

ISSN 2222-5617

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

*Вісник
Харківського
Національного
Університету
імені В. Н. Каразіна*

Серія “Фізика”

Випуск 42

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 № 14 від 26 травня 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 42

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 № 14 dated 26 May 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

Chronos 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>R. V. Vovk, A. Yu. Vragov, M. M. Inozemtsev, V. A. Kovrygyn, A. O. Komisarov, M. V. Korobkov, V. F. Korshak, L. O. Pashchenko, G. Ya. Khadzhai, O. G. Chepurin, D. F. Yarchuk.</i> Crystal structure, defects, pinning and magnetic flux dynamics in HTSC compounds of the 1-2-3 system (brief review)	7
<i>O. M. Konovalenko, Z. A. Maizelis.</i> Influence of decoherence parameters on the efficiency of preserving entanglement of two-qubit werner states through quantum measurements	22
<i>V. Yu. Gres', M. V. Korobkov, L. O. Pashchenko, A. Yu. Vragov, A. O. Komisarov, V. O. Kovrygyn, M. M. Inozemtsev, O. G. Chepurin, D. F. Yarchuk, G. Ya. Khadzhai, V. F. Korshak, R. V. Vovk.</i> Magnetoresistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-x}\text{Al}_x\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with a system of unidirect planar defects	27
<i>R. V. Vovk, K. I. Sokol, D. V. Rokhmistrov, A. V. Goncharenko.</i> Study of the structure of amorphous calcium phosphate by the radial distribution function of atoms	37
<i>O. V. Lazorenko, A. A. Onishchenko, I. A. Taranova, M. A. Udovenko.</i> “Fractalization” of the solid-state physics.	43
<i>O. M. Konovalenko, Z. A. Maizelis.</i> Discrete QND entanglement-protection protocol for a phase-shifted Bell pair	53

METHODS OF TEACHING PHYSICS

<i>V. M. Gorbach, I. A. Taranova, O. V. Shurinova.</i> Physical experiment in digital reality: challenges of practical online learning	58
<i>T. R. Zetova, N. S. Shyshko, T. O. Shekhovtsova.</i> Transforming physics education with neural networks: modern approaches and tools	64
<i>Yu. V. Lytvynov, G. V. Klymenko.</i> Methodology for creating an integrated researcher environment based on Jupiter Notebook using neural networks	69
<i>N. S. Shyshko, T. R. Zetova.</i> Using wolfram mathematica to process the results of the laboratory work “Newton's ring”	74

PHYSICS: EVENTS AND NAMES

<i>V. P. Poyda, V. I. Bilets'kyi, K. I. Bayramova, O. M. Men'shova, P. L. Veytsman.</i> M. D. Pylchikov's contribution to the development of new physical devices and to the supplementation of collections of devices of physical cabinets and laboratories of Kharkiv and Odessa Universities and Kharkiv Technological Institute	79
---	----

Зміст

<i>Р. В. Вовк, О. Ю. Врагов, М. М. Іноземцев, В. О. Ковригин, А. О. Комісаров, М. В. Коробков, В. Ф. Коршак, Л. О. Пащенко, Г. Я. Хаджай, О. Г. Чепурін, Д. Ф. Ярчук.</i> Кристалічна структура, дефекти, піннінг та динаміка магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3 (короткий огляд)	7
<i>О. М. Коноваленко, З. О. Майзеліс.</i> Вплив параметрів декогеренції на ефективність збереження запутаності двокубітних станів Вернера за рахунок квантових вимірювань	22
<i>В. Ю. Гресь, М. В. Коробков, Л. О. Пащенко, О. Ю. Врагов, А. О. Комісаров, В. О. Ковригин, М. М. Іноземцев, О. Г. Чепурін, Д. Ф. Ярчук, Г. Я. Хаджай, В. Ф. Коршак, Р. В. Вовк.</i> Магнітоопір монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ з системою односпрямованих площинних дефектів	27
<i>Р. В. Вовк, К. І. Сокол, Д. В. Рохмістров, А. В. Гончаренко.</i> Дослідження структури аморфного фосфату кальцію за допомогою функції радіального розподілу атомів	37
<i>О. В. Лазоренко, А. А. Онищенко, І. А. Таранова, М. А. Удовенко.</i> “«Фракталізація» фізики твердого тіла	43
<i>О. М. Коноваленко, З. О. Майзеліс.</i> Дискретний QND-протокол захисту запутаності для беллівської пари з фазовим зсувом	53

МЕТОДИКА ВИКЛАДАННЯ ФІЗИКИ

<i>В. М. Горбач, І. А. Таранова, О. В. Шурінова.</i> Фізичний експеримент у цифровій реальності: виклики практичного онлайн-навчання	58
<i>Т. Р. Зєтова, Н. С. Шишко, Т. О. Шеховцова.</i> Трансформація фізичної освіти за допомогою нейронних мереж: сучасні підходи та інструменти	64
<i>Ю. В. Литвинов, Г. В. Клименко.</i> Методика створення інтегрованого середовища дослідника на базі Jupiter Notebook з використанням нейромереж	69
<i>Н. С. Шишко, Т. Р. Зєтова.</i> Використання програмного середовища wolfram mathematica для обробки результатів лабораторної роботи "кільця ньютонів"	74

ФІЗИКА: ПОДІЇ ТА ІМЕНА

<i>В. П. Пойда, В. І. Білецький, К. І. Байрамова, О. М. Меньшова, П. Л. Вейцман.</i> Внесок М. Д. Пильчикова в розробку нових фізичних приладів та в поповнення колекцій приладів фізичних кабінетів і лабораторій Харківського і Одеського університетів та Харківського технологічного інституту	79
--	----

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-01>

UDC 539.374+669.715, 538.945.2

PACS numbers: 74.72.-h, 61.72.Mm, 74.25.F-

КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА, ДЕФЕКТИ, ПІННІНГ ТА ДИНАМІКА МАГНІТНОГО ПОТОКУ У ВТНП-СПОЛУКАХ СИСТЕМИ 1-2-3 (короткий огляд)

Р. В. Вовк , О. Ю. Врагов , М. М. Іноземцев , В. О. Ковригин,
А. О. Комісаров, М. В. Коробков, В. Ф. Коршак , Л. О. Пащенко ,
Г. Я. Хаджай , О. Г. Чепурін , Д. Ф. Ярчук 

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

E-mail: gkhadjai@gmail.com

Надійшла до редакції 05 квітня 2025 р. Переглянуто 21 травня 2025 р.

Прийнято до друку 25 травня 2025 р.

Короткий огляд явищ, пов'язаних із динамікою магнітного потоку та його піннінгом у ВТНП-сполуках системи 1-2-3, виконаний на основі літературних даних та власних досліджень. До огляду увійшли експериментальні дослідження змін температурних залежностей електричного опору та вольт-амперних характеристик монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ під впливом структурних дефектів. На базі особливостей кристалічної структури $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та типових структурних дефектів цієї сполуки розглянуто динаміку магнітного потоку та вплив теплових коливань на цю динаміку, фазовий стан та динаміку вихрової системи у ВТНП-сполуках системи 1-2-3, зокрема піннінг вихрової ґратки на дефектах, власний піннінг у сполуці $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. У високотемпературних надпровідниках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Peak-effect пов'язаний як із адаптацією вихрової решітки до потенціалу піннінгу, так і з фазовими переходами з одного стану ВР до іншого. Fishtail ефект у $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ може бути обумовлений фазовими перетвореннями вихрової ґратки, впливом об'ємного піннінгу або впливом поверхневих бар'єрів Біна-Лівінгстона. Огляд містить перелік завдань, що бажано вирішити, зокрема, дослідження піннінгу та динаміки вихорів у монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що містять тільки контрольовані дефекти, встановлення ролі міжгранулярних зв'язків у збільшенні критичного струму та ефективного потенціалу піннінгу, вивчення впливу на Peak-effect кластерів кисневих вакансій.

Ключові слова: монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, дефекти, піннінг, вихрова речовина, магнітний потік, Peak effect, Fishtail effect, динаміка.

Як цитувати: Р. В. Вовк, О. Ю. Врагов, М. М. Іноземцев, В. О. Ковригин, А. О. Комісаров, М. В. Коробков, В. Ф. Коршак, Л. О. Пащенко, Г. Я. Хаджай, О. Г. Чепурін, Д. Ф. Ярчук. Кристалічна структура, дефекти, піннінг та динаміка магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3 (короткий огляд). Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 42, 2025, 7–21. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-42-01>

In cites: R. V. Vovk, A. Yu. Vragov, M. M. Inozemtsev, V. A. Kovrygin, A. O. Komisarov, M. V. Korobkov, V. F. Korshak, L. O. Pashchenko, G. Ya. Khadzhai, O. G. Chepurin, D. F. Yarchuk. Crystal structure, defects, pinning and magnetic flux dynamics in HTSC compounds of the 1-2-3 system (brief review). Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 7–21. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-42-01> (in Ukrainian).

ВСТУП

Як відомо з численних теоретичних та експериментальних досліджень, фазовий стан вихрової матерії істотно залежить від інтервалу температур, що розглядається, та магнітних полів, від розмірності, розмірів та концентрації дефектів кристалічної структури, а в анізотропних надпровідниках і від орієнтації зовнішнього магнітного поля відносно кристалографічних осей кристалів. При цьому піннінг вихрової ґратки на дефектах визначається розмірністю, розмірами, щільністю та просторовим розподілом дефектів. Умовно піннінг поділяють на магнітний та коровий. Магнітний піннінг визначається магнітною взаємодією з неоднорідностями, які мають розміри порядку глибини проникнення магнітного поля λ . Коровий піннінг ефективний на неоднорідностях, що мають розміри порядку довжини когерентності ξ . Зважаючи на малі значення ξ , у ВТНП-сполуках цей тип піннінгу ефективний на точкових, плоских та лінійних дефектах. У цьому огляді зроблено спробу короткого аналізу наявних теоретичних та експериментальних результатів, отриманих при дослідженнях піннінгу та динаміки магнітного потоку у ВТНП-сполуках системи 1-2-3. Наведено дані про кристалічну структуру та особливості дефектного ансамблю таких сполук, а також виділено основні питання, які дотепер не знайшли свого теоретичного та експериментального рішення.

1.1. КРИСТАЛІЧНА СТРУКТУРА СПОЛУКИ

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

Структура та властивості **сполук** $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ безпосередньо пов'язані з індексом δ , що характеризує вміст вакансій кисню. **Сполуки** є надпровідними та мають орторомбічну симетрію при $\delta < 0.4$ з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. При $\delta > 0.4$ вони стають напівпровідниками з граничною фазою $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$. Їх структуру можна розглядати як структуру перовскіту з нестачею кисню [1]. У загальному випадку перовскіт є упаковкою октаєдрів BO_6 , де В – малий катіон металу (наприклад міді), оточений 6 іонами кисню. Атомні положення, що є між 8 октаєдрами, центрованими у вершинах куба, зайняті великими катіонами металу А (ітрію). Вилучивши атоми кисню з ідеальної ґратки перовскіту, ми отримаємо найбагатшу киснем сполуку $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (рис. 1).

Його елементарну комірку можна представити у вигляді послідовності шарів, перпендикулярних до осі c : (а) $\text{Cu}-\text{O}$, в якому, в порівнянні з вихідним перовскітом, є дві вакансії кисню; іон міді $\text{Cu}(1)$, розташований у цьому шарі, має координаційне число

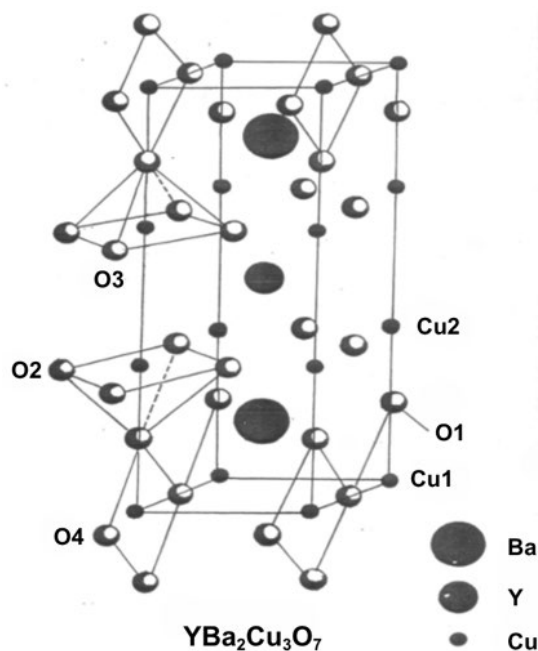


Рис. 1. Модель кристалічної ґратки сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ згідно з [1].

Fig. 1. Crystal lattice model of the compound $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ according to [1].

4 та оточений чотирма іонами кисню; (б) $\text{Ba}-\text{O}$; в) $\text{Cu}-\text{O}$, в якому іон міді $\text{Cu}(2)$, розташований в ньому, має координаційне число 5 та оточений п'ятьма іонами кисню, що утворюють багатогранник; г) шару ітрію, в якому порівняно з вихідним перовскітом є чотири вакансії кисню. Продовження осередку симетричне відносно цього шару іонів ітрію і там знову повторюються описані раніше шари $\text{Ba}-\text{O}$ та $\text{Cu}-\text{O}$. Однак іони міді знаходяться в атомних положеннях двох типів $\text{Cu}(1)$ у площині квадрата CuO_4 , а $\text{Cu}(2)$ – у піраміді з квадратною основою CuO_5 . Саме тим, що шари багатогранника, розділені шарами іонів ітрію, визначається двовимірний характер структури. Наявність купратних площин, а також двовимірної та квазидвовимірної структури є загальною рисою всіх високотемпературних надпровідних сполук.

Методи дифракції нейтронів та електронної мікроскопії [2] з високою роздільною здатністю показують, що вакансії кисню розташовуються у площині квадрата CuO_4 , а не в пірамідах CuO_5 . При збільшенні концентрації вакансій ланцюжки $\text{Cu}-\text{O}$ уздовж осі b стають закінченими і атоми $\text{Cu}(1)$ змінюють своє координаційне число з 4 на 2 для найбіднішої киснем сполуки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$.

При порівнянні кубічної та ромбоєдричної структури перовскіту (LaCuO_3) зі структурами сполук $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ та $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ виявляється, що ланцюжки розвиваються у трьох просторових напрямках у перовскіті та лише у напрямку b не існують у $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$.

1.2. СТРУКТУРНІ ДЕФЕКТИ СПОЛУКИ

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

У безпримісних кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, залежно від дефіциту кисню та технології синтезу, спостерігаються такі дефекти структури: точкові дефекти типу вакансій кисню, які формуються у площинах CuO , планарні дефекти типу (001), межі двійників, дислокації та так звані $2\sqrt{2}\times 2\sqrt{2}$ структури [3], що спостерігаються при дефіциті кисню $\delta = 6.8\div 6.9$.

Плоскими дефектами є площини двійникування, які утворюються при "тетра-орто" переході та мінімізують пружну енергію кристала. Межі двійників є площини, що мають тетрагональну структуру як результат присутності шарів, що містять вакансії кисню, розташовані вздовж межі двійника [3, 4]. Електронномікроскопічні дослідження показали [4], що на початковій стадії тетра-орто переходу утворюються зародки доменів, в яких формуються два сімейства когерентних поверхонь розділу (110) та (110). Це може спричинити утворення структури типу "твіду" при перекритті близьких мікродвійників. Період такої структури залежить від вмісту кисню і може бути стимульований при допуванні тривалентним металом та, зокрема, алюмінієм [4, 5]. На початковій стадії зростання мікродоменів формування двійникових границь (ДГ) відбувається за допомогою процесу дифузії структурних вакансій в CuO шарах. Розповсюдження ДГ здійснюється при русі двійникових дислокацій, керованих напруженням.

Лінійні дефекти (дислокації) характерні для епітаксialних плівок та текстурованих зразків. Джерелом цього типу дефектів можуть бути дислокації невідповідності, що породжуються межею розділу плівка-підкладка у плівкових зразках, і дислокації невідповідності, що породжуються на межі розділу фаз $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$ у текстурованих плавлених зразках. Густина дислокацій у плівках може досягати значень близько $1.4\times 10^8 \text{ см}^{-2}$ [6].

Висока густина дислокацій у монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ може бути отримана при вирощуванні кристалів у процесі протікання перитектичної реакції [7], що, ймовірно, пов'язано з наявністю дрібних включень фази $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_5$. У кристалах, вирощуваних розчин-розплавним методом, густина дислокацій становить близько $5\times 10^3 \text{ см}^{-2}$ [8]. Зазначимо, що густина дислокацій може бути збільшена при термомеханічній обробці матеріалів [9].

Точкові дефекти (вакансії кисню) присутні у всіх зразках $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, що пов'язано з нестехіометричним вмістом кисню. При цьому коефіцієнт заповнення близький до одиниці для всіх кисневих позицій, крім $\text{CuO}(1)$. Залежно від вмісту кисню, можливе утворення надструктур при періодичному розподілі вакансій кисню. Густина кисневих вакансій відносно велика і за $\delta = 0.03$ становить близько 10^{26} м^{-3} .

У літературі є також повідомлення про систематичний дефіцит міді у площинах CuO , який може досягати значень 0.09 у сполуках [10]. Точкові дефекти можуть бути отримані при легуванні. Як правило, легуючі елементи (за винятком рідкісноземельних елементів та Sr) впроваджуються в позиції $\text{Cu}(1)$ [1]. Іони ж рідкісноземельних елементів та K заміняють атоми ітрію, а Sr впроваджується в позиції атомів Ba.

Додаткові дефекти можуть бути створені при опроміненні [11, 12]. Залежно від типу частинок та їх енергії можуть бути створені як точкові, так і лінійні дефекти (треки важких частинок з високою енергією) [13].

1.3. ПІННІНГ ВИХРОВИХ ГРАТОК НА ДЕФЕКТАХ І ВЛАСНИЙ ПІННІНГ У СПОЛУЦІ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Піннінг на дислокаціях, ймовірно, ефективний у плівках та текстурованих зразках завдяки їх високій густині: $1.4 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$ у плівках, та близько 10^{10} см^{-2} у текстурованих зразках поблизу включень фази $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$. Густина дислокацій у текстурованих зразках може бути збільшена шляхом гарячої деформації, що призводить до збільшення критичного струму в півтора рази при $H \parallel c$ та вдвічі при $H \parallel ab$ -площині [7].

Піннінг на дислокаціях у монокристалах, ймовірно, неефективний через їх малу густину – $5 \times 10^6 \text{ см}^{-2}$. Для порівняння, густина ДГ на одиницю довжини становить $5 \times 10^3 \text{ см}^{-1}$. Враховуючи двовірний характер ДГ, відносна кількість вихорів, захоплених ДГ, суттєво перевищує це значення. Тому слід очікувати неефективності піннінгу на дислокаціях порівняно з піннінгом на ДГ.

Лінійні дефекти у ВТНП матеріалах можуть бути штучно створені при опроміненні важкими частинками високих енергій. Ефективність піннінгу на таких дефектах підтверджується численними експериментальними даними [9, 10, 14].

Наприклад, у роботі [14] спостерігали збільшення критичної густини надпровідного струму, J_c , в 30 разів після опромінення іонами свинцю при $T = 87 \text{ К}$ у магнітному полі 0.05 Тл. Зазначимо, що піннінг на лінійних дефектах найбільш ефективний при орієнтації поля, паралельній трекам, утвореним у процесі опромінення.

Власний (intrinsic) піннінг проявляється в матеріалах, для яких довжина когерентності порівнювана з відстанню між струмонесучими шарами. Довжина когерентності в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ порівнянна з періодом ґратки вздовж осі c , що обумовлює присутність цього типу піннінгу в цьому надпровіднику. Наявність intrinsic-піннінгу в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ підтверджено численними експериментальними дослідженнями.

Вважаючи, що власний піннінг при розорієнтації поля $H \perp c$ істотно більший за піннінг на дефектах,

модель фрагментованої структури вихрових ниток [5] передбачає кутову залежність критичного струму виду $J_c |\cos \varphi|^{-1/2}$. Врахування піннінгу на інших дефектах (наприклад, на точкових [6]) дозволило отримати залежність виду $J_c = J_{c1} |\cos \varphi|^{-1/2} + J_{c2}$, где J_{c1} – критичний струм, який визначається власним піннінгом, а J_{c2} – критичний струм, що визначається дефектами структури. Експериментальне підтвердження наведених залежностей отримано в роботі [6].

Непрямий піннінг у надпровідниках може спостерігатися при слабкому піннінгу вихрової рідини (ВР) матрицею та наявності потужних центрів піннінгу, віддалених на відстань $d > a_0$. При упорядкованому розподілі потужних центрів піннінгу критичний струм визначається зсувною деформацією ВР у вигляді $J_c = 2\Delta\phi_0(1-b)^2/d(8\pi\lambda)^2$, де $b=B/B_{c2}$, а в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при розорієнтації векторів $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ та $\mathbf{J} \perp \text{ДГ}$ [7] сильними центрами піннінгу в цьому експерименті служили границі двійників.

Піннінг на ДГ експериментально виявлений при резистивних [8] та магнітних [9] дослідженнях, а також при візуальному спостереженні профілю магнітного потоку, що рухається. Знімки профілю проникнення магнітного потоку в монокристалічному зразку показують, що потік проникає вздовж ДГ при температурах вище 40 К, а при $T < 40$ К він проникає в кристал рівномірно. Така поведінка вказує на суттєвий вплив ДГ на піннінг потоку в області високих температур і на ослаблення їх впливу в області низьких температур. Тим не менш, піннінг на ДГ проявляється і при температурі рідкого гелію, про що свідчить підвищена густина вихорів поблизу ДГ, що спостерігається в експериментах з декорування вихрового потоку [10].

1.4. ДИНАМІКА МАГНІТНОГО ПОТОКУ

Якщо сила Лоренца, що діє на ВР, $F_L = JB$, перевищує силу піннінгу $F_p = J_c B$, що визначається величиною J_c , то спостерігається в'язка течія магнітного потоку. Опір в'язкому потоку ρ_l в рамках моделі Бардіна – Стефена визначається виразом [15]:

$$\rho_{BS} = \rho_N B / B_{c2}, \quad (1)$$

де ρ_N – електричний опір у нормальному стані. Вольт-амперні характеристики (ВАХ) у цьому випадку лінійні та, як показали експериментальні дослідження [16] $\rho_l \cong \rho_{BS}$. При густині транспортного струму меншій J_c рух магнітного потоку здійснюється за допомогою термоактивованих перескоків вихорів або їх зв'язок. При цьому динаміка потоку, тобто вигляд ВАХ та тимчасова релаксація намагніченості, визначаються струмовою залежністю потенціалу піннінгу $U(J)$. Нижче надається короткий огляд існуючих моделей, які визначають вигляд залежностей $U(J)$, та експериментальних досліджень динаміки магнітного потоку.

1.4.1. Класичний крип

Теоретично термоактивований крип ВР в рамках феноменологічного опису розглянутий Андерсоном та Кімом у роботі [17]. В рамках теорії Андерсона – Кіма (АК) отримано наступну залежність електричної напруги від густини транспортного струму:

$$E = 2NBa\omega \exp(-U_0/kT) \sinh(U_0/J_c kT), \quad (2)$$

де N – число вихорів у зв'язці, a – довжина стрибка, ω – ефективна частота перескоків, та k – постійна Больцмана. У теорії АК передбачається лінійна струмова залежність ефективного потенціалу піннінгу виду:

$$U = U_0(1 - J/J_c), \quad (3)$$

де $U_0 = U_0(H, T)$.

У межах моделі критичного стану для термоактивованого руху потоку отримано рівняння [18]:

$$d(M - M_{eq})/dt = (B\omega a/2\pi r) \exp(U_0/kT), \quad (4)$$

де r – радіус зразка, M – намагніченість зразка, M_{eq} – рівноважне значення намагніченості. Вважаючи, що струмова залежність U_0 визначається виразом (3), легко отримати вираз для релаксації магнітного потоку:

$$M(t) = M_{eq}[1 - (T/U) \ln(t/t_0)], \quad (5)$$

де $t_0 = 2\pi r M_{eq} / B\omega a$.

Рівняння (2) та (5) дозволяють визначити величину ефективного потенціалу піннінгу з вимірювань ВАХ та релаксації намагніченості. Необхідно зазначити, що ці рівняння не враховують ефектів колективного піннінгу та теплових флуктуацій ВР, а також впливу хаотичного потенціалу, що породжується дефектністю кристалічної структури, які можуть істотно змінити струмову залежність потенціалу піннінгу, а отже і динаміку магнітного потоку.

1.4.2. Теорія колективного піннінгу та модель вихрового скла

Невпорядкований розподіл дефектів породжує хаотичний потенціал піннінгу, що призводить до порушення далекого порядку ВР та розбиття її на домени [19]. Поперечний, R_c , та поздовжній, R_L (стосовно напрямку вектора $\mathbf{H}$), розміри доменив визначаються виразами: $L_c \cong c_{44}^{1/2}(c_{66}^{3/2}\xi^2/W)$ та $R_L \cong R_c(c_{44}/c_{66})^{1/2}$, де c_{44} – модуль вигину та W – середньоквадратичне значення сили, що породжується дефектами, $\delta = (\eta/\gamma)^{1/2}$ – об'єм домену, а $J_c \cong c_{66}\xi/R_c^2 B$ [20] – критичний струм.

У слабких магнітних полях [21] $c_{11} \cong c_{44} \cong c_{66} \cong c$ і потенціал піннінгу $U_0 \cong c^3 \xi^4 / W$. Тут c_{11} – модуль стиснення ВР.

У сильних магнітних полях $H \gg H_{c1}$ [22], $c_{11} \cong c_{44} \gg c_{66}$ і розмір домену в напрямку захоплення визначається виразом $R_l \cong R_c(c_{11}/c_{66})^{1/2}$. У цьому випадку ефективний потенціал піннінгу та об'єм вихрової зв'язки в $(c_{11}/c_{66})^{1/2}$ разів більші відповідних значень потенціалу U_0 та активаційного об'єму V_c , отриманих для слабких полів. Це викликано тим, що завдяки конкуренції між зсувною (та згинальною) пружною енергією і хаотичним потенціалом вихрової зв'язки об'ємом V_c не можуть переміщатися незалежно один від одного, а формуються надзв'язки об'ємом $V_b = V_c(c_{11}/c_{66})^{1/2}$, які переміщуються як одне ціле.

Урахування колективних ефектів призводить до струмової залежності потенціалу піннінгу вигляду:

$$U = (U_0/\mu)(J_c/J^\mu - 1), \quad (6)$$

де величина показника ступеня μ у міру зменшення густини транспортного струму приймає значення 1/7, 5/2, 1, 9/7 та 2 [23], а $U_0 = U_0(T, H)$.

Теорія ізотропного вихрового скла (ВС), як і теорія колективного піннінгу, ґрунтується на уявленні про порушення далекого порядку ВР хаотичним потенціалом піннінгу. В рамках цієї теорії рух вихрових ниток розглядається як процес активації вихрових петель [20, 22]. Теорія ВС передбачає струмову залежність, що визначається рівнянням (6) як у мейснерівському, так і в змішаному стані. Величина показника ступеня μ обмежена значеннями $\mu \leq 1$. Якісно однаковий опис струмових залежностей потенціалу піннінгу, отриманий в рамках теорії колективного піннінгу та моделі ВС, ймовірно обумовлений тим, що обидві теорії описують однакові фізичні явища [24].

Нелінійна струмова залежність U , що визначається рівнянням (6), приводить до зміни виду ВАХ та тимчасової релаксації намагніченості [25]:

$$E \cong E_0 \exp[-(U_0/\mu)(1 - J_c/J)^\mu], \quad (7)$$

та

$$M(t) = -M_{eq}[1 + (\mu kT/U_0) \ln(t/t_0)]^{-1/\mu}, \quad (8)$$

де E_0 – феноменологічний параметр.

1.5. ВПЛИВ ТЕПЛОВИХ КОЛИВАНЬ НА ФАЗОВИЙ СТАН ТА ДИНАМІКУ ВИХРОВОЇ СИСТЕМИ

1.5.1. Термодинамічні властивості

Сила термічних флуктуацій характеризується числом Гінзбурга [26]:

$$G_i = [T_c/H_{c2}^2(0)\varepsilon\xi^3(0)]^2/2. \quad (9)$$

Тут $\varepsilon = (m/M)^{1/2}$ – параметр у межах моделі ефективних мас. Важливість цього параметра ілюструється такими міркуваннями. Область критичного режиму визначається нерівністю $|T_c - T| < T_c G_i$ і лінія плавлення вихрової ґратки визначається виразом:

$$B_m(T) \cong (5.6c_L/G_i)H_{c2}(0)(1 - T/T_c), \quad (10)$$

а лінія термічного депіннінгу дається співвідношенням [29, 27]:

$$B_{dp}(T) \approx 8G_i H_{c2}(0)(T/T_c)^2. \quad (11)$$

Тут c_L – число Ліндемана. Видно, що при збільшенні G_i область температур, в якій позначається вплив теплових флуктуацій, зростає.

У низькотемпературних надпровідниках $G_i \approx 10^{-8}$ і ефекти, зумовлені тепловими флуктуаціями, незначні. У ВТНП матеріалах G_i велике і, зокрема, для $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ $G_i \approx 10^{-2}$. Тому термічні флуктуації у цих матеріалах відіграють важливе значення у визначенні термодинамічних та динамічних властивостей ВР.

Плавлення вихрової ґратки у разі фазового переходу першого роду супроводжується руйнуванням далекого порядку. При фазовому переході другого роду відбувається зміна функціональної залежності просторового корелятора. Порушення координаційного порядку не виключає можливості збереження орієнтаційного порядку, що приводить до утворення фази типу рідкого кристала [30].

Можливість плавлення вихрової речовини експериментально показана в численних роботах [31]. При резистивних дослідженнях цей фазовий перехід проявляється у вигляді температурного та польового гістерезису електроопору, що свідчить про фазовий перехід першого роду. Експериментально отримані лінії плавлення вихрової речовини у $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при орієнтаціях поля $H \parallel c$ та $H \perp c$ визначаються виразами [32]:

$$B_{m\parallel}(T) \cong 103(1 - T/T_c)^{1.41}, \quad (12)$$

та

$$B_{m\perp} \cong 842(1 - T/T_c)^{1.37}, \quad (13)$$

відповідно. Отримані показники ступеня, $n = 1.41$ та $n = 1.37$, менші за величину $n = 2$ у рівнянні (13). Це зумовлено тим, що зі збільшенням магнітного поля $n \rightarrow 1$, і така тенденція спостерігалася в роботі [15].

1.5.2. Динаміка вихрової рідини.

Теоретично динаміка вихрової рідини досліджена у роботах [33–35]. У роботі [33] зазначається, що при відсутності колективних ефектів в'язкість вихрової рідини, $\eta \sim \tau_L \cong \omega_{ph}^{-1} = (10^{-12} - 10^{-9})$ с, є малою (тут τ_L та ω_{ph} – час релаксації вихрової рідини і фононна

частота, відповідно) і за великих часів піннінгу τ_{min} ВР не закріплена, тобто $J_c = 0$. Експоненційно великі терміни розмиття неоднорідної структури у ВР $\tau_{pl} \cong \omega_{ph}^{-1} \exp(U_{pl}/T)$ виникають за наявності високих бар'єрів U_{pl} для термоактивованого пластичного руху вихорів. Поява високих бар'єрів U_{pl} може бути також спричинена переплутуванням вихрових ниток. У цьому випадку $\tau_{pin} \approx \tau_{pl}$, і усереднення по інтервалу τ_{pin} дає ненульовий результат, та $J_c \neq 0$. Для ВР зі слабким піннінгом передбачається ВАХ виду [36]:

$$E = \rho_f J [1 - (J/J_c)^2]. \quad (14)$$

У цьому випадку [37] можливе різке збільшення в'язкості вихрової рідини у присутності рідко розташованих сильних центрів піннінгу, таких як границі двійників. Умова піннінгу визначається співвідношенням $d_0 \ll \delta$, где $\delta = (\eta/\gamma)^{1/2}$, а γ – коефіцієнт тертя, зумовлений піннінгом. В одновихровому режимі $d_0/\delta \cong 10^3$, проте переплутування вихрових ниток приводить до збільшення η в 10^6 разів, що приводить до співвідношення $d_0/\delta \cong 1$. Це дозволило авторам [38] інтерпретувати перегин на залежності $R(T)$, що спостерігався в роботі [38], як прояв піннінгу на ДГ зі збільшенням в'язкості.

Відмінність у підходах до опису динаміки ВР в роботах [33] і [34] полягає в тому, що автори роботи [33] припускали наявність слабого піннінгу на дрібномасштабних дефектах при відсутності великомасштабних центрів піннінгу, а в роботі [34] передбачалася присутність тільки великомасштабних, далеко віддалених один від одного, центрів піннінгу. Тому в реальних здвійникованих кристалах можливий прояв обох механізмів піннінгу.

1.5.3. Динаміка вихрової ґратки у теорії колективного піннінгу

Термічний депіннінг обумовлений згладжуванням випадкового потенціалу тепловими коливаннями вихрових ниток, що приводить до збільшення радіусу піннінгу $r_p \cong \xi \rightarrow (\xi^2 + u_{ph}^2)^{1/2}$, де u_{ph} – квадратична амплітуда теплових коливань. При температурі депіннінгу

$$T_{dp} = 2\pi\epsilon_0\xi^2(B/\Phi_0)^{1/2}, \quad (15)$$

при $\xi \cong u$ піннінг на точкових дефектах різко падає, що приводить до зміни залежностей і $U(T, H)$, і $J_c(T, H)$ [25, 39].

На рис. 2 показано феноменологічну фазову діаграму, що визначає різні режими піннінгу та область їх реалізації на В-Т площині у ВТНП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при орієнтації поля $H \parallel c$ [40]. Режим одновихрового піннінгу в області слабких полів та низьких температур обмежений полем B_{sb} , при

перевищенні якого реалізується крип малих вихрових зв'язок, та температурою депіннінгу системи невзаємодіючих вихорів. У межах цієї області всі показники не залежать від величини магнітного поля. В області піннінгу малих вихрових зв'язок, обмеженою полем B_{lb} та температурою T_{lb} , польові та температурні залежності експоненційні, що є наслідком дисперсії пружних модулів. В області високих температур та магнітних полів реалізується піннінг великих вихрових зв'язок. Цього разу дисперсія пружних модулів незначна, а польові та температурні залежності стають ступеневими. Зі зростанням

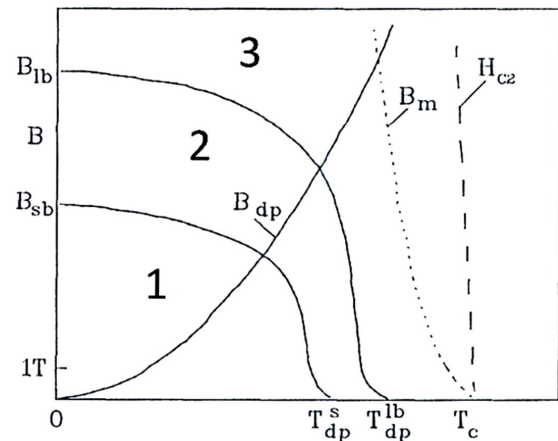


Рис. 2. Феноменологічна фазова діаграма, що визначає різні режими піннінгу та області їх реалізації на В-Т площині ВТСП $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ при орієнтації поля $H \parallel c$ [27]. 1 – Піннінг невзаємодіючих вихорів; 2 – піннінг малих зв'язок; 3 – піннінг великих зв'язок.

Fig. 2. The phenomenological phase diagram defining different pinning regimes and their implementation regions on the V-T plane of HTSC $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ at the field orientation $H \parallel c$ [27]. 1 – Pinning of non-interacting vortices; 2 – pinning of small bunches; 3 – pinning of large bunches.

температури лінії переходу до режимів крипу малих $B_{sb}(T)$ та великих $B_{lb}(T)$ зв'язок різко падають при перетині лінії термічного депіннінгу $B_{dp}(T)$ вихрової ґратки.

У разі слабого піннінгу лінія плавлення ВР $B_m(T)$ розташована в області крипу великих зв'язок вихорів та, отже, слабо збуджена хаотичним потенціалом. Діаграма (див. рис. 2) отримана при наступних значеннях параметрів: $B_{sb}(T) = 6$ Тл, $B_{lb}(T) = 10$ Тл, $T_{dp}^{sb} = 60$ К та $T_{dp}^{lb} = 70$ К.

Аналітичні залежності критичного струму $J_c(T, B)$ в рамках теорії колективного піннінгу з урахуванням теплових флуктуацій у залежності від величини магнітного поля даються виразами [40]:

$$J_c \cong J_0(B_{sb}/\beta_{sb}H_{c0})(1 + T/T_{dp}^s)^2 \times \exp[(-3/2)(\alpha + T/T_{dp}^s)^3] \quad (16)$$

при $B_{sb} < B < B_{1b}$,

$$J_c \cong J_0(B_{sb}/\beta_{sb}H_{c2})(1 + T/T_{dp})^{1/2} \times \exp[(-2B/B_{sb})(\alpha + T/T_{dp})^3] \quad (17)$$

при $B_{1b} < B$, та

$$J_c \cong J_0(B_{sb}/B)^3 [T_{dp}/(1 + T_{dp})]^{11/2}. \quad (18)$$

Тут $J_0 \cong c\Phi_0/(200\lambda^2\xi)$ – критичний струм розпарювання, температура депіннінгу в режимі невзаємодіючих вихорів задається рівнянням:

$$T_{dp}^s = T_c[(1 - T/T_c)(J_c/J_0)/G_i]^{1/2}, \quad (19)$$

величина B_{sb} визначається співвідношенням:

$$B_{sb}(T) = \beta_{sb}(j_{sv}/J_0)H_{c2}(1 + T/T_{dp}^s)^2 \times \exp[(-2c)(\alpha + T/T_{dp}^s)^3]. \quad (20)$$

Зазначимо, що через сильну анізотропію кристалічної структури ВТНП надпровідні характеристики також суттєво анізотропні. У цьому випадку при орієнтації поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ відповідні рівняння для ефективного потенціалу піннінгу і критичного струму множаться на множник $K = K(\varepsilon)$, а в похилих щодо осі $\mathbf{c}$ полях – на множник $K = K(\varepsilon^2 \cos^2 \theta + \sin^2 \theta)$, де θ – кут між вектором $\mathbf{H}$ та $\mathbf{ab}$ площиною. Конкретний вид функції $K = K(\varepsilon, \theta)$ залежить від роду величини, що визначається [40].

1.5.4. Експериментальні дослідження динаміки магнітного потоку в монокристалах та орієнтованих текстурах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$

Резистивні дослідження динаміки магнітного потоку в монокристалах [23] та текстурованих зразках [41] при високих значеннях густини транспортних струмів показали, що при орієнтації поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ початкові ділянки ВАХ, відповідні режиму термоактивованого крипу, задовільно описуються рівнянням (6). Отримані з експерименту значення ефективного потенціалу піннінгу в магнітному полі 1.5 Тл при температурі $T = 80$ К становили $U_0 = 2000$ К для текстурованих зразків та $U_0 = 1700$ К – для монокристалу. В обох випадках спостерігали слабку температурну залежність $U_0 = U_0(T)$.

У текстурованих зразках в області високих температур потенціал піннінгу майже не залежить від величини магнітного поля [41].

У роботі [23] було продемонстровано можливість реалізації непрямого механізму піннінгу в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ за високих температур для орієнтації векторів $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ та $\mathbf{J} \perp \text{ДГ}$. Найкращу згоду між експериментальними даними та виразом (4) було отримано при $d = 30$.

Ефективними центрами піннінгу служили ДГ. Зазначимо, що ефективна ширина каналу, вздовж якого здійснювалася деформація зсувом $d = d_0(R_{pl}/R_{fl})$ (тут d_0 – відстань між ДГ, R_{pl} – опір пластичній деформації ВР, R_{fl} – опір в'язкому потоку при $J > J_c$) з пониженням температури зменшувалася. Як зазначалося в попередньому розділі, модуляція густини двійників приводить до модуляції сили піннінгу ВР на точкових дефектах, яка зменшується зі збільшенням відстані від ДГ [23]. У міру зниження температури піннінг на точкових дефектах зростає згідно зі співвідношенням (14) (15), а непрямий піннінг – як λ^{-2} , тобто істотно повільніше порівняно з піннінгом на дефектах. Конкуренція між цими механізмами піннінгу приводить до зменшення ширини каналів легкого ковзання [23].

Наявність каналів легкого ковзання між ДГ також підтверджується результатами магнітних вимірів критичного струму. При орієнтації поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ автори роботи [37] спостерігали зменшення критичного струму в монокристалах з односпрямованими ДГ порівняно з кристалами, які містять домени із взаємно перпендикулярними ДГ. У похилих щодо ДГ магнітних полях ця відмінність була дуже слабкою.

Експериментальні дослідження релаксації намагніченості показали, що в області низьких температур намагніченість згасає за логарифмічним законом за часу вимірювань до 10^5 с [20, 42].

Як зазначалося вище, логарифмічне згасання намагніченості передбачається моделлю Андерсона – Кіма (АК), що передбачає лінійну струмову залежність потенціалу піннінгу виду (2). Лінійна струмова залежність U_0 відзначалася також в експериментах по вимірюванню релаксації наведених струмів у надпровідному кільці, виготовленому з текстурованої кераміки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [43].

У роботах [24, 44] спостерігали відхилення від логарифмічної залежності зі збільшенням часу вимірювання згасання намагніченості, $t > 10^5$ с. Квазілогарифмічне згасання, що визначається рівнянням (8), автори пояснювали нелінійною струмовою залежністю потенціалу піннінгу $U(J)$, що передбачається моделлю вихрового скла і теорією колективного піннінгу. Задовільний опис експериментальних даних у межах цих моделей отримано в області температур $T \leq 40$ К при $\mu \approx 1$.

Необхідно також зазначити, що аналіз експериментальних результатів з вимірювання

намагніченості дозволив авторам роботи [45] зробити висновок, що при високих густинах струму реалізується крип, передбачений моделлю АК, а в міру зменшення густини струму реалізується крип, передбачений теорією колективного піннінгу та моделлю вихрового скла.

У численних експериментах спостерігали немонотонну польову залежність критичного струму. Для пояснення цього явища запропоновано декілька моделей, з яких найбільш широко обговорюються такі:

1. У рамках моделі колективного піннінгу передбачається відсутність зростання незреласованого критичного струму зі збільшенням магнітного поля; спостережуване збільшення значень наведених струмів пояснюється зростанням ефективного потенціалу піннінгу і, як наслідок, зменшенням швидкості релаксації наведених струмів [46].

2. Друга модель ґрунтується на припущенні про існування дефіцитної по кисню або іншої фази, яка в міру збільшення магнітного поля переходить у нормальний стан, див. наприклад [47].

3. Зростання критичного струму пояснюється придушенням параметра порядку сторонньої фази, що на початковому етапі приводить до збільшення піннінгу. Подальше зменшення критичного струму приписується придушенню надпровідних параметрів надпровідника.

4. Немонотонна польова залежність критичного струму також очікується при впорядкованому просторовому розподілі центрів піннінгу. У цьому випадку максимум критичного струму очікується в магнітних полях, при яких період вихрових ґраток співпадає з відстанню між центрами піннінгу [48].

Таким чином, аналіз літературних даних показує, що: 1) дані про вплив легування кристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ металевими елементами на опір суперечливі, що ймовірно пов'язане з неоднорідністю досліджених об'єктів, а експериментальні дослідження впливу ДГ на електроопір відсутні; 2) проблема піннінгу та динаміки вихорів у монокристалах ВТНП $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ актуальна і вимагає додаткових досліджень на об'єктах, що містять контрольовані дефекти; та 3) збільшення критичного струму та ефективного потенціалу піннінгу при частковому заміщенні Y спостерігали в гранульованих об'єктах, що може відображати покращення міжгранульних зв'язків, а не властивість матеріалу.

1.6. ПІК-ЕФЕКТ У ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНИХ НАДПРОВІДНИКАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Немонотонна залежність сили піннінгу або пік-ефект (ПЕ) спостерігається як у низькотемпературних надпровідниках (наприклад: Nb_3Sn і NbSe_2 [49] та ін.),

так і у високотемпературних (наприклад: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, La_2CuO_4 та ін.). У літературі виділяють такі основні моделі для пояснення ПЕ:

1) адаптація ВР до потенціалу піннінгу, тобто розм'якшення пружних модулів ВР;

2) фазовий перехід із одного стану ВР до іншого. Перша модель була запропонована Ларкіним та Овчинниковим у [50]. Відповідно до неї вище деякої величини магнітного поля значення пружних модулів c_{44} та c_{66} зменшуються, а вихрові нитки набувають здатності до викривлення. Таким чином, вихрова ґратка підлаштовується до ландшафту піннінгу. Основним параметром моделі є довжина кореляції L_c (ефективна довжина тієї області, в якій здійснюється піннінг). Для двовимірного піннінгу вираз для L_c має вигляд:

$$L_c = (c_{44}/c_{66})^{1/2} R_c \approx 3[b/(1-b)]^{1/2} R_c, \quad (21)$$

де $b = H/H_{c2}$ – приведенне магнітне поле, а

$$R_c = a_0 c_{66} [2\pi d / W(0) \ln(F_p / \omega)], \quad (22)$$

$$F_p = [W(0)/V_c]^{1/2}, \quad W(0) = C_{dl}(T)b(1-b)^2.$$

Тут V_c – об'єм корельованих областей, d – товщина зразка, C_{dl} – параметр сили піннінгу, який знаходиться з експерименту. Для тривимірного піннінгу $L_c = [\pi c_{44}^2 k_h^2 a_0^6 r_f^2 / W(0)]^{1/3}$,

$$k_h = (1-b)^{1/2} / \lambda, \quad (23)$$

де c_{44} – модуль вигину, а r_f – елементарний радіус піннінгу (приблизно дорівнює $a_0/2$). Як видно з формул (21) та (22), L_c підпорядковується різним ступеневим законам, що свідчить про спадання L_c при переході від двовимірного до тривимірного піннінгу. Це, з (21), приводить до зростання $W(0)$ і, відповідно, до зростання сили піннінгу. Згідно з теоретичними розрахунками [50] такий перехід повинен здійснюватися при виконанні умови $L_c = d/2$. Ця модель, зокрема, дозволила пояснити зміщення піку у бік нижчих полів зі зростанням концентрації точкових дефектів δ [51].

