclinic vortex [10]. This torque causes local rotational acceleration of fluid particles, leading to the formation of vortices similar to those illustrated in Einstein’s “small experiment” (Fig. 1, left).

A clear manifestation of such vortices can be observed in the course of a nonlinear optical experiment [11]. A laser beam with a symmetric transverse Gaussian intensity profile is focused at the entrance to a thin (~1 mm) layer of a light-absorbing liquid. Heating and thermal expansion of the medium produce, on the one hand, a thermal lens – a region with a decreased refractive index – leading to nonlinear optical self-defocusing of the beam. On the other hand, the same heating and expansion processes promote the development of the Rayleigh–Taylor-type instability of the quiescent liquid. This instability is essentially baroclinic in nature, and its mechanism is schematically illustrated in Fig. 5 (in the

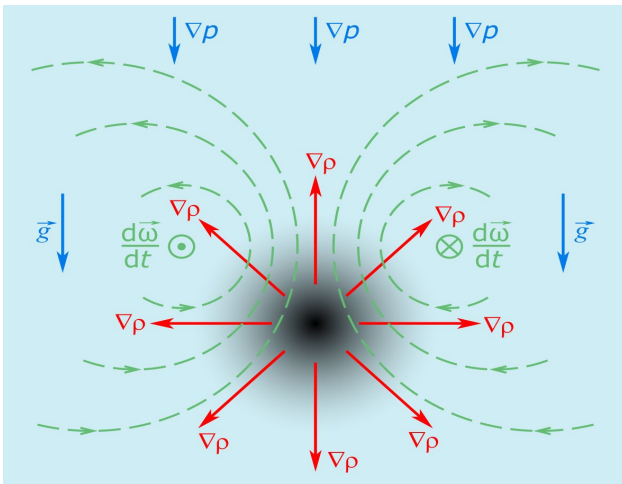


Fig. 5. Origin of a pair of baroclinic vortices (green dashed lines) in a “free” convective flow induced by a focused Gaussian laser beam: ∇p – pressure gradient vector associated with gravity \vec{g} ; $\nabla \rho$ – density gradient vector arising from local heating of the absorbing liquid; the shaded region represents the laser-heated zone with reduced density and refractive index. The structure of vortices is similar to the one illustrated in A. Einstein’s Fig. 1 (left).

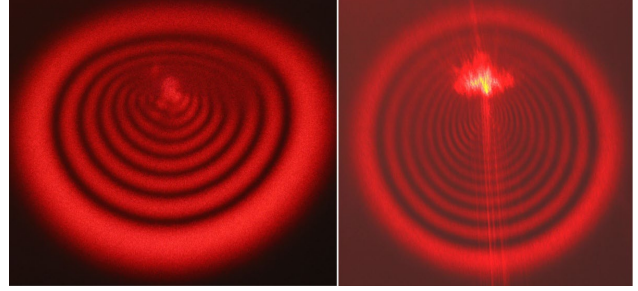


Fig. 6. Comparison of light self-defocusing patterns (“at the output,” after beam propagation through the liquid layer) in the presence of a convective flow (left) and in the “pre-convective” state before convection onset (right).

plane perpendicular to the laser beam). In the upper portion of the irradiated region where condition (5) is satisfied, two baroclinic convective vortices are formed with opposite directions of vorticity (in accordance with the list of Helmholtz vortex properties, item two). The velocity fields of these vortices coincide slightly above the laser beam’s center; therefore, according to Bernoulli’s principle, this vortex pair constitutes a stable convective structure after a transient, threshold-free convection onset (as far as in the inequality (4) the lowest limit of λ is tended to zero at $\sigma \rightarrow 0$). In the steady state, the fields of flow velocity and vorticity evidently adjust to minimize the hydrodynamic torque and stabilize the flow pattern in the system. The convective flows influence on the diffraction of the laser beam that induces them and the self-consistent result of this process is manifested in the observed thermal self-defocusing pattern shown in Fig. 6. Before the excitation of convective vortices, at the initial moment of illumination, the self-defocusing pattern exhibits an approximately circular symmetry (Fig. 6, right), consistent with the Gaussian beam intensity distribution. After a transient oscillatory process lasting typically several seconds, the pattern becomes deformed and evolves into a stationary structure (Fig. 6, left). According to the discussion above, this stationary self-defocusing pattern corresponds to the established convective flow field in the form of a pair of baroclinic vortices.