Згідно з другою моделлю, ПЕ реалізується при фазовому переході вихрової матерії з одного фазового стану в інший.

Так у малих полях ВАХ вихрового кристала описується співвідношенням:

$$E(J) = E_0 \exp\{- (U_0/kT)[1 - (J_c/J)^\mu]\} \quad (24)$$

де $\mu = 1$ [52]. Зі зростанням магнітного поля реалізується ПЕ і показник ступеня μ змінює значення з 1 до -1.5, що характерно для моделі руху дислокацій у вихровому кристалі, іншими словами, у вихровому

склі. Така модель задовільно описує ПЕ при дії одночасно двовимірних дефектів (ДГ) та одновимірних (кисневих вакансій) [51].

Зважаючи на шаруватість структури купратних ВТНП, при аналізі двошарового зразка як прототип багатошарового в [52, 53] були запропоновані наступні фазові стани:

- 1) упорядкований вихровий кристал;
- 2) упорядкована вихрова рідина;
- 3) розупорядкований вихровий кристал;
- 4) розупорядкована вихрова рідина.

Перехід з одного фазового стану до іншого супроводжується зміною характеру піннінгу, а отже реалізується ПЕ.

Недолік робіт [52, 53] полягає у складності передбачення поля реалізації плавлення ВР. Модель, що дозволяє задовільно описувати та пророкувати поля плавлення ВР, описана в [52]. Для аналізу фазової діаграми вихрових ґраток застосовували критерій Ліндемманна [54] в рамках так званої "клітинної моделі" (cage model), припускаючи, що потенціал, що обмежує, наближено приймається рівним простому гармонійному потенціалу. При цьому на фазовій діаграмі виділяються наступні лінії фазових переходів вихрової ґратки:

1. *Лінія плавлення*, що відповідає зникненню впорядкованості вихрової ґратки, та визначається стрибком у намагнічуванні як функції температури та магнітного поля.

2. *Лінія незворотності*, яка визначає кросовер, що відповідає зникненню стійкості вихрової ґратки при лабораторних масштабах часу. Визначається за гістерезисом кривих намагнічування.

3. *Лінія переплетення*, яка характеризується переходом до переплетеного стану вихрових ниток і проявляється у збільшенні струму депіннінгу (ПЕ).

Критерій Ліндемманна визначається як:

$$u^2 = c_L^2 a_0^2, \quad (25)$$

де u – відхилення вихрової нитки від стану рівноваги, $c_L \approx 0.15 \div 0.2$ – феноменологічна константа Ліндемманна, a_0 – міжвихрова відстань.

Незважаючи на те, що ПЕ було приділено велику увагу, низка питань залишається відкритою. Дотепер не зрозуміло, який вплив на ПЕ мають такі дефекти, як кластери кисневих вакансій, експериментально виявлені в [55].

1.7. FISHTAIL ЕФЕКТ У ВТНП СПОЛУКАХ

Наявність другого, високопольового, піку на кривій намагніченості $M(B)$ надпровідних сполук отримало назву "fishtail"-ефект (FE).

"Fishtail"-ефект спостерігається в широкому

спектрі ВТНП матеріалів, таких як: MgB_2 [56], $DyBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ [57], $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ [58], $RBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ($R = Y, Nd, Yb$) [59] та ін. Також FE був виявлений у низькотемпературних НП $2H-NbSe_2$ [60].

Сполукам YBCO по праву приділяється особлива увага через велике значення T_c (до 93 K) та широкі можливості отримання заданої морфології дефектної структури.

На сьогодні розглядаються 3 основні сценарії появи FE:

- 1) фазові перетворення вихрової ґратки (напр. [60]);
- 2) вплив об'ємного піннінгу (напр. [61]);
- 3) вплив поверхневих бар'єрів Біна-Лівінгстона.

Пік-ефект та "fishtail"-ефект мають ряд спільних та відмінних властивостей. Зважаючи на те, що обидва ефекти відображають немонотонну польову залежність сили піннінгу при польових вимірах ВАХ (для ПЕ) та при вимірюванні магнітного моменту (FE), перші дві моделі аналогічні запропонованим у підрозділі 1.6. Однак вимірювання польових залежностей магнітного моменту відбувається в режимі глибокого крипу вихрової ґратки. Тому істотну роль при реалізації FE, крім об'ємного піннінгу, відіграють також бар'єри Біна-Лівінгстона [62].

Після появи класичної роботи Біна [63] стало можливим оцінити густину критичного струму для магнітних вимірів [64] відповідно до співвідношення:

$$J_c = 2\Delta M \frac{\rho}{a^2(b - a/3)c'}, \quad (26)$$

де $\Delta M = M_1(H) - M_2(H)$, ($M_1(H) > 0$, $M_2(H) < 0$ – величини магнітного моменту M у певному полі H , ρ – густина зразка, a , b , c – відповідні геометричні розміри. Формулу (25) застосовують для ідеального прямокутного паралелепіпеда, тому вона має досить якісний характер. Розрахунок густини критичного струму для магнітних вимірювань дозволило використати результати, одержані при резистивних вимірюваннях.

Перша модель, яка пояснює наявність FE, ґрунтується на переходах з одного фазового стану ВР до іншого. Оскільки магнітні виміри відповідають глибокому крипу ВР, то ВР найімовірніше може бути у станах бреггівського (БС) і вихрового скла (ВС). Це еквівалентно різним станам вихрового кристала. Зі зростанням магнітного поля частково впорядкована фаза бреггівського скла перетворюється на розупорядковану фазу вихрового скла [65].

Друга модель ґрунтується на неоднаковому впливі різних типів дефектів зі зростанням магнітного поля на залежності $M(B)$. За аналогією з підрозділом 1.6, це проявляється у кращій адаптації вихорів до потенціалу піннінгу зі зростанням магнітного поля. Так, зі зростанням концентрації точкових дефектів у сполуках RBCO ($R = Y, Tm$) поле появи FE

зменшується [66], що аналогічно результатам [51, 67] для ПЕ.

Третя модель ґрунтується на суттєвому впливі поверхневих бар'єрів на стан ВР та їх конкуренції з об'ємним піннінгом [68, 69]. Густина критичного струму в цій моделі [69] дорівнює:

$$J_c = J_{c0} \left[1 + \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^{\frac{5}{2}} \times \frac{B_0 + |B|}{B_0} \left(1 - \frac{T}{T_c} \right), \quad (27)$$

де J_{c0} – критична густина струму для $T = 0$ К і $B = 0$, B_m – поле переходу вихрового кристала в рідку фазу, B_0 – параметр, що перешкоджає обнулінню J_c в нульовому полі.

Ґрунтуючись на результатах моделювання [70], була розрахована область існування FE у широкому інтервалі температур $0.4 < T/T_c < 0.8$, а також встановлено, що вплив об'ємного піннінгу суттєвіший при нижчих температурах, у той час як вплив поверхневих бар'єрів домінує при більш високих.

Незважаючи на все сказане вище, досі не вивчено вплив процесів старіння на FE як у монокристалічних зразках YBCO, так і в текстурованих.

На закінчення варто зазначити, що незважаючи на велику кількість теоретичних та експериментальних робіт, які стосуються природи ПЕ та FE у сполуці YBaCuO, деякі питання залишаються досі нез'ясованими. А саме: 1. Яка причина появи паракогерентного переходу на температурних залежностях FE у монокристалах YBa₂Cu₃O_{7-δ} з малим дефіцитом кисню? 2. Як впливає допування атомами срібла на FE у текстурованих зразках? 3. Як впливає процес старіння (aging) на FE у текстурованих кристалах? 4. У чому полягає причина появи двох піків на польовій залежності сили піннінгу в монокристалах YBa₂Cu₃O_{7-δ}? Ці питання були розглянуті для встановлення фізичних закономірностей пік-ефекту та fishtail-ефекту в монокристалічних та текстурованих структурах сполуки YBaCuO на основі системи 1-2-3 з різними домішковими елементами.

ВИСНОВКИ

Точкові дефекти (вакансії кисню) присутні у всіх зразках YBa₂Cu₃O_{7-δ}, що пов'язано з нестехіометричним вмістом кисню; легуванням та/або опроміненням. У випадку опромінення можуть бути створені також і лінійні дефекти (треки важких частинок). Власний (intrinsic) піннінг також є важливим, оскільки для YBa₂Cu₃O_{7-δ} є характерною близькість довжини когерентності до відстані між струмонесущими шарами. Піннінг на двійникових

границях є набагато ефективнішим за піннінг на дислокаціях та проявляється у широкому інтервалі температур аж до рідкого гелію.

В рамках теорії ізотропного вихрового скла, як і теорії колективного піннінгу, рух вихрових ниток розглядається як процес активації вихрових петель. Ці теорії передбачають показову струмову залежність ефективного потенціалу піннінгу як у мейснерівському, так і в змішаному станах, з величиною показника ступеня, що обмежена значеннями ≤ 1 . Нелінійна струмова залежність цього потенціалу приводить до зміни виду ВАХ та релаксації намагніченості з часом.

При відсутності колективних ефектів експоненційно великі терміни розмиття неоднорідної структури вихрової рідини виникають за наявності високих бар'єрів для термоактивованого пластичного руху вихорів, чи переплутуванням вихрових ниток. В реальних здвійникованих кристалах можливий прояв різних механізмів піннінгу.

Немонотонна залежність сили піннінгу від магнітного поля (Пік-ефект, ПЕ) пов'язують як із адаптацією ВР до потенціалу піннінгу, тобто розм'якшення пружних модулів ВР, так і з фазовими переходами із одного стану ВР до іншого. Для високопольового піку намагніченості, $M(B)$, надпровідних сполук ("Fishtail-effect", FE) розглядаються 3 основні сценарії: фазові перетворення вихрової ґратки; вплив об'ємного піннінгу; вплив поверхневих бар'єрів Біна-Лівінгстона.

До нез'ясованих моментів можна віднести:

1) дослідження піннінгу та динаміки вихорів у монокристалах ВТНП YBa₂Cu₃O_{7-x} на об'єктах, що містять контрольовані дефекти; та 2) чи не є збільшення критичного струму та ефективного потенціалу піннінгу в гранульованих об'єктах обумовленим покращенням міжгранульних зв'язків; 3) який вплив на ПЕ мають кластери кисневих вакансій, що експериментально виявлено нещодавно.

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. Ж. Этурно. В Физика за рубежом, Мир, М. (1989), с. 25.
2. J. D. Jorgensen, Pei Shiyu, P. Lightfoot, H. Shi, A. P. Paulikas, B. M. W. Veal. Physica C, 167, 571 (1990).
[https://doi.org/10.1016/0921-4534\(90\)90676-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(90)90676-6)

3. T. Kemin, H. Meisheng, W. Yening. J. Phys. Condens. Matter. 1, 1049 (1989). [10.1088/0953-8984/1/6/002](https://doi.org/10.1088/0953-8984/1/6/002)
4. G. Lacayo, G. Kästner, R. Herrmann. Physica C, 192, 207 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90762-2](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90762-2)
5. V. M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov, V.F. Taborov, H.W. Zandbergen and J.G. Wen. Supercond. Sci. Technol., 5, 707 (1992). [10.1088/0953-2048/5/12/002](https://doi.org/10.1088/0953-2048/5/12/002)
6. P. H. Kes. In Proceedings of the Los Alamos Symposium "Phenomenology and Application of HTSC". Los Alamos, NM. (1991), p. 22.
7. W. Gawalek, W. Schueppel, R. Hergt, W. Andra, K. Fischer and P. Gornert. Supercond. Sci. Technol., 5, S407 (1992). [10.1088/0953-2048/5/1S/094](https://doi.org/10.1088/0953-2048/5/1S/094)
8. B. B. Квардаков, B. A. Соменков, С. Ш. Шильштейн. Сверхпроводимость: физика, химия, технология, 5, 4, 624 (1992).
9. V. Selvamankam, M. Mironova, S. Son. Physica C, 208, 238 (1993). <https://doi.org/10.1557/JMR.1993.0249>
10. G. Roth, G. Heger, P. Schweiss, B. Renker, W. Aßmus, J. Kowalewski. Physica C: Superconductivity, 152, 4, 329 (1988). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(88\)90091-3](https://doi.org/10.1016/0921-4534(88)90091-3)
11. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, Yu. T. Petrusenko, V. N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Magnetic and superconducting materials. World Scientific, A, 499 (1999). <https://doi.org/10.1142/4365-vol1>
12. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Phys. Rev. B, 64, 92513(1) (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.092513>
13. Physical properties of high temperature superconductors I. Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, 1989, ISBN 9971506831, 9789971506834, 516 p.
14. L.M. Paulius, P.K. Tsai, J.J. Neumeier et al. Appl. Phys. Lett., 58, 1792 (1991). <https://doi.org/10.1063/1.105093>
15. М. Тинкхам. Введение в сверхпроводимость. Атомиздат, М. (1980), 310 с.
16. A. V. Bondarenko, M. A. Obolenekli, R. V. Vovk et al. In Proc. of 7th Int. Workshop on Grit. Cur. In Supercond., Alpbach, Austria (1995), p.177.
17. P. W. Anderson, Y. B. Kim. Rev. Mod. Phys., 36, 39 (1964). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.36.39>
18. M.R. Beasley, R. Labusch, W.W. Webb. Phys. Rev., 181, 682 (1969). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.181.682>
19. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ, 65 (4), 1704 (1973).
20. M.V. Feigel'man, V.B. Geshkenbein, A.I. Larkin, V.M. Vinokur. Phys. Rev. Lett., 63, 2303 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.2303>
21. B. Roas, L. Schultz, G. Saemann-Ischenko. Phys. Rev. Lett., 64, 479 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.479>
22. M. P. A. Fisher. Phys. Rev. Lett., 62, 1415 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.1415>
23. E. H. Brandt. Physica C, 195, 1 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90068-N](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90068-N)
24. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, D. A. Huse. Phys. Rev. B, 43, 130 (1991). [10.1103/PhysRevB.43.130](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.130)
25. H.B. Radousky. J. Mater. Res., 7, 1917 (1992). <https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1917>
26. J.R. Thompson, Y.R. Sun, L. Civale et al. Phys. Rev. B, 47, 14440 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.14440>
27. A. Angadi, Z.H. Shen, A.D. Caplin et al. Supercond. Sci. Technol., 3, 165 (1990).
28. A. Houghton, R.A. Pelcovits, A. Sudbo. Phys. Rev. B, 40, 6763 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.6763>
29. M. V. Feigel'man, V. M. Vinokur. Phys. Rev. B, 41, 8986 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.8986>
30. D. R. Nelson, B. I. Galperin. Phys. Rev. B, 19, 2457 (1979). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.19.2457>
31. E. M. Chudnovsky. Phys. Rev. B, 40, 11355 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.11355>
32. M. Tachiki, S. Takahashi. Sol. State Commun, 72, 1083 (1989). [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(89\)90251-2](https://doi.org/10.1016/0038-1098(89)90251-2)
33. W. K. Kwok, J. Fendrich, S. Flesher et al. Physica B, 197, 579 (1994). [https://doi.org/10.1016/0921-4526\(94\)90259-3](https://doi.org/10.1016/0921-4526(94)90259-3)
34. V. M. Vinokur, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, M. V. Feigel'man. Sov. Phys. JETP 73(3), 610 (1991).
35. M.C Marchetti, D.R. Nelson. Physica C, 174, 40 (1991). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(91\)90419-Y](https://doi.org/10.1016/0921-4534(91)90419-Y)
36. A. Pruyboom, P.H. Kes, E. van der Drift, and S. Radelaar. Phys. Rev. Lett., 60, 1430 (1988). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.1430>
37. A. V. Bondarenko, M. A. Obolenskii, R. V. Vovk et al. In Proceedings of 7th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors, Alpbach, Austria, (1995), p. 193.
38. T.K. Worthington, M.P.A. Fisher, D.A. Huse et al. Phys. Rev. B, 46, 11854 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.11854>
39. G. Blatter, J. Rhyner, V. M. Vinokur. Phys. Rev. B, 43, 7026 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.7026>

40. А. А. Жуков, И. В. Гладышев, С. Н. Гордеев и др. Сверхпроводимость: физика, химия, технология, 4, 7, 2333 (1991).
41. M. C. Marchetti, D. R. Nelson. Phys. Rev. B, 42, 9938 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.9938>
42. Y. Yeng, C. Beduz, Z. Yi, R.G. Scurlock. Physica C, 199, 23 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90535-K](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90535-K)
43. M. P. Maley, J. O. Willis, H. Leseure, M. E. McHenry. Phys. Rev. B, 42, 2639 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.2639>
44. I. Isaac, J. Jung, M. Murakami et al. Phys. Rev. B, 51, 11806 (1995). [10.1103/PhysRevB.51.11806](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.11806)
45. Y. R. Sun, J. R. Thompson, Y. J. Chen et al. Phys. Rev. B, 47, 14481 (1993). [10.1103/PhysRevB.47.14481](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.14481)
46. H. Kupfer, S. N. Gordeev, W. Jang et al. Phys. Rev. B, 50, 7016 (1994). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.7016>
47. L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, F. Holtzberg. Phys. Rev. Lett., 69, 2280 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2280>
48. K.I. Kugel, T. Matsushida, E.Z. Meilikhov, A.L. Rakhmanov. Physica C, 228, 373 (1994). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(94\)90428-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)90428-6)
49. G. Ravikumar, P. K. Mishra, V. C. Sahni, S. S. Banerjee, A. K. Grover, S. Ramakrishnan, P. L. Gammel, D. J. Bishop, E. Bucher, M. J. Higgins, S. Bhattacharya. Phys. Rev. B, 61, 12490 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.12490>
50. A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov. J. Low Temp. Phys., 34, 409 (1979). [10.1007/BF00117160](https://doi.org/10.1007/BF00117160)
51. A.V. Bondarenko, A.A. Prodan, Yu.T. Petrusenko, V.N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Phys. Rev. B, 64, 092513 (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.092513>
52. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. . Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur. Rev. Mod. Phys., 66, 1125 (1994). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1125>
53. A. E. Koshelev, V. M. Vinokur. Phys. Rev. Lett., 73, 3580 (1994). [10.1103/PhysRevLett.73.3580](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.3580)
54. D. Ertaş, D.R. Nelson. Physica C, 272, 79 (1996). [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(96\)00563-1](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(96)00563-1)
55. Ophir M. Auslaender, Lan Luan, Eric W. J. Straver, Jennifer E. Hoffman, Nicholas C. Koshnick, Eli Zeldov, Douglas A. Bonn, Ruixing Liang, Walter N. Hardy, Kathryn A. Moler. Nature Physics, 5, 35 (2009). <https://doi.org/10.1038/nphys1127>
56. M. Zehetmayer, M. Eisterer, J. Jun, S. M. Kazakov, J. Karpinski, B. Birajdar, O. Eibl, H.W. Weber. Phys. Rev. B, 69, 054510 (2004). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.054510>
57. A. J. J. Van Dalen, M. R. Koblishka, R. Griessen, M. Jirsa, G. Ravi Kumar. Physica C, 250, 265 (1995). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(95\)00363-0](https://doi.org/10.1016/0921-4534(95)00363-0)
58. D. Giller, B. Kalisky, I. Shapiro, B. Ya. Shapiro, A. Shaulov, Y. Yeshurun. Physica C, 388-389, 731 (2003). [https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(02\)02531-5](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(02)02531-5)
59. M. Werner, F. M. Sauerzopf, H.W. Weber, A. Wisniewski. Phys. Rev. B, 61, 14795 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.14795>
60. A. D. Hernandez, D. Dominguez. Phys. Rev. Lett., 92, 117002 (2004). [10.1103/PhysRevLett.92.117002](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.117002)
61. L. Miu, T. Noji, Y. Koike, E. Cimpoiasu, T. Stein, C. C. Almasan. Phys. Rev. B, 62, 15172 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.15172>
62. C. P. Bean, J. D. Livingston. Phys. Rev. Lett., 12, 14 (1964). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.14>
63. C.P. Bean. Phys. Rev. Lett., 8, 250 (1962). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.8.250>
64. H. P. Wiesinger, F. M. Sauerzopf, H. W. Weber. Physica C, 203, 121 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90517-G](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90517-G)
65. U. Divakar, A.J. Drew, S.L. Lee, R. Gilardi, J. Mesot, F.Y. Ogrin, D. Charalambous, E.M. Forgan, G.I. Menon, M. Oda, C.D. Dewhurst, C Baines. Phys. Rev. Lett., 92, 237004 (2004). [10.1103/PhysRevLett.92.237004](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.237004)
66. G. K. Perkins, L. F. Cohen, A. A. Zhukov, A. D. Caplin. Phys. Rev. B, 55, 8110 (1997). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.8110>
67. S. Kokkalis, A. A. Zhukov, P. A. J de Groot, R. Gagnon, L. Taillefer, T. Wolf. Phys. Rev. B, 61, 3655 (2000). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.3655>
68. L. Burlachkov, V. Ginodman, I. Shilmak. Phys. Rev. B, 59, 8917 (1999). [10.1103/PhysRevB.59.8917](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.8917)
69. L. Burlachkov, A.E. Koshelev, V.M. Vinokur. Phys. Rev. B, 54, 6750 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.6750>
70. L. Zhang, Q. Qiao, X. B. Xu, Y. L. Jiao, L. Xiao, S. Y. Ding, X. L. Wang. Physica C, 445-448, 236 (2006). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2006.04.008>

REFERENCES

1. J. Etourneau. In Physics Abroad, Mir, M. (1989), p. 25 (in Russian).
2. J. D. Jorgensen, Pei Shiyong, P. Lightfoot, H. Shi, A. P. Paulikas, B. M. W. Veal. Physica C, 167, 571 (1990). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(90\)90676-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(90)90676-6)

3. T. Kemin, H. Meisheng, W. Yening. J. Phys. Condens. Matter. 1, 1049 (1989). [10.1088/0953-8984/1/6/002](https://doi.org/10.1088/0953-8984/1/6/002)
4. G. Lacayo, R. Hermann, G. Kaestener. Physica C, 192, 207 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90762-2](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90762-2)
5. V. M. Pan, V.L. Svechnikov, V.F. Solovjov, V.F. Taborov, H.W. Zandbergen and J.G. Wen. Supercond. Sci. Technol., 5, 707 (1992). <https://doi.org/10.1088/0953-2048/5/12/002>
6. P. H. Kes. In Proceedings of the Los Alamos Symposium "Phenomenology and Application of HTSC". Los Alamos, NM. (1991), p. 22.
7. W. Gawalek, W. Schueppel, R. Hergt, W. Andra, K. Fischer and P. Gornert. Supercond. Sci. Technol., 5, S407 (1992). [10.1088/0953-2048/5/1S/094](https://doi.org/10.1088/0953-2048/5/1S/094)
8. V.V. Kvardakov, V.A. Somenkov, S.Sh. Shilshtein. Superconductivity: Physics, Chemistry, Technology, 5, 624 (1992) (in Russian).
9. V. Selvamanickam, M. Mironova, S. Son. Physica C, 208, 238 (1993). <https://doi.org/10.1557/JMR.1993.0249>
10. G. Roth, G. Heger, P. Schweiss, B. Renker, W. Aßmus, J. Kowalewski. Physica C: Superconductivity, 152, 4, 329 (1988). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(88\)90091-3](https://doi.org/10.1016/0921-4534(88)90091-3)
11. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, Yu. T. Petrusenko, V. N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Magnetic and superconducting materials. World Scientific, A, 499 (1999). <https://doi.org/10.1142/4365-vol1>
12. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, Yu. T. Petrusenko, V. N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Phys. Rev. B, 64, 92513(1) (2001). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.092513>
13. Physical properties of high temperature superconductors I. Ed. D.M. Ginsberg. World Scientific, 1989, ISBN 9971506831, 9789971506834, 516 p.
14. L. M. Paulius, P. K. Tsai, J. J. Neumeier et al. Appl. Phys. Lett., 58, 1792 (1991).
15. M. Tinkham. Introduction to superconductivity, Atomizdat, M. (1980), 310 p. (In Russian).
16. A. V. Bondarenko, M. A. Obolenekli, R. V. Vovk et al. In Proc. of 7th Int. Workshop on Grit. Cur. In Supercond., Alpbach, Austria (1995), p.177.
17. P. W. Anderson, Y. B. Kim. Rev. Mod. Phys., 36, 39 (1964). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.36.39>
18. M.R. Beasley, R. Labusch, W. W. Webb. Phys. Rev., 181, 682 (1969). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.181.682>
19. A. I. Larkin, Yu. N. Ovchinnikov. Sov. Phys. JETP 38(4), 854 (1974).
20. M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur. Phys. Rev. Lett., 63, 2303 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.2303>
21. B. Roas, L. Schultz, G. Saemann-Isohenko. Phys. Rev. Lett., 64, 479 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.64.479>
22. M. P. A. Fisher. Phys. Rev. Lett., 62, 1415 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.62.1415>
23. E. H. Brandt. Physica C, 195, 1 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90068-N](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90068-N)
24. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, D. A. Huse. Phys. Rev. B, 43, 130 (1991). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.130>
25. H. B. Radousky. J. Mater. Res., 7, 1917 (1992). <https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1917>
26. J. R. Thompson, Y. R. Sun, L. Civale et al. Phys. Rev. B, 47, 14440 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.14440>
27. A. Angadi, Z. H. Shen, A. D. Caplin et al. Supercond. Sci. Technol., 3, 165 (1990).
28. A. Houghton, R. A. Peloovits, A. Sudbo. Phys. Rev. B, 40, 6763 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.6763>
29. M. V. Feigel'man, V. M. Vinokur. Phys. Rev. B, 41, 8986 (1990). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.8986>
30. D. R. Nelson, B. I. Galperin. Phys. Rev. B, 19, 2457 (1979). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.19.2457>
31. E. M. Chudnovsky. Phys. Rev. B, 40, 11355 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.40.11355>
32. M. Tachiki, S. Takahashi. Sol. State Commun, 72, 1083 (1989). [https://doi.org/10.1016/0038-1098\(89\)90251-2](https://doi.org/10.1016/0038-1098(89)90251-2)
33. W. K. Kwok, J. Fendrich, S. Flesher et al. Physica B, 197, 579 (1994). [https://doi.org/10.1016/0921-4526\(94\)90259-3](https://doi.org/10.1016/0921-4526(94)90259-3)
34. V. M. Vinokur, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, M. V. Feigel'man. Sov. Phys. JETP 73(3), 610 (1991).
35. M. O. Marchetti, D. R. Nelson. Physica C, 174, 40 (1991). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(91\)90419-Y](https://doi.org/10.1016/0921-4534(91)90419-Y)
36. A. Pruyboom, P. H. Kes, E. van der Drift et al. Phys. Rev. Lett., 60, 1430 (1988).
37. A. V. Bondarenko, M. A. Obolenskii, R. V. Vovk et al. In Proceedings of 7th Int. Workshop on Critical Currents in Superconductors, Alpbach, Austria, (1995), p.193. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.1430>
38. T.K. Worthington, M.P.A. Fisher, D.A. Huse et al. Phys. Rev. B, 46, 11854 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.11854>

39. G. Blatter, J. Rhyner, V. M. Vinokur. Phys. Rev. B, 43, 7026 (1991).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.7026>
40. A. A. Zhukov, I. V. Gladyshev, S. N. Gordeev et al. Superconductivity: Physics, Chemistry, Technology, 4, 2333 (1991) (in Russian).
41. M. C. Marchetti, D. R. Nelson. Phys. Rev. B, 42, 9938 (1990).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.9938>
42. Y. Yeng, C. Beduz, Z. Yi, R. G. Scurlock. Physica C, 199, 23 (1992). [https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90535-K](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90535-K)
43. M.P. Maley, J.O. Willis, H. Leseure, M.E. McHenry. Phys. Rev. B, 42, 2639 (1990).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.42.2639>
44. I. Isaac, J. Jung, M. Murakami et al. Phys. Rev. B, 51, 11806 (1995).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.11806>
45. Y. R. Sun, J. R. Thompson, Y. J. Chen et al. Phys. Rev. B, 47, 14481 (1993).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.47.14481>
46. H. Kupfer, S.N. Gordeev, W. Jang et al. Phys. Rev. B, 50, 7016 (1994).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.50.7016>
47. L. Krusin-Elbaum, L. Civale, V. M. Vinokur, F. Holtzberg. Phys. Rev. Lett., 69, 2280 (1992). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2280>
48. K. I. Kugel, T. Matsushida, E. Z. Meilikhov, A. L. Rakhmanov. Physica C, 228, 373 (1994).
[https://doi.org/10.1016/0921-4534\(94\)90428-6](https://doi.org/10.1016/0921-4534(94)90428-6)
49. G. Ravikumar, P. K. Mishra, V. C. Sahni, S. S. Banerjee, A. K. Grover, S. Ramakrishnan, P. L. Gammel, D. J. Bishop, E. Bucher, M. J. Higgins, S. Bhattacharya. Phys. Rev. B, 61, 12490 (2000).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.12490>
50. A.I. Larkin, Yu.N. Ovchinnikov. J. Low Temp. Phys., 34, 409 (1979). 10.1007/BF00117160
51. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, Yu. T. Petrusenko, V. N. Borisenko, F. Dworschak, U. Dedek. Phys. Rev. B, 64, 092513 (2001).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.092513>
52. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur. Rev. Mod. Phys., 66, 1125 (1994).
<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.66.1125>
53. A.E. Koshelev, V.M. Vinokur. Phys. Rev. Lett., 73, 3580 (1994). 10.1103/PhysRevLett.73.3580
54. D. Ertaş, D. R. Nelson. Physica C, 272, 79 (1996).
[https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(96\)00563-1](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(96)00563-1)
55. Ophir M. Auslaender, Lan Luan, Eric W. J. Straver, Jennifer E. Hoffman, Nicholas C. Koshnick, Eli Zeldov, Douglas A. Bonn, Ruixing Liang, Walter N. Hardy, Kathryn A. Moler. Nature Physics, 5, 35 (2009). <https://doi.org/10.1038/nphys1127>
56. M. Zehetmayer, M. Eisterer, J. Jun, S. M. Kazakov, J. Karpinski, B. Birajdar, O. Eibl, H. W. Weber. Phys. Rev. B, 69, 054510 (2004).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.69.054510>
57. A.J.J. Van Dalen, M.R. Koblischka, R. Griessen, M. Jirsa, G. Ravi Kumar. Physica C, 250, 265 (1995).
[https://doi.org/10.1016/0921-4534\(95\)00363-0](https://doi.org/10.1016/0921-4534(95)00363-0)
58. D. Giller, B. Kalisky, I. Shapiro, B. Ya. Shapiro, A. Shaulov, Y. Yeshurun. Physica C, 388-389, 731 (2003).
[https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(02\)02531-5](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(02)02531-5)
59. M. Werner, F. M. Sauerzopf, H.W. Weber, A. Wisniewski. Phys. Rev. B, 61, 14795 (2000).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.14795>
60. A. D. Hernandez, D. Dominguez. Phys. Rev. Lett., 92, 117002 (2004). 10.1103/PhysRevLett.92.117002
61. L. Miu, T. Noji, Y. Koike, E. Cimpoeasu, T. Stein, C. C. Almasan. Phys. Rev. B, 62, 15172 (2000).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.15172>
62. C. P. Bean, J. D. Livingston. Phys. Rev. Lett., 12, 14 (1964). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.12.14>
63. C. P. Bean. Phys. Rev. Lett., 8, 250 (1962). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.8.250>
64. H.P. Wiesinger, F.M. Sauerzopf, H.W. Weber. Physica C, 203, 121 (1992).
[https://doi.org/10.1016/0921-4534\(92\)90517-G](https://doi.org/10.1016/0921-4534(92)90517-G)
65. U. Divakar, A.J. Drew, S.L. Lee, R. Gilardi, J. Mesot, F.Y. Ogrin, D. Charalambous, E.M. Forgan, G.I. Menon, M. Oda, C.D. Dewhurst, C Baines. Phys. Rev. Lett., 92, 237004 (2004). 10.1103/PhysRevLett.92.237004
66. G. K. Perkins, L. F. Cohen, A. A. Zhukov, A. D. Caplin. Phys. Rev. B, 55, 8110 (1997).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.8110>
67. S. Kokkaliaris, A. A. Zhukov, P. A. J de Groot, R. Gagnon, L. Taillefer, T. Wolf. Phys. Rev. B, 61, 3655 (2000).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.3655>
68. L. Burlachkov, V. Ginodman, I. Shilmak. Phys. Rev. B, 59, 8917 (1999).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.8917>
69. L. Burlachkov, A. E. Koshelev, V.M. Vinokur. Phys. Rev. B, 54, 6750 (1996).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.54.6750>
70. L. Zhang, Q. Qiao, X. B. Xu, Y. L. Jiao, L. Xiao, S. Y. Ding, X. L. Wang. Physica C, 445-448, 236 (2006). <https://doi.org/10.1016/j.physc.2006.04.008>

CRYSTAL STRUCTURE, DEFECTS, PINNING AND MAGNETIC FLUX DYNAMICS IN HTNP COMPOUNDS OF THE 1-2-3 SYSTEM (brief review)

R. V. Vovk, O. Yu. Vragov, M. M. Inozemtsev, V. O. Kovrygyn,
A. O. Komisarov, M. V. Korobkov, V. F. Korshak, L. O. Pashchenko,
G. Ya. Khadzhai, O. G. Chepurin, D. F. Yarchuk.

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

Received on April 05, 2025. Reviewed on May 21, 2025.

Accepted for publication on May 25, 2025.

A brief review of phenomena related to the dynamics of magnetic flux and its pinning in HTSC compounds of the 1-2-3 system is made on the basis of literature data and our own research. The review includes experimental studies of changes in the temperature dependences of electrical resistance and current-voltage characteristics of single crystals of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ under the influence of structural defects. Based on the features of the crystal structure of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ and typical structural defects of this compound, the dynamics of magnetic flux and the influence of thermal fluctuations on this dynamics, the phase state and dynamics of the vortex system in HTSC compounds of the 1-2-3 system, in particular, pinning of the vortex lattice on defects, intrinsic pinning in the compound $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, are considered. In high-temperature superconductors $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, the Peak-effect is associated with both the adaptation of the vortex lattice to the pinning potential and the phase transitions from one state of the vortex lattice to another. The Fishtail effect in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ can be due to phase transformations of the vortex lattice, the effect of bulk pinning, or the effect of Bean-Livingston surface barriers. The review contains a list of tasks that it is desirable to solve, in particular, the study of pinning and vortex dynamics in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals containing only controlled defects; establishing the role of intergranular bonds in increasing the critical current and effective pinning potential; studying the effect of oxygen vacancy clusters on the Peak-effect.

Keywords: *$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, defects, pinning, vortex flux, magnetic flow, Peak effect, Fishtail effect, dynamics.*

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-02>

UDC 530.145, 530.12, 530.182

PACS numbers: 03.65.Yz, 03.67.Bg, 03.65.Ta

ВПЛИВ ПАРАМЕТРІВ ДЕКОГЕРЕНЦІЇ НА ЕФЕКТИВНІСТЬ ЗБЕРЕЖЕННЯ ЗАПЛУТАНОСТІ ДВОКУБІТНИХ СТАНІВ ВЕРНЕРА ЗА РАХУНОК КВАНТОВИХ ВИМІРЮВАНЬ

О. М. Коноваленко¹ , З. О. Майзеліс^{1,2} 

¹Інститут радіофізики та електроніки імені О. Я. Ускова НАН України,
вулиця Академіка Проскури, 12, 61085 Харків, Україна

²Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна
E-mail: maizelis.z.a@gmail.com

Надійшла до редакції 03 квітня 2024 р. Переглянуто 13 травня 2024 р.

Прийнято до друку 17 травня 2024 р.

У цій роботі ми аналізуємо, як протокол спільних періодично повторюваних вимірювань впливає на збереження когерентності стану й тим самим зберігає запутаність у двокубітних системах у стані Вернера. Моделюючи лінійну взаємодію кожного кубіта з незалежним дисипативним середовищем (коефіцієнти γ_1, γ_2) та дисперсійну взаємодію (коефіцієнти $\gamma_{11} = \gamma_1, \gamma_{12} = \gamma_\perp$), ми вводимо «ефективність» алгоритму η , яка кількісно характеризує, наскільки ці вимірювання зменшують швидкість втрати когерентності й підтримують квантові кореляції.

Для максимально запутаного вхідного стану (параметр стану Вернера $p = 1$) ефективність η залежить гіперболічно від параметру $\gamma_\perp$ у режимі сильного лінійного зв'язку, за $\gamma_\perp \ll \gamma_1, \gamma_\perp \ll \gamma_2$, а ефективність асимптотично спадає до одиниці при $\gamma_1 \ll \gamma_\perp, \gamma_2 \ll \gamma_\perp$, що свідчить про втрату здібності пригнічення декогеренції у випадку переважно дисперсійного зв'язку з термостатом. Чисельно досліджено залежність ефективності збереження запутаності від усіх трьох параметрів, а саме: лінійної та дисперсійної взаємодії кожного кубіта з середовищем й параметру стану Вернера, що описує ступінь запутаності стану. Обговорюється ефективність алгоритму у різних граничних випадках, зокрема для мінімальних і максимальних значень параметра стану Вернера для цього випадку, а також за умов, коли рівень лінійної взаємодії наближається до дисперсійної.

Отримані результати показують, що ретельно підібрані методики вимірювання разом із високим рівнем запутаності квантової системи здатні ефективно нейтралізувати шкідливий вплив середовища. Це відкриває шлях до формулювання детальних, кількісно обґрунтованих рекомендацій щодо налаштування процедур динамічного захисту когерентності стану, які підвищують надійність збереження запутаності у різноманітних квантових алгоритмах, зокрема в протоколах квантового шифрування (BB84, E91/BBM92, DI-QKD, а також багатокореляційних схемах квантового секретного спільного доступу HVB99) і у варіаційних алгоритмах симуляції матеріалів (VQE, ADAPT-VQE, QITE, VQSD та пов'язаних із ними UCC-базованих підходах).

Ключові слова: квантова запутаність, стани Вернера, декогеренція, збереження запутаності, відкриті квантові системи, міра запутаності, рівняння Ліндблада.

Як цитувати: О. М. Коноваленко, З. О. Майзеліс. Вплив параметрів декогеренції на ефективність збереження запутаності двокубітних станів Вернера за рахунок квантових вимірювань. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 42, 2025, 22–26. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-02>

In cites: O. M. Konovalenko, Z. A. Maizelis. Influence of decoherence parameters on the efficiency of preserving entanglement of two-qubit werner states through quantum measurements. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 22–26. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-20250-42-02> (in Ukrainian).

ВСТУП

Квантова заплутаність є фундаментальною рисою квантової механіки та ключовим ресурсом у науці про квантову інформацію [1, 2]. У практичних умовах квантові системи рідко є ізольованими: вони взаємодіють із довкіллям та піддаються впливу шуму, що призводить до утворення змішаних квантових станів. Тому розуміння заплутаності в таких змішаних станах є критично важливим для забезпечення стійкості квантових обчислювальних та комунікаційних протоколів. Вернерівські стани є прикладом змішаних двокубітових станів, які можуть зберігати заплутаність [3]. Двокубітовий вернерівський стан зазвичай визначається як:

$$\rho_W(p) = p |\Psi^-\rangle\langle\Psi^-| + (1-p) \frac{I_4}{4}, \quad (1)$$

де $0 \leq p \leq 1$, $|\Psi^-\rangle$ — максимально заплутаний синглетний стан Белла, а I_4 — матриця тотожності розмірності 4×4 (максимально змішаний стан). Ці стани є заплутаними за достатньо великих значень p , але стають сепарабельними (не заплутаними) при p нижчих за критичне значення ($p_{crit} = 1/3$ у випадку двох кубітів) [3, 4]. У своїй основоположній праці Вернер показав, що такі змішані заплутані стани можуть допускати модель локальних прихованих змінних у низькопараметричному режимі, тобто вони не порушують жодної нерівності Белла, незважаючи на заплутаність [3]. Ця парадоксальна властивість робить вернерівські стани зручним прикладом для дослідження межі між квантовими та класичними кореляціями.

Декогеренція — втрата квантової когерентності внаслідок взаємодії з довкіллям — істотно впливає на заплутані стани кубітів [5, 6]. Внаслідок декогеренції довкілля фактично «вимірює» систему, проектує квантові суперпозиції в класичні суміші та руйнує заплутаність (ефект einselection) [5, 7]. Для двокубітних вернерівських станів реалістичні механізми декогеренції (наприклад, дефазування або деполяризуючий шум, що діють на кожен з кубітів) змінюють стан, збільшуючи змішаність (тобто зменшуючи параметр p), при цьому зменшуючи або повністю знищуючи заплутаність. Теорія відкритих квантових систем надає інструменти для кількісного прогнозування цієї еволюції [8], включаючи можливість раптового зникнення заплутаності за скінченний час при певних каналах шуму — явище, відоме як раптова втрата заплутаності (entanglement sudden death, ESD) [9]. Ця крихкість стану була широко досліджена теоретично [9, 10] та підтверджена експериментально: зокрема, було продемонстровано ESD для фотонних двокубітових вернерівських станів

під дією контрольованого шуму [11].

Квантові вимірювання також відіграють ключову роль у зміні заплутаності станів. Проекційне вимірювання однієї частинки заплутаної пари миттєво колапсує спільний стан і зазвичай руйнує взаємну заплутаність кубітів. Більш того, безперервну взаємодію з довкіллям можна розглядати як форму неперервного вимірювання, при якому обирається певний «вказівний» (pointer) базис системи та поступово пригнічується фазова когерентність [5]. У контексті вернерівських станів часті вимірювання або взаємодія з довкіллям подібним чином приводять до затухання позадіагональних елементів матриці густини, спрямовуючи стан до класичної суміші. Експериментальні спостереження підтверджують цю картину: наприклад, спостерігали прогресивну декогеренцію суперпозиції станів в резонаторі (квантовий «лічильник» вимірювань), наочно демонструючи, як передача інформації довкіллю знищує квантову когерентність [12]. Такі результати підтверджують, що декогеренція та вимірювання є двома сторонами переходу від квантового до класичного стану.

Вернерівські стани служать парадигматичною та керованою моделлю для вивчення того, як заплутаність у двокубітових системах змінюється під впливом декогеренції та вимірювань. Дослідження динаміки таких станів за наявності взаємодії із довкіллям дозволяє кількісно оцінити деградацію заплутаності (зокрема, через ESD) та проливає світло на фундаментальні аспекти квантових вимірювань. У цій статті ми представляємо теоретичний аналіз двокубітових вернерівських станів за наявності різних каналів декогеренції та втручання вимірювань, досліджуємо, як ці процеси погіршують заплутаність, й обговорюємо наслідки цих ефектів для збереження квантової інформації.

Характеристикою заплутаності стану є конкаренс (concurrence) [13] довільного двокубітового стану ρ , який визначається як:

$$C(\rho) = \max\{0, \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 - \lambda_4\}, \quad (2)$$

де λ_i — квадратні корені власних значень матриці:

$$R = \rho (\sigma_y \otimes \sigma_y) \rho^* (\sigma_y \otimes \sigma_y), \quad (3)$$

в порядку спадіння.

Для вернерівських станів конкаренс визначається простим аналітичним виразом:

$$C(\rho_W(p)) = \max\left\{0, \frac{3p-1}{2}\right\}, \quad (4)$$

який є строго позитивним лише для $p > 1/3$, що точно збігається з порогом сепарабельності для вернерівських станів.

СИМУЛЯЦІЯ ЕВОЛЮЦІЇ

Для збереження заплутаності вернерівського стану, ми реалізуємо спеціально розроблений протокол, що полягає у періодичних спільних жорстких вимірюваннях [14, 15] у белівському базисі стану двохкубітної системи, яка зазнає декогеренції внаслідок як лінійного зв'язку з термостатом, так і дисперсійного. Еволюцію стану системи ми розраховуємо за допомогою рівнянь Ліндблада [16, 17] з операторами, що відповідають як лінійному, так і дисперсійному зв'язку. Знаючи матричні елементи матриці густини стану в довільний момент часу, ми знаходимо характеристики заплутаності, а також ефективність η алгоритму, яку ми визначаємо як відношення швидкостей втрати конкаренсу за відсутності і при наявності повторюваних вимірювань.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Перейдемо до аналізу отриманих результатів роботи алгоритму. На рис. 1 показана залежність ефективності алгоритму від двох параметрів лінійного зв'язку γ_1 та γ_2 при незмінному значенні $\gamma_\perp$.

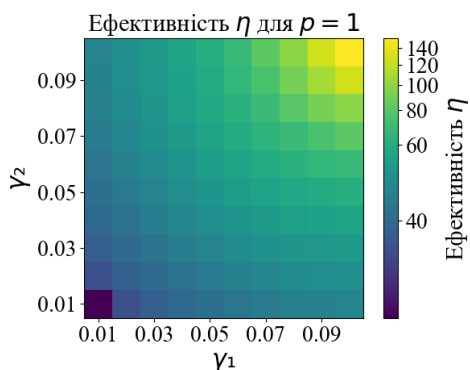


Рис. 1. Ефективність алгоритму збереження заплутаності стану Вернера як функція швидкостей декогеренції γ_1 та γ_2 , що відповідають лінійному зв'язку з термостатом, в одиницях власної частоти кубітів ω , при параметрі вернерівського стану $p = 1$ і $\gamma_\perp = 0.001$.

Fig. 1. Efficiency of the algorithm for preserving entanglement of the Werner state as a function of decoherence rates γ_1 and γ_2 , corresponding to linear coupling with the reservoir, expressed in units of the qubits' intrinsic frequency ω , for Werner state parameter $p = 1$ and $\gamma_\perp = 0.001$.

Бачимо, що при $p = 1$ ефективність η монотонно зростає зі збільшенням γ_1 і γ_2 , причому у граничному

випадку $\gamma_\perp \ll \gamma_1, \gamma_\perp \ll \gamma_2$ можемо асимптотично отримати:

$$\eta(\gamma_1, \gamma_2) \propto \gamma_1 + \gamma_2, \quad (5)$$

що підтверджується результатами чисельного розрахунку, показаними на рис. 1. Обидва параметри входять адитивно у ефективність лише у граничному випадку, при проміжних же значеннях $\gamma_1 \sim \gamma_\perp, \gamma_2 \sim \gamma_\perp$ наявний також взаємний вплив декогеренції двох кубітів один на одного, що є проявом нелінійної еволюції, визначеної рівнянням Ліндблада.

У режимі $\gamma_1 \ll \gamma_\perp, \gamma_2 \ll \gamma_\perp$ ефективність виходить асимптотично до одиниці, демонструючи знижену ефективність алгоритму, який дозволяє ефективно боротися саме з впливом лінійної взаємодії з термостатом.

Зазначимо, що застосування алгоритму до змішаного стану, який характеризується параметром $p = 0.9$, суттєво пригнічує загальну варіацію швидкості декогеренції: параметр η залишається значно ближчим до одиниці в усій області площини параметрів, що розглядається.

Ця особливість свідчить про те, що навіть помірний параметр змішування ефективно зменшує ефективність алгоритму, усуваючи виражену залежність від γ_1 , характерну для $p = 1$. Це пояснюється тим, що проектування на белівські стани дозволяє відновити максимальну заплутаність при $p = 1$, однак не є бажаною для змішаних станів. Рисунок 2 демонструє залежність від параметру $\gamma_\perp$ при цих двох значеннях параметру p .

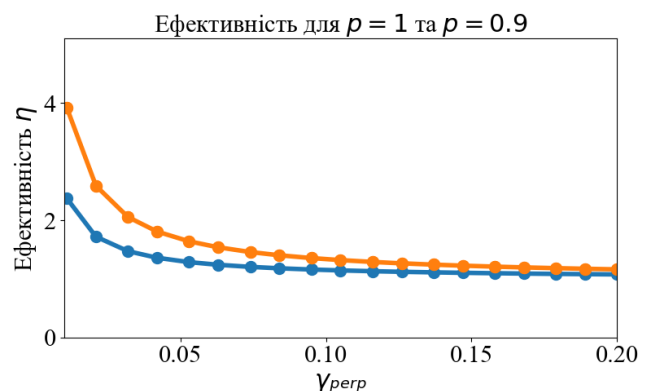


Рис. 2. Ефективність алгоритму збереження заплутаності стану Вернера як функція швидкості декогеренції $\gamma_\perp/\omega$ при параметрах $p = 1$ (верхня крива) і $p = 0.9$ (нижня крива).

Fig. 2. Efficiency of the algorithm for preserving entanglement of the Werner state as a function of the decoherence rate $\gamma_\perp/\omega$, for Werner state parameters $p = 1$ (upper curve) and $p = 0.9$ (lower curve).

Бачимо, що для обох значень параметру p ефективність η спадає зі збільшенням $\gamma_{\perp}$, наближаючись асимптотично до значень порядку одиниці, причому зменшення параметру p зменшує ефективність алгоритму.

Асимптотично по малому параметру $\gamma_{\perp}/\gamma_1$ можна отримати:

$$\eta(\gamma_1, \gamma_{\perp}) \sim 1 + C \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_{\perp}}, \quad (6)$$

з константою $C \approx 0.23$.

ВИСНОВКИ

У цій роботі ми дослідили вплив ключових параметрів декогеренції, γ_1, γ_2 і $\gamma_{\perp}$, що характеризують лінійний і дисперсійний зв'язки кубітів з ступенями свободи термостату, на ефективність алгоритму пригнічення декогеренції системи з двох кубітів у вернерівському стані. Наш аналіз показав, що відношення швидкостей зменшення конкаренсу пари кубітів лінійно залежить від суми параметрів лінійного зв'язку і обернено пропорційне до параметру дисперсійного зв'язку, у режимі сильного лінійного зв'язку $\gamma_{\perp} \ll \gamma_1, \gamma_{\perp} \ll \gamma_2$. У протилежному ж граничному випадку слабого лінійного зв'язку алгоритм перестає бути ефективним, і $\eta \approx 1$. Це зниження ефективності свідчить про те, що вимірювання сплутаного стану кубітів ефективно долає декогеренцію, що суттєво змінює не тільки позадіагональні матричні елементи, але і викликає затухання, тобто призводить до деградації діагональних елементів.

Окремо досліджено вплив параметра змішаності вернерівського стану p . Порівняльний аналіз максимально заплутаного стану з $p = 1$ і змішаного стану з $p < 1$ показав, що ефективність методу суттєво знижується для змішаних станів при всіх досліджених значеннях параметрів декогеренції. Це пов'язано з тим, що декогеренція, пов'язана з термічними шумами, виявляється замаскованою під змішаний вернерівський стан пари кубітів. Таким чином, саме розгляд стану Вернера дозволив проаналізувати цей важливий параметр стану заплутаних систем.

Загалом, наші результати демонструють, що хоча слабкий зв'язок із тепловими резервуарами може суттєво погіршувати роботу квантових алгоритмів і призводити до декогеренції, повторювані жорсткі вимірювання стану заплутаної системи у белівському базисі дозволяють суттєво зменшити швидкість втрати заплутаності. Ці висновки мають практичний інтерес для налаштування ефективної роботи квантових комп'ютерів з урахуванням лінійного та дисперсійного зв'язків з термостатом, в інженерії чистих станів, для

оптимізації роботи квантових систем із змішаними заплутаними вхідними станами, і відкривають перспективи для подальших досліджень термодинамічної поведінки низькорозмірних відкритих квантових систем.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

REFERENCES

1. R. Horodecki, P. Horodecki, M. Horodecki, and K. Horodecki. Rev. Mod. Phys., 81, 865 (2009). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.81.865>
2. M. A. Nielsen and I. L. Chuang. Quantum Computation and Quantum Information, Cambridge University Press, Cambridge (2000), 676 p. ISBN: 9780521635035
3. R. F. Werner. Phys. Rev. A, 40, 4277 (1989). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.40.4277>
4. A. Peres. Phys. Rev. Lett., 77, 1413 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.1413>
5. W. H. Zurek. Rev. Mod. Phys., 75, 715 (2003). <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.75.715>
6. M. Schlosshauer. Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition, Springer, Berlin Heidelberg (2007), 416 p. ISBN: 9783540357735
7. E. Joos, H. D. Zeh, C. Kiefer, D. Giulini, J. Kupsch, and I. O. Stamatescu. Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory, 2nd ed., Springer, Berlin Heidelberg (2003), 508 p. ISBN: 9783540003908
8. H. P. Breuer and F. Petruccione. The Theory of Open Quantum Systems, Oxford University Press, Oxford (2002), 648 p. ISBN: 9780198520634
9. T. Yu and J. H. Eberly. Science, 323, 598 (2009). <https://doi.org/10.1126/science.1167343>
10. L. Aolita, F. de Melo, and L. Davidovich. Rep. Prog. Phys., 78, 042001 (2015). <https://doi.org/10.1088/0034-4885/78/4/042001>
11. M. P. Almeida, F. de Melo, M. Hor-Meyll, A. Salles, S. P. Walborn, P. H. Souto Ribeiro, and L. Davidovich. Science, 316, 579 (2007). <https://doi.org/10.1126/science.1139892>
12. M. Brune, E. Hagley, J. Dreyer, X. Maître, A. Maali, C. Wunderlich, J. M. Raimond, and S. Haroche. Phys. Rev. Lett., 77, 4887 (1996). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.4887>
13. W. K. Wootters. Phys. Rev. Lett., 80, 2245 (1998). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.2245>
14. C. H. Bennett and S. J. Wiesner. Phys. Rev. Lett., 69, 2881 (1992). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2881>
15. C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters. Phys. Rev. Lett., 70, 1895 (1993). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.70.1895>
16. G. Lindblad. Commun. Math. Phys., 48, 119 (1976).

17. V. Gorini, A. Kossakowski, and E. C. G. Sudarshan.
J. Math. Phys., 17, 821 (1976).

INFLUENCE OF DECOHERENCE PARAMETERS ON THE EFFICIENCY OF PRESERVING ENTANGLEMENT OF TWO-QUBIT WERNER STATES THROUGH QUANTUM MEASUREMENTS

O. M. Konovalenko¹, Z. A. Maizelis^{1,2}

¹*O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics NASU,
12 Akademika Proskury Str. 61085 Kharkiv, Ukraine*

²*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sq., 61022 Kharkiv, Ukraine
E-mail: maizelis.z.a@gmail.com*

Received on April 03, 2024. Reviewed on May 13, 2024.

Accepted for publication on May 17, 2024.

In this work we analyse how a protocol of joint, periodically repeated measurements influences the preservation of state coherence and thereby maintains entanglement in two-qubit systems prepared in a Werner state. By modeling the linear interactions of each qubit with independent dissipative environments (with coefficients γ_1, γ_2) together with the dispersive interactions (with coefficients $\gamma_{\perp 1} = \gamma_{\perp}, \gamma_{\perp 2} = \gamma_{\perp}$), we introduce the algorithmic “efficiency” parameter η , which quantitatively characterises how strongly these measurements slow down the loss of coherence and support the underlying quantum correlations..

For the maximally entangled input state (Werner state parameter $p = 1$), the efficiency η shows a hyperbolic dependence on the dispersive-coupling parameter $\gamma_{\perp}$ in the strong linear-coupling regime, when $\gamma_{\perp} \ll \gamma_1, \gamma_{\perp} \ll \gamma_2$. In the opposite regime, when $\gamma_1 \ll \gamma_{\perp}, \gamma_2 \ll \gamma_{\perp}$, efficiency asymptotically approaches unity, indicating a loss of capability to suppress decoherence in environments dominated by dispersive interactions. A comprehensive numerical study has been performed on the entanglement-preservation efficiency across all three relevant parameters—namely, the linear and dispersive couplings of each qubit to the environment and the Werner-state parameter that quantifies the initial entanglement. The algorithm’s performance is analyzed in various limiting cases, including the minimal and maximal values of the Werner parameter examined in this work, as well as scenarios in which the linear-interaction strength approaches the dispersive one.

The results obtained indicate that carefully tailored measurement schemes, combined with a high level of quantum-system entanglement, can effectively neutralize the deleterious influence of the environment. This paves the way for formulating detailed, quantitatively substantiated recommendations for tuning dynamic coherence-protection procedures that enhance the reliability of entanglement preservation across a variety of quantum algorithms, including entanglement-based quantum-cryptography protocols (BB84, E91/BBM92, DI-QKD, as well as multi-correlation quantum secret-sharing schemes such as HBB99) and variational algorithms for materials simulation (VQE, ADAPT-VQE, QITE, VQSD and related UCC-based approaches).

Keywords: quantum entanglement, Werner states, decoherence, entanglement preservation, open quantum systems, entanglement measure, Lindblad equation.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-03>

UDC 539.374+669.715, 538.945.2

PACS numbers: 74.72.-h, 61.72.Mm, 74.25.F-

МАГНІТООПІР МОНОКРИСТАЛІВ $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ З СИСТЕМОЮ ОДНОСПРЯМОВАНИХ ПЛОЩИННИХ ДЕФЕКТІВ

В. Ю. Гресь¹ , М. В. Коробков¹, Л. О. Пащенко¹ , О. Ю. Врагов¹ ,
А. О. Комісаров¹, В. О. Ковригин¹, М. М. Іноземцев¹ , О. Г. Чепурін¹ ,
Д. Ф. Ярчук¹ , Г. Я. Хаджай¹ , В. Ф. Коршак¹ , Р. В. Вовк^{1,2,3} 

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

²Інститут фізики твердого тіла, матеріалознавства та технологій

НАН України, вул. Академічна, 1, 61108 Харків, Україна

³Український державний університет залізничного транспорту, площа Фейєрбаха, 7, 61050 Харків, Україна.

E-mail: gkhadjai@gmail.com

Надійшла до редакції 07 квітня 2025 р. Переглянуто 11 травня 2025 р.

Прийнято до друку 15 травня 2025 р.

У роботі проведено електрорезистивні дослідження в умовах впливу постійного магнітного поля до 12.7 кОе при орієнтації вектора магнітного поля $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ і $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ на різні режими провідності монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) з односпрямованою системою двійникових меж (ДМ) при геометрії протікання транспортного струму $I \parallel$ ДМ, коли вплив двійників на процеси розсіювання носіїв струму мінімізований. Встановлено, що двійникові межі в монокристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) є ефективними розсіювачами флуктуаційних носіїв. Відхилення від лінійності температурних залежностей питомого електричного опору у базовій ab -площині, $\rho_{ab}(T)$, в інтервалі $T_c < T < 1.35 T_c$ може бути задовільно пояснено в межах теорії флуктуаційної провідності (ФП). При цьому безпосередньо поблизу критичної температури T_c флуктуаційна провідність добре описується тривимірною моделлю Асламазова – Ларкіна. Прикладення магнітного поля призводить до суттєвого звуження температурного інтервалу існування тривимірних надпровідних флуктуацій. Немонотонна залежність довжини когерентності вздовж осі c при $T \rightarrow 0$, $\xi_c(0)$, від магнітного поля, ймовірно, може бути пов'язаною з придушенням надлишкової флуктуаційної провідності в області слабких магнітних полів. Відсутність «віялоподібного» розширення резистивних переходів у магнітному полі, характерного для бездомішкових зразків $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, обумовлена пригніченням фазового переходу до стану незапіннігрованої вихрової рідини внаслідок посилення піннінгу вихрової ґратки на двійникових межах.

Ключові слова: монокристали $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$, надлишкова провідність, піннінг, магнітоопір, двійникові межі, кросовер.

Як цитувати: В. Ю. Гресь, М. В. Коробков, Л. О. Пащенко, О. Ю. Врагов, А. О. Комісаров, В. О. Ковригин, М. М. Іноземцев, О. Г. Чепурін, Д. Ф. Ярчук, Г. Я. Хаджай, В. Ф. Коршак, Р. В. Вовк. Магнітоопір монокристалів $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ з системою односпрямованих площинних дефектів. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 42, 2025, 27–36. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-03>

In cites: V. Yu. Gres', M. V. Korobkov, L. O. Pashchenko, A. Yu. Vragov, A. O. Komisarov, V. O. Kovrygin, M. M. Inozemtsev, O. G. Chepurin, D. F. Yarchuk, G. Ya. Khadzhai, V. F. Korshak, R. V. Vovk. Magnetoresistance of $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ single crystals with a system of unidirect planar defects. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 27–36. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-20250-42-03> (in Ukrainian).

ВСТУП

Добре відомо, що електротransпортні властивості анізотропного високотемпературного надпровідника (ВТНП) YBaCuO істотно залежать від вмісту домішок [1, 2, 3]. При цьому мала довжина когерентності і велика глибина проникнення призводять до того, що піннінг Абрикосівських вихорів виявляється ефективним у тому числі і на дрібномасштабних точкових дефектах [4]. Легування елементами, що заміщують атоми міді в площинах Cu-O , як правило, призводить до зменшення критичних параметрів і погіршення електропровідності [1, 2, 3]. Так, наприклад, легування алюмінієм призводить до зменшення критичної температури T_c і другого критичного поля (H_{c2}) [1]. Однією з особливостей легованих алюмінієм монокристалів є відсутність, так званого, «віялоподібного» розширення резистивних переходів у магнітному полі, яке завжди спостерігається в чистих зразках YBaCuO [4, 5, 6, 7]. Як наслідок цього, відбувається зміна режиму флуктуаційної провідності, який реалізується в цих сполуках при температурах близьких до критичної $T \geq T_c$. Слід також зазначити, що додатковим джерелом анізотропії в монокристалах YBaCuO є наявність меж двійникування [8, 9], вплив яких на транспортні властивості в нормальному стані недостатньо вивчено, що пов'язано з експериментальними труднощами, які виникають при визначенні внеску цих дефектів. Ця анізотропія проявляється у вигляді максимуму критичного струму поблизу орієнтації $H \parallel \text{ДМ}$ [5, 7], причина появи якого до теперішнього часу остаточно не встановлена. З'ясування механізму виникнення цього явища становить інтерес як з наукової, так і з прикладної точок зору.

З урахуванням вищесказаного, у цій роботі були проведені електрорезистивні дослідження в умовах впливу постійного магнітного поля до 12.7 кОе при орієнтації вектора магнітного поля $H \perp c$ і $H \parallel c$ на різні режими провідності $\text{YBa}_{2}\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) монокристалів з односпрямованою системою ДМ при геометрії протікання транспортного струму $I \parallel \text{ДМ}$, коли вплив двійників на процеси розсіювання носіїв струму мінімізовано.

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИКИ

Монокристали $\text{YBa}_{2}\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ вирощували розчин-розплавним методом у золотому тиглі при слабкому градієнті температури вздовж тигля [2, 3]. Цей метод дозволяє вирощувати кристали розмірами до $5 \times 5 \text{ мм}^2$ в ab -площині і товщиною 0.02–0.05 мм. Для отримання монокристалів з добавкою алюмінію у вихідну шихту додавали 0.2 мас.% Al_2O_3 . Як вихідний компонент використовували сполуки Y_2O_3 , BaCO_3 , CuO , Al_2O_3 (всі марки ОСЧ). Насичення кристалів

киснем здійснювали за допомогою відпалу в потоці кисню при температурі 430 °С протягом трьох діб. Для резистивних досліджень відбирали тонкі кристали з проникаючими ДМ, у яких були області з односпрямованими ДМ розміром $0.5 \times 0.5 \text{ мм}^2$. Це дозволяло вирізати з таких монокристалів містки з односпрямованими ДМ шириною 0.2 мм і відстанню між потенційними контактами 0.3 мм. Двійникові межі всередині містка були орієнтовані в одному напрямку. При цьому місток вирізали таким чином, щоб вектор транспортного струму I_{ab} був паралельний площинам двійників, як це схематично показано на відповідних вставках до рис. 1. Електричні контакти створювали нанесенням срібної пасту на поверхню кристалів з подальшим підключенням срібних провідників і тригодинним відпалом при температурі 200 °С в атмосфері кисню. Провідники для струмових контактів виготовляли з фольги товщиною 0.1 мм і шириною 2 мм, а для потенційних контактів використовували дріт діаметром 0.05 мм. Така технологія дозволяла отримувати малий перехідний опір електричних контактів і проводити резистивні вимірювання при транспортних струмах до 1 А без омичного перегріву струмових контактів.

Вимірювання електроопору і вольт-амперних характеристик (ВАХ) проводили на постійному струмі. Магнітне поле до 12.7 кОе створювали електромагнітом. Обертанням магніту можна було змінювати орієнтацію поля відносно кристала. Точність орієнтації поля щодо зразка не гірше 0.2° . Місток монтували у вимірювальному осередку таким чином, щоб вектор поля H завжди був перпендикулярний вектору транспортного струму. Точність вимірювання температури 0.005 К, стабільність температури при вимірюваннях ВАХ не гірше 0.01 К.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Порівняльний аналіз резистивних характеристик $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ та $\text{Ba}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ монокристалів у нульовому магнітному полі був проведений нами в [2, 3]. Температурні залежності питомого електроопору в ab -площині, $\rho_{ab}(T)$, в магнітних полях до 12.7 кЕ при орієнтації вектора поля $H \parallel c$ та $H \perp c$ представлено на рис. 1(1 та 2) та на рис. 2(1 та 2), відповідно.

На рис. 1 пунктирними лініями показано екстраполяції лінійних ділянок експериментальних залежностей $\rho_{ab}(T)$ на область більш низьких температур. На вставках (а) на цьому рисунку показано схематичні зображення геометрії експерименту. Вставки (б) та (с) – переходи в надпровідний стан в координатах $\rho_{ab} - T$ та $d\rho_{ab}/dT - T$, відповідно.

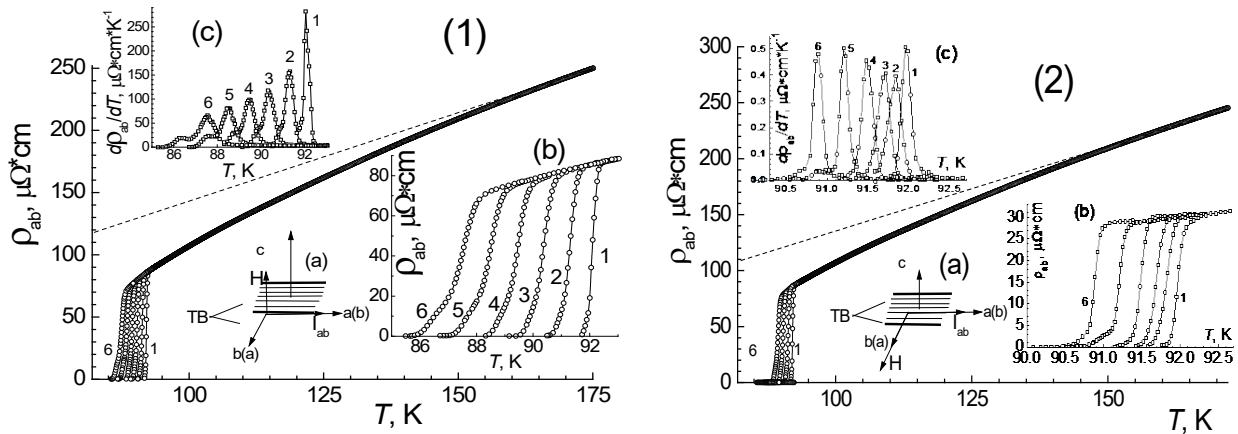


Рис. 1. Температурні залежності електроопору $\rho_{ab}(T)$ монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ при орієнтації вектора поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (1) і $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (2) для H , kOe: 0; 1.9; 4.5; 7.3; 10; 12.7 – криві 1–6 відповідно. Пунктирні лінії – екстраполяції лінійних ділянок експериментальної залежності $\rho_{ab}(T)$. Вставки: (а) – схематичне зображення геометрії експерименту; (б) та (с) – переходи у надпровідний стан в координатах $\rho_{ab} - T$ та $d\rho_{ab}/dT - T$, відповідно. Нумерація кривих на вставках відповідає нумерації на рисунку 1.

Fig. 1. Temperature storage of the electrical support $\rho_{ab}(T)$ of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ single crystal with the orientation of the field vector $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (1) and $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (2) for H , kOe: 0; 1.9; 4.5; 7.3; 10; 12.7 – curves 1–6 in line. Dashed lines are extrapolations of linear sections of the experimental dependence $\rho_{ab}(T)$. Insets: (a) – schematic representation of the experimental geometry; (b) and (c) – transitions to the superconducting state in the coordinates $\rho_{ab} - T$ and $d\rho_{ab}/dT - T$, respectively. The numbering of the curves in the inserts corresponds to the numbering in the figure.

На рис. 2 у координатах $\left[\frac{-d(\ln \Delta \sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$ показано переходи у надпровідний стан монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (1) та $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (2). На вставці на рис. 2(1) у цих же координатах наведено низькотемпературну ділянку надпровідного переходу, що відбувається за умови $H = 7.3$ кЕ. Пунктирними лініями на рис. 2 і на вставці показано екстраполяцію ділянок, відповідних різним ФП-режимам.

Резистивні переходи в надпровідний стан тих самих зразків в координатах $\ln \rho_{ab} - T$ і $d\rho_{ab}/dT - T$ показані на рис. 1(1 та 2), вставки b та c.

Критична температура кристала в нульовому магнітному полі, визначена по максимуму на залежності $d\rho_{ab}(T)/dT$ в області резистивного переходу в надпровідний стан [2], дорівнювала 92.1 K при ширині переходу $\Delta T_c \leq 0.5$ K. Питомий електроопір в ab -площині при кімнатній температурі становив близько 420 мкОм·см. Згідно з літературними даними, високі значення критичної температури $T_c \approx 92$ K відповідають концентрації алюмінію в кристалі $z \leq 0.05$ [10] і вмісту кисню $\delta \leq 0.1$ [11]. Водночас, вузька ширина переходу в надпровідний стан $\Delta T_c \leq 0.5$ K свідчить про рівномірний розподіл кисню і Al в об'ємі кристала.

Як видно з рис. 1, при зниженні температури від 300 K до 200 K $\rho_{ab}(T)$ зменшується фактично лінійно, що вказує на квазіметалеву поведінку провідності в цьому температурному інтервалі. Водночас магнітне поле, при обох орієнтаціях, практично не впливає на поведінку залежностей $\rho_{ab}(T)$ при $T \geq 1.1 T_c$, що узгоджується з літературними даними для зразків YBaCuO , отриманих з вимірювань магнітоопору [12]. Вплив магнітного поля зводиться в основному до зміщення вниз за температурою резистивного переходу в надпровідний стан та відповідного зниження T_c (вставки (b) та (c), рис. 1(1 та 2)), про що більш докладно буде сказано нижче. У той же час, при температурах $T_c < T < 200$ K спостерігається відхилення $\rho_{ab}(T)$ від лінійної залежності, що свідчить про появу деякої надлишкової провідності, температурна залежність якої зазвичай визначається як різниця:

$$\Delta \sigma = \sigma - \sigma_0, \quad (1)$$

де $\sigma_0 = \rho_0^{-1} = (A + BT)^{-1}$ – провідність, отримана з екстраполяції високотемпературної лінійної ділянки $\rho_{ab}(T)$ в нульове значення температури, а $\sigma = \rho^{-1}$ – експериментально вимірюване значення провідності у нормальному стані.

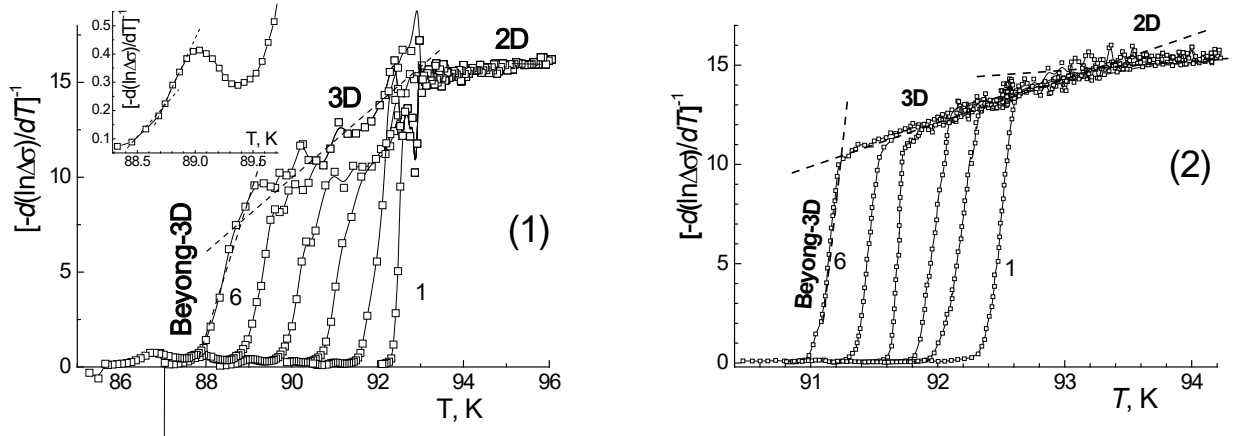


Рис. 2. Переходи в надпровідний стан монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ при $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (1) та $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (2) для H , кОе: 0; 1.9; 4.5; 7.3; 10; 12.7 – криві 1–6, відповідно, в координатах $\left[\frac{-d(\ln\Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$. Вставка у рис. 2(1) – низькотемпературна ділянка надпровідного переходу у таких координатах при $H = 7.3$ кОе. Пунктирні лінії на рисунку та вставці – екстраполяція ділянок, відповідних різним ФП-режимам.

Fig. 2. Transitions to the superconducting state of the $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ single crystal with $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ (1) and $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ (2) for H , kOe: 0; 1.9; 4.5; 7.3; 10; 12.7 – curves 1–6, respectively, in the coordinates $\left[\frac{-d(\ln\Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$. The inset in Fig. 2(1) is the low-temperature region of the superconducting transition in these coordinates at $H = 7.3$ kOe. The dashed lines in the figure and inset are extrapolations of the regions corresponding to different FC regimes.

З теорії [13] відомо, що поблизу T_c $\Delta\sigma$ обумовлена процесами флуктуаційного спаровування носіїв і в загальному вигляді, залежно від розмірності системи, визначається ступеневою залежністю виду:

$$\Delta\sigma_D = A_D \varepsilon^{-\alpha}, \quad (2)$$

де A_D – деяка константа, а $\varepsilon = (T - T_c)/T_c$ – приведена температура. При цьому ступеневий показник α , згідно з [13, 14, 15], визначається як $\alpha = 2 - D/2$, де D – розмірність системи. Зокрема при $T > T_c$ для двовимірного (2D) і тривимірного (3D) випадків температурна залежність $\Delta\sigma$ визначається ступеневими співвідношеннями

$$\Delta\sigma_{2D} = A_{2D} \varepsilon^{-1}, \quad (3)$$

$$\Delta\sigma_{3D} = A_{3D} \varepsilon^{-1/2}, \quad (4)$$

де $A_{3D} = \frac{e^2}{16\hbar d}$ та $A_{2D} = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)}$; ξ_c – довжина когерентності вздовж осі c при $T \rightarrow 0$, d – характерний розмір двовимірного шару.

Таким чином, розрахувавши з експериментальних даних величину $\left[\frac{-d(\ln\Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} = \alpha^{-1}(T - T_c)$, згідно з методикою, запропонованою в [14] і розвиненою в

[15], ми можемо по куту нахилу кривих у відповідних координатах визначити розмірність флуктуаційної підсистеми та характер розсіювання флуктуаційних носіїв [13] на різних температурних інтервалах. На рис. 2 показано надпровідні переходи монокристала $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ в координатах $\left[\frac{-d(\ln\Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$, отримані при різних величині магнітного поля.

Як видно з рис. 2, при обох орієнтаціях магнітного поля, безпосередньо поблизу T_c експериментальні криві характеризуються наявністю двох чітко виражених ділянок з різними кутами нахилу, які, очевидно, відповідають, так званому, Beyond-3D та 3D режимам [15] з $\alpha \approx 0.17$ і $\alpha \approx 0.5$, відповідно. При подальшому віддаленні від T_c у бік високих температур відбувається подальше збільшення абсолютного значення α , що може свідчити про реалізацію в системі 3D-2D кросовера, про що більш докладно буде сказано нижче.

Друга особливість отриманих залежностей – практично еквідистантне зміщення ділянок кривих, відповідних безпосередньо НП-переходу, вниз за температурою з ростом величини прикладеного магнітного поля. При цьому при геометрії експерименту $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ спостерігалася незначне розширення експериментальних кривих, а в разі $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ розмиття не спостерігалася взагалі. Як зазначалося вище, подібний ефект спостерігається тільки в разі

легованих алюмінієм зразків [1] на відміну від усіх інших сполук системи 1-2-3, яким властиво яскраво виражене «віялоподібне» розширення НП-переходів у магнітному полі [5–7].

На рис. 3 показані залежності $T_c(H)$, отримані для наших експериментальних кривих і визначені по максимуму похідної $d\rho/dT(T)$ в області НП-переходу [2]. Видно, що T_c монотонно знижується з ростом магнітного поля.

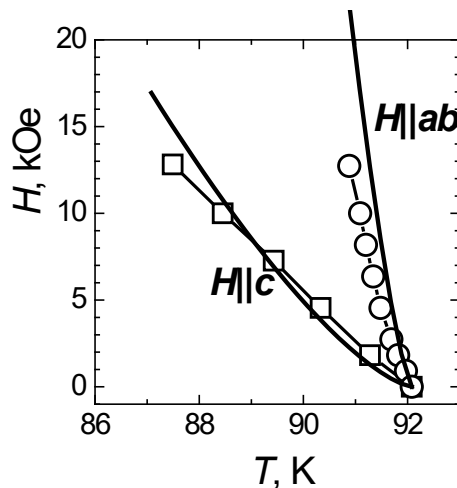


Рис. 3. Температурні залежності другого критичного поля для його паралельної і перпендикулярної орієнтацій щодо базисної площини. Суцільні лінії – розрахунок для тієї самої геометрії експерименту, проведений згідно з [16].

Fig.3. Temperature dependences of the second critical field for its parallel and perpendicular orientations relative to the base plane. Solid lines are calculations for the same experimental geometry, performed according to [16].

Як відомо, характерною особливістю сполук системи 1-2-3 є сильна нелінійність вольт-амперних характеристик аж до деякої лінії $T_M(H)$, що відповідає переходу зі стану незапіннігрованої вихрової рідини, що відчуває в'язка течія під дією сили Лоренца, у стан запіннігваного вихрового скла [16]. Згідно з [16] лінія цього переходу при орієнтаціях магнітного поля $H \parallel c$ і $H \perp c$ у разі бездвійникових зразків визначається співвідношеннями $H_M^{\parallel}(T) = 103(1 - T/T_c)^{1.41}$ та $H_M^{\perp}(T) = 842(1 - T/T_c)^{1.37}$ відповідно.

Як видно з рис. 3, у нашому випадку ці лінії (суцільна крива) розташовані частково ($H \parallel c$) або повністю ($H \perp c$) вище наших експериментальних залежностей, що може свідчити про відсутність фази незапіннігваної вихрової рідини в наших зразках. Це, в свою чергу, може бути причиною відсутності

відповідного розширення резистивних переходів у магнітному полі. Важливу роль тут може грати наявність в наших зразках розвиненої системи ДМ, які є досить сильними центрами піннінгу. На користь останнього припущення свідчить і третя важлива особливість наших експериментальних кривих – наявність додаткового максимуму на низькотемпературних ділянках залежностей $\left[\frac{-d(\ln \Delta \sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$ при $H \parallel c$, який відсутній у нульовому магнітному полі і найбільш чітко проявляється в сильних магнітних полях. Збільшену ділянку кривої з таким максимумом, отриманої в магнітному полі 7.3 kOe, показано на вставці до рис. 2. Видно, що в області температур нижче точки максимуму наша залежність характеризується кутами нахилу $\alpha \approx 1.27$ та $\alpha \approx 2.2$ відповідно. Останнє значення, згідно з теорією [17], відповідає паракогерентному переходу на міжзеренних та міждоменних межах і часто спостерігається в різних класах надпровідних сполук [15, 17]. У нашому випадку роль таких меж можуть грати ДМ. Важливу роль при цьому може грати наявність домішок. Як відомо з літератури [18, 19], домішки тривалентних іонів є центрами дефектоутворення і при підвищеній густині дефектів період доменної двійникової структури зменшується. Наслідком цього є перекриття близьких мікродвійників і формування твідової структури [18, 19]. Як показали металографічні дослідження [19], у наших кристалах $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-y}\text{Al}_y\text{O}_{7-\delta}$ «твідова» структура не спостерігалася, що, ймовірно, пов'язано з малою концентрацією Al. Водночас міждвійникова відстань була в два-три рази меншою, ніж в чистих кристалах. Очевидно, що в нашому випадку причиною цього міг бути вплив домішкових атомів алюмінію, що має значно менший іонний радіус у порівнянні з міддю. Крім цього атом алюмінію в позиції (000) може утворювати характерне для нього октаедричне оточення з атомів кисню.

Слід зазначити, що при геометрії експерименту $H \perp c$ подібні особливості, у вигляді додаткового максимуму, практично не виявлялися при слабких магнітних полях і були значно менш яскраво виражені в області максимальних магнітних полів (рис. 2). Подібні відмінності, ймовірно, можуть бути наслідком специфічного механізму піннінгу надпровідних флуктуацій. При цьому у разі $H \perp c$ сила Лоренца, що діє на флуктуаційні носії, $F_L \sim [j \times H]$, направлена уздовж двійникових меж ($F_L \parallel \text{ДМ}$), а в разі $H \parallel c$, відповідно, поперек ($F_L \perp \text{ДМ}$), що, в свою чергу, обумовлює в кілька разів більш підвищену силу піннінгу надпровідних флуктуацій у другому випадку в порівнянні з першим. Останнє припущення

підтверджує немонотонна поведінка польової залежності $\xi_c(H)$, що спостерігається в разі $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$.

Як було показано в роботі [20], загальний вираз для флуктуаційної паропровідності в магнітному полі $\Delta\sigma(T, H)$ шаруватих надпровідників у магнітному полі може бути записаний у вигляді:

$$\Delta\sigma(T, H) = \Delta\sigma_{AL}(T, H) + \Delta\sigma_{MT}(T, H), \quad (5)$$

де

$$\Delta\sigma_{AL}(T, H) = \frac{e^2}{16\hbar d \varepsilon} \left\{ \frac{1}{(1+2\alpha)^{1/2}} - \frac{(2+4\alpha+3\alpha^2)b^2}{4(1+2\alpha)^{5/2}\varepsilon^2} \right\} \quad (6)$$

– флуктуаційна провідність Асламазова – Ларкіна [13];

$$\Delta\sigma_{MT}(T, H) = \frac{e^2}{8\hbar d(1-\alpha/\delta)\varepsilon} \left\{ \ln \left(\frac{\delta(1+\alpha)+\sqrt{1+2\alpha}}{\alpha(1+\delta)+\sqrt{1+2\delta}} \right) - \left[\frac{\delta^2}{\alpha^2} \frac{1+\delta}{(1+2\delta)^{3/2}} - \frac{1+\alpha}{(1+2\alpha)^{3/2}} \right] \frac{b^2}{6\varepsilon} \right\} \quad (7)$$

– флуктуаційна провідність Макі – Томпсона, обумовлена взаємодією неспарених носіїв струму з флуктуаційними куперівськими парами [21];

$$\alpha = 2\zeta_c^2(0)/d^2\varepsilon; \quad b = 2e\zeta_c^2(0)/\hbar H;$$

$$\delta = (16/\pi)(\zeta_c^2(0)/d^2)(kT\tau_\varphi/\hbar);$$

$\xi_{ab}(0)$ – довжина когерентності в базисній площині, а τ_φ – характерний час збою параметра порядку. Інші позначення ті самі, що і в (3), (4).

Прийнявши $\xi_c(0) \approx 2.5 \text{ \AA}$, $d \approx 11.7 \text{ \AA}$ [22], $\tau_\varphi \approx \hbar/2k_B T_c$, можна оцінити еволюцію відносного внеску кожного з доданків у рівнянні (5) $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ в міру віддалення вгору за температурою від точки переходу в надпровідний стан у нульовому магнітному полі, як це було запропоновано в [23]. Аналіз виразів (6) і (7) показує, що хоча в інтервалі температур $T_c < T < 1.25 T_c$ компонента $\Delta\sigma_{MT}(T, H=0)$ у порівнянні з $\Delta\sigma_{AL}(T, H=0)$ значно слабше залежить від температури, відношення $\Delta\sigma_{AL}/\Delta\sigma_{MT}$ зменшується більш ніж удвічі (від приблизно 4 до 1.7) у міру зростання температури від $1.005 T_c$ до $1.25 T_c$. Це, в зростання температури від $1.005 T_c$ до $1.25 T_c$. Це, в свою чергу, може вказувати на значне зростання інтенсивності розсіювання флуктуаційних пар.

Слід також зазначити, що, як показав аналіз, усі отримані залежності $\Delta\sigma(T, H)$ в інтервалі $(1.1-1.15)T_c$ задовільно апроксимуються залежністю виду (3), що відповідає двовимірному випадку (вставка до рис. 4), тоді як при $T < 1.05 T_c$ поведінка $\Delta\sigma(T, H)$ добре відповідає залежності (4) для тривимірного випадку.

Цього разу, визначивши значення ε_0 в точці 2D-3D кросовера $\xi_c(0)\varepsilon_0^{-1/2} = d/2$ при перетині двох прямих,

що відповідають показникам ступеня -0.5 та -1 на залежностях $\left[\frac{-d(\ln\Delta\sigma)}{dT} \right]^{-1} - T$, а також використовуючи літературні дані про залежність міжплощинної відстані від δ [22] ($d \approx 11.7 \text{ \AA}$), можна обчислити значення $\xi_c(0)$.

На рис. 4 представлено польові залежності $\xi_c(0, H)$ для обох орієнтацій магнітного поля і критичного струму J_c за орієнтації магнітного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. На вставці показано температурні залежності надлишкової провідності в аб-площині в координатах $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$ при різних значеннях магнітного поля за орієнтації $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$. Позначення кривих на вставці відповідає позначенням на рис. 1. Пунктирними лініями на вставці показана апроксимація експериментальних залежностей прямими з кутом нахилу $\text{tg}\alpha_1 \approx -0.5$ (3D-режим) і $\text{tg}\alpha_1 \approx -1.0$ (2D-режим). Стрілками показано точки 2D-3D кросовера.

З рис. 4 видно, що при орієнтації $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ крива $\xi_c(0, H)$ характеризується яскраво вираженим максимумом в області магнітних полів $H \approx 2 \text{ kOe}$. Водночас, при орієнтації $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ аналогічна крива плавно спадає з ростом магнітного поля. Тут слід зазначити, що подібна особливість, яка виявляється у вигляді немонотонної залежності критичного струму J_c від магнітного поля (пик-ефект), часто спостерігається в ВТНП-системах при паралельній орієнтації магнітного поля як наслідок специфічного механізму піннінгу вихрової матерії [24, 25]. Кривою з колами на рис. 4 показано польову залежність $J_c(H)$ при орієнтації магнітного поля $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, яку ми отримували шляхом визначення критичного струму за рівнем падіння напруги на вольт-амперних характеристиках за методикою [5, 7]. При цьому видно, що положення характерного максимуму на залежностях $J_c(H)$ добре корелює з випадком $\xi_c(0, H)$. Згідно з [25], однією з можливих причин появи пик-ефекту може служити наявність у зразку дефіцитної за киснем або іншої фази, що переходить у нормальний стан при збільшенні магнітного поля.

У нашому випадку роль такої фази можуть грати ДМ, які (як дефекти більш високої розмірності) можуть служити ефективними центрами стоку кисневих вакансій [9, 26, 27] і, відповідно, мати більш низький (у порівнянні з рештою об'єму зразка) вміст кисню. Припущення про присутність фази зі зниженою T_c підтверджується наявністю ступінчастої форми резистивних переходів і невеликого додаткового максимуму на залежностях $d\rho_{ab}(T)/dT$ (вставки (b) і (c) до рис. 1) спостережуваних при орієнтації $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$, який стає найбільш яскраво вираженим при максимальних значеннях магнітного поля. При цьому експерименти з

декорування вихрової структури [27] дійсно показують, що густина вихорів на ДМ підвищена в порівнянні з їх густиною в об'ємі надпровідника, що свідчить про придушення на ДМ параметра порядку.

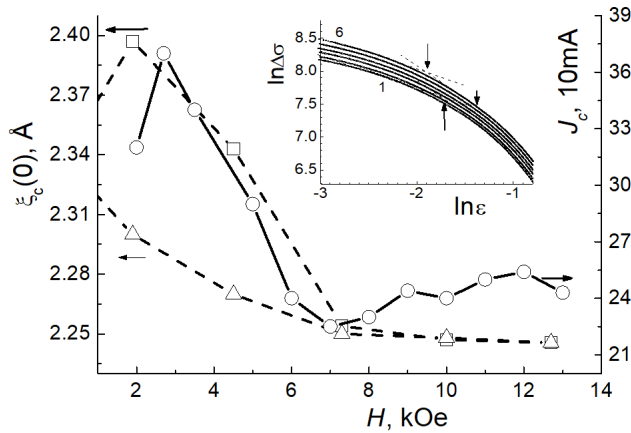


Рис. 4. Польові залежності $\xi_c(0, H)$ при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$ та $H \perp c$ (квадрати та трикутники відповідно) і критичного струму J_c при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$ (кола). Вставка – температурна залежність надлишкової провідності в аб-площині в координатах $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$ при різних значеннях магнітного поля з орієнтацією $H \parallel c$. Позначення кривих на вставці відповідає позначенням на рис.1. Пунктирні лінії на вставці – апроксимація експериментальних залежностей прямими з $\text{tg}\alpha_1 \approx -0.5$ (3D - режим) і $\text{tg}\alpha_1 \approx -1.0$ (2D - режим). Стрілки показують точки 2D-3D кросовера.

Fig. 4. Field dependences $\xi_c(0, H)$ at the orientation of the magnetic field $H \parallel c$ and $H \perp c$ (squares and triangles, respectively) and the critical current J_c at the orientation of the magnetic field $H \parallel c$ (circles). The inset is the temperature dependence of the excess conductivity in the ab-plane in the coordinates $\ln\Delta\sigma - \ln\varepsilon$ at different values of the magnetic field with the orientation $H \parallel c$. The designation of the curves in the inset corresponds to the designations in Fig. 1. The dashed lines in the inset are approximations of the experimental dependences by straight lines with $\text{tg}\alpha_1 \approx -0.5$ (3D-mode) and $\text{tg}\alpha_1 \approx -1.0$ (2D-mode). The arrows show the points of the 2D-3D crossover.

У нашому випадку, ймовірно, ця особливість може бути пов'язана з деяким придушенням надлишкової флуктуаційної провідності при посиленні дисипації як наслідок зміщення надпровідних флуктуацій в зразку під дією сили Лоренца. У свою чергу, зменшення $\Delta\sigma$, згідно з (1.4), повинно призводити до зростання

величини $\xi_c(0, H)$, що й спостерігається в нашому випадку. При подальшому збільшенні поля його вплив буде проявлятися у зменшенні кореляційної функції флуктуацій, що повинно позначитися на силі пінінгу флуктуацій [25] і збільшенні градієнта характерної об'ємної густини флуктуаційної енергії. Певну роль при цьому може відігравати можливе посилення впливу деяких специфічних механізмів квазічастинкової взаємодії [28, 29]. У цьому випадку зростання величини $\xi_c(0, H)$ зміниться її зменшенням.