ON ANOTHER “SMALL EXPERIMENT” AND THE MANIFESTATION OF RAYLEIGH-TAYLOR INSTABILITY

For the 39th International Young Physicist’s Tournament (IYPT) to be held in July 2026 in Zurich (www.iypt.org), one of the proposed problems is Problem 10 “Underwater Crater”, formulated as follows: “If you release sand or similar granular material in a container filled with water, the material will sink to the bottom and may form a crater-like structure. Explain and investigate

the phenomenon”. A video demonstration of the experiment is also available on the website [12]. Since the Young Physicists’ Tournament has already taken place in Kharkiv, we find it appropriate to analyze certain aspects of the physical mechanisms behind this “small experiment” in the context of our general discussion.

In the photograph shown in Fig. 7, one can observe a quasi-ring-shaped distribution of fine salt grains on the bottom of the water container, formed when the total amount of salt is relatively small (a few grams). We suggest that this ring-like structure arises from the formation of a toroidal vortex in the water during the descent of the granular material, in accordance with the fourth Helmholtz vortex property (see the second section). In a quasi-continuous approximation, the collective motion of many salt grains falling through the water can be regarded as the flow of a fluid with an effective mean density greater than that of water. Under these conditions, the Rayleigh-Taylor instability model, analyzed in the preceding section, becomes applicable. The approximate qualitative distributions of the pressure gradient ∇p and density gradient $\nabla \rho$ fields are shown schematically in Fig. 8 for the case when a small portion of salt is settling onto the bottom of the container (note that, unlike Fig. 5, the darker region here corresponds to increased density ρ). According to Eq. (5), the condition for Rayleigh-Taylor instability is also fulfilled in this configuration. In line with Eq. (6), in the vertical cross-section, a pair of vortices is generated – similar to those shown in both Fig. 1 and Fig. 5 – but with opposite vorticity $\vec{\omega}$ sign and opposite flows $\vec{v}(t, \vec{r})$ depicted by green dashed



Fig. 7. Appearance of an “underwater crater” formed by fine-grained salt. The averaged diameter of the structure is approximately 4 cm, with a water depth of about 5 cm.

arrows. Thus, in this case, we may speak of Einstein’s “small anti-effect”: salt particles are captured by the vortex motion of the water and carried from the center outward to the periphery, opposite to the behavior of the tea leaves in Einstein’s “small experiment” in Fig. 2. But the degree of nonlinearity of “anti-effect” is, of course, higher, since the motion of salt grains must be dynamically coupled to the fluid velocity field – i.e., both movements have to be self-consistent.

When the amount of salt (or the granular material flux) is increased, the quasi-ring pattern becomes blurred, and a significant portion of the salt remains near the center, not entrained by the toroidal vortex (Fig. 9, left). This behavior can be explained by the increasing influence of viscous friction as the material flux grows. With greater homogeneity near the axis of the descending flow – that is, with a smaller density gradient $\nabla \rho$ in the center of the flux – the resulting vorticity distribution becomes more non-uniform at the periphery. Then, the right-hand side of Eq. (6) must include an additional diffusion term of the form $(\eta/\rho)\Delta\vec{\omega}$ where η is the fluid viscosity and Δ is the Laplacian operator [1]. As a consequence, the vortex structure tends to form predominantly on the periphery of the granular jet rather than in its center, and due to vorticity diffusion, it simultaneously loses sharpness – just as a smoke ring fades and disperses as it expands. This qualitative reasoning explains the differences in the observed structures in Fig. 9 (left) and in Fig. 7.

Interestingly, as the downward flux increases, the pattern of salt particle distribution on the container bottom becomes in some sense analogous to the filamentary

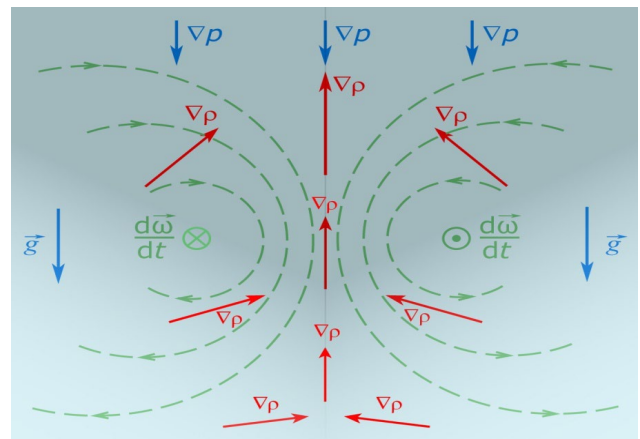


Fig. 8. Schematic illustration of Rayleigh-Taylor instability development in a vertical axis cross-section of the “underwater crater” experiment. A pair of counter-rotating vortices $\vec{\omega}$ is formed – opposite in orientation to those in Fig. 1 and Fig. 5. The darker upper region corresponds to higher density ρ due to the larger concentration of salt grains.

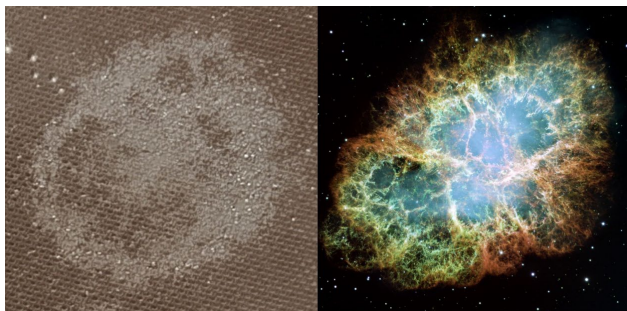


Fig. 9. Structure of the “underwater crater” at larger granular fluxes (*left*). Filamentary structure of the Crab Nebula (NGC 1952), generally interpreted as a result of Rayleigh-Taylor instability during the supernova explosion (*right*).

structure observed in the Crab Nebula (NGC 1952) [13] (see Fig. 9 (*right*)). Despite the enormous differences in physical processes, scales, and conditions responsible for such vastly distinct structures, the Rayleigh-Taylor instability emerges as a common and fundamental mechanism governing both phenomena. This similarity may be viewed as evidence of the universality and validity of physical laws throughout the natural world, across all spatial and temporal scales. Following the inspiring example of Albert Einstein, we explore and understand nature through our own “small experiments,” simultaneously gaining insight into the Universe.

CONCLUDING REMARKS

In the pre-Galilean era, the study of mechanical motion appeared almost intractable due to the wide diversity of its manifestations and the multitude of causes that generated it. The complexity seemed overwhelming, with different types of motion – falling bodies, projectiles, planetary orbits, pendulum oscillations – appearing to obey entirely different laws. It took the genius of Galileo Galilei to conceive an idealized world in which frictional forces could be neglected, allowing him to formulate the law of inertia and the principle of relativity for mechanical motion. This revolutionary conceptual breakthrough provided mechanics with its fundamental “point of support,” from which both its steady methodical progress and the subsequent advancement of all physics began. The power of Galileo's approach lay not in denying the existence of friction, but in recognizing that the essential features of motion could be understood by first studying the ideal case and then treating real-world complications as perturbations.

To a considerable extent, an analogous situation exists in fluid dynamics. Real fluids are universally characterized by the presence of viscous forces, which introduce dissipation, energy loss, and complex boundary layer effects into the dynamics. The absence of such viscous forces corresponds to the idealized theoretical

model of a perfect (ideal) fluid – a construct that, while physically unrealizable in most circumstances, provides the conceptual foundation for understanding fluid behavior. Of course, there are remarkable special cases – such as superfluid helium at temperatures below the lambda point or Bose-Einstein condensates of ultracold atomic gases – whose exotic quantum nature allows them to exhibit genuine superfluid behavior. These extraordinary systems represent fascinating exceptions that ultimately confirm the rule regarding the prevalence of viscosity in conventional fluids.

Nevertheless, within the mathematical framework of an ideal incompressible fluid, the general solution of the hydrodynamic equations can be elegantly expressed in terms of Helmholtz vortices, which constitute the fundamental *modus operandi* of an ideal fluid medium. These vortical structures possess well-defined topological properties, conservation laws, and evolutionary dynamics that make them the natural “building blocks” for describing fluid motion.