Слід також зауважити, що якщо визначати температуру переходу в ФП-режим, T_f , у точці відхилення величини $\ln\Delta\sigma$ вгору від лінійної залежності $\ln\Delta\sigma - T$ [3] (рис. 5), то можна оцінити відносну протяжність, t_f , існування ФП-режиму як $t_f = (T_f - T_c)/T_c$.

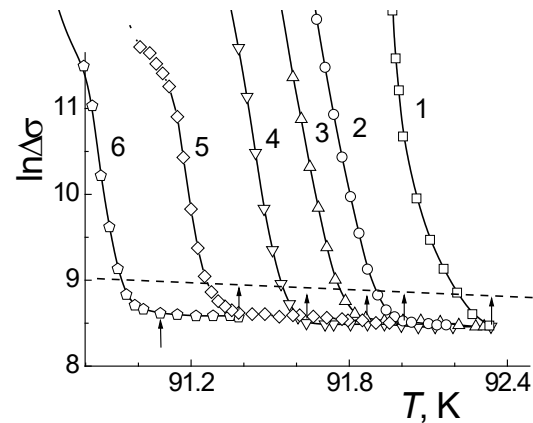


Рис. 5. Температурні залежності надлишкової провідності при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$ і $H \perp c$ в координатах $\ln\Delta\sigma - T$. Нумерація кривих відповідає нумерації на рис.1.

Fig.5. Temperature dependences of excess conductivity at the orientation of the magnetic field $H \parallel c$ and $H \perp c$ in the coordinates $\ln\Delta\sigma - T$. The numbering of the curves corresponds to the numbering in Fig. 1.

Результати розрахунків показують, що за впливу магнітного поля відбувається загальне відносне звуження температурного інтервалу, в якому реалізується режим флуктуаційної парапровідності. При цьому слід зазначити, що при орієнтації магнітного поля $H \parallel c$ таке звуження відносно невелике (від $t_f \approx 0.1594$ в нульовому магнітному полі до $t_f \approx 0.1473$ при $H = 12.7$ kOe), у той час як при орієнтації магнітного поля $H \perp c$ звуження відбувається практично вдвічі (від $t_f \approx 0.0214$ в нульовому магнітному полі до $t_f \approx 0.0417$ при $H = 12.7$ kOe). Можливо, це пов'язано з придушенням довгохвильових флуктуацій, що дають найбільш

істотний внесок у парепровідність поблизу T_c . Водночас, як було показано в [2], недооцінка вкладу короткохвильових флуктуацій параметра порядку приводить до більш швидкого, порівняно з передбаченнями теорії, зменшення величини $\Delta\sigma$ при досить великій відстані від T_c у бік високих температур. Мікроскопічний розрахунок флуктуаційної поправки в провідність з урахуванням усіх компонент параметра порядку був проведений у роботі [30]. Порівняння наших даних з теорією [30] показало, що $\Delta\sigma$ може бути описана в рамках поліпшеної теорії ФП (при нашій точності вимірювань) до температур поблизу $1.25 T_c$. Мабуть, саме в цій температурній області відбувається перехід до псевдоцілинного режиму, який більш детально аналізується нами в [2, 3, 31–35].

ВИСНОВКИ

Таким чином, з усього вищесказаного можна зробити висновок, що двійникові межі в монокристалах $YBa_2Cu_{3-z}Al_zO_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) є ефективними центрами розсіювання флуктуаційних носіїв. Відхилення від лінійності залежностей $\rho_{ab}(T)$ при $T_c < T < 1.35 T_c$ може бути задовільно пояснено в межах теорії флуктуаційної надпровідності. При цьому безпосередньо поблизу T_c ФП добре описується тривимірною моделлю Асламазова – Ларкіна. Прикладення магнітного поля призводить до суттєвого звуження температурного інтервалу існування тривимірних надпровідних флуктуацій. Немонотонна залежність величини $\xi_c(0)$ від магнітного поля, ймовірно, може бути пов'язана з придушенням надлишкової флуктуаційної провідності в області слабких магнітних полів. Відсутність «віялоподібного» розширення резистивних переходів у магнітному полі, характерного для бездомішкових зразків $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$, обумовлена придушенням фазового переходу до стану незапіннігрованої вихрової рідини внаслідок посилення піннінгу вихрової ґратки на двійникових межах.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

REFERENCES

1. R. H. Koch, V. Foglietti, W. J. Gallagher. Phys. Rev. Lett., 63, 1511 (1989).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.1511>
2. 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://link.springer.com/article/10.1007/s10854-006-9086-3>
3. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, D. A. Lotnyk, K. A. Kotvitskaya. Physica B, 404, 20, 3516 (2009).
<https://doi.org/10.1016/j.physb.2009.05.047>
4. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, M. A. Obolenskii et al. Journal of Alloys and Compounds, 509, 4553 (2011).
<https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2011.01.102Get>
5. A. V. Bondarenko, V. A. Shklovskij, M. A. Obolenskii et al. Physical Review B, 58, 5, 2445 (1998).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.2445>
6. N. Ya. Fogel, I. M. Dmitrenko, V. G. Cherkasova. SFKaT, 2, 115 (1989).
7. A. V. Bondarenko, A. A. Prodan, M. A. Obolenskii et al. Low Temp. Phys., 27, 339, (2001)
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1374717>
8. T. K. Worthington, F. H. Holtzberg, C. A. Field, Cryogenics, 30, 417 (1990).
[https://doi.org/10.1016/0011-2275\(90\)90168-C](https://doi.org/10.1016/0011-2275(90)90168-C)
9. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, M. A. Obolenskii, I. L. Goulatis, A. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. Philos. Mag., 91, 2291 (2011).
<https://doi.org/10.1080/14786435.2011.552893>
10. R. B. Van Dover, L. F. Schneemeyer, J. V. Waszczak et al. Phys. Rev. B, 39, 2932 (1989).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.2932>
11. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. V. Bondarenko, I. L. Goulatis, A. V. Samoilov, A. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. Journal of Alloys and Compounds, 464, 1-2, 58 (2008).
<https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2007.10.040>
12. R. V. Vovk, V. M. Gvozdikov, M. A. Obolenskii et al. Acta Physica Polonica A, 121, 1191 (2012).
13. L. G. Aslamazov, A. L. Larkin, Sov. Phys. Solid State, 10, 3258 (1968).
<https://www.osti.gov/biblio/7298727>
14. J. S. Kouvel, M. E. Fischer, Phys. Rev., 136, A1616 (1964).
<https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.136.A1626>
15. R. M. Costa, I. C. Riegel, A. R. Jurelo, J. L. Pimentel Jr., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 320, e493 (2008).
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2008.02.093>
16. W. K. Kwok, S. Fleshler, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, and G. W. Crabtree M. M. Miller. Phys. Rev. Lett., 69, 3370 (1992).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.3370>

J. Rosenblatt. In: Percolation, Localization and

- Superconductivity, NATO ASI Series, ed. by A. M. Goldman and S. A. Wolf, Plenum, New York (1984), p.431.
<https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4615-9394-2>
18. G. Lacaye, R. Hermann, G. Kaestener. Physica C, 192, 207 (1992).
19. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, Z. F. Nazyrov et al. J. Mater. Sci.: Mater. Electron., 23, 1255 (2012).
<https://link.springer.com/article/10.1007/s10854-011-0582-8>
20. G. Blatter, J. Rhyner, V. M. Vinokur. Phys. Rev. B, 43, 10, 7026 (1991).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.43.7826>
21. J. B. Bieri, K. Maki, R. S. Thompson. Phys. Rev. B, 44, 9, 4709 (1991).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.44.4709>
22. G. D. Chrysikos, 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). [http://dx.doi.org/10.1016/0921-4534\(95\)00553-6](http://dx.doi.org/10.1016/0921-4534(95)00553-6)
23. N. E. Alekseevskii, A. V. Mitin, V. I. Nizhankovskii, et al. Sverkhprovodimost Fiz., Khim, Tekhn., 2, 40 (1989).
24. D. A. Lotnyk, R. V. Vovk, M. A. Obolenskii et al. Journal of Low Temperature Physics, 161, 387 (2010). <http://dx.doi.org/10.1007/s10909-010-0198-z>
25. M. Daeumling, J. M. Seutjens, D. C. Larbalestier. Nature, 346, 332 (1990).
<http://dx.doi.org/10.1038/346332a0>
26. T. K. Worthington, M. P. A. Fisher, D. A. Huse et al. Phys. Rev. B, 46, 18, 11854 (1992).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.46.11854>
27. H. B. Radousky. J. Mater. Res., 7, 7, 1917 (1992).
<https://doi.org/10.1557/JMR.1992.1917>
28. D. H. S. Smith, R. V. Vovk, C. D. H. Williams, A. F. G. Wyatt. Phys. Rev. B, 72, 0546506 (2005).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.054506>
29. D. H. S. Smith, R. V. Vovk, C. D. H. Williams, A. F. G. Wyatt. New J. Phys. 8, 128 (2006).
<http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/8/8/128>
30. L. Reggani, R. Vaglio, A. A. Varlamov. Phys. Rev. B, 44, 17, 9541 (1991).
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.44.9541>
31. R. V. Vovk, A. A. Zavgorodniy, M. A. Obolenskii, I. L. Goulatis, A. Chroneos, V. M. Pinto Simoes. Modern Physics Letters B, 24, 22, 2295 (2010).
<https://doi.org/10.1142/S0217984910024675>
32. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, I. L. Goulatis, A. I. Chroneos. J. Mater. Sci.: Mater. Electron, 20, 858 (2009).
<http://dx.doi.org/10.1007/s10854-008-9806-y>
33. R. V. Vovk, M. A. Obolenskii, A. A. Zavgorodniy, I. L. Goulatis, A. Chroneos, E. V. Biletskiy. J. Alloys Compd, 485, 121 (2009).
<http://dx.doi.org/10.1007/s10854-008-9806-y>
34. R. V. Vovk, A. A. Zavgorodniy, M. A. Obolenskii et al. J. Mater. Science: Materials in Electronics, 22, 20 (2011). <https://doi.org/10.1007/s10854-010-0076-0>
35. R. V. Vovk, Z. F. Nazyrov, I. L. Goulatis, A. Chroneos, Modern Physics Letters B (MPLB) Condensed Matter Physics; Statistical Physics and Applied Physics, 26, 1250163 (2012).

MAGNETORESISTANCE OF $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ SINGLE CRYSTALS WITH A SYSTEM OF UNIDIRECT PLANAR DEFECTS

V. Yu. Gres', M. V. Korobkov, L. O. Pashchenko, A. Yu. Vragov, A. O. Komisarov,
V. O. Kovrygyn, M. M. Inozemtsev, O. G. Chepurin, D. F. Yarchuk, G. Ya. Khadzhai,
V. F. Korshak, R. V. Vovk

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

²Institute of Solid State Physics, Materials Science and Technologies, NSC-KIPT, 1 Akademichna St., 61108 Kharkiv, Ukraine

³Ukrainian State University of Railway Transport, 7 Feierbakh Sq., 61050 Kharkiv, Ukraine.

E-mail: gkhadjai@gmail.com

Received on April 07, 2025. Reviewed on May 11, 2025.

Accepted for publication on May 15, 2025.

The work carried out electroresistive studies under the influence of a constant magnetic field up to 12.7 kOe at the orientation of the magnetic field vector $\mathbf{H} \perp \mathbf{c}$ and $\mathbf{H} \parallel \mathbf{c}$ on different conductivity regimes of single crystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) with a unidirectional system of twin boundaries (TB) at the geometry of the flow of the transport current $I \parallel \text{TB}$, when the influence of twins on the processes of scattering of current carriers is minimized. It was established that twin boundaries in single crystals $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ ($z \leq 0.5$) are effective centers of fluctuation carriers. The deviation from linearity of the dependences of the specific electrical resistance in the base ab -plane $\rho_{ab}(T)$ at a temperature T in the interval $T_c < T < 1.35 T_c$ can be satisfactorily explained within the framework of the theory of fluctuation superconductivity. At the same time, in the immediate vicinity of the critical temperature T_c , the fluctuation conductivity (FC) is well described by the three-dimensional Aslamazov – Larkin model. The application of a magnetic field leads to a significant narrowing of the temperature interval of the existence of three-dimensional superconducting fluctuations. The non-monotonic dependence of the coherence length along the c axis at $T \rightarrow 0$ $\xi_c(0)$ on the magnetic field can probably be associated with the suppression of the excess fluctuation conductivity in the region of weak magnetic fields. The absence of the “fan-shaped” expansion of resistive transitions in the magnetic field, characteristic of impurity-free $\text{YBa}_2\text{Cu}_{3-z}\text{Al}_z\text{O}_{7-\delta}$ samples, is due to the suppression of the phase transition to the state of an unpinned vortex liquid due to the enhancement of the pinning of the vortex lattice at the twin boundaries.

Keywords: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ single crystals, excess conductivity, pinning, magnetoresistance, twin boundaries, crossover.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-04>

UDC 539.26; 535.375; 620.197

PACS numbers: 61.43.Dq; 61.10.Nz; 87.85.J-

ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУРИ АМОРФНОГО ФОСФАТУ КАЛЬЦІЮ ЗА ДОПОМОГОЮ ФУНКЦІЇ РАДІАЛЬНОГО РОЗПОДІЛУ АТОМІВ

Р. В. Вовк , К. І. Сокол , Д. В. Рохмістров , А. В. Гончаренко 

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

E-mail: rokhmistrov@karazin.ua

Надійшла до редакції 11 квітня 2025 р. Переглянуто 17 травня 2025 р.

Прийнято до друку 23 травня 2025 р.

У роботі представлено результати дослідження структури аморфного фосфату кальцію (АФК), синтезованого методом осадження з водних розчинів із різним стехіометричним співвідношенням (Са/Р) в інтервалі від 1 до 2.13. Цей матеріал є важливою проміжною фазою при формуванні кристалічного гідроксиапатиту (ГА) у розчинах. Водночас, ГА є основним неорганічним компонентом кісткових тканин людини та тварин і тому широко застосовується в біомедичних технологіях. Через особливості структури аморфних речовин рентгенограми АФК мають розмиті дифузні максимуми, що унеможливає використання традиційних методів рентгеноструктурного аналізу кристалічної структури. Для отримання детальної інформації про просторове розташування атомів у зразках АФК була побудована функція радіального розподілу атомів (ФРРА) на основі експериментальних рентгенограм, оброблених за допомогою програмного забезпечення PDFGetX. Дослідження показали, що ФРРА всіх зразків мають подібний вигляд: головні максимуми розташовані в інтервалі міжатомних відстаней до 10 Å, а їхнє положення мало змінюється зі зростанням співвідношення Са/Р. Це свідчить про збереження подібної локальної структури у всіх зразках незалежно від хімічного складу, методу синтезу, умов осадження та параметрів обробки. Порівняння результатів з літературними даними дозволило підтвердити модель Познера, згідно з якою АФК та ГА утворені з однакових кластерних елементів – сферичних нанокластерів $\text{Ca}_9(\text{PO}_4)_6$.

Таким чином, навіть у аморфному стані АФК виявляє локальну впорядкованість, характерну для кристалічного ГА. Отримані результати є важливими для розуміння механізмів нуклеації та росту ГА з аморфної фази та можуть бути використані при розробці нових біосумісних матеріалів з контрольованими властивостями, зокрема у галузі імплантології, ортопедії, регенеративної медицини, стоматології, фармацевтичної хімії, нанотехнологій та тканинної інженерії кісткових замінників.

Ключові слова: гідроксиапатит, аморфний фосфат кальція, функція радіального розподілу атомів, модель Познера.

Як цитувати: Р. В. Вовк, К. І. Сокол, Д. В. Рохмістров, А. В. Гончаренко. Дослідження структури аморфного фосфату кальцію за допомогою функції радіального розподілу атомів. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 42. 2025; 37-42. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-04>

In cites: R. V. Vovk, K. I. Sokol, D. V. Rokhmistrov, A. V. Goncharenko. Study of the structure of amorphous calcium phosphate by the radial distribution function of atoms. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025; 37-42. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-04> (in Ukrainian).

ВСТУП

Гідроксиапатит (ГА) є основним мінеральним компонентом твердих тканин людини та тварин [1]. Він широко використовується у медичній практиці як імплант. Найпоширенішим шляхом одержання ГА є метод осадження з водного розчину [2–5]. При цьому одержують осад, який складається з наночастинок.

Аморфний фосфат кальцію (АФК) утворюється на ранніх стадіях осадження ГА з водних розчинів [6]. Ця речовина дає широкий дифузний максимум на рентгенограмах в інтервалі кутів дифракції 2θ 29.0°–30.5°, який є характерним для аморфних речовин [7]. Ця сполука є нестабільною і через деякий час трансформується у кристалічну фазу – ГА [8]. Слід зазначити, що у твердих тканинах людини АФК міститься у значній кількості поряд з ГА [9–12].

За останнє десятиліття було проведено чисельні дослідження, присвячені визначенню складу, структури та функціональних характеристик аморфного фосфату кальцію [13–17]. Їх результати багато в чому є суперечливими. Тим не менше, розуміння процесів кристалізації ГА з АФК є важливим для створення нових біоматеріалів із заданими функціональними характеристиками.

Дослідження структури аморфних речовин проводять за допомогою побудови функції радіального розподілу атомів [18–20], яка дозволяє встановити міжатомні відстані між різними типами атомів, розрахувати кількість атомів, які локалізовано в першій та інших координаційних сферах, та побудувати модель структури аморфної речовини.

Метою роботи було провести дослідження структури аморфного фосфату кальцію методом побудови та аналізу функції радіального розподілу атомів.

МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Синтез АФК проводили методом осадження з водних розчинів [2]. Як вихідні компоненти реакції використовували розчини нітрату кальцію та гідрофосфату амонію, які брали у різних пропорціях щоб отримати стехіометричне відношення Са/Р в інтервалі від 1 до 2.13. Цю реакцію проводили протягом 1 хвилини при безперервному перемішуванні реакційної суміші. Температура синтезу становила 19 °С. Відокремлення отриманого осаду від маточного розчину здійснювалось за допомогою фільтрації. Далі отриманий осад відкачували у вакуумній системі до тиску близько 10^{-1} Па. Це дозволило видалити із зразків воду. Зберігання отриманих зразків проводили у морозильній камері при температурі -19 °С у морозильній камері.

Від отриманих зразків знімали рентгенограми в інтервалі кутів дифракції від 7° до 60° у мідному

випромінюванні за допомогою рентгенівського дифрактометра ДРОН 2.0 ($U = 30$ кВ, $I = 10$ мА).

Обчислення функції радіального розподілу атомів (ФРРА) здійснювали в декілька етапів:

- визначення кривої розсіяння рентгенівських променів від зразків;
- визначення структурних факторів розсіяння;
- обчислення ФРРА.

На першому етапі здійснювався розрахунок впливу поглинання рентгенівських променів у зразках, коефіцієнта поляризації, а також некогерентного розсіювання на інтенсивність розсіяного сигналу від зразка:

$$I(s) = \frac{I_{exp}(s)}{P \times A}, \quad (1)$$

$$S = \frac{4\pi \sin \theta}{\lambda}$$

де $I_{exp}(S)$ – значення інтенсивності розсіяного випромінювання зразка, отримане під час експерименту, P – фактор поляризації, A – абсорбційний множник, θ – кут дифракції, λ – довжина хвилі рентгенівських променів.

На другому етапі визначали структурні фактори розсіювання від аморфного зразка за наступною формулою:

$$Y(S) = \frac{I(S) \times k - \Phi_1^2(S) - I_{Hk}}{\Phi^2(S)} \quad (2)$$

$$\Phi^2(s) = \left(\sum_{i=1}^n n_i f_i \right)^2,$$

де k – нормувальна стала, n – кількість сортів атомів у молекулі, n_i – атомна концентрація, f_i – атомний фактор розсіювання, I_{ik} – інтенсивність некогерентного розсіювання.

$$\Phi_1^2(s) = \sum_{i=1}^n n_i f_i^2. \quad (3)$$

Радіальну функцію розподілу атомів обчислювали на підставі наступного співвідношення:

$$4\pi R^2 \rho = 4\pi R^2 \rho_o + \frac{2R}{\pi} \int_{S_{min}}^{S_{max}} S \left(\frac{I(S) \times k - \Phi_1^2(S) - I_{Hk}}{\Phi^2(S)} \right) \sin(sR) dS. \quad (4)$$

$$\rho_o = \frac{d}{A \times m_H}$$

де m_H – маса атома водню, A – атомна маса, d – густина речовини.

Обчислення ФРРА здійснювали за допомогою комп'ютерної програми PDFGetX [22].

Для порівняння отриманих результатів з даними, приведеними у літературі, використовували структурну модель АФК, яку запропонував Познер [23].

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

На рис.1 наведені рентгенограми зразків АФК з різним відношенням Ca/P. На них присутні 2 дифузні максимуми в інтервалі кутів від 25° до 35° та від 40° до 60° . Такий вигляд рентгенограми є характерним для аморфних матеріалів. Крім того, дифузний максимум не виявляє значного зсуву зі збільшенням відношення Ca/P.

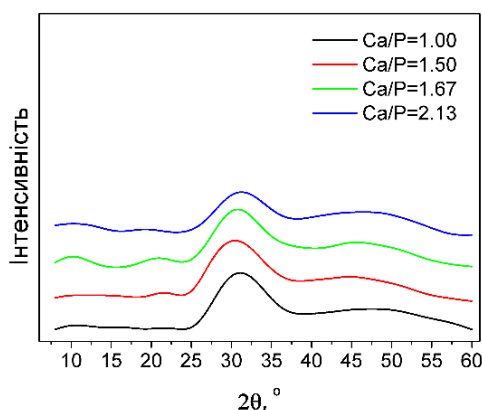


Рис. 1. Рентгенограми зразків АФК з різним співвідношенням Ca/P.

Fig. 1. X-ray diffraction patterns of ACP samples with different Ca/P ratios.

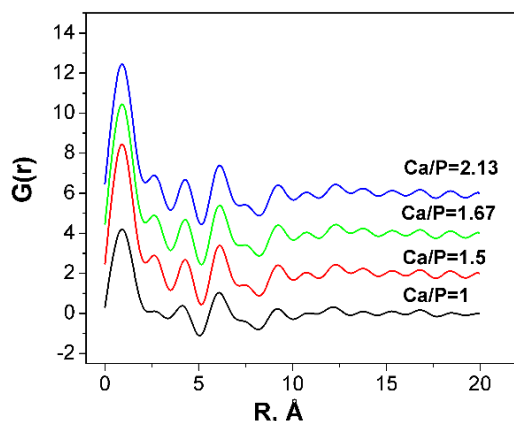


Рис. 2. Функції радіального розподілу атомів для АФК з різним відношенням Ca/P.

Fig. 2. Radial distribution functions of atoms for ACP with different Ca/P ratios.

Оскільки рентгенограми від аморфних зразків не є інформативними з точки зору визначення структурних характеристик, були побудовані ФРРА згідно із вказаною вище методикою (рис. 2).

Як видно, ФРРА мають подібний вигляд, при цьому головні максимуми на них розташовані в інтервалі міжатомних відстаней від 0 Å до 10 Å.

Порівняння положення максимумів на ФРРА (рис. 3 – рис. 6) із моделлю кристалічної структури ГА (рис. 7) показує, що вони відповідають міжатомним відстаням в ГА.

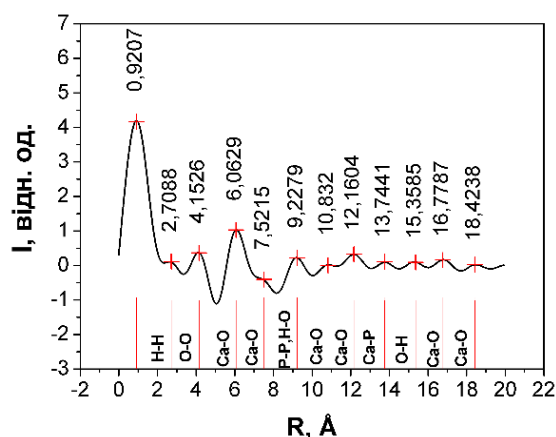


Рис. 3. Функція радіального розподілу атомів АФК з відношенням Ca/P = 1.

Fig. 3. Radial distribution function of ACP atoms with the ratio Ca/P = 1.

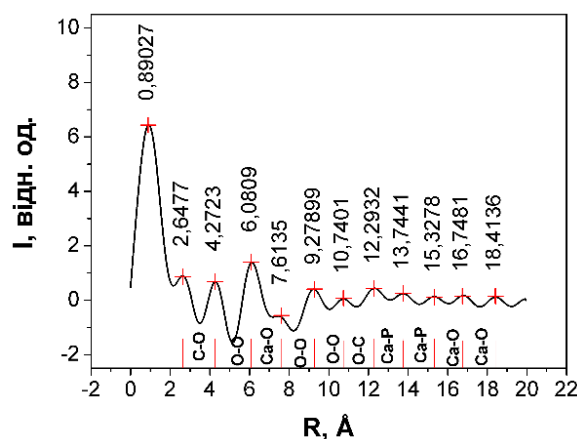


Рис. 4. Функція радіального розподілу атомів АФК з відношенням Ca/P = 1.5.

Fig. 4. Radial distribution function of ACP atoms with the ratio Ca/P = 1.5.

Крім того, слід зазначити, що положення піків на кривих ФРРА майже не залежить від стехіометрії

зразків. Ці результати вказують на те, що зразки з різними відношеннями Ca/P мають схожу структуру, яка була запропонована у моделі Познера.

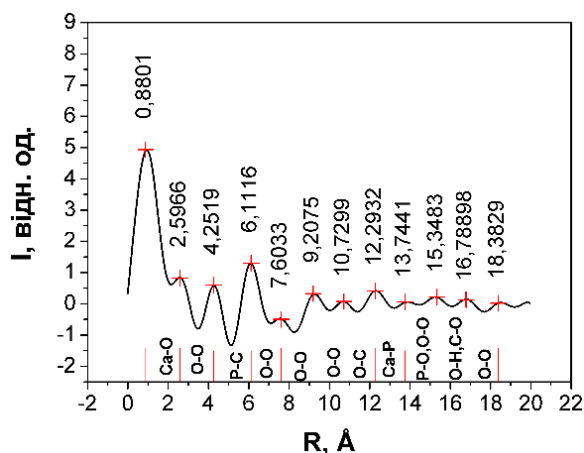


Рис. 5. Функція радіального розподілу атомів АФК з відношенням Ca/P = 1.67.

Fig. 5. Radial distribution function of ACP atoms with the ratio Ca/P = 1.67.

Згідно цієї моделі [23], АФК та ГА складаються з сферичних кластерів, які мають структуру (рис. 8). Результати даної роботи підтверджують цю модель та те, що АФК та ГА мають однакові будівельні блоки, а саме складаються з кластерів Познера.

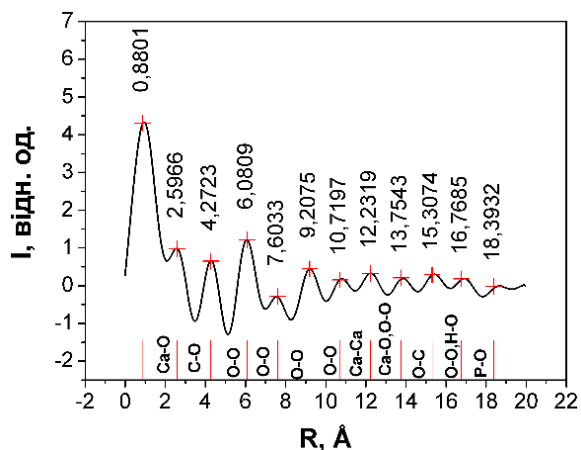


Рис. 6. Функція радіального розподілу атомів АФК з відношенням Ca/P = 2.13.

Fig. 6. Radial distribution function of ACP atoms with the ratio Ca/P = 2.13.

Під час кристалізації ГА із АФК кластери Познера упорядковуються у просторі уздовж певних кристалографічних напрямків забезпечуючи формування кристалічної ґратки.

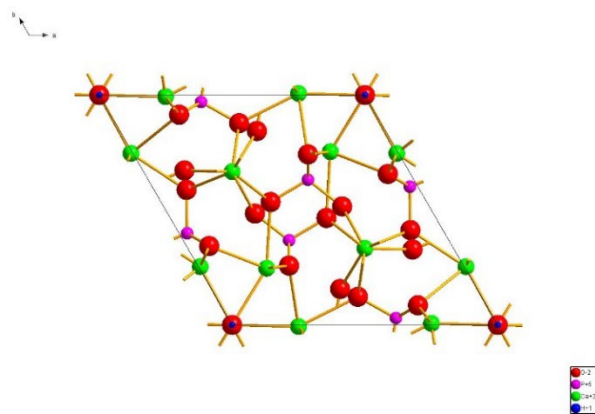


Рис. 7. Проекція кристалічної структури ГА на площину (001).

Fig. 7. Projection of the crystal structure of HA onto the (001) plane.

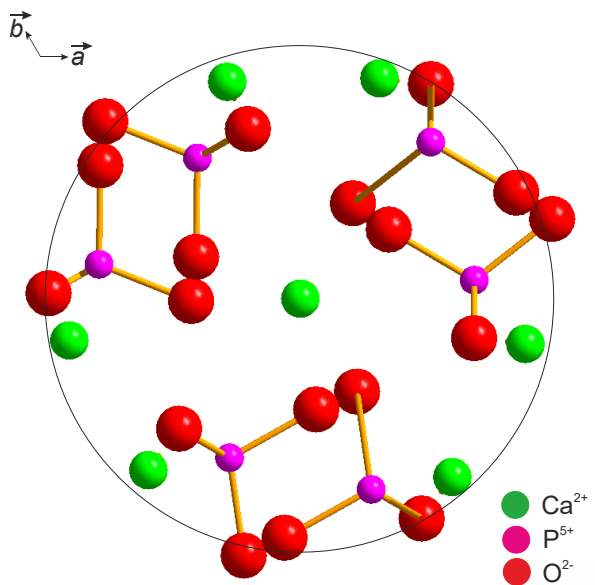


Рис. 8. Структура кластера Познера.

Fig. 8. Posner cluster structure.

ВИСНОВКИ

Таким чином, проведені дослідження структури АФК із стехіометричними відношеннями Ca/P від 1 до 2.13. показало, що аморфний фосфат кальцію та гідроксиапатит мають схожу структуру і складаються з кластерів Познера. Також було показано, що функції радіального розподілу атомів у цих зразках мають подібний вигляд, при цьому положення максимумів на цих функціях відповідають міжатомним відстаням у структурі ГА. АФК та ГА складаються з однакових структурних елементів, які упорядковуються у просторі під час кристалізації ГА, забезпечуючи різноманіття кристалічних сполук фосфатів кальцію.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

REFERENCES

1. J. Shi, W. Dai, A. Gupta, B. Zhang, Z. Wu, Y. Zhang, L. Pan, L. Wang. *Materials*, 15, 8475 (2022). <https://doi.org/10.3390/ma15238475>
2. L. Rodrigues, M. Motisuke, C. A. C. Zavaglia. *Key Eng. Mater*, 396–398, 623 (2008). <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/KEM.396-398.623>
3. B. Cengiz, Y. Gokce, N. Yildiz, Z. Aktas, A. Calimli. *Colloids Surf, A* 322, 29 (2008). <https://doi.org/10.1016/j.colsurfa.2008.02.011>
4. S. S. A. Abidi, Q. Murtaza. *J. Mater. Sci. Techno*, 30, 307 (2014). <https://doi.org/10.1016/j.jmst.2013.10.011>
5. A. Yelten-Yilmaz, S. Yilmaz. *Ceram. Int*, 44, 9703 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2018.02.201>
6. G. Mancardi, C. E. Hernandez Tamargo, D. Di Tommaso, N. H. De Leeuw. *J. Mater. Chem, B* 5, 7274 (2017). <https://doi.org/10.1039/C7TB01199G>
7. B. Jin, Z. Liu, C. Shao, J. Chen, L. Liu, R. Tang, J. J. De Yoreo. *Cryst. Growth Des*, 21, 5126 (2021). <https://doi.org/10.1021/acs.cgd.1c00503>
8. A. Lotsari, A. K. Rajasekharan, M. Halvarsson, M. Andersson. *Nat. Commun*, 9, 4170 (2018). <https://doi.org/10.1038/s41467-018-06570-x>
9. J. Mahamid, L. Addadi, S. Weiner. *J. Struct. Biol*, 174, 527 (2011). <https://doi.org/10.1016/j.jsb.2011.05.013>
10. J. Stammeier, B. Purgstaller, D. Hippler, V. Mavromatis, M. Dietzel. *MethodsX*, 5, 1241 (2018). <https://doi.org/10.1016/j.mex.2018.09.015>
11. A. L. Boskey, A. S. Posner. *J. Phys. Chem*, 77, 2313 (1973). <https://doi.org/10.1021/j100640a040>
12. U. Mählknecht, G. W. Marshall, S. J. Marshall, B. Ganss. *Crit. Rev. Oral Biol. Med*, 30, 227 (2019). <https://doi.org/10.1177/1544111319860081>
13. A. Indurkar, R. Choudhary, K. Rubenis, M. Nimbalkar, A. Sarakovskis, A. R. Boccaccini, J. Locs. *ACS Omega*, 8, 26782 (2023). <https://doi.org/10.1021/acsomega.3c00796>
14. L. D. Esposti, S. Markovic, N. Ignjatovic, S. Panseri, M. Montesi, A. Adamiano, M. Fosca, J. V. Rau, V. Uskokovic, M. Iafisco. *J. Mater. Chem, B* 9, 4832 (2021). <https://doi.org/10.1039/d1tb00601k>
15. E. T. Hwang, R. Tatavarty, J. Chung, M. B. Gu. *ACS Appl. Mater. Interfaces*, 5, 532 (2013). <https://doi.org/10.1021/am302580p>
16. M. Mosina, J. Locs. *Key Eng. Mater*, 850, 199 (2020). <https://doi.org/10.4028/www.scientific.net/KEM.850.199>
17. L. D. Esposti, M. Fosca, A. Canizares, L. Del Campo, M. Ortenzi, A. Adamiano, J. V. Rau, M. Iafisco. *Phys. Chem. Chem. Phys*, 24, 24514 (2022). <https://doi.org/10.1039/d2cp02352k>
18. M. W. Terban, S. J. L. Billinge. *Chem. Rev*, 122, 1208 (2022). <https://doi.org/10.1021/acs.chemrev.1c00237>
19. K. Laaziri, S. Kycia, S. Roorda, M. Chicoine, J. L. Robertson, J. Wang, S. C. Moss. *Phys. Rev. Lett.* 82, 3460 (1999). <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.3460>
20. K. C. Nandi, H. N. Acharya, D. Mukherjee. *J. Mater. Sci. Lett.* 11, 38 (1992). <https://doi.org/10.1007/BF00720775>
21. Y. Avsar, A. Saral, F. Ilhan, B. Akyuz, M. T. Gonullu. *J. Air Waste Manag. Assoc*, 71, 293 (2021). <https://doi.org/10.1080/10962247.2020.1832622>
22. P. Juhas, T. Davis, C. L. Farrow, S. J. L. Billinge. *J. Appl. Cryst*, 34, 536 (2001). <https://doi.org/10.1107/S0021889801009207>
23. C. Combes, C. Rey. *Acta Biomater*, 6, 3362 (2010). <https://doi.org/10.1016/j.actbio.2010.02.017>

STUDY OF THE STRUCTURE OF AMORPHOUS CALCIUM PHOSPHATE BY THE RADIAL DISTRIBUTION FUNCTION OF ATOMS

R. V. Vovk, K. I. Sokol, D. V. Rohkmistrov, A. V. Goncharenko

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

E-mail: rokhmistrov@karazin.ua

Received on April 11, 2025. Reviewed on May 17, 2025.

Accepted for publication on May 23, 2025.

This work presents the results of a study on the structure of amorphous calcium phosphate (ACP), synthesized by precipitation from aqueous solutions with the stoichiometric Ca/P ratios ranging from 1 to 2.13. This material represents an important intermediate phase in the formation of crystalline hydroxyapatite (HA) in solution. At the same time, HA is the main inorganic component of the bone tissue in humans and animals. It is widely used in biomedical technologies. Due to the structural features of amorphous substances, the X-ray diffraction patterns of ACP exhibit broad diffuse maxima, which makes it impossible to use traditional methods of X-ray structure analysis. To obtain detailed information about the spatial arrangement of atoms in ACP samples, a pair distribution function (PDF) was constructed based on experimental X-ray diffraction data processed using the PDFGetX software. The study have been showed that the PDFs of all samples have a similar appearance: the main maxima are located within interatomic distances up to 10 Å, and their positions change only slightly with increasing Ca/P ratio. This indicates that all samples have similar local structure regardless of their chemical composition, synthesis method, precipitation conditions, and processing parameters. Comparison with literature data confirmed the Posner model, according to which both ACP and HA are composed of the same cluster elements – spherical nanoclusters of $\text{Ca}_9(\text{PO}_4)_6$.

Thus, even in the amorphous state, ACP exhibits local ordering characteristic of crystalline HA. The obtained results are important for understanding the mechanisms of HA nucleation and growth from the amorphous phase and can be used in the development of new biocompatible materials with controlled properties, particularly in the fields of implantology, orthopedics, regenerative medicine, dentistry, pharmaceutical chemistry, nanotechnology, and bone tissue engineering.

Keywords: *hydroxyapatite, amorphous calcium phosphate, atom radial distribution function, Posners' cluster model.*

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-05>

UDC 550.385.37, 550.388, 621.372(075.8)

PACS numbers: 05.45.Df, 05.45.Tp, 94.20.Bb

“FRACTALIZATION” OF THE SOLID-STATE PHYSICS

O. V. Lazorenko¹ , A. A. Onishchenko² , I. A. Taranova¹ , M. A. Udovenko¹ 

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

²*Kharkiv National University of Radioelectronics, 14 Nauka Av., 61166 Kharkiv, Ukraine*

E-mail: Oleg.V.Lazorenko@karazin.ua

Received on April 05, 2025. Reviewed on May 12, 2025.

Accepted for publication on May 24, 2025

It has been demonstrated that in modern solid-state physics, in accordance with the nonlinear and systems paradigms formulated by L. F. Chernogor in the late 1980s, many processes in open, nonlinear, dynamical systems are occurred to be very complex, nonlinear, short-time, ultra-wideband, or fractal.

Moreover, from the point of view of the fractal paradigm put forward in the early 2000s by V. V. Yanovsky, fractality is generally considered as one of the fundamental properties of the surrounding world. Therefore, the study of fractal characteristics, in particular, of natural physical processes and objects in the field of solid-state physics, is appeared to be relevant, interesting, useful and promising.

The main stages of the development of the fractal approach in general are briefly discussed. It is pointed that it was occurred to be too hard to formulate a strict and clear mathematical definition of a fractal. The definition of a fractal been formulated by K. Falconer and been agreed by the most specialists as the best for practical usage is considered in detail. Main numerical characteristics of a fractal as well as the modern classification of fractals are considered. The general principal differences existing between the mathematical fractals and physical (or natural) ones as well as between the mono-fractals and the multi-fractals are clearly explained. A review of the main methods for estimating the Hurst fractal dimension is provided.

The main existing directions of "fractalization" of modern solid-state physics are highlighted. Relevant examples are given.

It is noted that images with certain fractal properties play an important role in the "fractalization" of solid-state physics. The use of the two-dimensional Weierstrass function is proposed for modeling images with fractal properties. As an example, the modelling of the unidirectional twin structure observed in the $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ crystal is considered. A comparison between the model image based on one-dimensional Weierstrass function with defined value of the Hurst fractal dimension and real experimental one is demonstrated.

Keywords: *nonlinear paradigm, fractal paradigm, fractal approach, Hurst fractal dimension, fractal image, two-dimensional Weierstrass function.*

In cites: O. V. Lazorenko, A. A. Onishchenko, I. A. Taranova, M. A. Udovenko. "Fractalization" of the Solid-State Physics. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 43–52. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-05>.

INTRODUCTION

It is well known that being a valuable and important part of modern physics, the solid-state physics studies the open, dynamical, non-linear, complex, quantum-mechanical systems, which consist a number of the open, non-linear, complex, quantum-mechanical subsystems (see, for example, [1, 2]). These subsystems interact strongly with each other and, therefore, can be successfully described in bounds of so called the non-linear and the system paradigms been formulated in 1980s by Prof. L. F. Chernogor (Kharkiv, Ukraine). The non-linear and the system paradigms claim that many processes as natural as artificial origin which have been generated in the open, complex, non-linear, dynamical system on influence, in particular, of the powerful, non-stationary source of energy release are appeared to be short-time, ultra-wideband, non-linear and fractal ones [3].

Namely the last possibility is appeared to be very important in bounds of present paper. Moreover, as it has been claimed in 2003 in so called fractal paradigm proposed by Prof. V. V. Yanovsky (Kharkiv, Ukraine), the fractality at all is appeared to be one of the most important initial properties of the world around us [4, 5].

The purposes of the paper are to demonstrate a present state of the “fractalization” process occurring in the solid-state physics and to attract the attention of the specialists to new occurring possibilities for successful investigations.

FRactal Approach Evolution

Now it is well known that the term “fractal” was introduced by world famous American mathematician and physicist B. Mandelbrot (1924–2010) in 1975 in a rather philosophical essay [6] published initial in French. In 1977, this work was translated into English [7], but did not gain a wide popularity. For this reason, the true “fractal revolution” is considered to have begun in 1982 with the publication of a book [8] that gained worldwide fame.

It is very important to point that comparing with traditional Euclidian geometry, which was a basis of all human civilization up to present time, the fractal concept is principally a new approach to describing of the surrounding world [8]. In comparison with familiar triangles, rectangles, circles, pyramids, prisms, spheres etc, the fractals being very complex fractured and disordered structures are appeared to be an unique tool, which has much more high level of complexity, and, thus, allows describing the world around us much more accurately and adequately [8]. Application of the fractal approach called frequently as “fractalization” requires to provide a real revolution in the chosen investigation direction, where it is assumed to be provided.

As it should be waited, the process of “fractalization” in different brunches of modern science and engineering was neither simple, nor smooth and unambiguous (see, for

example, [9]). Historically, the “fractalization” process can be divided on the next four stages [9].

During first of them called as “The era of monsters” (mid-19th century – early 1960s) in mathematics, the set of first fractals had been created. For example, in 1873, the first continuous nowhere differentiable function was proposed by world famous German mathematician K. Weierstrass [10]. Moreover, there is an information that famous Italian mathematician B. Bolzano had constructed a function with similar properties, probably before 1830, although this fact appeared to be known only in 1930 [11]. Nevertheless, despite of appearance of the works related to fractal ideas and created by such worldwide known specialists as K. Weierstrass (1815–1897), G. Cantor (1845–1918), G. Peano (1858–1932), A. Lebesgue (1875–1941), F. Hausdorff (1868–1942), A. Besicovitch (1891–1970), B. Bolzano (1781–1848), E. Cesaro (1859–1906), H. von Koch (1870–1924), W. F. Ostgood (1864–1943), W. F. Sierpinski (1882–1969), K. Menger (1903–1985), P. S. Urysohn (1898–1924), A. Poincaré (1854–1912), G. Riemann (1826–1866), J. Darboux (1842–1917), L. Bachelier (1870–1946), F. d’Alb (1868–1933), P. Levy (1886–1971), L. Richardson (1881–1953), J. Zipf (1902–1950), G. Hurst (1880–1978), G. Julia (1893–1978), P. Fatu (1878–1929) etc, the point of view of the world scientific society about fractals at all had remained extremally negative and disparaging. In particular, in 1893, a real example of such non-constructive approach had been shown by another worldwide known mathematician C. Hermite (1822–1901), which called the fractals even as “monsters” [12].

Thus, that time the fractals had been considered as a pathology of interest only to researchers who abused mathematical quirks, and not to true scientists at all [6–8, 13]. By the way, even today some respected specialists repeat sometimes these ideas (see, for example, [14]). A wish of authors to prevent the quite possible appearing of this unacceptable situation among the solid-state physics specialists is another (hidden) aim of this paper. On our opinion, most likely, the main cause of negative relation of somebody to the fractal concept can be simply explained rather by insufficient amount of available information and time needed to understand it than by existence of real difficulties, troubles and contradictions.

The second stage called as “The preparatory stage” (early 1960s – 1975) deals with the information accumulation. Namely that times, B. Mandelbrot, in his own words [8, 15], collected and analyzed any information related the fractals in any way, tried to generalize it and to do somewhat acceptable conclusions.

The third stage named as “The stage of formation and development” (1975 – early 2000s), more likely, was the most difficult and problematic as well as at first time the

fractal approach was appeared to be misunderstood and unaccepted by most scientific society.

However, thanks to Mandelbrot's enormous efforts, connected, first, with publication of a number of his new books and papers (see, for example, [16–21]) and, second, with many organized scientific conferences on fractal themes, the situation gradually began to change. Even his consistent opponents gradually turned into his no less ardent supporters. In that time, many different objects and structures have been discovered not only in physics, but also in astronomy, electronics, materials science, signal and image processing, computer networks, chemistry, physical chemistry, biology, physiology, psychiatry, biophysics, biochemistry, medicine, geology, geography, geophysics, geochemistry, climatology, meteorology, soil science, ecology, computer science, finance, archeology, architecture and design, and even in music and literary works, as well as in painting (for example, in the paintings of M. Escher and S. Dali, in the canvases of K. Hokusai, A. Durer and Leonardo da Vinci), urban culture, psychology, management and other humanities and social sciences. In fact, it was a real worldwide triumph of the fractal concept, which has been called by some authors (see, for example, [22]) as “a fractal fever”.

Today we are living on the fourth (the last, but not the least!) stage called as “The modern stage” (early 2000s – present day). As a result of the successful numerous applications of the methods of fractal geometry, fractal analysis, fractional calculus, in various fields of science and engineering, many separate “fractal” directions are formed and distinguished, for example, fractal electrodynamics, fractal radiophysics, fractal radar, fractal physics, etc. (see, for example, [4, 9, 23–26]). Many real effective technologies based on the use of the fractal approach have been created and implemented in practice. Thus, the fractals have been finally transformed from an abstract mathematical idea, understandable only to a narrow circle of specialists, into a significant and powerful force capable of changing the surrounding world.