The general approach of the present work was to demonstrate that, despite the remarkable diversity of physical mechanisms giving rise to vortex behavior in real fluids, and despite the wide range of conditions under which such behavior manifests itself under various departures from ideality – including viscous dissipation, thermal effects, and interfacial phenomena – there exist profound universal properties of vortical excitations. These properties stem directly from their “genetic linkage” to the Helmholtz vortices of ideal fluid theory. Establishing this fundamental connection helps to form a unified and coherent physical picture of many natural phenomena observed across vastly different scales and contexts, from laboratory experiments to geophysical and astrophysical systems, in which vortical motion in gases and liquids plays an important, and perhaps even decisive, role in determining the overall dynamics and evolution of the system.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands. The Feynman Lectures on Physics, Addison-Wesley Pub. Co., Reading-London, (1963-1965).
2. G. K. Batchelor. An Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge University Press, Cambridge (1967), 615 p.
3. L. D. Landau, E. M. Lifshitz. Fluid Mechanics, Pergamon Press, Oxford – Toronto (1987), 539 p.
4. А. В. Тур, В. В. Яновський. Гідродинамічні Вихрові Структури, НТК «Інститут монокристалів» НАН України, Харків (2012), 294 с.
5. A. Einstein, *Naturwissenschaften*, 14, p. 223 (1926).

6. А. А. Варламов, Л. Г. Асламазов. Несамовита Фізика: Піца, Скрипка, Вино і Надпровідність, Наш Формат, Київ (2020), 400 с.
7. F. Charru. Hydrodynamic Instabilities, Cambridge University Press, Cambridge (2011), 391 p.
8. Shengtai Li, Hui Li. Parallel AMR Code for MHD/HD Equations, Techn. Rep. LA-UR-03-8926, Los Alamos National Lab., Los Alamos (2003), 2 p.
9. M. S. Roberts, J. W. Jacobs. Journal of Fluid Mech., 787, 50 (2016). <https://doi.org/10.1017/jfm.2015.599>
10. P. K. Kundu, I. M. Cohen, D. R. Dowling. Fluid Mechanics, Elsevier Inc., Amsterdam-Tokyo (2016), 922 p.
11. A. O. Belova, V. I. Lymar, Y. D. Makovetskyi, M. L. Pogrebnyak and A. S. Rudenko. 2019 IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL), Bulgaria, 2019, p. 498. <https://doi.org/10.1109/CAOL46282.2019.9019417>.
12. <https://youtube.com/shorts/qAPqEtucVPo>
13. J. J. Hester. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 46, 127 (2008). <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.45.051806.110608>

REFERENCES

2. R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands. The Feynman Lectures on Physics, Addison-Wesley Pub. Co., Reading-London, (1963-1965).
2. G. K. Batchelor. An Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge University Press, Cambridge (1967), 615 p.
3. L. D. Landau, E. M. Lifshitz. Fluid Mechanics, Pergamon Press, Oxford – Toronto (1987), 539 p.
4. A. V. Tur, V. V. Yanovsky. Hydrodynamical Vortical Structures, SSI „Institute for Single Crystals“ NASU, Kharkiv (2012), 294 p. (In Ukrainian).
5. A. Einstein, Natural Sciences, 14, p. 223 (1926). (in German).
6. A. A. Varlamov, L. G. Aslamazov. Crazy Physics: Pizza, Violin, Wine and Superconductivity, Nash Format, Kyiv (2020), 400 p. (In Ukrainian).
7. F. Charru. Hydrodynamic Instabilities, Cambridge University Press, Cambridge (2011), 391 p.
8. Shengtai Li, Hui Li. Parallel AMR Code for MHD/HD Equations, Techn. Rep. LA-UR-03-8926, Los Alamos National Lab., Los Alamos (2003), 2 p.
9. M. S. Roberts, J. W. Jacobs. Journal of Fluid Mech., 787, 50 (2016). <https://doi.org/10.1017/jfm.2015.599>
10. P. K. Kundu, I. M. Cohen, D. R. Dowling. Fluid Mechanics, Elsevier Inc., Amsterdam-Tokyo (2016), 922 p.
11. A. O. Belova, V. I. Lymar, Y. D. Makovetskyi, M. L. Pogrebnyak and A. S. Rudenko. 2019 IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL), Bulgaria, 2019, p. 498. <https://doi.org/10.1109/CAOL46282.2019.9019417>.
12. <https://youtube.com/shorts/qAPqEtucVPo>
13. J. J. Hester. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 46, 127 (2008). <https://doi.org/10.1146/annurev.astro.45.051806.110608>

ПРОЯВ ВИХРОВОЇ ПОВЕДІНКИ РІДИН У РІЗНИХ ФІЗИЧНИХ ЕКСПЕРМЕНТАХ

А. О. Белова¹, В. І. Лимар¹, Є. Д. Маковецький¹, Ю. С. Малий²

¹*Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, пл. Свободи, 4, 61022 Харків, Україна*

²*Комунальний заклад «Харківський ліцей №34 Харківської міської ради» м. Харкова, вул. Локомотивна, 2,
61080 Харків, Україна*

E-mail: vilymar@karazin.ua

Надійшла до редакції 10 жовтня 2025 р. Переглянуто 19 листопада 2025 р.

Прийнято до друку 21 листопада 2025 р.

У статті надається різнобічний розгляд проявів вихрової поведінки рідин, які породжуються різними за своєю природою фізичними причинами. Проведений у роботі послідовний аналіз гідродинамічних систем демонструє, що нелінійна вихрова динаміка є невід'ємною і фундаментальною складовою руху рідини на різних просторових та часових масштабах. Розгляд включає низку ілюстративних прикладів, починаючи від класичного «маленького експерименту» Альберта Ейнштейна та меандрування русел рівнинних річок. Вказані, на перший погляд прості, явища регулюються спільними фізичними принципами, які є справедливими і для інших більш складних видів гідродинамічних нестійкостей. Особлива увага приділяється розвитку вихрової нестійкості Релея-Тейлора, яка характеризується взаємним «перевертанням» важкої і легкої компонент плинного середовища. Досліджується прояв цієї нестійкості в експериментах з лазерно-індукованою тепловою конвекцією та із формуванням структури типу «підводного кратера» при осіданні сипучого гранулярного матеріалу на дно контейнера з рідиною. Встановлення спільних універсальних особливостей вихрових збуджень, пов'язаних із ідеальними вихорами Гельмгольца, сприяє формуванню єдиної точки зору для розгляду вказаних вище гідродинамічних ефектів. Такий теоретичний підхід є придатним до застосування при аналітичному розгляді широкого спектру фізичних явищ, які спостерігаються як у звичайних природних умовах, так і при постановці лабораторних експериментів, від мікроскопічного теплового оптичного самодефокусування до формування волокнистої структури типу розподілу залишків вибуху наднової у астрономічній Крабоподібній туманності.

Ключові слова: *ідеальна рідина, поле завихреності, гідродинамічні вихори, нестійкість Релея-Тейлора, тепла конвекція, теплове самодефокусування.*

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ СТАТЕЙ

журналу "Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія "Фізика"

У журналі друкуються статті та стислі за змістом повідомлення, в яких наведені оригінальні результати теоретичних та експериментальних досліджень, а також аналітичні огляди літературних джерел з різноманітних актуальних проблем фізики за тематикою видання.

Мова статей – українська та англійська.

ТЕМАТИКА ЖУРНАЛУ

1. Теоретична фізика.
2. Фізика твердого тіла.
3. Фізика низьких температур.
4. Фізика магнітних явищ.
5. Оптика та спектроскопія.
6. Загальні питання фізики і серед них: методологія та історія фізики, математичні методи фізичних досліджень, методика викладання фізики у вищій школі, техніка та методика фізичного експерименту тощо.

ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ РУКОПИСІВ СТАТЕЙ

Загальний обсяг тексту рукопису статті повинен займати не більше ніж 15 сторінок.