More close review regarding a modern state of the fractal approach implementation in science and engineering and covering a number of useful references can be found, for example, in the papers [9, 23–25].

It is necessary to say a few words about the generally accepted terminology, which will be used here later.

It seems to be some surprising and strange, but it is very difficult to define a fractal strongly from mathematical point of view. Moreover, in 1999 after some attempts, B. Mandelbrot just refused to do this at all [17]. So, although on the present day, there are near ten such definitions [9], as a rule, the most generally accepted from them was recognized as the one given by K. Falconer in 1990 [9]. According that [27], a set R is called a fractal if, among its properties, there are the following: 1) the set R

has a fine structure, i.e. it is detailed at the smallest scales; 2) the set R is a sufficiently irregular structure that it could be described by traditional geometric methods (Euclidean or Lobachevsky geometry, etc.) both at the local level and at the level of the entire structure; 3) the set R has a property of self-similarity both in an approximate form and in a statistical one; 4) usually the fractal dimension of a set R (defined in some way) turns out to be greater than its topological dimension; 5) in most cases the set R is defined in a very simple way, possibly recursively. In 1996, K. Falconer has added the sixth property: 6) often the set R is of natural origin [28].

On the origin, all the fractals can be divided on mathematical and physical (or natural) ones (see, for, example [7, 8, 13, 15, 16]). Mathematical fractal is a fractal, which exists in imagination of the mathematicians only. This is an ideal abstract object, which has the self-similarity (or self-affinity) properties on the scales from some maximal value to the minimal value, which towards fundamentally to zero. Physical fractal is a fractal really existing in surrounding world. It is important to point that it's minimal scale, in which their fractal properties exist, is appeared to be greater than zero. A physical fractal can have as natural origin, as artificial one. All mathematical fractals can be considered as convenient models of the really existing physical fractals.

Both the mathematical and the physical fractals are occurred to be divided on deterministic (or regular) and stochastic (or unregular random) ones (see, for, example [7, 8, 13, 15, 16]). Regular fractal is a fractal, which has a fully deterministic algorithm for their creation. The regular fractals are occurred to be divided on algebraic and geometric ones. For geometric fractals, self-similarity (or self-affinity) is covered in their geometric structure, for algebraic fractal, this occurs for their numerical characteristics. At the same time, stochastic fractal is a fractal, in which there is at least one stochastic parameter. The stochastic fractals are self-similar (or self-affine) in stochastic sense. In the most cases, all natural and artificial physical processes, objects and phenomena are appeared to be physical fractals.

To describe the fractal properties of the objects investigated, a set of numerical characteristics are used (see, for, example [7, 8, 13, 15, 16]). The most known and usable characteristic is a fractal dimension. For mathematical fractals, the Hausdorff – Besicovitch dimension is usually applied. For physical fractals, a number of other fractal dimensions are used. There are many such dimensions, for example, the cluster dimension [29], the capacity dimension [13, 30], the box-counting dimension [31, 32], the Hurst dimension [6–8], the pointwise dimension [33], the informational dimension [33], the generalized Renyi dimensions [34], the mass dimension [35] and many others. On the number of fractal

dimension values needed for describing the fractal properties of an object investigated, all fractals are appeared to be divided on mono-fractals and multi-fractals ones (see, for, example [7, 8, 13, 15, 16]). A mono-fractal needs only one such value, but a multi-fractal requires more than one. At the same time, all the fractal analysis methods are divided on mono-fractal and multi-fractal ones too. In general, the firsts of them are based on the fractal dimension estimation, the seconds – on application of more complex approach grounded, in particular, on so called ‘traditional multi-fractal formalism’ (see, for example, [36, 37]). In bounds of the traditional multi-fractal formalism (or so called ‘P-model’), there are a set of different numerical characteristics including, in particular, the spectrum of generalized fractal dimensions, the scaling exponent, the multi-fractal spectrum function and others. It is important to point that as the mono-fractal analysis can be used to the multifractals, as the multi-fractal analysis can be applied to the mono-fractals. In such cases there are no principally problems and prohibitions. By the way, there are another multi-fractal approaches, for example, the multifractal formalism by Chabra and Jensen [29], the informational interpretation of multifractal formalism [29], the L-model of multifractal formalism [29], the Mandelbrot’s approach (or so called ‘Holder analysis’) [16, 19, 38, 39].

THE HURST FRACTAL DIMENSION

In fractal analysis at all, one of the most known and frequently applied numerical characteristics is the Hurst fractal dimension D_H . In bounds of the so called generalized (or fractional) Brownian motion model (see, for example, [6–8]), it is related to another popular numerical characteristic, the Hurst exponent H , using two simple relations: $D = 2 - H$ for the signals and $D = 3 - H$ for the images.

As a numerical characteristics, the Hurst exponent H was introduced by H. E. Hurst in 1951 (in the “pre-fractal” era) in the paper [40] and was used to describe the statistical properties of random signals and processes (see, for example, [41, 42]).

It is well known (see, for, example, [6–8]), that for fractals, the Hurst exponent H satisfies the inequality $0 < H < 1$. If the fractal object has the property of persistence, then $0.5 < H < 1$, if it has the property of anti-persistence, then $0 < H < 0.5$. When an object investigated is appeared to be a signal or a process, it is said to have a “memory”, i.e., the preservation of the tendency of changes in its persistence and the non-preservation of the tendency in its anti-persistence. It is important that in both cases the process becomes predictable in a certain sense. If $H = 0.5$, then the process is occurred to be purely random and there is no tendency in its changes. If the Hurst

exponent H for the process is appeared to be outside the interval $H \in (0, 1)$ (this is also quite possible), then this means that the object is non-fractal in this sense. This approach was later extended to other cases, in particular, to image analysis.

Today, the Hurst exponent H is successfully used in a large number of modern methods of signal and image analysis (see, for example, [43–44]). The most known of them are the R/S analysis [41], the coarse graining spectral analysis [46, 47], rescaled-range R/S analysis [48], the auto-correlation analysis [49], the detrended moving average method [50], the second moment method [51], the Peltier – Levi-Vehel’s method [52], the variance plot method [53], the variogram method [54], the adaptive fractal analysis [55], the generalized the variogram method [56], the aggregate variance method [57], the periodogram method [58], the wavelet transform based methods [29], the fractional Fourier transform based method [59], the empirical mode decomposition based method [60], the dispersion analysis method [61], the scaled windowed variance method [62] and the signal summation conversion method [63].

FRACTALS AND SOLID-STATE PHYSICS

In the solid-state physics, as in other branches of science and technologies, the “fractalization” process moves in some different directions.

In condensed matter physics [30, 65–69], the fractal approach has been successfully used to describe the path of random walk, the self-avoiding random walk, the percolation clusters and networks, the random aggregates, the porous materials, the rough surfaces and the fractures. The fractal properties are present, for example, in the small-angle light or neutron scattering, in the growth of fractal aggregates, in the kinetic theory of dendritic growth, in the fractal concepts of the structure of crystalline bodies (in particular, of nano-particles), in the fractal approach to Debye’s theory of heat capacity, in the diffusion on fractal networks, in the elastic properties of fractal networks, in the magnetic ordering on fractal networks, in the particle-cluster and cluster-cluster aggregation models, in the growth of fractal structures, in the nucleation-induced crystallization, in the atomic vibrations of percolating networks (a fracton appearance; fracton is a phonon in a fractal medium), in the Anderson transition, in the spin waves in diluted Heisenberg antiferromagnets, in the transport on fractal structures, in the diffusion-limited aggregation, in the Josephson junction, in the viscous fingering, in the dielectric breakdown, in the surfaces of solids, in the phase transition of percolation, in the molecular spectra, in the crystallography of quasicrystals etc. Yet another modern object for fractal properties investigations is the crystalline metamaterials [70].

Some fractal properties were discovered in the phase

transitions [71]. For example, fractal structures can be observed in dendrites formed during crystallization of a metal or a binary mixture. They have strong similarities to colloidal aggregates. The analysis of digitalized images of dendritic structures formed in thin films of Zn and NbGe₂ gives fractal exponents of 1.66 and 1.69, respectively. Another suitable example is connected with phase transition between magnetic and non-magnetic states of the substance [72].

The fractality is occurred to be in so called interphase too. The interphase or the “interface phase” is understood to be the region between the “perfect” solid phase and the “perfect” liquid phase. The structure of the interphase has been studied using the theory of fractals with the result that different growth models led to the formation of clusters in the interphase with different fractal dimensions. These characterize the shape of clusters or the roughness of the interphase [64].

It is important to point, that the “fractalization” of the solid-state physics is not over yet and is continued just now. So, two years ago, an interesting concept of a generalization of the crystalline order, the ground-state fractal crystal, were proposed. The authors claim that they created a simple continuous-space-discrete-field model whose ground state is a crystal where each unit cell is a fractal [73].

IMAGE MODELLING WITH THE WEIERSTRASS FUNCTION

As it was noted above, the images with certain fractal properties play an important role in the solid-state physics. To create the simple and convenient mono-fractal and multi-fractal models of such images, the usage of the one- and two-dimensional Weierstrass function is proposed.

In the simple case (see, for example, [74]) for a 8-bit gray-scale image, the intensity $z = f(x, y)$ takes on integer values in the range from 0 to 255. Then, in a rectangular Cartesian coordinate system in $(x, y, f(x, y))$ space, the image as an object is occurred to be a surface.

The one-dimensional Weierstrass function is given by the relation (see, for example, [27]):

$$W(x) = \sum_{n=1}^{\infty} b^{(D-2)n} \sin(b^n x),$$

where $b > 1$, $1 < D < 2$, D is the capacity fractal dimension of this function. The two-dimensional Weierstrass function $W(x, y)$ can be obtained as multiplication of two Weierstrass functions of two different arguments (x and y correspondently):

$$W(x, y) = W_1(x)W_2(y),$$

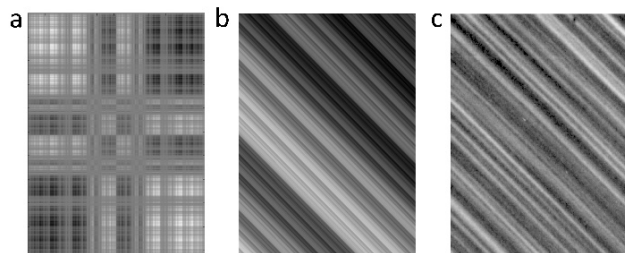


Fig. 1. Comparison of the mono-fractal two-dimensional Weierstrass function model with $D_1 = D_2 = 1.6$ (a), the model twin structure based on the one-dimensional Weierstrass function with $D = 1.6$ (b) and real experimental unidirectional twin structure in the YBa₂Cu₃O_{7-δ} crystal (c).

where

$$W_1(x) = \sum_{n=1}^{\infty} b_1^{(D_1-2)n} \sin(b_1^n x),$$

$$W_2(y) = \sum_{n=1}^{\infty} b_2^{(D_2-2)n} \sin(b_2^n y).$$

If $D_1 = D_2$, the model proposed is appeared to be mono-fractal, in opposite case ($D_1 \neq D_2$), it is occurred to be multi-fractal. An example of such mono-fractal two-dimensional Weierstrass function with $D_1 = D_2 = 1.6$ is shown at the Fig. 1a.

As an example of the useful practical usage of the model proposed, we consider the following.

It is well known, that in some crystals, the so called “twin structure” can appear. For, example, the twin planes in the YBa₂Cu₃O_{7-δ} crystals are occurred to be always oriented at an angle of 45° to the crystallographic a and b axes and oriented parallel to the c axis [75]. Such real experimental unidirectional twin structure in the YBa₂Cu₃O_{7-δ} crystal is shown at the Fig. 1c. This structure can be successfully modelled with usage of the model given by the relation $F(x, y) = W(x) \cdot 1$ and then rotated anti-clockwise at the angle of 45°, where $W(x)$ is the one-dimensional Weierstrass function. At the Fig. 1, b, an example of such model with $D = 1.6$ is shown. Both images, model (Fig. 1b) and real (Fig. 1c), are seen to be very similar. No doubts, the fractal dimension of the model image can be varied to look for the most optimal value, when the model and the real image will be most similar.

Moreover, there are no prohibitions to use another continuous no-where differentiable functions instead of the Weierstrass function. As such functions, for example, the Riman function, the Riman – Weierstrass function, the Weierstrass – Mandelbrot function, the Cellerier function, the Darboux function, the Takagi function, the Van der Waerden function, the first and the second Faber functions,

the Schoenberg function, the McCarthy function, the Liu Wen function can be successfully used.

Thus, the “fractalization” of the solid-state physics is shown to be interesting, useful and perspective.

CONCLUSIONS

1. The fractality is occurred to be one of the most important initial and fundamental properties of the world around us.

2. In the process of “fractalization” of modern science and technologies, today we are living on the fourth stage called as “the modern stage” (early 2000s – present day).

3. There are a lot of the fractal analysis methods, as mono-fractal, as multi-fractal, which are successfully applied for investigations of the fractal properties (mono-fractal and multi-fractal) of different objects, systems and processes in the world around us. The number of such methods is continuously increasing.

4. In the solid-state physics, the fractal approach has been successfully applied in the past years, and the new ideas related to it continue to be used even more widely in many directions at the present day too.

5. As an example of such new ideas, the proposition to create the simple and convenient mono-fractal and multi-fractal models images based on usage of the one- and two-dimensional Weierstrass function are considered.

6. For the specialists in the solid-state physics, expanding the use of the fractal approach is insistently proposed, as well as this promises to obtain a lot of new and useful information about the objects and the systems investigated.

7. To avoid accusations of the authors exaggerating the role of fractals for modern human civilization, it is worth quoting B. Mandelbrot's own words on this subject: “Fractals are not a panacea. I do not recommend fractal methods to everyone and certainly have never tried to impose them on anyone” [39].

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. C. Kittel. Introduction to Solid State Physics, Wiley (2004), 704 p.
2. M. A. Wahab. Solid State Physics: Structure and Properties of Materials, Alpha Science (2017), 620 p.
3. Л. Ф. Чорногор. Про нелінійність у природі та науці, Харків, Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна (2008), 528 с.
4. В. В. Яновський. Universitates, 3, 32 (2003).
5. В. В. Яновський. Лекції з нелінійних явищ. Том 1, Харків, Видав. Інституту монокристалів (2006), 456 с.
6. B. B. Mandelbrot. Les Objets Fractals: Forme, Hasard et Dimension, Paris: Flammarion, 1975. 190 p.
7. B. B. Mandelbrot. Fractals: Form, Chance and Dimension. San Francisco: W. H. Freeman and Company (1977). 468 p. <https://doi.org/10.1002/zamm.19790590830>
8. B. B. Mandelbrot. The Fractal Geometry of Nature, San Francisco, CA-Freeman (1982), 460 p. <https://doi.org/10.1119/1.13295>
9. О. В. Лазоренко, Л. Ф. Чорногор. Радіофізика та Радіоастрономія, 25(1), 3 (2020). <https://doi.org/10.15407/rpra25.01.003>
10. G. H. Hardy. Weierstrass's non-differentiable function. Trans. AMS, 17 (1916). <https://doi.org/10.2307/1989005>
11. C. Bandt, M. Barnsley, R. Devaney, K. J. Falconer, V. Kannan, P. B. Vinod Kumar, eds. Fractals, Wavelets, and their Applications: Contributions from the Int. Conference and Workshop on Fractals and Wavelets (Springer Proceedings in Mathematics & Statistics), Switzerland, Springer Int. Publ. (2014), 508 p.
12. Y. Baryshev and P. Teerikorpi. Discovery of Cosmic Fractals. New Jersey: World Scientific Publ. (2002), 373 p. <https://doi.org/10.1142/4896>
13. R. M. Crownover. Introduction to Fractals and Chaos, Boston, Jones and Barlett Publishers (1995), 320 p.
14. O. R. Shenker. Studies in History and Philosophy of Science, Part A, 25 (6), 967 (1994). [https://doi.org/10.1016/0039-3681\(94\)90072-8](https://doi.org/10.1016/0039-3681(94)90072-8)
15. H.-O. Peitgen, P. H. Richter. The Beauty of Fractals: Images of Complex Dynamical Systems, Springer (1986), 214 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61717-1>
16. B. B. Mandelbrot. Fractals and Chaos: The Mandelbrot Set and Beyond, Springer (2005), 400 p. <https://doi.org/10.1186/1475-925X-4-30>
17. B. B. Mandelbrot. Multifractals and 1/f Noise, Springer (1999), 442 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4612-2150-0>
18. B. B. Mandelbrot. Fractals and Scaling in Finance: Discontinuity, Concentration, Risk. Selecta Volume E. New York, Springer-Verlag (1997), 541 p.
19. C. H. Scholz and B. B. Mandelbrot, eds. Fractals in Geophysics, Basel: Birkhäuser (1989), 314 p.
20. B. B. Mandelbrot and R. L. Hudson. The Misbehavior of Markets: A fractal View of Risk, Ruin and Reward, New York, Basic Books (2005), 288 p.
21. B. Mandelbrot. Phys. Scr. Vol. 32 (4), 257 (1985). <https://doi.org/10.1088/0031-8949/32/4/001>
22. А. Ф. Булат, А. С. Кобець, В. І. Дирда, Б. О. Блюсс, А. М. Пугач. Фрактали в геомеханіці. Дніпро, Журфонд (2022), 367 с.
23. О. В. Лазоренко, Л. Ф. Чорногор. Радіофізика та Радіоастрономія, 28(1), 5 (2023). <https://doi.org/10.15407/rpra28.01.005>
24. О. В. Лазоренко, Л. Ф. Чорногор. Радіофізика та Радіоастрономія, 29(1), 46 (2024). <https://doi.org/10.15407/rpra29.01.046>
25. О. В. Лазоренко, Л. Ф. Чорногор. Радіофізика та Радіоастрономія, 29(3), 180 (2024). <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-40-02>
26. B. Ghosh, S. Sinha, and M. V. Kartikeyan. Fractal Apertures in Waveguides, Conducting Screens and Cavities: Analysis and Design. Switzerland, Springer Int. Publ. (2014), 201 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-06535-9>

27. K. Falconer. *Fractal Geometry. Mathematical Foundations and Applications*, Chichester, John Wiley & Sons Ltd. (2014), 400 p. <http://dx.doi.org/10.1002/0470013850>
28. K. Falconer. *Techniques in Fractal Geometry*. Chichester, John Wiley & Sons Ltd. (1997), 274 p. <https://doi.org/10.1017/s0013091500020137>
29. L. Seuront. *Fractals and Multifractals in Ecology and Aquatic Science*, Boca Raton, London, New York, CRC Press (2010), 344 p. <https://doi.org/10.1201/9781420004243>
30. T. Nakayama and K. Yakubo. *Fractal Concepts in Condensed Matter Physics*. Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag (2010), 203 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-05193-1>
31. D. P. Feldman. *Chaos and Fractals. An Elementary Introduction*, Oxford, University Press (2012), 408 p. <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780199566433.001.0001>
32. M. Schroeder. *Fractals, Chaos, Power Laws. Minutes from Infinite Paradise*, New York, W. H. Freeman and Company (1991), 528 p.
33. F. C. Moon. *Chaotic Vibrations. An Introduction for Applied Scientists and Engineers*, New York, Wiley and Sons (2004), 309 p. <https://doi.org/10.1002/3527602844>
34. J. M. Li., L. Lu, M. O. Lai, and B. Ralph. *Image-Based Fractal Description of Microstructures*. New York, Springer (2003), 272 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4757-3773-8>
35. H.-O. Peitgen and D. Saupe, eds. *The Science of Fractal Images*. New York: Springer-Verlag (1988), 312 p. <https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4612-3784-6>
36. R. C. Hilborn. *Chaos and Nonlinear Dynamics: An Introduction for Scientists and Engineers*. New York, Oxford University Press (2000), 650 p.
37. D. Harte. *Multifractals. Theory and Applications*, Boca Raton, Chapman and Hall/CRC Press (2001), 264 p. <https://doi.org/10.1201/9781420036008>
38. L. Pietronero, ed. *Fractals' Physical Origin and Properties*. New York, Springer Science (1989), 370 p.
39. B. B. Mandelbrot. *Fractales, Hazard et Finance (1959 – 1997)*. Paris, Flammarion (1998), 255 p.
40. H. Hurst. *Trans. Am. Soc. Civ. Eng.*, 116, 770 (1951).
41. H. E. Hurst, R. P. Black, Y. M. Simaika. *Long-term storage: an experimental study*. London, Constable (1965).
42. N. Scafetta, P. Grigolini. *Phys. Rev. E.* 66(3) (2002). <https://doi.org/10.1103/physreve.66.036130>
43. C. J. Bishop and Y. Peres. *Fractals in Probability and Analysis*. Cambridge, Cambridge University Press (2016), 402 p. <https://doi.org/10.1017/9781316460238>
44. F. Brambila, ed. *Fractal Analysis. Applications in Health Sciences and Social Sciences*. Rijeka, Croatia, InTech (2017), 216 p. <https://doi.org/10.5772/intechopen.68898>
45. D. Kumar, S. P. Arjunan, and B. Aliahmad. *Fractals: Application in Biological Signalling and Image Processing*. Boca Raton, CRC Press (2017), 174 p. <https://doi.org/10.1201/9781315165868>
46. Y. Yamamoto, R. L. Hughson. *J. Appl. Physiol.*, 71(3) 1143 (1991). <https://doi.org/10.1152/jappl.1991.71.3.1143>
47. Y. Yamamoto, R. L. Hughson. *Physica D*, 68(2), 250 (1993). [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(93\)90083-d](https://doi.org/10.1016/0167-2789(93)90083-d)
48. B. Mandelbrot, and J. R. Wallis. *Water Resources Res.*, 5(1), 228 (1969). <https://doi.org/10.1029/WR005i001p00228>
49. J. H. Van Beek, S. A. Roger, J. B. Bassingthwaite. *Am. J. Physiol.*, 257(26), H1670 (1989). <https://doi.org/10.1152/ajpheart.1989.257.5.H1670>
50. N. Vandewalle, M. Ausloos. *Phys. Rev. E.*, 58(5), 6832 (1998). <https://doi.org/10.1103/physreve.58.6832>
51. H. M. Hastings, G. Sugihara. *Fractals: A User's Guide for the Natural Science*. Oxford, Oxford University Press (1993), 248 p. <https://doi.org/10.1093/oso/9780198545989.001.0001>
52. R. F. Peltier and J. Lévy-Véhel. Research report, INRIA Rocquencourt (1994). <https://hal.inria.fr/inria-00074279>
53. J. Beran. *Statistics for Long-Memory Processes*, Chapman and Hall (1994), 328 p. <https://doi.org/10.2307/2983481>
54. G. Matheron. *Economic Geology*, 58(8), 1246 (1963) <https://doi.org/10.2113/gsecongeo.58.8.1246>
55. M. A. Riley, S. Bonnette, N. Kuznetsov, S. Wallot, J. Gao. *Frontiers in Physiology*, 3 (2012). <https://doi.org/10.3389/fphys.2012.00371>
56. T. Gneiting, H. Sevcikova and D. B. Percival. *Statist. Sci.*, 27, 247 (2012). <https://doi.org/10.1214/11-STS370>
57. M. S. Taquq, V. Teverovsky, W. Willinger. *Fractals*, 3(4), 785 (2012). <https://doi.org/10.1142/s0218348x95000692>
58. J. Geweke and S. Porter-Hudak. *J. Time Ser. Anal.*, 4(4), 221 (2008). <https://doi.org/10.1111/j.1467-9892.1983.tb00371.x>
59. T. Alieva. *Journal of the Optical Society of America A*, 13(6), 1189 (1996). <https://doi.org/10.1364/josaa.13.001189>
60. N. E. Huang, Z. Shen, S. R. Long, M. C. Wu, H. H. Shih, Q. Zheng. *Proc. of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 454(1971), 903 (1998). <https://doi.org/10.1098/rspa.1998.0193>
61. J. B. Bassingthwaite. *News Physiol. Sci.*, 3, 5 (1988). <https://doi.org/10.1152/physiologyonline>
62. M. J. Cannon, D. B. Percival, D. C. Caccia, G. M. Raymond, J. B. Bassingthwaite. *Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications*, 241(3–4), 606 (1997). [https://doi.org/10.1016/s0378-4371\(97\)00252-5](https://doi.org/10.1016/s0378-4371(97)00252-5)
63. A. Eke, P. Hermán, J. Bassingthwaite, G. Raymond, D. Percival, M. Cannon, C. Ikrényi. *Pflügers Archiv - European Journal of Physiology*, 439(4), 403 (2000). <https://doi.org/10.1007/s004249900135>
64. Y. Nyvlt, J. Ulrich. *Admixtures in Crystallization*. Weinheim, New York, VCH Verlagsgesellschaft (1995), 397 p. <https://doi.org/10.1002/9783527615315>
65. S. M. Liu. *Solid State Physics*, 39, 207 (1986). [https://doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60370-7](https://doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60370-7)
66. R. Jullien. R. Botet. *Aggregation and Fractal Aggregates*. Singapore, World Scientific Publ. (1987), 120 p.
67. A. Bunde, S. Havlin, eds. *Fractals and Disordered Systems*. Berlin, Springer (2012), 408 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-51435-7>
68. H. Takayasu. *Fractals in the Physical Sciences*. Manchester, Manchester University Press (1990), 170 p.
69. A. Amann, L. Cederbaum, W. Gans, eds. *Fractals, Quasicrystals, Chaos, Knots and Algebraic Quantum*

- Mechanics. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers (1988), 331 p. <https://doi.org/10.1007/978-94-009-3005-6>
70. T. J. Cui, W. X. Tang, X. M. Yang, Z. L. Mei, W. X. Jiang. *Metamaterials. Beyond Crystals, Noncrystals, and Quasicrystals.* CRC Press (2016), 311 p. <https://doi.org/10.1201/9781315373614>
 71. P. Papon, J. Leblond, P. H. E. Meijer, eds. *The Physics of Phase Transitions. Concepts and Applications,* Springer, Berlin (2007), 409 p. <https://doi.org/10.1007/3-540-33390-8>
 72. H.-O. Peitgen, P. H. Richter. *The Beauty of Fractals.* Berlin, Springer (1986), 199 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61717-1>
 73. A. Samoilienka. E. Babaev. *Physical Review B*, 107, 184104 (2023). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.107.184104>
 74. R. C. Gonzalez, R. E. Woods, S. L. Eddins. *Digital Image Processing Using MATLAB.* Pearson Education, Prentice Hall (2004), 609 p.
 75. A. T. Fiory, M. Gurvitch, R. J. Cava, C. P. Espinosa. *Phys. Rev. B*, 36(13), 7262 (1987). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.36.7262>
- ### REFERENCES
1. C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics,* Wiley (2004), 704 p.
 2. M. A. Wahab. *Solid State Physics: Structure and Properties of Materials,* Alpha Science (2017), 620 p.
 3. L. F. Chernogor. *On the Nonlinearity in Nature and Science,* Kharkiv, V. N. Karazin Kharkiv National University (2008), 528 p. (In Ukrainian).
 4. V. V. Yanovsky. *Universitates*, 3, 32 (2003) (In Ukrainian).
 5. V. V. Yanovsky. *Lectures on Nonlinear Phenomena. Volume 1,* Kharkiv, Institut monokristallov Publ. (2006), 456 p. (in Ukrainian).
 6. B. B. Mandelbrot. *Fractal Objects: Shape, Randomness and Dimension,* Paris: Flammarion (1975), 190 p. (in French).
 7. B. B. Mandelbrot *Fractals: Form, Chance and Dimension.* San Francisco: W. H. Freeman and Company (1977), 468 p. <https://doi.org/10.1002/zamm.19790590830>
 8. B. B. Mandelbrot. *The Fractal Geometry of Nature,* San Francisco, CA-Freeman (1982), 460 p. <https://doi.org/10.1119/1.13295>
 9. O. V. Lazorenko, L. F. Chernogor. *Radio Phys. Radio Astron.*, 25 (1), 3 (2020) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/rpra25.01.003>
 10. G. H. Hardy *Weierstrass's non-differentiable function.* *Trans. AMS*, 17 (1916). <https://doi.org/10.2307/1989005>
 11. C. Bandt, M. Barnsley, R. Devaney, K. J. Falconer, V. Kannan, P. B. Vinod Kumar, eds. *Fractals, Wavelets, and their Applications: Contributions from the Int. Conference and Workshop on Fractals and Wavelets (Springer Proceedings in Mathematics & Statistics),* Switzerland, Springer Int. Publ. (2014), 508 p.
 12. Y. Baryshev and P. Teerikorpi. *Discovery of Cosmic Fractals.* New Jersey: World Scientific Publ. (2002), 373 p. <https://doi.org/10.1142/4896>
 13. R. M. Crownover. *Introduction to Fractals and Chaos,* Boston, Jones and Barlett Publishers (1995), 320 p.
 14. O. R. Shenker. *Studies in History and Philosophy of Science, Part A.* 25 (6), 967 (1994). [https://doi.org/10.1016/0039-3681\(94\)90072-8](https://doi.org/10.1016/0039-3681(94)90072-8)
 15. H.-O. Peitgen, P. H. Richter. *The Beauty of Fractals: Images of Complex Dynamical Systems,* Springer (1986), 214 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61717-1>
 16. B. B. Mandelbrot. *Fractals and Chaos: The Mandelbrot Set and Beyond,* Springer (2005), 400 p. <https://doi.org/10.1186/1475-925X-4-30>
 17. B. B. Mandelbrot. *Multifractals and 1/f Noise,* Springer (1999), 442 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4612-2150-0>
 18. B. B. Mandelbrot *Fractals and Scaling in Finance: Discontinuity, Concentration, Risk. Selecta Volume E.* New York, Springer-Verlag (1997), 541 p.
 19. C. H. Scholz and B. B. Mandelbrot, eds. *Fractals in Geophysics,* Basel: Birkhäuser (1989), 314 p.
 20. B. B. Mandelbrot and R. L. Hudson. *The Misbehavior of Markets: A fractal View of Risk, Ruin and Reward,* New York, Basic Books (2005), 288 p.
 21. B. Mandelbrot. *Phys. Scr. Vol. 32 (4),* 257 (1985). <https://doi.org/10.1088/0031-8949/32/4/001>
 22. A. F. Bulat, A. S. Kobets, V. I. Dyrda, B. O. Blues, A. M. Pugach. *Fractals in Geomechanics,* Dnipro, Zhurfond (2022), 367 p. (In Ukrainian).
 23. O. V. Lazorenko, L. F. Chernogor. *Radio Phys. Radio Astron.*, 28 (1), 5 (2023) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/rpra28.01.005>
 24. O. V. Lazorenko, L. F. Chernogor. *Radio Phys. Radio Astron.*, 29 (1), 46 (2024) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.15407/rpra29.01.046>
 25. O. V. Lazorenko, L. F. Chernogor. *Radio Phys. Radio Astron.*, 29 (3), 180 (2024) (in Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2023-40-02>
 26. B. Ghosh, S. Sinha, and M. V. Kartikeyan. *Fractal Apertures in Waveguides, Conducting Screens and Cavities: Analysis and Design.* Switzerland, Springer Int. Publ. (2014), 201 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-06535-9>
 27. K. Falconer *Fractal Geometry. Mathematical Foundations and Applications,* Chichester, John Wiley & Sons Ltd. (2014), 400 p. <http://dx.doi.org/10.1002/0470013850>
 28. K. Falconer. *Techniques in Fractal Geometry.* Chichester, John Wiley & Sons Ltd. (1997), 274 p. <https://doi.org/10.1017/s0013091500020137>
 29. L. Seuront. *Fractals and Multifractals in Ecology and Aquatic Science,* Boca Raton, London, New York, CRC Press (2010), 344 p. <https://doi.org/10.1201/9781420004243>
 30. T. Nakayama and K. Yakubo. *Fractal Concepts in Condensed Matter Physics.* Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag (2010), 203 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-662-05193-1>
 31. D. P. Feldman. *Chaos and Fractals. An Elementary Introduction,* Oxford, University Press (2012), 408 p. <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780199566433.001.0001>
 32. M. Schroeder. *Fractals, Chaos, Power Laws. Minutes from Infinite Paradise,* New York, W. H. Freeman and Company (1991), 528 p.
 33. F. C. Moon. *Chaotic Vibrations. An Introduction for Applied Scientists and Engineers,* New York, Wiley and Sons (2004), 309 p. <https://doi.org/10.1002/3527602844>

34. J. M. Li., L. Lu, M. O. Lai, and B. Ralph. Image-Based Fractal Description of Microstructures. New York, Springer (2003), 272 p. <https://doi.org/10.1007/978-1-4757-3773-8>
35. H.-O. Peitgen and D. Saupe, eds. The Science of Fractal Images. New York: Springer-Verlag (1988), 312 p. <https://link.springer.com/book/10.1007/978-1-4612-3784-6>
36. R. C. Hilborn. Chaos and Nonlinear Dynamics: An Introduction for Scientists and Engineers. New York, Oxford University Press (2000), 650 p.
37. D. Harte. Multifractals. Theory and Applications, Boca Raton, Chapman and Hall/CRC Press (2001), 264 p. <https://doi.org/10.1201/9781420036008>
38. L. Pietronero, ed. Fractals' Physical Origin and Properties. New York, Springer Science (1989), 370 p.
39. B. B. Mandelbrot. Fractals, Hazard and Finance (1959 – 1997). Paris, Flammarion (1998), 255 p. (in French).
40. H. Hurst. Trans. Am. Soc. Civ. Eng., 116, 770 (1951).
41. H. E. Hurst, R. P. Black, Y. M. Simaika. Long-term storage: an experimental study. London, Constable (1965).
42. N. Scafetta, P. Grigolini Phys. Rev. E. 66(3) (2002). <https://doi.org/10.1103/physreve.66.036130>
43. C. J. Bishop and Y. Peres. Fractals in Probability and Analysis. Cambridge, Cambridge University Press (2016), 402 p. <https://doi.org/10.1017/9781316460238>
44. F. Brambila, ed. Fractal Analysis. Applications in Health Sciences and Social Sciences. Rijeka, Croatia, InTech (2017), 216 p. <https://doi.org/10.5772/intechopen.68898>
45. D. Kumar, S. P. Arjunan, and B. Aliahmad. Fractals: Application in Biological Signalling and Image Processing. Boca Raton, CRC Press (2017), 174 p. <https://doi.org/10.1201/9781315165868>
46. Y. Yamamoto, R. L. Hughson. J. Appl. Physiol., 71(3) 1143 (1991). <https://doi.org/10.1152/jappl.1991.71.3.1143>
47. Y. Yamamoto, R. L. Hughson. Physica D, 68(2), 250 (1993). [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(93\)90083-d](https://doi.org/10.1016/0167-2789(93)90083-d)
48. B. Mandelbrot, and J. R. Wallis. Water Resources Res., 5(1), 228 (1969). <https://doi.org/10.1029/WR005i001p00228>
49. J. H. Van Beek, S. A. Roger, J. B. Bassingthwaite. Am. J. Physiol. 257(26), H1670 (1989). <https://doi.org/10.1152/ajpheart.1989.257.5.H1670>
50. N. Vandewalle, M. Ausloos. Phys. Rev. E., 58(5), 6832 (1998). <https://doi.org/10.1103/physreve.58.6832>
51. H. M. Hastings, G. Sugihara. Fractals: A User's Guide for the Natural Science. Oxford, Oxford University Press (1993), 248 p. <https://doi.org/10.1093/oso/9780198545989.001.0001>
52. R. F. Peltier and J. Lévy-Véhel. Research report, INRIA Rocquencourt (1994). <https://hal.inria.fr/inria-00074279>
53. J. Beran. Statistics for Long-Memory Processes, Chapman and Hall (1994), 328 p. <https://doi.org/10.2307/2983481>
54. G. Matheron. Economic Geology, 58(8), 1246 (1963) <https://doi.org/10.2113/gsecongeo.58.8.1246>
55. M. A. Riley, S. Bonnette, N. Kuznetsov, S. Wallot, J. Gao. Frontiers in Physiology, 3 (2012). <https://doi.org/10.3389/fphys.2012.00371>
56. T. Gneiting, H. Sevcikova and D. B. Percival. Statist. Sci., 27, 247 (2012). <https://doi.org/10.1214/11-STS370>
57. M. S. Taqqu, V. Teverovsky, W. Willinger. Fractals, 3(4), 785 (2012). <https://doi.org/10.1142/s0218348x95000692>
58. J. Geweke and S. Porter-Hudak. J. Time Ser. Anal., 4(4), 221 (2008). <https://doi.org/10.1111/j.1467-9892.1983.tb00371.x>
59. T. Alieva. Journal of the Optical Society of America A, 13(6), 1189 (1996). <https://doi.org/10.1364/josaa.13.001189>
60. N. E. Huang, Z. Shen, S. R. Long, M. C. Wu, H. H. Shih, Q. Zheng. Proc. of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 454(1971), 903 (1998). <https://doi.org/10.1098/rspa.1998.0193>
61. J. B. Bassingthwaite. News Physiol. Sci., 3, 5 (1988). <https://doi.org/10.1152/physiologyonline>
62. M. J. Cannon, D. B. Percival, D. C. Caccia, G. M. Raymond, J. B. Bassingthwaite. Physica A: Statistical Mechanics and Its Applications, 241(3–4), 606 (1997). [https://doi.org/10.1016/s0378-4371\(97\)00252-5](https://doi.org/10.1016/s0378-4371(97)00252-5)
63. A. Eke, P. Hermán, J. Bassingthwaite, G. Raymond, D. Percival, M. Cannon, C. Ikrenyi. Pflügers Archiv - European Journal of Physiology, 439(4), 403 (2000). <https://doi.org/10.1007/s004249900135>
64. Y. Nyvlt, J. Ulrich. Admixtures in Crystallization. Weinheim, New York, VCH Verlagsgesellschaft (1995), 397 p. <https://doi.org/10.1002/9783527615315>
65. S. M. Liu. Solid State Physics, 39, 207 (1986). [https://doi.org/10.1016/S0081-1947\(08\)60370-7](https://doi.org/10.1016/S0081-1947(08)60370-7)
66. R. Jullien. R. Botet. Aggregation and Fractal Aggregates. Singapore, World Scientific Publ. (1987), 120 p.
67. A. Bunde, S. Havlin, eds. Fractals and Disordered Systems. Berlin, Springer (2012), 408 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-51435-7>
68. H. Takayasu. Fractals in the Physical Sciences. Manchester, Manchester University Press (1990), 170 p.
69. A. Amann, L. Cederbaum, W. Gans, eds. Fractals, Quasicrystals, Chaos, Knots and Algebraic Quantum Mechanics. Dordrecht, Kluwer Academic Publishers (1988), 331 p. <https://doi.org/10.1007/978-94-009-3005-6>
70. T. J. Cui, W. X. Tang, X. M. Yang, Z. L. Mei, W. X. Jiang. Metamaterials. Beyond Crystals, Noncrystals, and Quasicrystals. CRC Press (2016), 311 p. <https://doi.org/10.1201/9781315373614>
71. P. Papon, J. Leblond, P. H. E. Meijer, eds. The Physics of Phase Transitions. Concepts and Applications, Springer, Berlin (2007), 409 p. <https://doi.org/10.1007/3-540-33390-8>
72. H.-O. Peitgen, P. H. Richter. The Beauty of Fractals. Springer, Berlin (1986), 199 p. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-61717-1>
73. A. Samoilienka. E. Babaev. Physical Review B, 107, 184104 (2023). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.107.184104>
74. R. C. Gonzalez, R. E. Woods, S. L. Eddins. Digital Image Processing Using MATLAB. Pearson Education, Prentice Hall (2004), 609 p.
75. A. T. Fiory, M. Gurvitch, R. J. Cava, C. P. Espinosa. Phys. Rev. B, 36(13), 7262 (1987). <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.36.7262>

«ФРАКТАЛІЗАЦІЯ» ФІЗИКИ ТВЕРДОГО ТІЛА

О. В. Лазоренко¹, А. А. Онищенко², І. А. Таранова¹, М. А. Удовенко¹

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

²*Харківський національний університет радіоелектроніки, пр. Науки, 14, 61166 Харків, Україна*

E-mail: Oleg.V.Lazorenko@karazin.ua

Надійшла до редакції 05 квітня 2025 р. Переглянуто 12 травня 2025 р.

Прийнято до друку 24 травня 2025 р.

Продemonстровано, що в сучасній фізиці твердого тіла, відповідно до нелінійної та системної парадигм, сформульованих Л. Ф. Черногором наприкінці 1980-х років, багато процесів у відкритих, нелінійних, динамічних системах виявляються дуже складними, нелінійними, короткочасними, надширокосмуговими або фрактальними.

Більш того, з точки зору фрактальної парадигми, висунутої на початку 2000-х років В. В. Яновським, фрактальність взагалі розглядається як одна з фундаментальних властивостей навколишнього світу. Тому вивчення фрактальних характеристик, зокрема, природних фізичних процесів та об'єктів у галузі фізики твердого тіла виявляється актуальним, цікавим, корисним і перспективним.

Коротко розглянуто основні етапи розвитку фрактального підходу загалом. Зазначається, що виявилось занадто складним сформулювати суворе та чітке математичне визначення фрактала. Детально розглянуто визначення фрактала, сформульоване К. Фалконером і визнане більшістю спеціалістів найкращим для практичного використання. Розглянуто основні числові характеристики фрактала, а також сучасну класифікацію фракталів. Чітко пояснено загальні принципи відмінності між математичними та фізичними (або природними) фракталами, а також між моно- та мультифракталами. Наведено огляд основних методів оцінки фрактальної розмірності Херста.

Висвітлено основні існуючі напрямки «фракталізації» сучасної фізики твердого тіла. Наведено відповідні приклади.

Відзначено, що важливу роль у «фракталізації» фізики твердого тіла відіграють зображення, що мають певні фрактальні властивості. Для моделювання зображень із фрактальними властивостями запропоновано використання двовимірної функції Вейерштрасса. Як приклад, розглянуто моделювання однонаправленої двійникової структури, що спостерігається в кристалі $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Продemonстровано порівняння модельного зображення, заснованого на одновимірній функції Вейерштрасса із заданим значенням фрактальної розмірності Херста, з реальним експериментальним зображенням.

Ключові слова: нелінійна парадигма, фрактальна парадигма, фрактальний підхід, фрактальна розмірність Херста, фрактальне зображення, двовимірна функція Вейерштрасса.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-05>

UDC 530.145, 530.12, 530.182

PACS numbers: 03.65.Yz, 03.67.Bg, 03.65.Ta

ДИСКРЕТНИЙ QND-ПРОТОКОЛ ЗАХИСТУ ЗАПЛУТАНОСТІ ДЛЯ БЕЛЛІВСЬКОЇ ПАРИ З ФАЗОВИМ ЗСУВОМ

О. М. Коноваленко¹ , З. О. Майзеліс^{1,2} 

¹Інститут радіофізики та електроніки імені О. Я. Усикова НАН України,
вулиця Академіка Проскури, 12, 61085 Харків, Україна

²Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна
E-mail: maizelis.z.a@gmail.com

Надійшла до редакції 03 квітня 2025 р. Переглянуто 13 травня 2025 р.

Прийнято до друку 17 травня 2025 р.

Ми оцінюємо дискретний протокол захисту запутаності для беллівської двокубітної пари, що зазнає унітарної еволюції з одноразовою зміною фази посеред послідовності. Тестова схема складається з підготовки стану, фазового зсуву, який не впливає на запутаність і імітує корисний квантовий гейт, та фінального стандартного зчитування. Ми порівнюємо два варіанти протягом загального часу еволюції у 16 умовних інтервалів часу: у першому варіанті фазова операція обрамлена двома блоками з п'яти парних вимірювань без зчитування, а в еталонному варіанті ці вимірювання відсутні. Ефективність кількісно оцінюється надійністю F , що спирається на метрику конкаренсу; ми приймаємо $F \geq 0.9$ як мінімально прийнятну нижню межу, нижче якої апаратні шуми вже неможливо безпечно компенсувати наявними спеціалізованими засобами.

Моделювання показують, що захищена схема підтримує $F \geq 0.9$ упродовж усього інтервалу спостережень, тоді як незахищена схема, за умови вільної еволюції в реалістичних шумових режимах, що трапляються у експериментах, швидко опускається нижче цього порога ще до застосування гейта. Ці результати демонструють, що повторювані проєктивні вимірювання запутаного стану в беллівському базисі, реалізовані як дискретні недеструктивні (QND) парні вимірювання без зчитування, суттєво уповільнюють втрату запутаності попри наявність зв'язку із термостатом. Протокол потребує меншої кількості вимірювань, що відрізняє його від високочастотних схем з використанням ефекту Зено.

Підхід є безпосередньо релевантним для тонкого налаштування надпровідникових та іонних процесорів, для інженерії чистих станів і для оптимізації протоколів, що використовують змішані запутані вхідні стани. Зокрема, у цих архітектурах протокол природньо інтегрується з наявними QND-процедурами та керуванням фазою, забезпечуючи можливість стримування декогеренції. Практично це означає періодичні робочі вимірювання у 1–2 умовні інтервали часу, а також можливість масштабування до багатокубітних модулів із поліпшенням надійності гейтів і спрощеним калібруванням.

Ключові слова: квантова запутаність; конкаренс; декогеренція; збереження запутаності; надійність квантової схеми; беллівська двокубітна пара, QND-вимірювання.

Як цитувати: О. М. Коноваленко, З. О. Майзеліс. Дискретний QND-протокол захисту запутаності для беллівської пари з фазовим зсувом. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 42, 2025, 53–57. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-05>

In cites: O. M. Konovalenko, Z. A. Maizelis. Discrete QND entanglement-protection protocol for a phase-shifted Bell pair. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 53–57. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-05> (in Ukrainian).