Рукопис статті складається з титульної сторінки, на якій вказані: назва статті, ініціали, прізвища, ORCID, авторів, поштова адреса установи, в якій була виконана робота, класифікаційні індекси за системами PACS та УДК, електронна адреса одного з авторів; анотацій з ключовими словами, викладених українською та англійською мовами (анотація мовою статті розміщується на титульній сторінці, анотація разом з назвою статті, ініціалами та прізвищами авторів, поштовою адресою установи та ключовими словами, викладеними другою мовою, – в кінці рукопису); основного тексту статті, який має бути структурованим; списку літератури з посиланнями на DOI, якщо вони присвоєні; підписів під рисунками; таблиць; рисунків: графіків, фотознімків.

Висновки не повинні повторювати анотацію. Анотація має бути за обсягом не менш ніж 1800 символів. В ній мають бути відображені постановка задачі, методи дослідження, основні наукові результати та висновки.

В україномовних статтях підписи до рисунків і таблиць дублюються англійською мовою. За наявності в тексті кирилических або неангломовних цитувань надаються список літератури і розділ REFERENCES. За їх відсутності – тільки розділ REFERENCES.

При оформленні у REFERENCES кирилических та неангломовних цитувань вказується авторський (офіційний) англійський варіант назви роботи та імен авторів. За його відсутності наводиться переклад англійською мовою (загальноновживаний у літературі, якщо він існує). Наприкінці посилання необхідно вказати мову першоджерела, з якого зроблено переклад – наприклад, (In Ukrainian).

ВИМОГИ ДО ЕЛЕКТРОННОГО ВАРІАНТУ РУКОПИСУ СТАТТІ

Текст рукопису статті має бути набраний у форматі MicrosoftWord, починаючи з версії 2013 у форматі *.docx.

Формат аркуша – А4. Поля: зліва та справа – 2 см, верхнє – 2.5 см, нижнє – 3 см. Шрифти Times New Roman (Сур) та Arial, міжрядковий інтервал – значення множнику 1.1.

Назва та підзаголовки статті набираються великими літерами, крапка в кінці заголовка не ставиться.

Назва статті, автори, назва організації та анотація розташовуються в одну колонку. Основний текст статті розташовується у дві колонки, ширина колонки – 8.25 см, відстань між колонками – 0.5 см. Допускається розташування тексту в одну колонку, якщо в статті великі рисунки, таблиці та багато великих формул.

Рисунки та фотографії мають бути відскановані з досить високою роздільною здатністю (300 DPI – 600 DPI) та вставлені в текст статті. Найвні на рисунках і фотографіях цифри і написи повинні зазначитися мовою основного тексту статті та добре читатися. Усі фізичні величини подаються в одиницях системи СІ і мовою основного тексту статті. Літерні позначення фізичних величин подаються курсивом.

Для запису формул і рівнянь слід використовувати вбудований редактор рівнянь.

Матеріал статті розташовується в наступному порядку:

Номер умовної десяткової класифікації (УДК) та (PACS): розмір шрифту 10 пт, накреслення звичайне,

відступів немає, розташування зліва.

Назва статті: шрифт Arial, розмір 14 пт, накреслення жирне, відступів немає, розташування центроване.

Автори (ініціали, прізвища): шрифт Arial, розмір 13 пт, накреслення звичайне, відступів немає, розташування центроване.

Назви організацій (повна назва організації, місто, країна, електронна адреса Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 9 пт, накреслення курсивний напис, відступів немає, розташування центроване.

Анотація (мовою основного тексту статті): Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 9 пт, накреслення звичайне, відступ першого рядку абзацу 0.75 см, розташування по ширині.

Ключові слова: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 9 пт, накреслення курсивний напис, відступ рядку абзацу 0.75 см, розташування по ширині.

Текст статті: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 10 пт, накреслення звичайне, відступ першого рядка абзацу 0.75 см, розташування по ширині. Слова повинні розділятися тільки одним пропуском. Неприпустимий пропуск після слова перед розділовими знаками. Текст набирається з вживанням тільки знака м'якого переносу (знак переносу в поєднанні з клавішею Ctrl). Між значенням величини та одиницею її виміру ставиться жорсткий пропуск (Ctrl+Shift+пробіл).

Найменування підзаголовків: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 10 пт, накреслення жирне, відступів немає, розташування центроване.

Підпис під рисунком: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 10 пт, накреслення звичайне курсивне, відступи першого та подальших рядків абзацу 0.75 см, розташування центроване.