ВСТУП

Захист запутаності від апаратного шуму лишається центральним викликом для сучасних NISQ-платформ (шумних квантових пристроїв проміжного масштабу). Хоча запутані стани забезпечують квантову перевагу в метрології, зв'язку та обчисленнях, вони водночас украй чутливі до дефазування, загасання амплітуди та перехресних завад [1]. Безперервна стабілізація через квантовий ефект Зено є ефективною, але вимагає дуже високочастотного вимірювання, що може заважати реалізації алгоритмів такого типу [2, 3]. У цій роботі ми розглядаємо комплементарний підхід: дискретні неруйнівні (QND) парні вимірювання без зчитування, що застосовуються навколо корисного гейту з більш оптимальною частотою, ніж у ефекті Зено. Обрамляючи одиничну зміну фази посеред послідовності компактними блоками вимірювань, ми прагнемо призупинити розпад запутаності у фіксованому інтервалі еволюції, не отримуючі результати вимірювань і не вводячи зворотного зв'язку, тим самим зберігаючи квантові стани, з якими працюємо.

Зазвичай, неруйнівне (QND) вимірювання передбачає отримання інформації про спостережувану величину так, що населеності у власному базисі вимірюваного оператора не змінюються (вимірювання повторюване), тож стан лишається придатним для подальших обчислень. У більш строгому формулюванні QND вимірюваний оператор комує з гамільтоніаном системи під час взаємодії з вимірювальним пристроєм,

$$\begin{aligned} [\hat{A}, \hat{H}_{\text{sys}}] &= 0 \\ [\hat{A}, \hat{H}_{\text{meas}}(t)] &= 0 \quad \forall t \in [0, \tau], \end{aligned} \quad (1)$$

що гарантує збереження власних станів (з точністю до відомих фаз). Ширше поняття вимірювання «без зчитування» в NISQ-пристроях охоплює когерентні протоколи, де анцили заплутуються для перенесення класичної інформації, яка далі обробляється фідфорвардним унітарним керуванням. Після цього анцили виконують «розобчислення» (uncompute), уникаючи дисипативного зчитування [4].

Обмеження, що накладаються при цьому на системи кубітів, залежать від платформи, на якій вони реалізовані, але мають спільні риси [5–7]. У надпровідних схемах дисперсивний зв'язок із резонатором забезпечує QND-вимірювання за оператором Z із ненульовою зворотною дією: індуковане дефазування, залишкові збудження та затримки електроніки обмежують внутрішньосхемний зворотний зв'язок. Іони в пастках забезпечують

надзвичайно високу надійність детектування стану, однак під час флуоресценції розсіяні фотони можуть призводити до декогеренції сусідніх кубітів-«спостерігачів». Тому застосовують shelving (переведення в рівні, нечутливі до зчитування), а також просторове рознесення або швидке транспортування іонів. Для масивів нейтральних атомів критичними є перехресний оптичний вплив і скінченні часи життя рідбергівських станів. Тут перевірки парності методами на основі рідбергівської блокади дають змогу когерентно кодувати вектор результатів перевірок стабілізаторів на допоміжних кубітах без проміжних вимірювань.

У NISQ-режимі зазвичай розглядають дві базові архітектури. Перша з них – QND-вимірювання з мінімальною зворотною дією: дисперсійні або фазозберігальні схеми зчитують значення стабілізаторів (зокрема парності), майже не порушуючи обчислювальний підпростір [5, 8]. Якість оцінюють за повторюваністю (QND fidelity), точністю одноразового зчитування та картами оптичного перехресного впливу, щоб контролювати вплив на сусідні кубіти [9–11].

Друга архітектура – це когерентне витягування вектору результатів перевірок стабілізаторів без проміжних вимірювань: окремий допоміжний кубіт за допомогою заплутувальних гейтів набуває інформації про помилку (вектор результатів перевірок) і слугує керуючим квантовим сигналом для корекційних унітарних гейтів (наприклад, умовних фазових інверсій). Після цього анцила розобчислюється й скидається. Такий підхід обходить повільні та шумні детектори й зменшує час простою, що особливо важливо для алгоритмів малої глибини [4, 12, 13].

Такі архітектури відкривають внутрішньосхемну адаптивність (оцінка амплітуд/фаз, маршрутизація кубітів, телепортаційні гейти), забезпечують просте виявлення помилок із постселекцією (підвищуючи ефективні надійності) та підтримують повторне використання кубітів, коли виміряні кубіти швидко скидають і знову залучають для збільшення логічної глибини за фіксованого апаратного ресурсу. При контролі таких алгоритмів необхідно враховувати такі фактори, як збурення (зміну популяцій за повторних вимірювань), QND-міру (узгодженість послідовних результатів), співвідношення латентності до часу дефазування, помилки в кубітах-«спостерігачах» під час активного зчитування [5, 6, 14, 15].

У перспективі автономна стабілізація (інженерія дисипації, бозонні коди [16]) та швидкі FPGA-контролери для умовного керування в реальному часі (feed-forward) допоможуть краще узгодити неруйнівні (QND) вимірювання з ресурсними обмеженнями NISQ. Кінцевою метою є максимізування збереження

інформації, а особливо її носія, запутаності, оптимізація якої здатна перетворити сьогоднішні шумні реалізації на справді ефективні квантові процесори.

СИМУЛЯЦІЯ ЕВОЛЮЦІЇ

Тестова симуляція відбувалася на двох квантових схемах, що відрізнялися лише застосуванням спеціального алгоритму захисту від декогеренції на одній з них. Цей алгоритм використовував неруйнуючі вимірювання без зчитування, що не дають інформації про стану квантової системи, але дозволяють впливати на неї без порушення квантового стану. П'ятициклові блоки обрано як такі, що мають оптимальну кількість вимірювань для демонстрації можливостей захисного алгоритму у поточному часовому інтервалі. Для оцінки ефективності обчислюється надійність F на базі метрики конкаренс протягом усієї симуляції.

РЕЗУЛЬТАТИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Розглядалася двокубітна система, до якої застосовувалася наступна квантова схема, зображена на рис. 1.

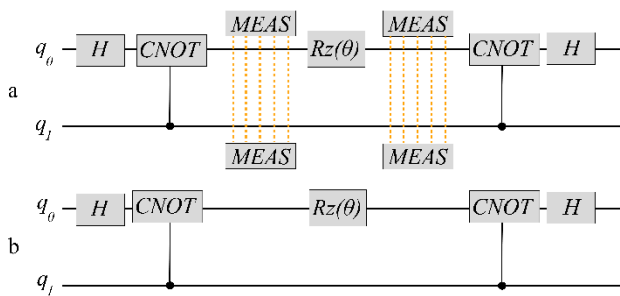


Рис. 1. Дві реалізації квантової схеми з керованою фазою: (а) Схема з використанням вимірювань для збереження запутаності стану, де послідовність унітарних операцій переривається двома інтервалами використання неруйнуючих вимірювань, коли система проектується в обчислювальному базисі без зчитування стану. Пунктирні лінії позначають одночасну дію на обидва кубіти. (б) Аналогічна квантова схема без використання вимірювань для збереження запутаності.

Fig. 1. Two implementations of a controlled-phase quantum circuit:

(а) A scheme that employs measurements to preserve state entanglement, where the sequence of unitary operations is interrupted by two intervals of non-destructive measurements, projecting the system onto the computational basis without reading out the state. Dashed lines denote simultaneous operations on both qubits. (б) A similar quantum circuit that omits measurements and therefore does not preserve entanglement.

Еволюція відбувається на фіксованому інтервалі $T = 16$ одиниць $1/\omega$, де ω – міжрівнева відстань для кубіту. Захищений варіант складається з трьох сегментів: передзахисний блок із п'яти вимірювальних циклів, зміна фази посеред послідовності, та післязахисний блок із п'яти вимірювальних циклів. Кожен цикл має однаковий інтервал Δt . Незахищений еталонний алгоритм пропускає вимірювальні цикли, але загалом є часово ідентичним, включно з тим самим кроком Δt і тривалістю гейтів t_{gt} .

В якості тестового вхідного стану була обрана двокубітна беллівська пара:

$$|\Phi^+\rangle = \frac{|00\rangle + |11\rangle}{\sqrt{2}}, \quad (2)$$

Згідно обраної схеми, система зазнає унітарної еволюції з одиничним гейтом зміни фази в середині послідовності. Її обрано так, щоб зберігати запутаність між частинками, водночас змінюючи керовану фазу, яка імітує корисний елементарний гейт алгоритму. Ми порівнюємо два варіанти: еволюцію без захисних вимірювань та захищену еволюцію, у якій гейт зміни фази обрамляють два блоки по п'ять нечитаючих парних QND вимірювань кожен.

Парні QND вимірювання діють в обчислювальному базисі та описуються проекторами на підпростори парного й непарного станів,

$$\begin{aligned} M(\rho) &= A\rho A + B\rho B, \\ A &= |00\rangle\langle 00| + |11\rangle\langle 11|, \\ B &= |01\rangle\langle 01| + |10\rangle\langle 10|. \end{aligned} \quad (3)$$

Важливо, що результати не фіксуються (вимірювання без зчитування), тож не відбувається класичного зворотного зв'язку. Багаторазове застосування такої операції обмежує еволюцію підпросторами парної та непарної парності (узгодженими з Беллівським базисом), завдяки чому пригнічуються некогерентні переходи, які у присутності зв'язку з середовищем інакше руйнували б запутаність. Фазову операцію всередині послідовності моделюємо так:

$$U_\phi = e^{-i\frac{\phi}{2}(Z\otimes I)}, \quad \phi = \pi/3, \quad (4)$$

що змінює відносну фазу, зберігаючи запутаний характер стану та слугуючи прикладом корисного алгоритмічного гейту.

Для кількісної оцінки ми використовуємо показник надійності на основі конкаренсу. Нехай $C(\rho)$ конкаренс, обчислений із власних значень $\{\lambda_i\}$ (у спадаючому порядку) матриці $\rho\tilde{\rho}$, де

$$\tilde{\rho} = (\sigma_y \otimes \sigma_y) \rho^* (\sigma_y \otimes \sigma_y),$$

$$C(\rho) = \max\{0, \lambda_1 - \lambda_2 - \lambda_3 - \lambda_4\}. \quad (5)$$

Тоді сама метрика надійності має вигляд:

$$F = \frac{1+C(\rho)}{2}. \quad (6)$$

Ми приймаємо $F \geq 0.9$ як мінімально прийнятну нижню межу для надійної роботи: падіння нижче цього ліміту означає, що апаратний шум більше не можна вважати безпечно контрольованим за наявних ресурсів планування та керування квантовою схемою. У цих рамках захищена схема зберігає високу запутаність упродовж усього інтервалу, тоді як незахищена еволюція демонструє швидке падіння F ще до застосування гейту посеред послідовності.

На рис. 2 можна побачити, що введення дискретних, незчитуючих парних QND вимірювань навколо фазової операції забезпечує збереження необхідного рівня надійності F протягом усього часового інтервалу.

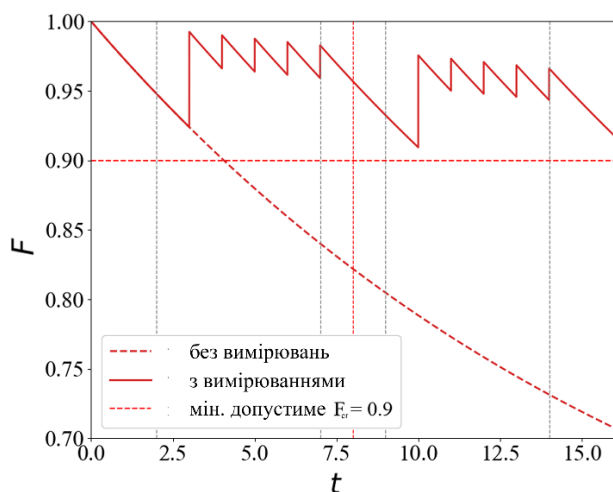


Рис. 2. Ефективність алгоритму збереження параметру надійності F як функція часу t для випадку з використанням вимірювань (верхня крива) і без використання вимірювань (нижня крива). Мінімальний загально-прийнятний рівень величини F позначений горизонтальною лінією на рівні $F_{cr} = 0.9$. Вертикальні лінії демонструють зони різних етапів алгоритму у часі.

Fig. 2. Efficiency of the fidelity-preserving algorithm, showing the fidelity parameter F as a function of time t for the case with measurements (upper curve) and without measurements (lower curve). The minimal generally accepted level of F is marked by a horizontal line at $F_{cr} = 0.9$. Vertical lines show the time intervals corresponding to different stages of the algorithm.

ВИСНОВКИ

У цій роботі ми оцінили ефективність дискретного протоколу захисту запутаності на двокубітній тестовій схемі. Розглядалася пара заплутаних кубітів, що зазнає унітарної еволюції з одноразовою операцією інверсії фази посередині. Ми проаналізували два варіанти протягом загального часу еволюції у 16 умовних одиниць: перший із двома блоками з п'яти нечитаючих парних вимірювань, що обрамляють фазову операцію, та другий, який в якому не проводяться ці допоміжні вимірювання.

Параметр надійності F на основі конкаренсу використано як метрику якості роботи алгоритму, а умову $F \geq 0.9$ прийнято як мінімально допустиму нижню межу, до перетину якої вплив апаратних шумів на результати обчислень залишається обмеженим та може бути компенсований різними засобами без загрози критичної шкоди для цих результатів. В обох варіантах квантова схема включає підготовку стану, фазовий зсув у середині послідовності, що зберігає запутаність та імітує роботу квантового гейта, і фінальне стандартне зчитування; відмінність між двома випадками полягає лише у наявності захисних блоків вимірювань перед гейтом та після нього.

Захищена схема підтримує значення параметру надійності F на рівні не нижче 0.9 упродовж усього періоду спостереження, тоді як у випадку незахищеної схеми під дією вільної еволюції, демонструється швидке падіння F нижче рівня 0.9 ще до часу застосування першого гейту.

Загалом, наші результати свідчать, що хоча навіть слабкий зв'язок із тепловими резервуарами може погіршувати роботу квантових алгоритмів через декогеренцію, повторювані проєктивні вимірювання заплутаного стану в белівському базисі суттєво зменшують швидкість втрати запутаності. Ці висновки мають практичне значення для точного налаштування квантових процесорів за наявності лінійних і дисперсійних зв'язків із середовищем, для інженерії чистих станів, оптимізації протоколів зі змішаними заплутаними вхідними станами, і відкривають напрями для подальших досліджень термодинамічної поведінки низьковимірних відкритих квантових систем.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

REFERENCES

1. J. Preskill. Quantum, 2, 79 (2018).
<https://doi.org/10.22331/q-2018-08-06-79>
2. W. P. Livingston, M. S. Blok, E. Flurin, J. Dressel, A. N. Jordan, and I. Siddiqi. Nat. Commun. 13, 2307 (2022).
<https://doi.org/10.1038/s41467-022-29906-0>
3. T. Thorbeck et al. Phys. Rev. Lett. 132, 090602 (2024).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.132.090602>
4. L. Postler et al. Nature 605, 675 (2022).
<https://doi.org/10.1038/s41586-022-04721-1>
5. C. C. Bultink et al. Sci. Adv. 6, eaay3050 (2020).
<https://doi.org/10.1126/sciadv.aay3050>
6. S. D. Erickson et al. Phys. Rev. Lett. 128, 160503 (2022).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.128.160503>
7. F. Q. Guo, S. L. Su, W. Li, and X. Q. Shao. Phys. Rev. A 111, 022420 (2025).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.111.022420>
8. C. K. Andersen et al. npj Quantum Inf. 5, 69 (2019).
<https://doi.org/10.1038/s41534-019-0185-4>
9. S. Hazra et al. Phys. Rev. Lett., 134, 100601 (2025).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.100601>
10. T. Walter et al. Phys. Rev. Appl., 7, 054020 (2025).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.7.054020>
11. B. Lienhard et al. Phys. Rev. Appl., 17, 014024 (2022).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.17.014024>
12. S. Krinner et al. Nature, 605, 669 (2022).
<https://doi.org/10.1038/s41586-022-04566-8>
13. R. Acharya et al. Nature, 614, 676 (2023).
<https://doi.org/10.1038/s41586-022-05434-1>
14. M. A. Norcia et al. Phys. Rev. X, 13, 041034 (2023).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevX.13.041034>
15. M. Bakr et al. Phys. Rev. Appl., 23, 054089 (2025).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.23.054089>
16. A. Grimm et al. Nature, 584, 205 (2020).
<https://doi.org/10.1038/s41586-020-2587-z>

DISCRETE QND ENTANGLEMENT-PROTECTION PROTOCOL FOR A PHASE-SHIFTED BELL PAIR

O. M. Konovalenko¹, Z. A. Maizelis^{1,2}

¹*O. Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics NASU,
12 Akademika Proskury Str. 61085 Kharkiv, Ukraine*

²*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sq., 61022 Kharkiv, Ukraine
E-mail: maizelis.z.a@gmail.com*

Received on April 03, 2024. Reviewed on May 13, 2024.

Accepted for publication on May 17, 2024.

We evaluate a discrete entanglement-protection protocol for a Bell two-qubit pair undergoing unitary evolution with a single mid-sequence phase change. The test circuit consists of state preparation, a phase shift that does not affect entanglement and emulates a useful quantum gate, and a final standard readout. We compare two variants over a total evolution time of 16 arbitrary time intervals: in the first variant, the phase operation is bracketed by two blocks of five two-qubit QND measurements without readout, while in the baseline variant these measurements are absent. Performance is quantified by the fidelity F , based on the concurrence metric; we take $F \geq 0.9$ as the minimally acceptable lower bound, below which hardware noise can no longer be safely compensated by the available specialized tools.

Simulations show that the protected scheme maintains $F \geq 0.9$ throughout the entire observation window, whereas the unprotected scheme, under free evolution in realistic noise regimes encountered in experiments, quickly drops below this threshold even before the gate is applied. These results demonstrate that repeated projective measurements of the entangled state in the Bell basis, implemented as discrete quantum non-demolition (QND) two-qubit measurements without readout, substantially slow the loss of entanglement despite coupling to a thermal bath. The protocol requires fewer measurements, distinguishing it from high-frequency schemes that rely on the Zeno effect.

The approach is directly relevant for fine-tuning superconducting and trapped-ion processors, for pure-state engineering, and for optimizing protocols that use mixed entangled input states. In particular, in these architectures the protocol naturally integrates with existing QND procedures and phase control, providing a means to curb decoherence. Practically, this implies periodic in-operation measurements every 1–2 arbitrary time steps, as well as the possibility of scaling to multi-qubit modules with improved gate fidelities and simplified calibration.

Keywords: quantum entanglement; concurrence; decoherence; entanglement preservation; fidelity of a quantum circuit; two-qubit Bell pair; QND measurements.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-07>

UDC 537.6; 004.9; 378.147

PACS numbers: 75.30.-m; 75.50.Cc; 01.50.H; 75.10.-b

PHYSICAL EXPERIMENT IN DIGITAL REALITY: CHALLENGES OF PRACTICAL ONLINE LEARNING

V. M. Gorbach , I. A. Taranova , O. V. Shurinova 

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

E-mail: inna.a.taranova@karazin.ua

Received on April 6, 2025. Reviewed on May 15, 2025.

Accepted for publication on May 20, 2025.

The transition to distance learning in Ukraine – driven by the COVID-19 pandemic, military aggression, mass emigration, and infrastructure disruptions – has created major challenges for physics education, particularly in laboratory training. Traditional physics labs require specialized equipment, which is often inaccessible in remote settings, thus limiting students' opportunities for hands-on experimental experience. Virtual labs and simulations offer a partial solution but face limitations, such as the inability to fully replicate real conditions and the need for interdisciplinary development.

This article presents an adapted approach to remote laboratory work, using the experiment “Weiss Molecular Field” as an example. Originally performed with a pendulum magnetometer, the revised version engages students in calculating and plotting the temperature dependence of spontaneous magnetization in nickel using the Weiss molecular field theory. Students compare theoretical predictions for quantum numbers $J = 1/2$, 1, and ∞ with experimental data from the literature. Calculations are performed using MS Excel and the GRG optimization method. The results show qualitative agreement with experimental curves, particularly for $J = 1/2$, which supports the interpretation that electron spins are the primary magnetic carriers in nickel. At low temperatures, Bloch's spin-wave theory better matches experimental results than the Weiss model, while near the Curie temperature, deviations from theory are observed.

This adapted lab demonstrates that analytical and computational tasks can effectively substitute for direct experimentation in distance learning. The approach develops skills in theoretical analysis, data comparison, and scientific computing. Video tutorials, Excel templates, and interactive visualizations support transparent assessment and active engagement. Surveys revealed a 12% increase in average performance compared to in-person lab versions, along with improved motivation and deeper conceptual understanding. This method is a viable alternative for physics education in resource-limited contexts and can be extended to other lab-intensive disciplines. It also lays the groundwork for a digital lab curriculum that ensures educational continuity during crises.

Keywords: *Weiss Molecular Field, spontaneous magnetization, Curie temperature, special practical training.*

In cites: *V. M. Gorbach, I. A. Taranova, O. V. Shurinova. Physical experiment in digital reality: challenges of practical online learning. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 58–63. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-20250-42-07> (in Ukrainian).*

INTRODUCTION

The series of events that have transpired in Ukraine in recent years (namely, the emergence of the Coronavirus pandemic, widespread military aggression, mass emigration of the population, and the imposition of rolling blackouts) have compelled a significant number of Ukrainian universities, especially those located in cities near the active combat zone, to transition from a full-time educational model to distance learning. Traditional physics classes are inextricably associated with the utilization of specialized, distinctive and costly laboratory equipment that requires proper operating skills. It is precisely this equipment that enables students to gain hands-on experience in conducting experiments, collecting and processing data. The transition to distance learning has deprived them of the opportunity to work directly with such equipment, which significantly narrows the range of available practical skills. The lack of physical access to laboratory facilities is one of the main obstacles to the implementation of a full-fledged special laboratory training in physics in an online format. To overcome it, it is necessary to implement alternative methodologies that will enable students to develop practical competencies in the absence of authentic technical equipment.

One potential solution to this issue is the integration of virtual laboratories and simulation platforms into the educational process. Such resources allow students to conduct conventional experiments in a virtual environment using computer models of physical phenomena or technical devices. This approach serves to partially compensate for the lack of access to real equipment, helps to master theoretical knowledge, develop skills in data collection and analysis, and understand the basic laws of physical processes. At the same time, virtual laboratories have certain functional limitations. Primarily, they are not able to fully reproduce the real conditions of the experiment, including the sensory and tactile components of interaction with the devices, which are important for developing an intuitive understanding of the material. In addition, the models used in virtual environments are often simplified and do not cover all aspects of real experiments, which can lead to a distortion of the physical phenomena. Creating high-quality educational simulations is a complex process that requires interdisciplinary collaboration between programmers, physicists, and designers, as well as significant funding. In the context of constrained resources, it is evident that not all educational institutions possess the capacity to develop their own digital laboratories. Consequently, these institutions are compelled to use third-party products, which often fail to align with the particularities of educational programs. Additional obstacles include technical factors, such as unstable Internet connections or a lack of necessary software, which make it difficult to fully implement online learning.

So, the transition to distance learning necessitates a thorough revision of the content of the special practical training in physics and its methodological support in view of the new conditions. It is imperative to acknowledge the constraints stemming from the students' limited access to laboratory equipment, which requires the introduction of alternative educational approaches. Such measures may include the optimizing of practical classes, the reduction of traditional laboratory works, the adaptation of teaching methods to the online environment, as well as the active use of interactive simulations and digital learning resources that can partially compensate for the lack of experimental experience.

In cases where the virtual setup proves inadequate for the real experiment, or where it is not feasible to substitute the real experiment with a virtual analogue, it is possible to expand the range of tasks during the analysis of experimental data obtained earlier in the real experiment.

The present paper discusses such an approach on the example of the laboratory work "Weiss Molecular Field", which is included in the list of works of the special practical training "Physical Properties of Magnetically Ordered Substances" intended for 4th year students of the School of Physics of Karazin University.

This laboratory work was created on the basis of the laboratory work "Investigation of the temperature dependence of the specific saturation magnetization of ferromagnetics" for full-time students [1]. In the real laboratory work, the pendulum magnetometer method was used as a method of magnetization research. The method is quite simple, convenient and has good accuracy. The students conducted studies on this setup in two stages. In the initial phase, it was imperative to ascertain the field dependences of magnetization at varying temperatures within the low-temperature region (80–300) K. Subsequent to this, the focus shifted to the high-temperature region (300–700) K. Following the processing of the results, the obtained data were analyzed.

In the context of distant work, the goals and objectives of the lab work are changed. In accordance with the molecular theory of Weiss, students are required to calculate and construct curves depicting the temperature dependence of the spontaneous magnetization of nickel at $H = 0$ for the cases $J = 1/2$, $J = 1$, $J = \infty$. These curves are then to be compared with experimental data taken from literature sources. In the context of remote work, the goals and objectives of the work are subject to modification. In accordance with the molecular theory of Weiss, students are required to calculate and construct curves depicting the temperature dependence of the spontaneous magnetization of nickel at $H = 0$ for the cases $J = 1/2$, $J = 1$, $J = \infty$. These curves are then to be compared with experimental data taken from literature sources.

THE WEISS THEORY

In 1907, Weiss hypothesized the existence of an internal effective field in ferromagnets, which, like the external magnetic field in paramagnets, produces an orienting effect of the magnetic moments of atoms. This internal effective field was later designated the molecular Weiss field. In fact, the introduction of the molecular field meant replacing the pairwise interaction of the magnetic moments of atoms by the interaction of the magnetic moment of an atom and the average magnetic field produced by the other magnetic moments.

Using the concept of molecular field, Weiss constructed a phenomenological theory of ferromagnetism, which successfully explained the primary experimental data. The molecular field was introduced as a quantity proportional to the magnetization of the substance, given by $H_\omega = \omega I$, where ω is the molecular field constant and I is the saturation magnetization of the substance. Next, Weiss applied the molecular field hypothesis to Langevin's theory of paramagnetism by replacing the external field H with the effective field $H + H_\omega$. Consequently, the expression for spontaneous magnetization assumed the following form:

Consequently, the expression for spontaneous magnetization assumed the following form:

$$I = I_0 L\left(\mu \frac{H + \omega I}{kT}\right). \quad (1)$$

where L is the Langevin function [2], I_0 is the saturation magnetization at 0 K.

The formal assumption of the dependence of the internal energy of a ferromagnet on spontaneous magnetization allowed Weiss to correctly explain the main features of the properties of ferromagnets, namely the occurrence of spontaneous magnetization, the anomalously high magnetic susceptibility, the temperature-dependent magnetization, and the temperature at which magnetic order is destroyed, known as the Curie temperature.

Later, and with consideration for the spatial quantization of magnetic moments, the fundamental equation of Weiss molecular field theory began to assume the following form [3]:

$$I = Ng\mu_B J B_J\left(\frac{g\mu_B J}{kT}(H + \omega I)\right), \quad (2)$$

Curie temperature is defined as a value equal to:

$$T_c = (J + 1)g\mu_B \omega \frac{I_0}{3k}, \quad (3)$$

where N is the number of magnetic ions in the unit volume, g is the Lande factor, μ_B is the Bohr magneton, J is the total momentum of the magnetic ion, B_J is the Brillouin

function, k is the Boltzmann constant.

CALCULATION OF THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF SPONTANEOUS MAGNETIZATION

In the first part of the calculation-graphic assignment in the distance lab work, students are tasked with calculating and plotting the temperature dependences of the spontaneous magnetization of a ferromagnet at $H = 0$ for the cases $J = 1/2$, $J = 1$, $J = \infty$, and subsequently comparing these with experimental data for nickel. The experimental values of the temperature dependence of the spontaneous magnetisation of nickel were previously obtained from the monograph by R. M. Bozorth [4], by digitizing the corresponding curves. The students are provided with a predetermined table of experimental data.

In order to calculate the theoretical dependencies $I = f(T)$ at different values of the quantum number J , students must first convert the basic molecular field equation into a form that is convenient for calculations:

$$y = \frac{I}{I_0} = \frac{2J + 1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{2J + 1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{x}{2J}\right), \quad (4)$$

where $x = (Jg\mu_B \omega I)/kT$, here it is taken into account that $H = 0$.

Then for the case $J = 1/2$, $g = 2$ (one magnetically active electron in an atom) after simple calculations students should get the expressions:

$$\begin{aligned} T_c &= (J + 1)g\mu_B \omega \frac{I_0}{3k} = \frac{\mu_B \omega I_0}{k}, \\ x &= \frac{Jg\mu_B}{kT} \omega I = \frac{T_c I}{T I_0} = \frac{y}{T/T_c}, \\ y &= \frac{2J + 1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{2J + 1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{x}{2J}\right) = \\ &= 2 \operatorname{cth}(2x) - \operatorname{cth} x = \operatorname{th} x = \operatorname{th}\left(\frac{y}{T/T_c}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

For the case $J = 1$, $g = 2$ (two magnetically active electrons in the atom) we have:

$$\begin{aligned} T_c &= (J + 1)g\mu_B \omega \frac{I_0}{3k} = \frac{4\mu_B \omega I_0}{3k}, \\ x &= \frac{Jg\mu_B}{kT} \omega I = \frac{3IT_c}{2T I_0} = \frac{3y}{2T/T_c}, \\ y &= \frac{2J + 1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{2J + 1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{x}{2J}\right) = \\ &= \frac{3}{2} \operatorname{cth}\left(\frac{9y}{4T/T_c}\right) - \frac{1}{2} \operatorname{cth}\left(\frac{3y}{4T/T_c}\right). \end{aligned} \quad (6)$$

The case $J = \infty$, $g = 2$ (absence of spatial quantization of magnetic moments):

$$\begin{aligned}
 T_c &= (J + 1)g\mu_B\omega \frac{I_0}{3k} = Jg\mu_B\omega \frac{I_0}{3k}, \\
 x &= \frac{Jg\mu_B}{kT}\omega I = \frac{3T_c I}{T I_0} = \frac{3y}{T/T_c}, \\
 y &= \frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{2J+1}{2J}x\right) - \frac{1}{2J} \operatorname{cth}\left(\frac{x}{2J}\right) = \\
 &= \operatorname{cth}(x) - \frac{1}{x}. \quad (7)
 \end{aligned}$$

All calculations of Weiss curves are performed by students using the mathematical software package MS Office Excel [5]. Since all the obtained Weiss equations are nonlinear equations, the GRG method (reduced gradient method) was used as a solution method, using the "Solution Finder" tool in MS Excel.

Fig. 1 shows the curves of temperature dependences of the spontaneous magnetization of a ferromagnet at different quantum numbers J ($J = 1/2$, $J = 1$, $J = \infty$). calculated by the Weiss model. The figure also illustrates the experimental points for nickel derived from [4]. A comparison of the theoretical curves of temperature dependences of magnetization with experimental data demonstrates a satisfactory qualitative agreement between theory and experiment. The optimal coincidence at moderate temperatures is observed when considering the spatial quantization of magnetic moments (curve $J = 1/2$). This finding suggests that electron spins are the primary carriers of magnetism in nickel. The most significant difference in the behavior of the temperature dependences of magnetization is observed when the experimental dependence is approximated by the Langevin function ($J = \infty$, the classical case).

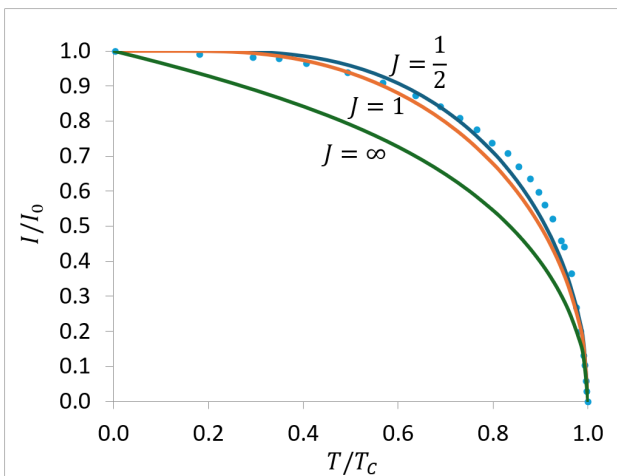


Fig. 1. Comparison of the temperature dependences of spontaneous magnetization, calculated using the Weiss theory for different quantum numbers J , with the experimental dependence for nickel, taken from [4].

The circles indicate the experimental points.

In the second part of the calculation-graphic

assignment in the distance lab work, students are asked to investigate in more detail the behavior of the temperature dependence of the spontaneous magnetization of a ferromagnet in the vicinity of the points 0 K and T_c .

As illustrated in Figure 2, the calculated curves of the temperature dependence of the magnetization near 0 K are presented according to the Weiss theory for the cases of quantum numbers $J = 1$ and $J = 1/2$. Furthermore, Figure 2 presents the experimental data for nickel, in addition to the temperature dependence of the magnetization of a ferromagnet, as predicted by the Bloch spin wave theory, for comparative analysis. It is evident that within this temperature range, the Weiss curves are positioned above the experimental curve. However, the temperature dependence of the spontaneous magnetization, as derived from the theory of spin waves (i.e. Bloch's law $T^{3/2}$ [6]), aligns closely with the experimental observations. In this case, the Bloch law for a face-centered cubic lattice was used: $I/I_0 = 1 - 0.25(T/T_c)^{3/2}$ (Ni). The validity of Bloch's law extends to the low-temperature region; however, the definition of "low" is quite broad. So, at $T/T_c \sim 0.3$ (~ 190 K) the error margin is 1.5%. It should be taken into account that the fundamental theory of magnetization is only applicable at low temperatures due to a number of approximations. The main ones are the assumptions that spin waves with low wave numbers are excited at low temperatures and that the interaction of spin waves can be neglected.

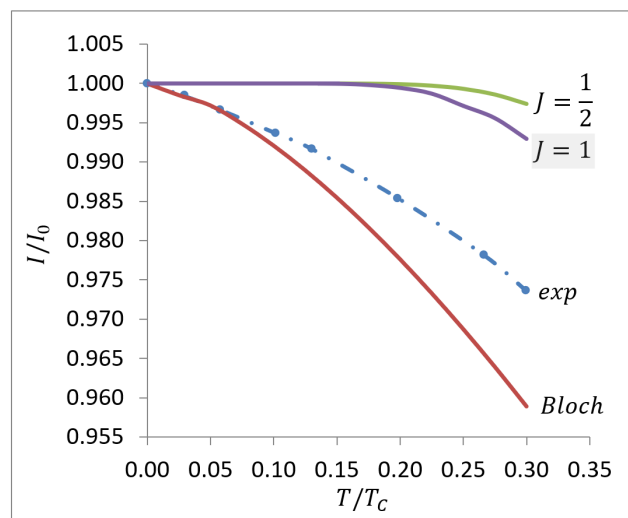


Fig. 2. Temperature dependence of spontaneous magnetization of nickel in the vicinity of 0 K. Theoretical curves according to the Weiss theory (for $J = 1/2$ and $J = 1$) and the Bloch spin wave theory, as well as experimental data are shown.

Fig. 3. shows the curves of spontaneous magnetization calculated in accordance with the quantum Weiss model in the vicinity of the Curie temperature for the cases of

quantum numbers $J = 1$ and $J = 1/2$. The experimental data of the temperature dependence of the spontaneous magnetization of nickel for this temperature region are also given there. It can be seen that in this case the experimental curves lie much higher than the theoretical curves.

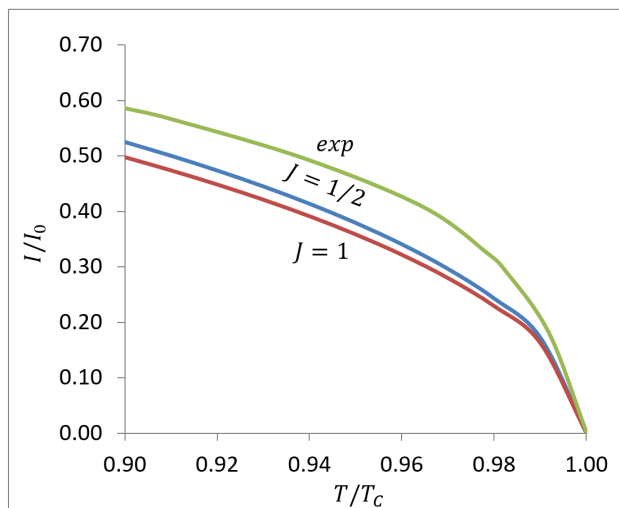


Fig. 3. Temperature dependence of the spontaneous magnetization of nickel in the vicinity of T_C . The theoretical curves according to the Weiss theory (for $J = 1/2$ and $J = 1$) and experimental data are shown.

CONCLUSION

The transition to distance learning necessitates the adaptation of traditional forms of laboratory practicals in the study of natural sciences. The article presents an example of the laboratory work “Weiss Molecular Field”, in which the experimental component is partially replaced with calculation and graphical assignments.

The tasks proposed for students include deriving the temperature dependence of spontaneous magnetization for different values of the quantum number, numerically solving the Weiss model equations using the reduced gradient method in MS Excel, and comparing theoretical curves with experimental data for nickel taken from literature sources.

The chosen format is aimed at developing key competencies such as analytical thinking, numerical modeling, data visualization, and the ability to correlate theory with experiment.

The proposed distance-learning approach can be adapted to other topics and serve as a basis for creating digital practicals under conditions of limited access to laboratory equipment.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Ю. А. Попков, Ю. А. Мамалуй, В. Н. Горбач, Е. Ф. Ковтун, Л. П. Ольховик, З. И. Сизова. Методические указания к выполнению лабораторных работ по спецкурсу «Физические свойства магнитоупорядоченных веществ», Ч. 2, Харьковский государственный университет, Харьков (1983), 60 с.
2. C. Kittel. Introduction to Solid State Physics, John Wiley & Sons, New York (1976), 600 p.
3. A. Aharoni. Introduction to the Theory of Ferromagnetism, Oxford University Press, Oxford (2001), 332 p.
4. R. M. Bozorth. Ferromagnetism, Van Nostrand, New York (1951), 968 p.
5. W. J. Orvis. Excel for scientists and engineers, Sybex, San Francisco (1998), 547 p.
6. S. Chikazumi. Physics of Ferromagnetism, Oxford University Press, Oxford (2009), 668 p.

REFERENCES

1. Y. A. Popkov, Y. A. Mamaluy, V. N. Gorbach, E. F. Kovtun, L. P. Olkhovik, Z. I. Sizova. Methodological instructions for laboratory works on the special course «Physical properties of magnetically ordered substances». P. 2, Kharkiv State University, Kharkiv, (1983), 60 p. (In Russian).
2. C. Kittel. Introduction to Solid State Physics, John Wiley & Sons, New York (1976), 600 p.
3. A. Aharoni. Introduction to the Theory of Ferromagnetism, Oxford University Press, Oxford (2001), 332 p.
4. R. M. Bozorth. Ferromagnetism, Van Nostrand, New York (1951), 968 p.
5. W. J. Orvis. Excel for scientists and engineers, Sybex, San Francisco (1998), 547 p.
6. S. Chikazumi. Physics of Ferromagnetism, Oxford University Press, Oxford (2009), 668 p.

ФІЗИЧНИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ У ЦИФРОВІЙ РЕАЛЬНОСТІ: ВИКЛИКИ ПРАКТИЧНОГО ОНЛАЙН-НАВЧАННЯ

В. М. Горбач, І. А. Таранова, О. В. Шурінова

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

E-mail: inna.a.taranova@karazin.ua

Надійшла до редакції 6 квітня 2025 р. Переглянуто 15 травня 2025 р.

Прийнято до друку 20 травня 2025 р.

Перехід до дистанційного навчання в Україні, спричинений пандемією COVID-19, воєнною агресією, масовою еміграцією та пошкодженням інфраструктури, поставив фізичну освіту перед новими викликами. Найвразливішою виявилася лабораторна складова: класичні експерименти потребують спеціалізованого обладнання й роботи з ним, що у віддаленому режимі неможливо. Віртуальні лабораторії та симуляції дають частковий вихід, проте не передають усю складність реального досліду і потребують значних ресурсів.

Стаття пропонує дистанційний варіант лабораторної роботи «Молекулярне поле Вейсса». Замість маятникового магнітометра студенти користуються MS Excel і оптимізатором GRG для розв'язання рівнянь теорії Вейсса та побудови температурних кривих спонтанного намагнічування нікелю. Теоретичні залежності для $J = 1/2, 1$ та ∞ порівнюються з літературними експериментальними даними. Найкращий збіг дає $J = 1/2$, що підтверджує спінову природу магнетизму нікелю. Біля абсолютного нуля точніша спін-хвильова теорія Блоха, а поблизу точки Кюрі спостерігаються відхилення від моделі Вейсса.

Методика поєднує аналітичні та обчислювальні прийоми, розвиває уміння працювати з теорією, даними й цифровими інструментами і майже не потребує матеріальних ресурсів. Відеоінструкції, шаблони Excel та інтерактивна візуалізація забезпечують прозорий контроль знань. Опитування засвідчили високий рівень залучення студентів і зростання середнього балу на 12 % проти очної версії. Підхід легко переноситься на інші теми (теплопровідність, фазові переходи) і може сформувати банк цифрових практикумів, що гарантуватиме безперервність підготовки фахівців навіть у кризових умовах. Курс також покращив навички аналізу даних і критичного зіставлення теорії з експериментом, а негайна візуалізація результатів підвищила мотивацію.

Ключові слова: молекулярне поле Вейсса, спонтанне намагнічення, температура Кюрі, спеціальний практикум.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-08>

UDC 004.032.26, 53, 378.147

PACS numbers: 01.50.H-, 01.50.ht, 07.05.Mh

TRANSFORMING PHYSICS EDUCATION WITH NEURAL NETWORKS: MODERN APPROACHES AND TOOLS

T. R. Zetova¹ , N. S. Shyshko² , T. O. Shekhovtsova³ 

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

²O. M. Beketov National University of Urban Economy in Kharkiv, 17 Chornoglazivska Street, 61002 Kharkiv, Ukraine

³Kharkiv National Automobile and Highway University, 25 Yaroslava Mudrogo Street, 61002 Kharkiv, Ukraine
E-mail: tanyazetova@gmail.com

Received on April 05, 2025. Reviewed on May 17, 2025.

Accepted to publications on May 21, 2025.

This article explores the current trend of using neural networks in teaching physics at the university level. The topic's relevance stems from the need to transform traditional teaching methods to meet the expectations of a new generation of students accustomed to interactive formats and digital technologies. The study aims to analyze modern neural network technologies employed in teaching various sections of physics, evaluate their effectiveness, and outline prospects for further development in this area. The research is based on a review of scientific publications on the subject and practical experiences of implementing neural network technologies in leading universities worldwide. The methodology involves systematic analysis, comparison, and generalization of existing neural network solutions. A detailed analysis of specific neural network technologies applied to different branches of physics is presented: long short-term memory (LSTM) and convolutional neural networks (CNN) for mechanics; generative adversarial network (GAN) and graph neural networks (GNN) for electromagnetism; deep reinforcement learning network (DRL) for thermodynamics; variational autoencoders network (VAE) and residual network (ResNet) for quantum physics; and deep convolutional networks and transformers for astrophysics.

The results demonstrate that implementing neural network technologies significantly enhances learning efficiency, facilitates the visualization of complex physical processes, automates computations, and enables personalized learning. It has been established that the application of various neural network architectures in the educational process fosters the development of critical thinking, a deeper understanding of physical concepts, and practical data-handling skills among students. Promising directions for further development include the creation of multimodal systems, the development of adaptive learning platforms, and the integration of virtual reality with neural network models.

Keywords: *neural networks, artificial intelligence, teaching physics, visualization, modeling, computational physics, deep learning, educational technologies.*

In cites: T. R. Zetova, N. S. Shyshko, T. O. Shekhovtsova. Transforming physics education with neural networks: modern approaches and tools. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 64–68. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-20250-42-08>

INTRODUCTION

Modern university-level physics education faces several challenges, among which the difficulty of presenting complex theoretical concepts in an accessible format is particularly significant [1]. Traditional teaching methods often fail to meet the demands of the new generation, which is more familiar with interactive learning formats and digital tools.

Neural networks, as the foundation of modern artificial intelligence systems, offer unprecedented opportunities to transform the educational process in physics [2]. They enable the creation of dynamic models of physical phenomena, the visualization of abstract concepts, the automation of routine calculations, and the provision of personalized learning experiences [3].

The aim of this article is to analyze current neural network technologies utilized in teaching different sections of physics, assess their effectiveness, and outline the future potential of this area. This study is based on a comprehensive review of scientific literature and the practical experiences of integrating neural network technologies into the educational processes of leading universities.

NEURAL NETWORK TECHNOLOGIES IN TEACHING MECHANICS

Mechanics, as a fundamental branch of physics, forms the basis for further study of natural sciences. To improve the effectiveness of teaching mechanics, the architecture of neural networks such as long short-term memory, which allows modeling dynamic systems with high accuracy, has become widely used [4]. The process of modeling dynamic systems using a neural network is shown in Fig. 1.

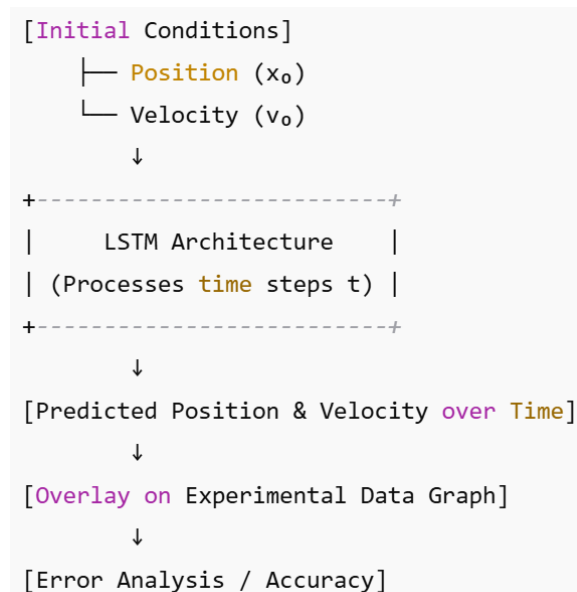


Fig. 1. Schematic visualization of the LSTM neural network modelling of body motion.