Формули: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 10 пт, накреслення звичайне, розташування по ширині. Нумерація формул у круглих дужках з правого краю рядка.

Література: Шрифт Times New Roman (Cyr), розмір 9 пт, накреслення звичайне, відступів немає, розташування по ширині. Не допускаються посилання на неопубліковані матеріали. Посилання наводяться мовою оригіналу.

ПРИКЛАД ОФОРМЛЕННЯ СПИСКУ ЛІТЕРАТУРИ:

1. І.П. Пінкевич, В.Й. Сугаков. Теорія твердого тіла, ВПЦ "Київський університет", К. (2006), 333 с.
2. М.В. Гнатенко. УФЖ, 60, 5, 390 (2015). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
3. K. Janakiraman, S. Swamiappan. Materials Letters, 357, 135731 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
4. A.D. Ashby. Phys.Rev., A19, 213 (1985). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
5. D.V. Vert. In Progress in Metals, ed. by R. Speer, USA, New York (1976), v.4, p.17. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>

ДО РЕДАКЦІЇ НАДАЮТЬСЯ

1. Два роздруковані примірники рукопису статті, які підписані її авторами.
2. Електронна версія рукопису та дані щодо контактів для спілкування з її авторами. Матеріали слід надіслати електронною поштою на адресу physics.journal@karazin.ua.
3. Направлення від установи, де була виконана робота, і акти експертизи у двох примірниках; адреса, прізвище, повне ім'я та по-батькові авторів; номери телефонів, E-mail. Необхідно також зазначити автора рукопису, відповідального за спілкування з редакцією журналу.

Матеріали рукопису статті потрібно направляти за адресою: Редакція журналу «Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика», Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, фізичний факультет, майдан Свободи, 4, Харків.

INFORMATION FOR THE AUTHORS OF THE ARTICLES
in Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University, Series “Physics”

Journal of V.N.Karazin Kharkiv National University Series Physics publishes articles and concise messages that contain original results of theoretical and experimental studies, as well as analytical reviews of literary sources on various topical issues of physics on the subject of the publication.

The language of the articles is Ukrainian and English.

TOPICS OF THE JOURNAL

1. Theoretical physics.
2. Solid state physics.
3. Physics of low temperatures.
4. Physics of magnetic phenomena.
5. Optics and spectroscopy.
6. General issues of physics and among them: methodology and history of physics, mathematical methods of physical research, methods of teaching physics in high school, technique and methods of physical experiment, etc.

REQUIREMENTS FOR ARTICLE MANUSCRIPTS

The total volume of the manuscript should be no more than 15 pages.

The manuscript of the article consists of a title page, which contains title of the article, initials, surnames, ORCID, authors, postal address of the institution where the work was performed, classification indices according to PACS and UDC systems, e-mail address of one of the authors; abstracts with keywords in Ukrainian and English (the abstract in the language of the article is placed on the title page, the abstract together with the title of the article, initials and surnames of the authors, postal address of the institution and keywords in the second language - at the end of the manuscript); the main text of the article, which should be structured; a list of references with links to DOI, if assigned; captions under figures; tables; figures: graphs, photographs.

Conclusions should not repeat the abstract. The abstract should be at least 1800 characters long. It should reflect the problem statement, research methods, main scientific results and conclusions.

In Ukrainian-language articles, captions for figures and tables are duplicated in English. If the text contains Cyrillic or non-English-language citations, a list of references and a REFERENCES section are provided. In their absence – only the REFERENCES section.

When citing Cyrillic or non-English-language references in REFERENCES, the author's (official) English version of the title of the work and the names of the authors should be given. If it is not available, an English translation (commonly used in the literature, if any) is given. At the end of the reference, the language of the original source from which the translation was made should be indicated – for example, (In Ukrainian).

REQUIREMENTS FOR THE ELECTRONIC VERSION OF THE MANUSCRIPT

The text of the manuscript should be typed in MicrosoftWord format, starting from version 2013 in *.docx format.

The sheet size is A4. Margins: left and right – 2 cm, top – 2.5 cm, bottom – 3 cm. Fonts: Times New Roman (Cyr) and Arial, line spacing: 1.1.

The title and subheadings of the article are typed in capital letters, no period at the end of the title.

The title of the article, authors, organization, and abstract are placed in one column. The main text of the article is arranged in two columns, column width – 8.25 cm, distance between columns – 0.5 cm. It is allowed to arrange the text in one column if the article contains large figures, tables and many large formulas.

Figures and photographs should be scanned with a sufficiently high resolution (300 DPI – 600 DPI) and inserted into the text of the article. Numbers and labels in figures and photographs should be indicated in the language of the main text of the article and should be readable. All physical quantities are given in SI units and in the language of the main text of the article. Letter designations of physical quantities are given in italics.

To write formulas and equations, use the built-in equation editor.

The material of the article is arranged in the following order:

The number of the conditional decimal classification (UDC) and (PACS): font size 10 pt, normal font, no indentation, left margin.

Title of the article: Arial font, size 14 pt, bold, no indentation, centered.

Authors (initials, surnames): Arial font, size 13 pt, normal font, no indents, centered.

Names of organizations (full name of the organization, city, country, e-mail address Times New Roman (Cyr) font, size 9 pt, italicized, no indents, centered.

Abstract (in the language of the main text of the article): Times New Roman (Cyr) font, size 9 pt, normal font, indentation of the first line of the paragraph 0.75 cm, centered.

Keywords: Times New Roman (Cyr) font, size 9 pt, italicized typeface, paragraph line indentation 0.75 cm, width arrangement.

Text of the article: Times New Roman (Cyr) font, size 10 pt, normal font, first line indentation 0.75 cm, width. Words should be separated by only one space. A space after a word before punctuation is not allowed. The text is typed using only soft hyphenation (hyphenation combined with the Ctrl key). A hard space (Ctrl+Shift+space) is placed between the value of a quantity and its unit of measurement.

Subheading names: Times New Roman (Cyr) font, size 10 pt, bold, no indentation, centered.

Caption under the figure: Times New Roman (Cyr) font, size 10 pt, normal italics, indentation of the first and subsequent lines of the paragraph 0.75 cm, centered.

Formulas: Times New Roman (Cyr) font, size 10 pt, normal font, width-wise. Numbering of formulas in parentheses on the right edge of the line.

References: Times New Roman (Cyr) font, size 9 pt, normal font, no indents, width. References to unpublished materials are not allowed. References are given in the original language.

EXAMPLE OF THE REFERENCES

1. I.P. Pinkevich, V.Y.Sugakov. Theory of solids, PPC "Kiev University", K. (2006), 333 p. (In Ukrainian).
2. M.V. Gnatenko. Ukr. J. Phys., 60, 5, 390 (2015). (In Ukrainian). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
3. K. Janakiraman, S. Swamiappan. Materials Letters, 357, 135731 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
4. A.D. Ashby. Phys.Rev., A19, 213 (1985). <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>
5. D.V. Vert. In Progress in Metals, ed. by R. Speer, USA, New York (1976), v.4, p.17. <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2023.135731>

MATERIALS PROVIDED TO THE EDITOR

1. Two printed copies of the manuscript signed by authors.
2. Electronic version of the manuscript and contact information for communication with authors sent to physics.journal@karazin.ua.
3. A referral from the institution where the work was performed and expert acts in two copies; the name, full name and patronymic of the author; telephone numbers, E-mail, with indication of the author of the manuscript responsible for communicating with the journal.

The materials of the manuscript should be sent to the following address: Editorial of Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University, Series "Physics", V. N. Karazin Kharkiv National University, Faculty of Physics, 4 Svobody Square, Kharkiv.

Наукове видання

Вісник Харківського національного університету

імені В. Н. Каразіна

Серія “Фізика”

випуск 43'2025

Збірник наукових праць

Українською та англійською мовами

Комп'ютерне верстання Р. В. Шурінов

Підписано до друку 24.11.2025. Формат 60x84 1/8.

Папір офсетний. Друк цифровий.

Ум. друк. арк. 0,00. Обл.-вид. арк 0,00.

Наклад 100 пр. Зам. № 37/25

Надруковано: ХНУ імені В. Н. Каразіна

61022, Харків, майдан Свободи, 4.

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09