The PhysicsNet system, developed by researchers at the Massachusetts Institute of Technology, uses recurrent neural networks to predict the movement of bodies in a gravitational field, taking into account various factors of influence [5]. This system allows students to observe the change in motion trajectories when the initial conditions are modified in real time, which contributes to a deeper understanding of Newton's laws and conservation principles.

Another promising area is the use of convolutional neural networks to analyze videos of physical experiments. The MotionAnalyst system, developed at Stanford University, allows you to automatically detect and analyze the movement of objects in the video, build graphs of speed and acceleration versus time [6]. This greatly simplifies the process of processing experimental data and allows students to focus on interpreting the results rather than on mechanical calculations.

APPLICATION OF NEURAL NETWORKS IN TEACHING ELECTROMAGNETISM

Electromagnetism is characterized by concepts that are difficult to visualize, such as electromagnetic fields and waves. To overcome this problem, specialized neural network architectures based on generative adversarial networks have been developed.

As shown in Fig. 2, the FieldVisualizer is a system that uses GANs to generate three-dimensional visualizations of electromagnetic fields based on specified parameters [7].

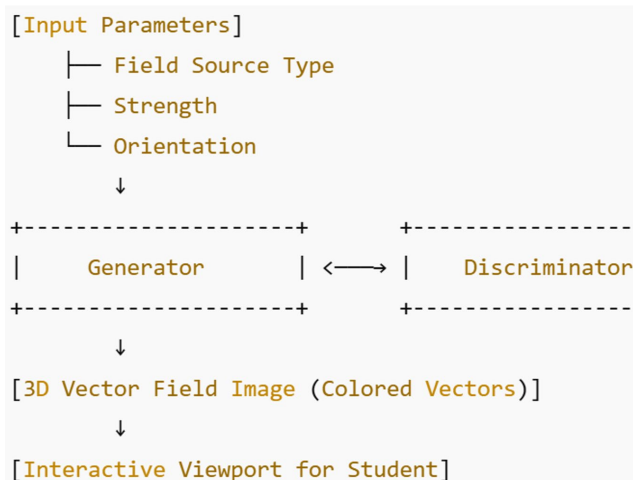


Fig. 2. Schematic visualization of the FieldVisualizer neural network generating 3D images of electromagnetic fields.

This technology allows you to display invisible physical fields, demonstrate their interaction and dynamics in space and time. Students can interact with these visualizations by changing the parameters of field sources and observing the results of changes.

To analyze complex electrical circuits, the CircuitSolver neural network based on graph neural networks was developed [8]. This system is able to recognize circuit elements from students' handwritten notes, automatically convert them into digital circuits, and analyze their operation, including calculating currents, voltages, and powers. Thus, students receive instant feedback on the correctness of their solutions.

NEURAL NETWORKS IN TEACHING THERMODYNAMICS AND STATISTICAL PHYSICS

Thermodynamics and statistical physics operate with abstract concepts describing the behavior of large ensembles of particles. Deep reinforcement learning networks are particularly effective for modeling such systems.

The ThermoSim system, developed at the University of Tokyo, utilizes DRL architectures to simulate thermodynamic processes under varying conditions [9]. This system enables the visualization of molecular dynamics, the demonstration of phase transitions, and other complex phenomena at the microscopic level, thereby enhancing students' understanding of macroscopic thermodynamic laws (Fig. 3).

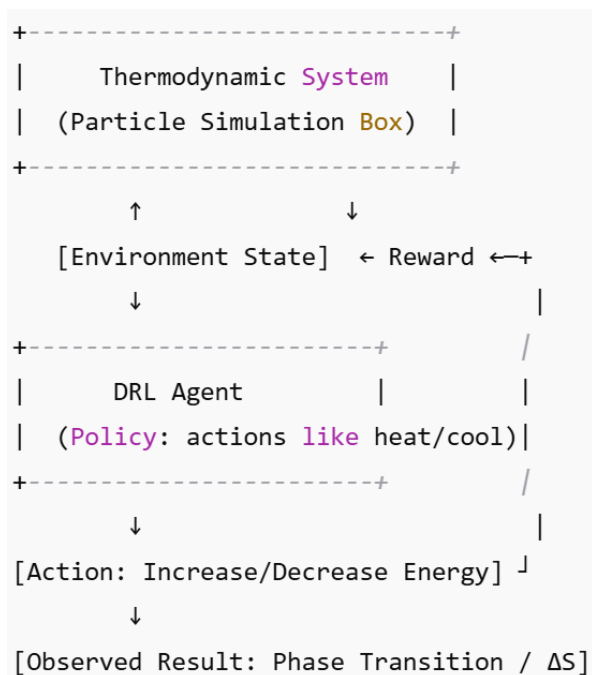


Fig. 3. Schematic visualization of the system's interaction with the thermodynamic environment by the ThermoSim neural network.

For analyzing data from thermodynamic experiments, the EntropyPredictor neural network is used. Built on a hybrid architecture combining recurrent and convolutional

layers, this system predicts entropy changes in complex systems based on input parameters [10]. It supports a clearer understanding of the second law of thermodynamics and its practical implications.

QUANTUM PHYSICS AND NEURAL NETWORK TECHNOLOGIES

Quantum physics is notoriously challenging due to its counterintuitive nature. To support learning in this field, the QuantumVisualizer neural network, as shown in Fig. 4, based on variational autoencoders, has been developed [11].

The QuantumVisualizer system enables the visualization of wave functions and quantum states, and illustrates concepts such as the Heisenberg uncertainty principle and quantum superposition in an interactive manner. This system also includes a module for simulating quantum experiments, such as the double-slit experiment and quantum entanglement, allowing students to experiment with parameters and observe real-time outcomes.

To solve the Schrödinger equation for complex quantum systems, the neural network, utilizing a deep residual network architecture, is employed [12]. This system can provide approximate solutions for quantum systems where analytical methods are inefficient or unavailable, significantly broadening the scope for educational exploration.

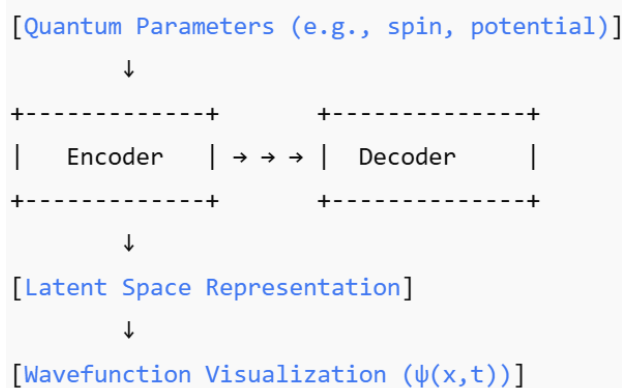


Fig. 4. Schematic representation of quantum state visualization by the QuantumVisualizer neural network.

NEURAL NETWORKS IN ASTROPHYSICS AND COSMOLOGY

Astrophysics and cosmology operate with huge amounts of data obtained from telescopes and other astronomical instruments. To analyze this data, the CosmicNet system based on deep convolutional neural networks was developed [13].

CosmicNet is capable of classifying galaxies, detecting exoplanets, and analyzing spectral data of stars (Fig. 5). The system also includes a module for visualizing

cosmological simulations, allowing students to observe the evolution of the universe from the Big Bang to the present.

The GravityWaveNet neural network, built on the basis of transformers, is used to analyze gravitational waves recorded by the LIGO and Virgo detectors [14]. This system allows detecting and classifying gravitational wave signals from various astrophysical sources, which opens up new opportunities for studying extreme objects of the Universe.

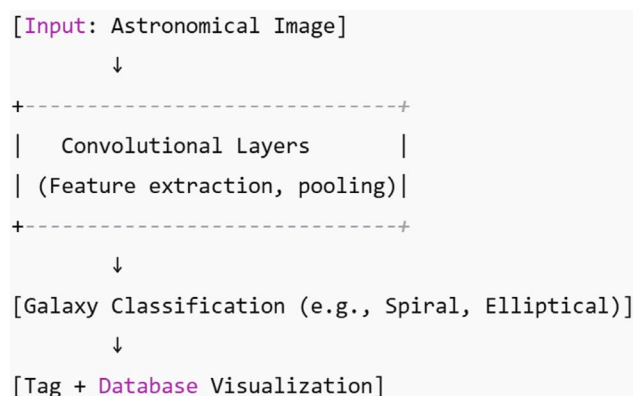


Fig. 5. Schematic visualization of galaxy classification by the CosmicNet neural network.

CONCLUSIONS

The analysis of current neural network technologies in physics education demonstrates their substantial potential to transform teaching methodologies. The application of various neural network architectures to different sections of physics effectively addresses challenges related to data visualization, modeling, and analysis.

Integrating neural networks into the educational process fosters critical thinking, an intuitive understanding of physical principles and practical data handling skills. Furthermore, these technologies facilitate personalized learning by adapting to each student's individual pace and needs.

Promising areas for future neural network application development in physics education include creating multimodal systems integrating text, images and videos, developing adaptive learning platforms, and incorporating virtual and augmented reality into neural network-based learning environments.

Further research should focus on evaluating the effectiveness of different neural network architectures for specific educational tasks, developing integration strategies for traditional curricula and training educators to use these technologies effectively.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

REFERENCES

1. M. Ally, K. Perris. Canadian Journal of Learning and Technology, 48, 4 (2022). <http://dx.doi.org/10.21432/cjlt28287>
2. X. Zhai, X. Chu, C. S. Chai, et al. Complexity, 1, 8812542 (2021). <https://doi.org/10.1155/2021/8812542>
3. C. Fischer, Z. A. Pardos, R. S. Baker, et al. Review of Research in Education, 44, 1, 130 (2020). <https://doi.org/10.3102/0091732X20903304>
4. C. Brady, R. Gonen, G. Rabinovich. IEEE Access, 12, 114086 (2024). <https://doi.org/10.1109/ACCESS.2024.3443873>
5. F. Djeumou, C. Neary, E. Goubault, S. Putot, U. Topcu. PMLR, USA, CA (2022), v. 168, p. 263. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2109.06407>
6. S. Motamed, L. Culp, K. Swersky, P. Jaini, R. Geirhos. arXiv, 2501.09038 (2025). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2501.09038>
7. H. Wu, S. Niu, Y. Zhang, W. Fu. Applied Sciences, 12, 20, 10426 (2022). <https://doi.org/10.3390/app122010426>
8. D. Erricolo, A. Kempel, M. Salazar-Palma, C. Luxey, P. Nepa. International Conference on Electromagnetics in Advanced Applications (ICEAA), Spain, Granada (2019), v. 21, p. 1377. <https://doi.org/10.1109/ICEAA.2019.8879110>
9. N. Amigo. Applied Sciences, 15, 10, 5574 (2025). <https://doi.org/10.3390/app15105574>
10. S. A. Sepúlveda-Fontaine, J. M. Amigó. Entropy, 26, 12, 1126 (2024). <https://doi.org/10.3390/e26121126>
11. M. Bhupati, A. Mall, A. Kumar, P. K. Jha. Advanced Physics Research, 4, 2, 2400089 (2025). <https://doi.org/10.1002/apxr.202400089>
12. G. Carleo, M. Troyer. Science, 355, 602 (2017). <https://doi.org/10.48550/arXiv.1606.02318>
13. S. Sarkar, A. Ji, Z. Jermain, R. Lipton, M. Brongersma, K. Dayal, H. Y. Noh. Adv. Photonics Res., 4, 2300158 (2023). <https://doi.org/10.1002/adpr.202300158>
14. P. Ghadekar, K. Chanda, S. Manmode, S. Rawate, S. Chaudhary, R. Suryawanshi. Advancements in Smart Computing and Information Security, India, Rajkot (2022), v. 1759, p.3. https://doi.org/10.1007/978-3-031-23092-9_1

ТРАНСФОРМАЦІЯ ФІЗИЧНОЇ ОСВІТИ ЗА ДОПОМОГОЮ НЕЙРОННИХ МЕРЕЖ: СУЧАСНІ ПІДХОДИ ТА ІНСТРУМЕНТИ

Т. Р. Зєтова¹, Н. С. Шишко², Т. О. Шеховцова³

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

² Харківський національний університет міського господарства імені О. М. Бекетова, вулиця Чорноглазівська, 17, 61002 Харків, Україна

³ Харківський національний автомобільно-дорожній університет, вулиця Ярослава Мудрого, 25, 61002 Харків, Україна
E-mail: tanyazetova@gmail.com

Надійшла до редакції 05 квітня 2025 р. Переглянуто 17 травня 2025 р.

Прийнято до друку 21 травня 2025 р.

У статті досліджуються сучасні тенденції використання нейронних мереж при викладанні фізики в закладах вищої освіти. Актуальність теми зумовлена нагальною необхідністю трансформації традиційних методів навчання для відповідності очікуванням нового покоління студентів, яке звикло до інтерактивних форматів та цифрових технологій. Метою дослідження є аналіз сучасних технологій нейронних мереж, які застосовуються у викладанні різних розділів фізики, оцінка їх ефективності та окреслення перспектив подальшого розвитку в цій сфері. Дослідження базується на ретельному огляді наукових публікацій з цієї тематики та на практичному досвіді впровадження нейронних мереж у провідних університетах світу. Методологія дослідження передбачає системний аналіз, порівняння та узагальнення наявних рішень на основі нейронних мереж. Представлено детальний аналіз конкретних технологій нейронних мереж, застосованих у різних галузях фізики: мережа з довготривалою короткочасною пам'яттю (LSTM) і згортова нейронна мережа (CNN) - для механіки; генеративна змагальна мережа (GAN) і графова нейронна мережа (GNN) - для електромагнетизму; глибокі нейронні мережі з підкріпленням (DRL) - для термодинаміки; нейромережа, що базується на варіаційних автоенкодерах (VAE) і нейромережа, яка використовує архітектуру глибоких залишкових мереж (ResNet) - для квантової фізики; глибокі згорткові мережі та трансформери - для астрофізики.

Результати показують, що впровадження технологій нейронних мереж суттєво підвищує ефективність навчання, сприяє візуалізації складних фізичних процесів, автоматизує обчислення та забезпечує персоналізоване навчання. Встановлено, що застосування різних архітектур нейронних мереж у навчальному процесі сприяє розвитку критичного мислення, глибокому розумінню фізичних понять і формуванню практичних навичок роботи з експериментальними даними у студентів. Перспективними напрямками подальшого розвитку є створення мультимодальних систем, розробка адаптивних навчальних платформ та інтеграція віртуальної реальності з моделями нейронних мереж.

Ключові слова: нейронні мережі, штучний інтелект, викладання фізики, візуалізація, моделювання, обчислювальна фізика, глибоке навчання, освітні технології.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-09>

UDC 004.8, 004.45, 004.9

PACS numbers: 01.40, 02.60, 01.50.H

МЕТОДИКА СТВОРЕННЯ ІНТЕГРОВАНОГО СЕРЕДОВИЩА ДОСЛІДНИКА НА БАЗІ JUPYTER NOTEBOOK З ВИКОРИСТАННЯМ НЕЙРОМЕРЕЖ

Ю. В. Литвинов , Г. В. Клименко 

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

Надійшла до редакції 03 квітня 2025 р. Переглянуто 10 травня 2025 р.

Прийнято до друку 17 травня 2025 р.

У роботі представлено методику створення інтегрованого середовища дослідника для обробки експериментальних даних на базі Jupyter Notebook із використанням можливостей штучного інтелекту, зокрема генеративних нейромереж. Jupyter Notebook є провідним середовищем серед дослідників завдяки своїй гнучкості, широкому набору бібліотек і зручності в інтеграції різних інструментів аналітики. Основне призначення Jupyter Notebook – створення індивідуальних програмних рішень для дослідників шляхом написання коду понад 40 мовами програмування.

Традиційно розробка дослідницьких інструментів у Jupyter Notebook вимагає написання програмного коду мовою Python. Однак, це може становити певні труднощі для фахівців, які не володіють глибокими навичками програмування. Із стрімким розвитком генеративних нейромереж з'явилася унікальна можливість створювати невеликі, спеціалізовані програми для власних потреб без значного занурення у програмування. Такий підхід не лише спрощує процес створення прикладних програм, але й значно прискорює освоєння мов програмування, знижуючи бар'єр входження до професії розробника. У роботі розглянуто основні можливості Jupyter Notebook, зроблено короткий огляд інтерфейсу Jupyter Notebook, надано елементарні пояснення принципів створення програм з використанням нейромереж. Важливим кроком у створенні інструментів дослідника є складання опису функціоналу програми та організації інтерфейсу. З огляду на те, що створення програмного коду здійснюється з використанням нейромереж, особливу увагу приділено принципам написання промптів для ефективного генерування коду та створення програм для автоматизації обробки даних різних форматів. Наведено конкретні приклади розробки функціональних модулів, що демонструють можливості адаптації нейромережеских моделей для вирішення типових завдань обробки експериментальних даних. Стаття орієнтована на дослідників-експериментаторів, які прагнуть розширити свої аналітичні можливості за допомогою сучасних нейромережеских технологій, уникаючи складного програмування.

Ключові слова: *Jupyter Notebook, нейромережі, Python.*

Як цитувати: Ю. В. Литвинов, Г. В. Клименко. Методика створення інтегрованого середовища дослідника на базі Jupyter Notebook з використанням нейромереж. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 42, 2025, 69–73.
<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-09>

In cites: Yu. V. Lytvynov, G. V. Klymenko. Methodology for creating an integrated researcher environment based on Jupyter Notebook using neural networks. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 69–73.
<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-09> (in Ukrainian).

ВСТУП

Jupyter Notebook – це інтерактивне обчислювальне середовище, яке дозволяє створювати інструменти дослідника і ділитися документами, що містять код, математичні рівняння, візуалізації та текстові пояснення. Спочатку розроблене як частина проекту IPython, це середовище стало одним із найпоширеніших інструментів для наукових обчислень та обробки даних у різних галузях, зокрема у фізиці [1].

Основною перевагою Jupyter Notebook є можливість інтеграції коду та результатів його виконання безпосередньо у структурі документа. Це дозволяє дослідникам та викладачам не лише розв'язувати задачі й будувати моделі, але й наочно демонструвати логіку обчислень, проводити числові експерименти та аналізувати отримані результати.

Для фізиків Jupyter Notebook надає потужні інструменти для чисельного розв'язання диференціальних рівнянь, аналізу великих масивів даних, візуалізації даних, симуляцій фізичних процесів і явищ, інтерактивних демонстрацій. Крім того, середовище надає можливість створювати інтерактивні елементи та використовувати потужні графічні інтерфейси для покращення розуміння та презентації результатів [2].

Таким чином, Jupyter Notebook є не лише інструментом для розрахунків, але й платформою для інтегрованого викладання, навчання та досліджень у галузі фізики.

ІНТЕРФЕЙС JUPYTER NOTEBOOK

Jupyter Notebook, на відміну від багатьох інтегрованих середовищ розробки, має інтерфейс максимально наближений за структурою до інтерфейсів користувацьких програм і складається з кількох основних елементів.

1. **Меню (Menu Bar):** доступ до основних функцій – створення нового файлу, збереження, експортування, зміна ядра, налаштування вигляду тощо.

2. **Панель інструментів (Toolbar):** набір основних команд для керування документом: запуск коду, збереження, вставлення комірок, зміна типу комірки.

3. **Робоча область (Notebook):** основна область, де розташовуються комірки. Комірки можуть містити код, текст (Markdown), графічні елементи та інтерактивні віджети.

4. **Комірки (Cells):** базові елементи, що можуть бути кодом або текстом. Кожна комірка виконується окремо і може бути змінена чи переміщена.

5. **Консоль повідомлень:** відображає статус виконання коду та повідомлення про помилки або успішне виконання команд. Такий розподіл інтерфейсу дозволяє зручно організувати процес розробки, тестування та візуалізації розрахунків у єдиному робочому просторі.

НЕЙРОМЕРЕЖІ ТА ПРОМПТИ ДЛЯ ГЕНЕРАЦІЇ PYTHON-КОДУ

Генерацію Python-коду проєктів Jupyter Notebook можна здійснювати з використанням великої кількості нейромереж [6]. Нами тестувалися виключно нейромережі, які мають безкоштовний план для роботи індивідуальних користувачів. Такими є: ChatGPT, Claude, Gemini, Code Llama, CodiumAI, DeepSeek R - 1 та Amazon CodeWhisperer. З огляду на те, що розвиток технологій штучного інтелекту відбувається швидкими темпами, важко визначити переможця із списку вказаних інструментів. Найкращим вибором для початку роботи будуть ChatGPT і Gemini. Gemini останнім часом показує кращі результати ніж ChatGPT. Однак, користуватись варто обома нейромережами. Огляд підходів до промпт програмування описано у багатьох роботах [3, 4]. Згенерований однією мережею код можна надавати іншій для його експертної оцінки, а також для узгодження формулювань промптів – завдань для нейронної мережі. Як же складати промпти для нейромереж? Розглянемо основні вимоги до складання промптів для генерації Python-коду.

1. Звдання формулюйте однозначно, включаючи вказівку на необхідні бібліотеки, структуру даних та тип очікуваного результату.

2. Вказуйте чітку структуру коду: імпортування бібліотек, основна логіка, візуалізація даних.

3. Зазначайте, що код має бути адаптований для Jupyter Notebook, враховуючи можливість виведення графіків, інтерактивних елементів та markdown-комірок.

4. За необхідності надавайте тестові дані або формати вхідних даних, щоб уникнути неоднозначності.

5. Рекомендується просити нейромережу давати розгорнуті коментарі для пояснення ключових етапів коду, особливо якщо це навчальний матеріал.

6. Вказуйте на необхідність обробки можливих помилок (наприклад, при роботі з файлами чи при побудові графіків).

Розглянемо найпростіший приклад роботи у середовищі Jupyter Notebook з використанням нейромереж. Зазначимо, що для початку немає сенсу обирати спеціалізовані нейромережі, призначені для написання програмного коду. Chat gpt або Gemini з успіхом впораються з більшістю завдань. Сформулюємо завдання для нейромережі – «промпт» і введемо його у поле для вводу промптів Chat gpt: «Працюємо у Jupyter Notebook. Напиши код для виводу повідомлення за умови натискання кнопки «Друк»: "Добрий день, це мій перший проєкт у Юпітер Ноутбук". Юпітер ноутбук – англійською мовою, Шрифт Times New Roman, 20, жирний».

Згенерований по цьому запиту код слід скопіювати, вставити у комірку Jupyter Notebook і натиснути кнопку «Run». Зверніть увагу на те, що промпт написаний людською мовою без докладних пояснень, але Chat gpt з легкістю виконає завдання. У промпті нічого не

сказано про те, що кнопку «Друк» треба створити. У цьому випадку така неоднозначність у промпті не вплине на працездатність коду. При формулюванні складніших завдань такий підхід не дасть позитивних результатів.

Помилки у коді більш складних і структурованих завдань виникають з низки причин. Якщо узагальнити, то їх можна поділити на три групи.

1. Вади промпту: промпт складено некоректно, занадто загально, непослідовно, відсутні приклади очікуваних результатів.

2. Помилки нейромережі: синтаксичні помилки, галюцинування мережі за рахунок неоднозначності трактування завдання.

3. Помилки, зумовлені особливостями програмного забезпечення: відсутність потрібних бібліотек, несумісні типи даних, несумісність версій програмних продуктів, вплив версії і налаштувань операційної системи та інше [5].

Зауважимо, що в процесі програмування людина стикається з цими ж проблемами. Для зменшення похибок проєкт має створюватись покроково з відладкою кожного наступного елементу проєкту.

Якщо це перші кроки в освоєнні нейромереж, бажано не просто викласти промпт на основі побажань, а для початку «обговорити» з електронним «колегою» проєкт і попросити його дати експертну оцінку свого проєкту. Експериментатор повинен точно знати, що нейромережа правильно зрозуміла завдання. Також у запиті треба попросити дати коментарі до коду і супутні пояснення. Якщо проєкт передбачає наявність складного інтерфейсу і великої кількості функцій, програмний код потрібно генерувати по частинах, додаючи нові функції до вже працюючого коду. Про це також потрібно попередити нейромережу. Нові функції можуть порушувати алгоритм роботи програми. У такому випадку генерується сповіщення про помилку у коді. Текст сповіщення про помилку слід скопіювати і надати нейромережі для аналізу помилки і виправлення коду. Якщо програма вже має великий розмір, краще не генерувати весь код цілком, а генерувати його фрагменти. Новий фрагмент коду потрібно вставити в існуючий текст програми, враховуючи, з яких модулів вона складається. Нейромережа генеруватиме кожен новий фрагмент з повним вмістом глобальних змінних, бібліотек та інших складових коду, тому при вставленні нового інструменту слід уникати дублювання існуючих складових коду. Наприклад, при додаванні нової функції програми у структуру інтерфейсу додається нова кнопка, або слайдер для регулювання відповідного параметра. При цьому у новому згенерованому фрагменті коду буде передбачено завантаження бібліотеки віджетів «import ipywidgets as widgets», яка була вже завантажена при створенні інших елементів інтерфейсу.

Розглянемо складові програми та послідовність цих складових у тексті коду:

- імпорт бібліотек;

- глобальні змінні;
- інтерфейс користувача (віджети);
- функції обробки даних;
- функції інтерактивності;
- відображення інтерфейсу.

Приємною особливістю роботи з нейромережами є те, що під час роботи над проєктом, електронний «співавтор» відповість на будь-які запитання стосовно програмування, підкаже, як зробити програму більш функціональною, запропонує додаткові корисні опції до програми, навчить писати коректні промпти для генерації коду. Щоб отримати кращий результат, при формулюванні завдань запитуйте, як нейромережа зрозуміла чергове завдання і, виходячи з цього, пропонувала кращий варіант досягнення поставленої мети. Існують стандартні засоби і алгоритми розв'язання типових завдань, однак, якщо на це не звернути уваги, нейромережа буде намагатись виконати завдання нераціональним шляхом, який ви їй запропонували.

Наведемо приклад роботи з нейромережею Gemini. «Розробляємо програму для використання у середовищі Jupiter Notebook. Створюємо код мовою Python. Програма для обробки фотознімків з металографічного мікроскопа. 1. Основні функції програми: завантаження фотознімків з файлу, або з камери мікроскопа; інвертування зображення; бінаризація зображення; виділення границь об'єктів за зміною кольору або контрасту; регулювання порогів чутливості до зміни контрасту або кольору; визначення і виділення кольоровим контуром об'єкта, групи об'єктів, або об'єктів в обмеженій зоні; обчислення довжини контуру, площі, та еквівалентного діаметра виділеного об'єкта або середніх значень цих параметрів для групи виділених об'єктів; зумування зображення; побудова гістограми розподілу об'єктів за еквівалентним діаметром. 2. Інтерфейс програми: інтерфейс з динамічним регулюванням розміру; до складу інтерфейсу входить вікно для відображення знімків; праворуч від вікна відображення знімків розташовуються дві або три вертикальних колонки для органів керування та відображення результатів обчислення; гістограма будуватиметься в окремому вікні. Проаналізуй промпт, розкажи, як ти розумієш завдання, зроби зауваження та пропозиції і склади план, за яким будемо працювати над програмою». Аналіз запиту відбувається протягом долей секунд і його результат відображається на екрані. Нажаль, розмір відповіді Gemini на такий запит не може бути відтворений тут повністю, але вкажемо на істотні моменти, які треба відслідкувати у відповіді нейромережі. Якщо Gemini правильно зрозуміла алгоритм роботи програми, структуру інтерфейсу, запропонувала шляхи розв'язання окремих завдань і спланувала роботу над програмою, можна починати генерувати код. Якщо у користувача немає достатнього досвіду програмування, краще покластися на досвід нейромережі і почати роботу з запиту: «З чого ти

пропонуєш почати?». Gemini запропонує згенерувати інтерфейс з органами керування, а потім покроково прив'язувати функції до органів керування. Після узгодження послідовності дій дайте команду на генерацію коду для створення інтерфейсу. Згенерований код слід скопіювати, вставити в комірку Jupiter Notebook і запустити, натиснувши кнопку «run». Якщо код спрацює і на екрані з'явиться інтерфейс майбутньої програми, його слід перевірити, скласти перелік зауважень щодо розташування елементів інтерфейсу та їх маркування і дати завдання Gemini виправити знайдені недоліки. Під час тестування коду можуть з'являтися сповіщення про

помилки. Ці сповіщення треба копіювати і додавати нейромережі до свого текстового промпту про роботу коду. Після створення інтерфейсу програми переходьте до призначення функцій його елементам. Послідовність призначення функцій потрібно виконувати за алгоритмом роботи програми. Не слід братися за наступну функцію, якщо помічені вади в роботі програми. Деякі функції можуть не суміщатися з логікою роботи інших. У такому випадку опишіть проблему в промпті і неймережа запропонує план вирішення проблеми. Кінцевий результат роботи зі створення програми показано на рис. 1.

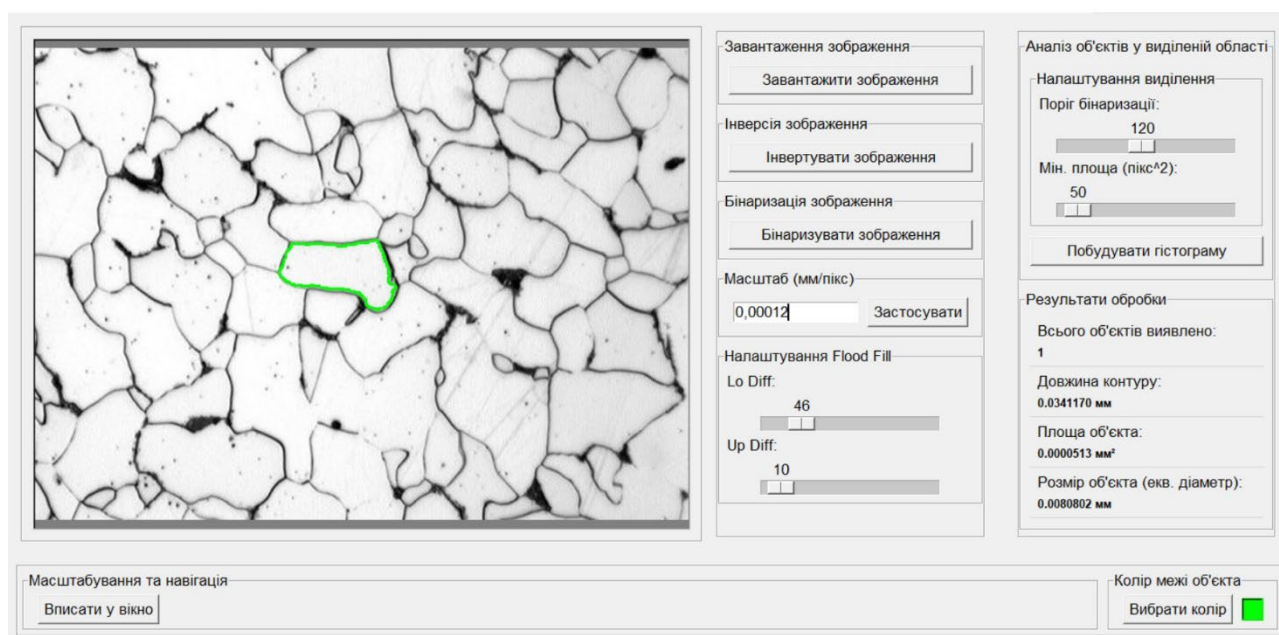


Рис. 1. Інтерфейс програми для обробки зображень і визначення параметрів кристалічної ґратки з виділеним фрагментом зображення.

Fig. 1. Interface of the program for image processing and determination of crystal lattice parameters with a selected image fragment.

ВИСНОВКИ

У роботі викладено основні методичні прийоми роботи зі створення програм для обробки експериментальних даних з використанням загальнодоступних нейромереж і інтегрованого середовища Jupiter Notebook. Розглянуто принципи створення промптів для генерування програмного коду Python, причини помилок та способи запобігання їх виникненню. Надано приклад створеної програми. Запропонований підхід до створення програм сприяє оволодінню мовами програмування, що підвищує професійний рівень дослідника.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interests.

REFERENCES

1. J. Perkel. Nature, 563, 145 (2018). <https://doi.org/10.1038/d41586-018-07196-1>
2. T. Rule, B. Birmingham, D. Clayton, et al. PLoS Comput Biol 15(7) (2019). <https://doi.org/10.1371/journal.pcbi.1007007>
3. S. White. arXiv, 2302.11382 (2023). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2302.11382>
4. Laria Reynolds, Kyle McDonell. arXiv, 2102.07350 (2021). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2102.07350>
5. M. Chen, J. Tworek, H. Jun, et al. arXiv, 2107.03374 (2021). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2107.03374>

METHODOLOGY FOR CREATING AN INTEGRATED RESEARCH ENVIRONMENT BASED ON JUPYTER NOTEBOOK USING NEURAL NETWORKS

Yu. V. Lytvynov, H. V. Klymenko

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

Received on April 03, 2025. Revised May 10, 2025.

Accepted for publication May 17, 2025.

This paper presents a methodology for creating an integrated research environment for experimental data processing based on Jupyter Notebook with the use of artificial intelligence tools, particularly generative neural networks. Jupyter Notebook is a leading platform among researchers due to its flexibility, broad library ecosystem, and ease of integration with various analytical tools. Its primary purpose is to enable researchers to create customized software solutions by writing code in more than 40 programming languages.

Traditionally, the development of research tools in Jupyter Notebook requires coding in the Python programming language. However, this can pose challenges for specialists who lack deep programming skills. With the rapid development of generative neural networks, a unique opportunity has emerged to create small, specialized programs for personal use without significant immersion in coding. Moreover, this approach not only simplifies the creation of applied software but also significantly accelerates the acquisition of programming skills, lowering the entry barrier into the development profession. The paper reviews the key capabilities of Jupyter Notebook, provides a brief overview of its interface, and offers basic explanations of the principles of program creation using neural networks. A crucial step in building research tools is the formulation of software functionality and interface design. Given that code generation is performed using neural networks, particular attention is paid to prompt engineering principles for effective code generation and the creation of applications for automating the processing of data in various formats. Specific examples of functional module development are presented, demonstrating the adaptability of neural network models to address typical experimental data processing tasks. The article is intended for experimental researchers seeking to enhance their analytical capabilities using modern neural network technologies while avoiding complex programming.

Keywords: *Jupyter Notebook, neural networks, Python.*

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-10>

UDC 535.4, 53.03, 378.147

PACS numbers: 42.25.Hz, 07.05.Rm, 01.50.My

USING WOLFRAM MATHEMATICA SOFTWARE ENVIRONMENT TO PROCESS THE RESULTS OF THE LABORATORY WORK “NEWTON'S RING”

N. S. Shyshko¹ , T. R. Zetova² 

¹*O. M. Beketov National University of Urban Economy in Kharkiv, 17 Chornoglazivska Street, 61002 Kharkiv, Ukraine*

²*V. N. Karazin Kharkiv National University, 4 Svobody Sq., 61022 Kharkiv, Ukraine*

E-mail: tanyazetova@gmail.com

Received on April 7, 2025. Reviewed on May 20, 2025.

Accepted to publications on May 22, 2025.

This article deals with the urgent problem of introducing modern information technologies into the physics workshop, which increases the efficiency of the educational process and contributes to the formation of students' research competencies. The aim of the study is to analyze the capabilities of the Wolfram Mathematica software environment for processing and visualizing the results of interference experiments on the example of the laboratory work “Newton's Rings”. The research methods include theoretical analysis of interference phenomena, computer modeling in the Wolfram Mathematica software environment, and the use of interactive demonstrations of the Wolfram Demonstrations Project. An algorithm for processing experimental data is proposed, which allows the automation of calculations and improves their accuracy. The results of the study are presented in the form of a mathematical model of Newton's rings, which provides a visualization of the interference pattern and allows studying the dependence of its characteristics on various physical parameters of the system. Methodical recommendations for integrating Wolfram Mathematica software environment into a laboratory physics workshop have been developed. It is proved that the use of this software contributes to the development of skills in working with modern software tools, stimulates students' research activities, and provides interdisciplinary links between physics, mathematics, and computer science. The implementation of the proposed methodology allows the preparation of future specialists for professional activities in the context of the digital transformation of science and education. The paper highlights the pedagogical value of the Wolfram Demonstrations Project as an accessible and interactive supplement to theoretical instruction and physical experimentation. The results confirm that incorporating Wolfram Mathematica into the laboratory framework supports the development of digital competencies, critical thinking, and a research-oriented mindset. Ultimately, the implementation of this methodology prepares students for professional scientific work in an era of digital transformation in science and education.

Keywords: *Newton's rings, Wolfram Mathematica, interference, experimental data processing, physics workshop, Wolfram Demonstrations Project, computer modeling, optics.*

In cites: *N. S. Shyshko, T. R. Zetova. Using wolfram mathematica to process the results of the laboratory work “Newton's ring”. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 74-78. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-20250-42-10>*

INTRODUCTION

The modern system of higher education is actively introducing advanced information technologies that significantly enrich the methodological arsenal of the teacher and expand the opportunities for students to acquire professional competencies [1]. This is especially important in the study of physics, where the experimental component plays a fundamental role in shaping the scientific outlook and practical skills of future professionals. A laboratory workshop in physics requires not only high-quality experiments, but also the correct processing of the results, their interpretation, and formulation of conclusions [2].

The Wolfram software environment, which includes Wolfram Mathematica and the Wolfram Demonstrations Project, is a powerful tool for implementing computational, analytical, and visualization tasks in physics. It allows you to automate routine calculations, improve their accuracy, and provide a clear presentation of data [3]. This is especially important in the study of wave optics and, in particular, interference phenomena, the visualization of which is often difficult using traditional methods.

The purpose of this article is to analyze the possibilities and features of using the Wolfram software environment for processing the results of laboratory work in physics on the example of an experiment on the study of Newton's rings. Attention is also paid to the methodological aspects of using Wolfram in the educational process and its integration into the laboratory workshop on physics in higher education institutions.

THEORETICAL FOUNDATIONS OF THE NEWTON RINGS PHENOMENON

Newton's rings are a classical interference phenomenon observed when light is reflected from two surfaces forming a thin air gap of variable thickness [4]. A typical experimental setup consists of a flat-convex lens with a large radius of curvature located on a flat glass plate. When such a system is illuminated with monochromatic light, a characteristic interference pattern in the form of concentric light and dark rings is observed.

The intensity of the reflected light at the point corresponding to the distance r from the center of contact between the lens and the plate is determined by the formula (1):

$$I(r) = I_0 \frac{4R_1 R_2 \sin^2(\delta/2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2}, \quad (1)$$

where I_0 - is the intensity of the incident light, R_1 and R_2 - are the reflection coefficients from the upper and lower surfaces, δ - is the phase difference between the rays, defined as (2):

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda} d(r). \quad (2)$$

The thickness of the air gap $d(r)$ at a distance r from the contact point for a spherical surface of radius R is defined as (3):

$$d(r) \approx \frac{r^2}{2R}. \quad (3)$$

For dark rings, the condition is satisfied:

$$d(r) = \frac{m\lambda}{2}, \quad (4)$$

where m - is an integer (interference order), λ - is the wavelength of light.

The radius of dark rings determined by the formula:

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}. \quad (5)$$

Thus, measuring the radius of the rings allows you to determine the radius of curvature of the lens or the wavelength of light [4].

MODELING OF NEWTON RINGS IN WOLFRAM ENVIRONMENT

Wolfram Mathematica provides ample opportunities for modeling physical processes and phenomena thanks to its powerful mathematical apparatus and flexible visualization tools. Let's consider the main stages of modeling Newton's rings in this environment.

Stage 1: Defining input parameters

It is necessary to set the physical parameters of the system: the radius of curvature of the lens R , the wavelength of light λ , the reflection coefficients R_1 and R_2 .

Stage 2: Defining the intensity function

Based on theoretical formulas, we create a function to calculate the intensity of the reflected light depending on the distance from the center.

Stage 3: Visualization of results

Several approaches can be used to visualize the interference pattern. The figures show the results of computer modeling of the classical optical phenomenon of Newton's rings observed in reflected monochromatic light. The modeling was performed using the following parameters: radius of curvature of a flat-convex lens $R = 105$ cm and wavelength of incident light $\lambda = 650$ nm.

1. A two-dimensional image of the interference pattern. Figure 1 visualizes the two-dimensional

interference pattern. It consists of a system of concentric rings, where the bright fringes correspond to interference maxima, and the dark fringes correspond to minima. A characteristic feature of the pattern in reflected light is the presence of a dark spot at the center ($r = 0$). This is due to the additional phase shift of π upon the reflection of the light wave from the boundary with an optically denser medium (the surface of the flat glass plate). It is observed that as the radius increases, the rings become narrower and the distance between them decreases.

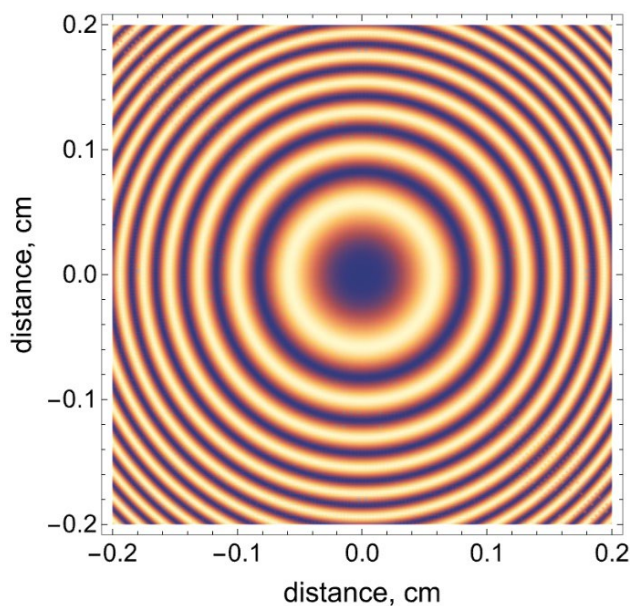


Fig. 1. The interference pattern of Newton's rings, depending on the back wavelength and radius of curvature of the lens.

2. One-dimensional graph of intensity versus distance. Figure 2 shows a quantitative plot of the light intensity I (in arbitrary units) versus the radius r (in cm). The dashed line represents the calculated intensity profile. The plot confirms that the intensity at the center of the system ($r = 0$) is zero. Subsequently, the intensity oscillates, reaching a normalized maximum value at the positions corresponding to the bright rings. With increasing radius, the frequency of these oscillations increases, which correlates with the densification of the rings observed in Figure 1. This plot allows for the precise determination of the radii of the bright and dark rings and the analysis of the change in their width.

For a more realistic display of Newton's rings, you can use the `RevolutionPlot3D` function, which creates a three-dimensional image based on the rotation of the function around the axis.

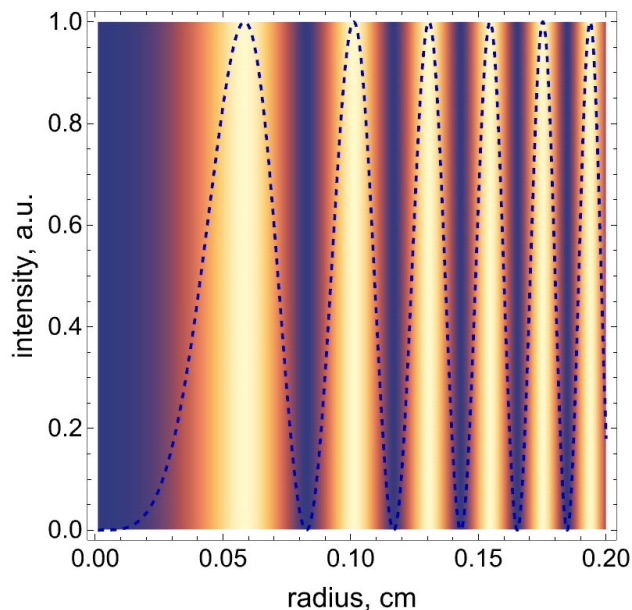


Fig. 2. Dependence of light intensity on the radius of Newton's rings.

Stage 4: Analyze experimental data

Wolfram Mathematica allows you to efficiently process experimental data for comparison with the theoretical model. Suppose we have a set of experimental values of dark ring radii r_m for different interference orders m :

To determine the radius of curvature of the lens, we can use the least-squares method. According to the theoretical formula, the square of the ring radius is directly proportional to the interference order.

USING WOLFRAM DEMONSTRATIONS PROJECT IN THE EDUCATIONAL PROCESS

The Wolfram Demonstrations Project is an open platform for interactive demonstrations created in the Wolfram Mathematica environment [5]. The project contains thousands of demonstrations from various fields of knowledge, including physics. Particularly noteworthy is the demonstration “Intensity Profiles for Newton's Rings” [6], which allows visualizing the interference pattern of Newton's rings and studying the dependence of its characteristics on various parameters.

This demonstration allows you to dynamically change these parameters:

- the radius of curvature of the lens;
- wavelength of light;
- refractive indices of media.

Using such interactive demonstrations in the learning process has a number of advantages:

1. **Visibility** - students can directly observe the effect of changing parameters on the interference pattern.
2. **Interactivity** - the ability to experiment with parameters in real time stimulates research activity.

3. **Accessibility** - to view the demonstrations, it is enough to have Wolfram Player, which is distributed free of charge [7].

4. **Integrated approach** - the combination of theory, experiment and computer modeling provides a deeper understanding of physical phenomena.

To effectively use the Wolfram Demonstrations Project in a laboratory workshop, we recommend the following approach:

1. Familiarizing students with the theoretical foundations of the phenomenon of Newton's rings.

2. Conducting a traditional experiment by measuring the radii of rings.

3. Processing the results using Wolfram Mathematica.

4. Comparison of experimental data with a theoretical model and a demonstration from the Wolfram Demonstrations Project.

5. Analysis of possible sources of errors and discussion of results.

GUIDELINES FOR IMPLEMENTING WOLFRAM IN THE LABORATORY WORKSHOP

Based on the study, we can formulate the following methodological recommendations for the implementation of the Wolfram software environment in a laboratory physics workshop:

1. **The preparatory stage** is the development of methodological materials that contain basic information about working in Wolfram Mathematica and describe the data processing algorithm for a particular experiment [8].

2. **Integration with traditional methods** - Wolfram should be considered as a complement to traditional methods of conducting and processing experimental results, not as a replacement.

3. **Gradual introduction** - start with simple tasks with gradual complication so that students can master the basic principles of working with the software environment.

4. **Individual approach** - tasks can be adapted to different levels of students' training, which contributes to the implementation of the principle of individualized learning.

5. **Interdisciplinary connections** - the use of Wolfram helps to strengthen interdisciplinary connections between physics, mathematics and computer science [9].

CONCLUSIONS

The use of the Wolfram software environment to process the results of physics laboratory work, in particular when studying Newton's rings, has significant didactic potential and opens up new opportunities to improve the efficiency of the educational process.

The main advantages of this approach are:

1. Improving the accuracy of experimental data processing through the use of powerful mathematical

methods.

2. Improving the visualization of physical phenomena contributes to a deeper understanding of the essence of processes.

3. Development of students' skills in working with modern software tools that are widely used in scientific and engineering practice.

4. Stimulation of students' research activities through the opportunity to experiment with model parameters.

5. Saving time on routine calculations, allows you to focus on analyzing and interpreting the results.

The integration of Wolfram into the laboratory workshop should be carried out with due regard to didactic principles and with appropriate methodological support. This will ensure that students develop a holistic view of scientific research methods and prepare them for professional activities in the context of the digital transformation of science and education.

CONFLICT OF INTEREST

The authors declare that they have no conflict of interest.

REFERENCES

1. A. Yurchenko, V. Proshkin, O. Naboka, V. Shamonina, O. Semenikhina. International Journal of Research in E-Learning, 9, 2, 1 (2023).
<https://doi.org/10.31261/IJREL.2023.9.2.02>
2. S. Lahme, P. Klein, A. Lehtinen, A. Müller, P. Pirinen, L. Rončević, A. Susac. Phys. Rev. Phys. Educ. Res., 19, 020159 (2023).
<https://doi.org/10.1103/PhysRevPhysEducRes.19.020159>
3. L. S. Myneni, N. H. Narayanan, S. Rebello, A. Rouinfar, S. Puntambekar. IEEE Trans. Learn. Technol., 6, 3, 228 (2013).
<https://doi.org/10.1109/TLT.2013.26>
4. A. Gitin. The Framework of Modern Optics. Cambridge Scholars Publishing, UK (2024), 432 p.
5. R. Fernández-Flores, T. Garza-Hernández, B. Hernández, T. Mata-Aguayo, I. Ramírez-Martínez, J. Ramírez-Urbano. EDULEARN22 Proceedings, Spain, Palma (2022), v.22, p. 3520.
<https://doi.org/10.21125/edulearn.2022.0855>
6. K. Das. "Intensity Profiles for Newton's Rings." Wolfram Demonstrations Project (2016).
<https://demonstrations.wolfram.com/IntensityProfilesForNewtonsRings/>
7. N. Verawati, N. Nisrina. Lensa: Jurnal Kependidikan Fisika, 12, 212 (2024).
<https://doi.org/10.33394/j-lkf.v12i2.13523>
8. J. Lee, J. Jin. International Journal of Precision Engineering and Manufacturing, 3, 1, 31 (2025).
<https://doi.org/10.57062/ijpem-st.2024.00164>
9. A. Abylkasymova, M. Kusherbaeva, Y. Mussabekov, F. Nametkulova, A. Sembiyeva. Scientific Herald of Uzhhorod University. Series Physics, 55 (2024).
<https://doi.org/10.54919/physics/55.2024.271vs0>

ВИКОРИСТАННЯ ПРОГРАМНОГО СЕРЕДОВИЩА WOLFRAM MATHEMATICA ДЛЯ ОБРОБКИ РЕЗУЛЬТАТІВ ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ "КІЛЬЦЯ НЬЮТОНА"

Н. С. Шишко¹, Т. Р. Зєтова²

¹Харківський національний університет міського господарства імені О. М. Бекетова, вулиця Чорноглазівська, 17,
61002 Харків, Україна

²Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, майдан Свободи, 4, 61022 Харків, Україна
E-mail: tanyazetova@gmail.com

Надійшла до редакції 7 квітня 2025 р. Переглянуто 20 травня 2025 р.

Прийнято до друку 22 травня 2025 р.

У статті розглядається актуальна проблема впровадження сучасних інформаційних технологій у фізичний практикум, що підвищує ефективність навчального процесу та сприяє формуванню дослідницьких компетенцій студентів. Метою дослідження є аналіз можливостей програмного середовища Wolfram Mathematica для обробки та візуалізації результатів експериментів на прикладі лабораторної роботи "Кільця Ньютона". Методи дослідження вміщують теоретичний аналіз інтерференційних явищ, комп'ютерне моделювання у середовищі Wolfram Mathematica та використання інтерактивних демонстрацій Wolfram Demonstrations Project. Запропоновано оригінальний алгоритм обробки експериментальних даних, який дозволяє автоматизувати розрахунки та підвищити їх точність. Результати дослідження представлені у формі математичної моделі кілець Ньютона, що забезпечує наочну візуалізацію інтерференційної картини та дозволяє вивчати залежність її характеристик від різних фізичних параметрів системи (радіус кривизни лінзи, довжина хвилі). Розроблено детальні методичні рекомендації щодо інтеграції програмного середовища Wolfram Mathematica у структуру лабораторного практикуму з фізики. Доведено, що використання програмного забезпечення Wolfram Mathematica сприяє розвитку навичок роботи із сучасними програмними засобами, стимулює дослідницьку діяльність студентів та забезпечує міждисциплінарні зв'язки між фізикою, математикою та інформатикою. Впровадження запропонованої методики дозволяє підготувати майбутніх фахівців до професійної діяльності в умовах цифрової трансформації науки та освіти. Підкреслено педагогічну цінність інтерактивних демонстрацій Wolfram Demonstrations Project як доступного та ефективного інструменту для поглиблення розуміння матеріалу. Результати підтверджують, що включення системи Wolfram Mathematica у лабораторні роботи з фізики є потужним каталізатором для розвитку цифрових компетентностей, критичного мислення та дослідницького мислення студентів, що є основним висновком роботи.

Ключові слова: кільця Ньютона, Wolfram Mathematica, інтерференція, обробка експериментальних даних, фізичний практикум, Wolfram Demonstrations Project, комп'ютерне моделювання, оптика.

Original article

In print article

<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-11>

UDC: 929, 378, 530.01

PACS numbers: 01.60. + q, 01.65 + q, 01.40 – d

ВНЕСОК М. Д. ПИЛЬЧИКОВА В РОЗРОБКУ НОВИХ ФІЗИЧНИХ ПРИЛАДІВ ТА В ПОПОВНЕННЯ КОЛЕКЦІЙ ПРИЛАДІВ ФІЗИЧНИХ КАБІНЕТІВ І ЛАБОРАТОРІЙ ХАРКІВСЬКОГО І ОДЕСЬКОГО УНІВЕРСИТЕТІВ ТА ХАРКІВСЬКОГО ТЕХНОЛОГІЧНОГО ІНСТИТУТУ

В. П. Пойда¹ , В. І. Білецький¹ , К. І. Байрамова¹ ,
О. М. Меньшова² , П. Л. Вейцман² 

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

²Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут», вул. Кирпичова, 2, 61002 Харків, Україна

E-mail: volodymyr.poyda@karazin.ua

Надійшла до редакції 03 квітня 2025 р. Переглянуто 11 травня 2025 р.

Прийнято до друку 15 травня 2025 р.

У статті узагальнені відомості про діяльність М. Д. Пильчикова, спрямовану на розробку нових фізичних приладів, а також на поповнення колекцій приладів, які використовувались у фізичних кабінетах, у навчальних і в дослідницьких лабораторіях Харківського і Одеського університетів та Харківського технологічного інституту. М. Д. Пильчиков листувався із керівниками фірм, які виготовляли навчальне і наукове обладнання, здійснював у них закупівлю приладів та замовляв для виготовлення прилади власної конструкції. М. Д. Пильчиков розробив низку нових приладів та вдосконалив деякі з існуючих. Він зробив значний внесок у поповнення колекції фізичного кабінету Харківського університету приладами та обладнанням. У 1891 році за його ініціативою в Харківському університеті були створені та оснащені приладами магнітно-метеорологічне відділення фізичного кабінету і метеорологічна станція. У Одеський період своєї діяльності М. Д. Пильчиков організував при Одеському університеті вимірювальну лабораторію. За час, протягом якого М. Д. Пильчиков працював у Харківському технологічному інституті, фізичний кабінет, фізична лабораторія та метеорологічна обсерваторія інституту були суттєво поповнені приладами та новітнім науковим обладнанням. У статті проаналізовані дані, отримані в результаті цілеспрямованого пошуку, вивчення, ідентифікації та реставрації низки фізичних приладів, які вірогідно були придбані М. Д. Пильчиковим для фізичних кабінетів і лабораторій та якими він міг користувався при проведенні занять і досліджень.

Ключові слова: історія фізики, історія фізичної освіти, фізичні прилади, європейські виробники фізичних та метеорологічних приладів, наукова, педагогічна, винахідницька та організаційна діяльність.

Як цитувати: В. П. Пойда, В. І. Білецький, К. І. Байрамова, О. М. Меньшова, П. Л. Вейцман. Внесок М. Д. Пильчикова в розробку нових фізичних приладів та в поповнення колекцій приладів фізичних кабінетів і лабораторій Харківського і Одеського університетів та Харківського технологічного інституту. Вісник ХНУ імені В. Н. Каразіна. Серія «Фізика». Вип. 42, 2025, 79–102. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-11>

In cites: V. P. Poyda, V. I. Bilets'kyi, K. I. Bayramova, O. M. Men'shova, P. L. Veytsman. Pylchikov's contribution to the development of new physical devices and to the supplementation of collections of devices of physical cabinets and laboratories of Kharkiv and Odessa Universities and Kharkiv Technological Institute. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series Physics. Iss. 42, 2025, 79–102. <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2025-42-11> (in Ukrainian).

ВСТУП

Микола Дмитрович Пильчиков (рис. 1) – видатний фізик світового рівня. У творчому доробку цього вченого налічується багато піонерських наукових відкриттів і винаходів, розробок новітніх на той час фізичних приладів та оригінальних методик експериментальних досліджень із різних розділів фізики та метеорології. Він народився в Полтаві 21.05.1857 року. Закінчив Харківський університет у 1880 році, де й працював на кафедрі фізики до 1894 року (з 1889 року – на посаді професора). У 1894 – 1902 роках М. Д. Пильчиков працював на посаді професора Одеського університету, який на той час мав назву Новоросійський університет, а в 1902 – 1908 роках він обіймав посаду професора Харківського технологічного інституту. Був дійсним членом наукових товариств, які діяли в Росії, Франції, Австрії, Бельгії, Німеччині [1–9].

Метою досліджень, результати яких викладені в цій оглядовій статті, є узагальнення наявних даних про внесок М. Д. Пильчикова в розробку нових фізичних приладів, а також у цілеспрямоване поповнення колекцій приладів, які використовувались у фізичних кабінетах, а також у навчальних і в дослідницьких лабораторіях вказаних вище університетів.

ПРЕДМЕТИ, ОБ'ЄКТИ ТА МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕНЬ

Предметом досліджень цієї статті була діяльність М. Д. Пильчикова, спрямована на розробку нових фізичних приладів власної конструкції, а також його організаційна робота, пов'язана із поповненням фізичними приладами фізичних кабінетів і навчальних лабораторій та створених ним дослідницьких (вимірювальних) лабораторій в Харківському і Новоросійському університетах та в Харківському технологічному інституті (ХТІ).

Об'єктом досліджень була джерельна база, яка складалась: із книг та статей за тематикою досліджень [1–8, 10–11]; «Опису документальних матеріалів особистого фонду М. Д. Пильчикова» [12]; «Опису бібліотеки професора М. Д. Пильчикова» [13] та деяких книг і статей із цієї бібліотеки, яка зберігається в ЦНБ Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна; низки наукових праць, опублікованих М. Д. Пильчиковим та його учнями і співробітниками; деяких Праць та Протоколів засідань фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук при Харківському університеті; Праць тих з'їздів російських природодослідників і лікарів, у роботі яких брав участь М. Д. Пильчиков; «Відомостей Харківського технологічного інституту»; каталогів фізичних приладів, виготовлених у XIX столітті. Був проведений пошук фізичних приладів, які розробив

або, вірогідно, придбав чи використовував М. Д. Пильчиков під час роботи в Харківському університеті та в Харківському технологічному інституті. Була здійснена ідентифікація та реставрація деяких приладів. Ілюстративний матеріал, наведений у цій оглядовій статті, отриманий шляхом фотографування фізичних приладів, які зберігаються в колекції фізичного кабінету Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна та в колекції кафедри фізики НТУ «Харківський політехнічний університет» (НТУ «ХПІ»), виконаного з використанням цифрової фотокамери Canon PowerShot S5 IS, сканування сторінок книг і статей та завдяки вивчення інформації за темою дослідження, розміщеної в мережі Інтернет.

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ



Рис. 1. Фотопортрет М. Д. Пильчикова роботи О. М. Іваницького (не пізніше 1905 року) [3].

Fig. 1. Photo portrait of M. D. Pylchikov by O. M. Ivanitsky (not later than 1905) [3].

Зазначимо, що М. Д. Пильчиков, як природжений винахідник та розробник нових фізичних приладів і наукового обладнання, ще під час навчання в Полтавській гімназії детально ознайомився із описами

різноманітних приладів, наведеними у вітчизняних і в зарубіжних підручниках із фізики та здійснив перші спроби розробити та виготовити прилади власної конструкції [1, 2]. У подальшому протягом всього свого життя він постійно слідкував за новинками в галузі наукового приладобудування, про які дізнавався переважно із зарубіжних джерел та під час закордонних поїздок на наукові форуми. Відомо також що М. Д. Пильчиков був поліглотом [1, 2, 4, 5]. Він вільно володів українською, російською, французькою, німецькою і польською мовами, а також знав англійську та італійську мови. Завдяки цьому М. Д. Пильчиков досконало вивчив характеристики наукового обладнання та фізичних приладів, які були внесені в каталоги різних фірм та відомих майстрів-виробників, опублікованих іноземними мовами. Це дало йому можливість протягом всього життя листуватись із керівниками та представниками цих фірм, цілеспрямовано здійснювати закупівлю приладів у тому числі і за власні кошти для фізичних кабінетів, навчальних та вимірювальних лабораторій Харківського і Одеського університетів, а також Харківського технологічного інституту. У «Описі документальних матеріалів особистого фонду 783 М. Д. Пильчикова» [12] є багато відомостей про здійснені ним замовлення на придбання або ж на виготовлення різноманітних фізичних приладів у майстернях провідних закордонних фірм, якими керували відомі інженери, майстри та підприємці. Вивчення описів наявних архівних документів показало, що це були такі відомі фірми та виробники: фірма Жуля Дюбоска і Франсуа Філібера Пелліна «Duboscq-Pellin» (Париж); Ежена Дюкрете «Ducretet» (Париж); Едуарда Лутца «E. Lutz» (Париж); Братів Рішар (Париж); Георга Секретана «G. SEKRETAN» (Париж); «Женецького товариства з конструювання оптичних та фізичних інструментів» (Женева); Жуля Карпантьє «Jules Carpentier» (Париж); «Міжнародного бюро мір і ваг» (Севр); Р. Кеніга (Париж); А. Мошена (Женева); Ежена Мішеля; Карла Цайса (Єна), Грейнера і Фрідрікса (Шютценбах); «Е. Крауса і Ко» (Париж); «Siemens & Halske» (Берлін); «Hartmann & Braun A. G.» (Берлін); Братів Альверніа (Париж); «Max Kohl A. G.» (Хемніц); Брегета (Париж); «Optische Werke C. Reichert»; «Georg Bartels»; «Dr. Rudolf Franke & Co» та інших.

Вивчення «Опису бібліотеки М. Д. Пильчикова» [13] показало, що в ній, крім каталогів приладів і прейскурантів (прайс-листів) на них, є багато книг, написаних переважно іноземними мовами, перекладів деяких із цих книг, журнальних статей, в яких розглядається принцип дії різних фізичних приладів, методика проведення лабораторних досліджень із фізики, хімії та метеорології, а також наведені

історичні дані про діяльність видатних вчених. У багатьох книгах із власної бібліотеки вченого, про що свідчать його екслібриси та автографи, нанесені на обкладинках та на титульних сторінках книг, збереглися помітки на полях та стислі коментарі, зроблені М. Д. Пильчиковим графітним олівцем, або ж олівцем синього кольору (рис. 2). Це є своєрідним свідченням про його постійну інтенсивну розумову працю, спрямовану на вивчення та осмислення інформації, наведеної в цих книгах.

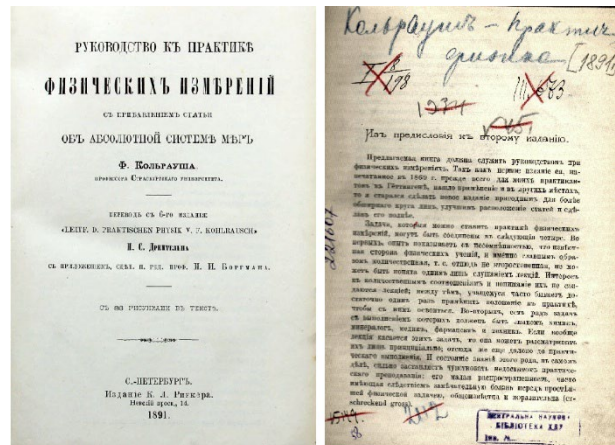


Рис. 2. Титульна сторінка підручника Фрідріха Кольрауша та передмова до нього із написом, зробленим М. Д. Пильчиковим.

Fig. 2. Title page of Friedrich Kohlrausch's textbook and its preface with an inscription made by M. D. Pylchikov.

М. Д. Пильчиков був видатним винахідником [1, 2]. Протягом своєї роботи в Харківському та в Одеському університетах, а також у ХТІ він розробив низку фізичних вимірювальних і демонстраційних приладів та вдосконалив деякі з існуючих [1–10, 15–18]. Це такі прилади: фоноавтограф; диференційний ареометр; термостат; термостат для повітряного барометра; автоматичний регулятор електричного струму; пристрій для фотоелектричного регулювання годинника з використанням селенового приймача; одностовковий сейсмограф; рефрактометр; прилад для визначення швидкості звуку в газах, заснований на оптичному методі; інклінометр; магнітний теодоліт; анемограф; прилад для спостереження явища електромагнітної індукції; одностовковий електрометр; іонометр; рентгенівська трубка (фокус-трубка Пильчикова); рефрактоскоп; фототелескоп; спектрополяриметр; автореєструючий відлічувач атмосферних електричних розрядів; реле; різні протектори для селективного прийому радіохвиль, захисту інформації і зменшення впливу сторонніх радіоперешкод у радіоприймачів, які використовувались в іскровій телеграфії;

портаеронавт – спеціальна герметизована алюмінієва кабіна з ілюмінаторами для проведення висотних спостережень із використанням повітряної кулі; відцентрова машина; катодний фотографічний телескоп; пристрій для закріплення світлофільтрів на поляриметрі Корню та інші. На жаль, більшість цих приладів була виготовлена в одному-двох екземплярах. Через це до нашого часу збереглися лише окремі прилади, сконструйовані М. Д. Пильчиковим. Принцип дії багатьох приладів, зокрема тих, які він таємно розробляв і вдосконалював для потреб армії і флоту, в тому числі пристроїв для радіокерування, мінного захисту та іскрової радіотелеграфії, вірогідно, був описаний вченим в його таємних нотатках, а конструкція приладів була зображена на кресленнях чи на технічних рисунках. На жаль, всі ці матеріали були втрачені після трагічної смерті вченого [2] і до цього часу не виявлені.

М. Д. Пильчиков навчався в Харківському університеті в 1876 – 1880 роках [1–7]. У студентські роки він, як вказано в [2, 5], поглиблено вивчав вищу математику, хімію, метеорологію, дослідну та теоретичну фізику. Ретельно виконував навчальні лабораторні роботи, допомагав викладачам у налагодженні приладів і лабораторного обладнання, розміщених у фізичному кабінеті та в навчальній лабораторії. Він також самостійно займався конструюванням і вдосконаленням фізичних приладів. Першим приладом, який був сконструйований М. Д. Пильчиковим під час навчання в Харківському університеті, був фоноавтограф [1, 2]. Як вказано в [2], відмінність фоноавтографа конструкції М. Д. Пильчикова від фоноавтографа, сконструйованого Томасом Едісоном, полягала в тому, що в його приладі для диференційованого графічного запису звукових коливань використовувався електричний струм.

Виступи М. Д. Пильчикова на засіданнях фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук Харківського університету були присвячені важливим і актуальним темам. Його перший виступ, як зазначено в [1, 2], відбувся 14 листопада 1879 року. На цьому засіданні фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук студент 4 курсу фізико-хімічного відділення фізико-математичного факультету Харківського університету М. Д. Пильчиков виголосив реферат на тему «Дослідження Крукса, що стосуються четвертого стану матерії». У цьому рефераті він узагальнив дані, отримані в 1879 році Вільямом Круксом при дослідженні катодних променів (потоків електронів) із використанням трубок із значним розрідженням повітря, які тепер називаються Круксовими або катодними. Для спостереження свічення на шляху катодних променів всередині катодних трубок

зазвичай поміщують металеві предмети (метелики, листки, букети квітів тощо). Вони покриті солями різних металів, які світяться різними кольорами під дією катодних променів. У подальшому М. Д. Пильчиков, працюючи в лабораторіях Харківського університету та Харківського технологічного інституту, вірогідно сприяв придбанням цих приладів для їх фізичних кабінетів, а в праці «Радій та його промені» [19], яку він опублікував у 1900 році, працюючи в Одеському університеті, вчений описав досліди з катодними променями. На рис. 3 показані деякі з трубок Крукса, які зберігаються в колекціях приладів фізичного кабінету Харківського університету та кафедри фізики НТУ «ХПІ».



Рис. 3. Трубки Крукса. Із колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету (а) та з колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ» (б).

Fig. 3. Crookes tubes. From the collection of instruments of the physics department of Kharkiv University (a) and from the collection of instruments of the physics department of NTU «KhPI» (b).

Працюючи в фізичному кабінеті Харківського університету, М. Д. Пильчиков здійснював підготовку нових лекційних демонстрацій, розробляв та впроваджував нові методики експериментальних досліджень, які застосовував у ході проведення власних наукових досліджень та під час лабораторних занять зі студентами двох старших курсів [1–5].

Протягом усієї своєї діяльності М. Д. Пильчиков найбільш плідно співпрацював із фірмою «Duboscq-Pellin». Жуль Дюбоск – французький оптик, винахідник і один з перших фотографів, учень оптика Жана-Батіста Солея [20]. За сорок років своєї діяльності Жуль Дюбоск створив велику кількість різноманітних приладів, які відзначалися високою якістю і користувалися попитом у провідних вчених всього світу. У список приладів, створених Дюбоском із використанням винаходів різних вчених, зокрема

входять: електромагнітний регулятор; калориметр; геліостат; дугова лампа; проєкційні («чарівні») ліхтарі; полярископ; цукрометр; стереоскопічна камера, яка експонувалась за спалахом іскри від електричної дуги. За свої вироби та винаходи Дюбоск був відзначений медаллю на Всесвітній виставці в Лондоні в 1851 році і на Всесвітній виставці в Парижі в 1855 і 1857 роках. У 1863 році він став кавалером ордена Почесного легіону. Після смерті Дюбоска його підприємство злилося з фірмою «Pellin» Франсуа Філібера Пелліна (іноді його називають Філіппом Пелліном) і назва фірми змінилась на «Duboscq-Pellin», а потім на «Pellin» [20].

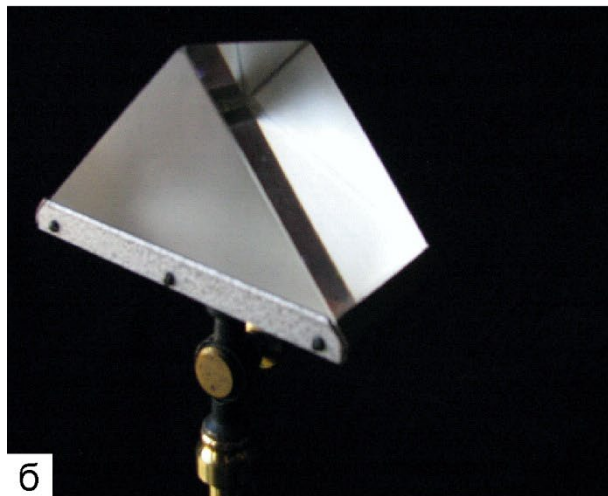
М. Д. Пильчиков зробив значний внесок в поповнення колекції фізичного кабінету Харківського університету різноманітними приладами та обладнанням, виготовленими працівниками цієї фірми. Про це, зокрема, свідчить інформація про наявність у його архіві великої кількості чернеток листів, що були надіслані вченим до представників фірми «Duboscq-Pellin» у цей період, а також листів і фінансових документів, отриманих ним від цієї фірми [14]. Зокрема серед документів, які зберігаються в архіві документальних матеріалів особистого фонду М. Д. Пильчикова [20], є повідомлення від працівників фірми «Duboscq-Pellin» про те, що в 1889 році на Харківську таможню ними були надіслані два ящики з приладами, замовленими М. Д. Пильчиковим.

У другій половині XIX століття для проведення багатьох дослідів з оптики необхідно було пропускати пучок променів сонячного світла, відбитий від дзеркала, через кілька приладів, ретельно встановлених один за одним на горизонтальному столі або ж на оптичній лаві. Але ж Сонце здійснює неперервний рух під час свого видимого добового обертання. Геліостат – це прилад, який здатний повертати плоске дзеркало так, щоб направляти відбиті сонячні промені постійно в одному напрямку, незважаючи на видимий добовий рух Сонця. У геліостаті годинниковий механізм так повертає дзеркало, що відбитий від нього промінь тривалий час зберігає отримане ним вихідне положення, незважаючи на видиме добове обертання Сонця. Із багатьох геліостатів, які дають змогу отримати пучок сонячних променів, відбитих за будь-яким горизонтальним або похилим напрямком, найбільш практичним виявився прилад конструкції Зільбермана, який зображений на рис. 3 а.

Він був виготовлений фірмою «Duboscq-Pellin» і, вірогідно, придбаний для фізичного кабінету Харківського університету за замовленням М. Д. Пильчикова.



а



б



в

Рис. 4. Геліостат Зільбермана (а), призма (б) та дзеркало (в) виробництва фірми «Duboscq-Pellin» із колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 4. Silbermann heliostat (a), prism (b) and mirror (c) manufactured by Duboscq-Pellin company from the collection of instruments of the physics department of Kharkiv University.

Цей прилад був нещодавно успішно відреставрований. Він бездоганно діє і до цього часу так, як це було тоді, коли з ним працювали М. Д. Пильчиков та інші викладачі і студенти фізико-математичного факультету Харківського університету.

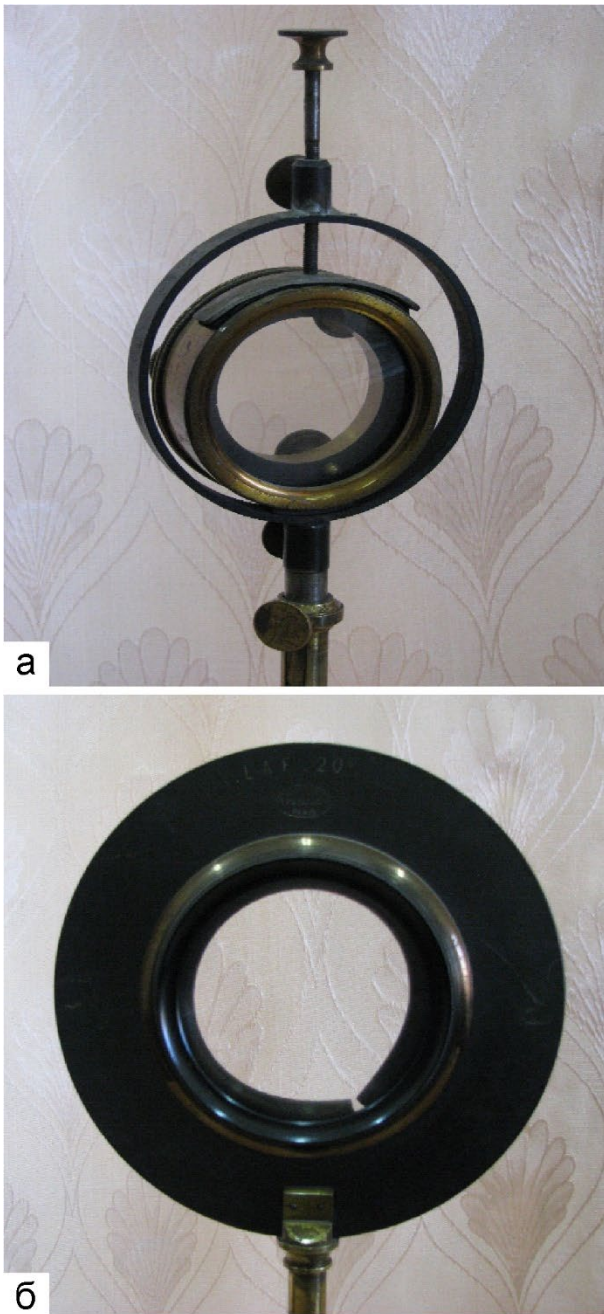


Рис. 5. Прилад для демонстрації кілець Ньютона (а), лінза (б) виробництва фірми «Duboscq-Pellin» із колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 5. A device for demonstrating Newton's rings (a), a lens (b) manufactured by the Duboscq-Pellin company from the collection of devices of the physics department of Kharkiv University.

Геліостат Зільбермана пізніше був придбаний М. Д. Пильчиковим і для фізичного кабінету ХТІ, про що сам вчений повідомив у «Відомостях Харківського технологічного інституту» [15]. У колекції фізичних

приладів кафедри фізики НТУ «ХП» цей прилад нами не був виявлений.

На рис. 4 б,в та на рис. 5 зображені інші оптичні прилади з колекції фізичного кабінету Харківського університету, які були виготовлені фірмою «Duboscq-Pellin».

Тісна співпраця із представниками фірми «Duboscq-Pellin» дала можливість М. Д. Пильчикову не лише постійно закуповувати в них різноманітні прилади, які серійно випускались, але й робити замовлення на виготовлення власних оригінальних приладів. У [1, 2] зазначено про те, що на засіданні фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук при Харківському університеті, яке відбулося 14 січня 1881 року, М. Д. Пильчиков виступив із доповіддю «Про новий спосіб визначення показника заломлення рідин» [21] та про принцип дії лінзового рефрактометра для рідин і легкоплавких тіл власної конструкції. Він продемонстрував цей прилад, перший варіант якого був виготовлений в майстерні університету. Рідина, яка використовувалась для аналізу, вміщувалась у цьому приладі між двома сферичними поверхнями і внаслідок цього набувала форму сочевиці. Показник заломлення визначався шляхом вимірювання фокусної відстані сочевиці. Основи нового методу рефрактометрії, заснованого на використанні сочевиці, були описані М. Д. Пильчиковим у статті, яка вийшла в «Журналі Російського фізико-хімічного товариства» в 1883 році [22]. Цей прилад, конструкція якого була суттєво вдосконалена завдяки проведенню консультацій з працівниками фірми «Duboscq-Pellin», М. Д. Пильчиков замовив для виготовлення в 1888 році під час перебування в науковому відрядженні в Парижі [2].

Готовий рефрактометр, який був виготовлений на початку 1889 року, М. Д. Пильчиков описав у праці [23]. Він успішно продемонстрував його на таких засіданнях і форумах: на засіданні Французького фізичного товариства 1 березня 1889 року, на Паризькому конгресі Французької асоціації наук 14 серпня 1889 року; на 8 з'їзді російських природодослідників і лікарів 29 грудня 1889 року; на засіданні фізико-хімічної секції товариства дослідних наук 21 лютого 1890 року [2]. Рефрактометр М. Д. Пильчикова випускався фірмою «Duboscq-Pellin» із 1889 року протягом тривалого часу. Про це свідчить наявність його зображення в каталогах виробів фірми «Duboscq-Pellin» [24], які під назвою «Appareils de mesure», були видані в різні роки (рис. 6 а). Рефрактометр М. Д. Пильчикова (рис. 6 б), як вказано в цьому каталозі [24], коштував 240 франків. Цей прилад набув поширення серед дослідників, оскільки мав низку переваг. Він давав

можливість швидко та з високою точністю проводити хімічний і аналітико-технічний аналіз деяких спиртів, води, ефіру, гліцерину, цукрових розчинів і технічних масел тощо, використовуючи для аналізу малу кількість рідини. [2, 23].



Рис. 6. Титульна сторінка каталогу приладів, які випускала фірма «Duboscq-Pellin» (а) та сторінка каталогу, на якій зображений рефрактометр М. Д. Пильчикова (б).

Fig. 6. The title page of the catalog of instruments produced by the Duboscq-Pellin company (a) and the catalog page showing M. D. Pylychikov's refractometer (b).

У колекціях приладів фізичного кабінету Харківського університету та кафедри фізики НТУ «ХП» рефрактометр М. Д. Пильчикова виявити не вдалося. Однак в колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету є рефрактометр Ернста Аббе виробництва фірми Карла Цайса (рис. 7), який в кінці 80-х років XIX століття набував популярності серед дослідників. Цей прилад, вірогідно, був придбаний М. Д. Пильчиковим для проведення рефрактометричних досліджень та порівняння їх

результатів із результатами, отриманими ним із використанням рефрактометра власної конструкції з метою визначення переваг та недоліків обох приладів. Рефрактометр конструкції М. Д. Пильчикова та рефрактометр Ернста Аббе були описані О. Д. Хвольсоном у 2 томі його «Курсу фізики» [24].



Рис. 7. Загальний вигляд рефрактометра Ернста Аббе виробництва фірми Карла Цайса з колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 7. General view of the Ernst Abbe refractometer manufactured by Carl Zeiss from the collection of instruments of the physics department of Kharkiv University.

М. Д. Пильчиков, працюючи в фізичному кабінеті та в навчальній лабораторії кафедри фізики та фізичної географії Харківського університету, проводив дослідження, які потребували еталонних резисторів і котушок індуктивності, точних магазинів опору, а також чутливих і точних електровимірювальних приладів. Такими приладами в другій половині в XIX столітті та на початку XX століття були квадрантні електрометри та дзеркальні гальванометри різних модифікацій [26–28].

Квадрантні електрометри – це електровимірювальні прилади електростатичної

системи. Вони складаються з рухомої частини у вигляді тонкої і легкої металевої пластинки – бісектора, який прийнято називати «бісквітом» та прикріпленого до нього дзеркальця, підвішених на кварцовій нитці. Нерухомою частиною приладу є металева циліндрична коробка, розрізана на чотири рівні частини, які називають квадрантами. За наявності різниці потенціалів на квадрантах між ними та бісектором виникають електростатичні сили взаємодії, що відхиляють рухливу частину електрометра в той чи в інший бік. За величиною кута відхилення бісектора при його відомому потенціалі судять про величину різниці потенціалів квадрантів. Якщо ж вона відома, то можна визначити потенціал бісектора. Теорія приладу показує, що кут повороту рухомої частини пропорційний вимірюваній електричній напрузі [26–28].

Принцип дії дзеркального гальванометра, який є електровимірювальним приладом магнітно-електричної системи, ґрунтується на взаємодії магнітного поля, створеного постійним магнітом, із магнітним полем, яке створює струм, що протікає по обмотках рамки. Внаслідок цієї взаємодії виникає обертальний момент, який відхиляє рухому частину приладу. Кут повороту рамки залежить від величини сили струму, який проходить по обмотці рамки. На рамці чутливого дзеркального гальванометра закріплене легке дзеркальце, на яке падає світло від освітлювального пристрою. Відбитий від дзеркала промінь потрапляє на шкалу, яка знаходиться на певній відстані від дзеркальця. Величина зміщення світлового вказівника по шкалі пристрою для відліку показів є мірою вимірюваної величини [26–28].

У другій половині XIX та на початку XX століття в фізичних кабінетах і лабораторіях також використовувались і інші електровимірювальні прилади різних систем, в яких вимірювані величини визначали за відхиленням стрілки або іншим чином [26–28].

Відомо [2], що 22 листопада 1888 року М. Д. Пильчиков, перебуваючи в закордонному відрядженні в Франції і працюючи в лабораторії фізичних досліджень Сорбонни, спостерігав коливання сили струму під час електролізу в багатьох електролітичних системах, використовуючи для вимірів чутливий гальванометр Томсона.

Пізніше, в 1995 році, в доповідній записці куратору Одеського навчального округу щодо стану фізичної лабораторії Одеського університету М. Д. Пильчиков вказував на те, що в ній немає гальванометра та електрометра Томсона, а також інших точних електровимірювальних приладів, з якими вчений «познайомився 20 років тому, коли був студентом Харківського університету» [2].



Рис. 8. Гальванометр Томсона з колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 8. Thomson galvanometer from the collection of instruments of the physics department of Kharkiv University.



Рис. 9. Квадрантний гальванометр, виготовлений В. Л. Франценом (а) та квадрантний електрометр виробництва фірми «Georg Bartels» (б) із колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 9. Quadrant galvanometer manufactured by V. L. Franzen (a) and quadrant electrometer manufactured by Georg Bartels company (b) from the collection of instruments of the physics department of Kharkiv University. [6].

На рис. 8 показано загальний вигляд гальванометра Томсона, виготовленого в 1869 році, про що свідчить

напис на його корпусі. Вірогідно, із використанням саме цього приладу та квадрантного гальванометра, виготовленого механіком Санкт-Петербурзького університету В. Л. Франценом (рис. 9а) проводив вимірювання М. Д. Пильчиков під час навчання в Харківському університеті.

На рис. 9, рис. 10 та рис. 11 показані інші точні електровимірювальні прилади, які зберігаються в колекції фізичного кабінету Харківського університету. На рис. 10 а показаний загальний вигляд дзеркального гальванометра, виготовленого харківським механіком, інженером і оптиком О. М. Едельбергом, який був офіційним постачальником приладів для Харківського університету [2, 34, 12], а на рис. 10б зображений гальванометр виробництва фірми «Hartmann & Braun A. G.».

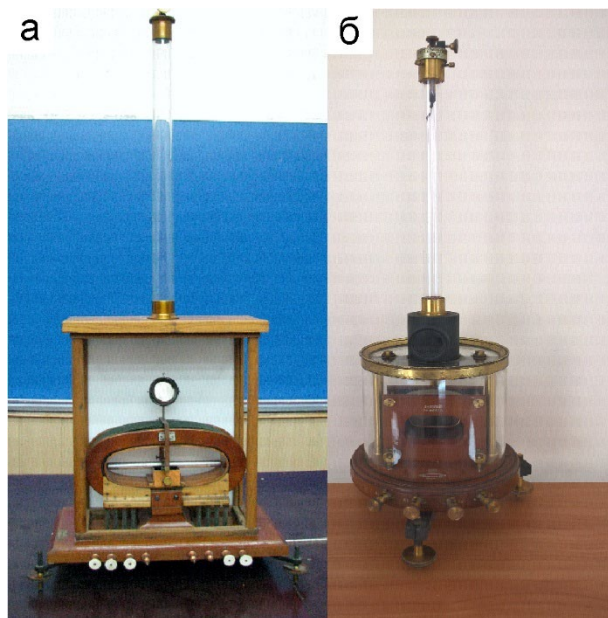


Рис. 10. Дзеркальний гальванометр, виготовлений О. М. Едельбергом (а) та гальванометр, виготовлений фірмою «Hartmann & Braun A. G.» (б) із колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 10. Mirror galvanometer made by O. M. Edelberg (a) and galvanometer made by Hartmann & Braun A. G. (b) from the collection of instruments of the physics department of Kharkiv University.

На рис. 11а зображено квадрантний електрометр виробництва фірми «Max Kohl A. G.», а на рис. 11б показано гальванометр, виготовлений фірмою «Siemens & Halske».

М. Д. Пильчиков, працюючи в фізичному кабінеті Харківського університету разом із його завідувачем професором Шимковим А. П. [2, 3, 7, 9, 30], постійно

прагнув поповнити колекцію фізичного кабінету не тільки високочутливими і точними сучасними вимірювальними приладами, але й еталонними приладами, які використовувались для вимірювання довжини, ваги, температури і електричних та інших фізичних величин.



Рис. 11. Квадрантний електрометр виробництва фірми «Max Kohl A. G.» (а) та гальванометр, виготовлений фірмою «Siemens & Halske» (б) із колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 11. Quadrant electrometer manufactured by the company “Max Kohl A. G.” (a) and galvanometer manufactured by the company “Siemens & Halske” (b) from the collection of instruments of the physics department of Kharkiv University.

На рис. 12а показано загальний вигляд еталонного резистора фірми «Siemens & Halske», який був придбаний М. Д. Пильчиковим у листопаді 1885 року, вірогідно, за власні кошти та як подарунок переданий до фізичного кабінету Харківського університету, про що засвідчено надписом, який був виконаний вченим на внутрішній стороні кришки цього приладу (рис. 12б). На рис. 13 зображена еталонна котушка індуктивності, виготовлена фірмою «Dr. Rudolf Franke & Co», яка зберігається в колекції фізичних приладів Харківського університету.

Одним із університетських вчителів М. Д. Пильчикова був професор Ю. І. Морозов [2–5]. Його наукові праці стосувались питань гальванізму, електрики і магнетизму, спектроскопії, дротової телеграфії, метеорології та вивчення фізичних явищ, що відбувались на поверхні та всередині Землі, а також в її атмосфері. Ю. І. Морозов брав участь у проведенні гальванічних дослідів, які відбулися в Харківському

університеті в 1856 році під керівництвом професора В. І. Лапшина. У 1869 році Ю. І. Морозов першим у світі розробив пристрій, використання якого давало можливість одночасно передавати по одній лінії зв'язку кілька телеграм сигналами змінного струму низької частоти [31]. Вірогідно, що під впливом Ю. І. Морозова та із врахуванням змісту його наукових досягнень за вказаною вище тематикою досліджень, М. Д. Пильчиков зацікавився вивченням принципу роботи пристроїв, які використовувались у дротовій телеграфії: телеграфних ключів (маніпуляторів) Морзе; гальванічних елементів; телеграфних апаратів і телеграфних реле; котушок індуктивності, резонансних електромагнітів та трансформаторів. Він також розпочав проводити власні дослідження з геофізики та метеорології [1–9].

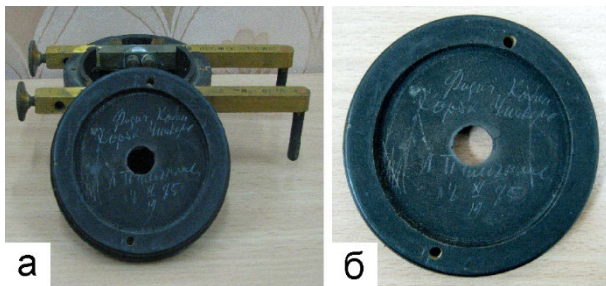


Рис. 12. Еталонний резистор виробництва фірми «Siemens & Halske» (а) та його кришка (б) з колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 12. A reference resistor manufactured by Siemens & Halske (a) and its cover (b) from the collection of instruments of the physics department of Kharkiv University.

Із аналізу інформації, яка є в літературних джерелах, а також у деяких архівних документах вченого, можна зробити припущення про те, що М. Д. Пильчиков при розробленні одного із варіантів свого протектора, який він створив для захисту приймача від електричних перешкод стороннього походження та для запобігання перехоплення інформації, переданої з використанням бездротової телеграфії, застосував резонансний метод, який ґрунтувався на зміні індуктивності протектора, що використовувався для налаштування приймача телеграм. Такі пристрої, що були створені набагато пізніше іншими вченим, під назвами «Loose Coupler» і «джиггер», набули поширення з початку впровадження детекторних приймачів і приблизно до 1920-х років [32]. Один із протекторів розроблених М. Д. Пильчиковим, як і ці пристрої, вірогідно, теж складався з двох котушок: первинної та вторинної.

Первинна котушка була нерухомою. Для зміни її індуктивності, залежно від конструкції, у пристрої «Loose Coupler» застосовуються один або два «повзунки» або перемикачі. Для зміни зв'язку між котушками вторинна котушка, яка закріплена на платформі у вигляді «санок», може вільно ковзати всередині первинної котушки. Індуктивність вторинної котушки змінюється з використанням встановленого прямо на котушці перемикача. Первинна котушка підключається до антени та заземлення (іноді через конденсатор). Вторинна котушка була з'єднана із приймачем.



Рис. 13. Еталонна котушка індуктивності, виготовлена фірмою «Dr. Rudolf Franke & Co» з колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 13. A reference inductance coil manufactured by Dr. Rudolf Franke & Co. from the collection of instruments of the physics department of Kharkiv University.

На рис. 14 показані деякі прилади з колекції фізичного кабінету Харківського університету, які, вірогідно, використовувались при вивченні основ телеграфії, явища електричного резонансу і електромагнетизму. На рис. 14а показаний телеграфний ключ Морзе, виготовлений в майстерні Жуля Карпантьє, а на рис. 14б представлений коловий реостат, який використовувався для точної зміни опору електричного кола при вивченні явища електричного резонансу. На рис. 14в зображений прилад для вивчення явища самоіндукції, принцип роботи якого ґрунтується на описаному вище

«санковому» методі ковзання вторинної котушки відносно первинної. [1, 2].

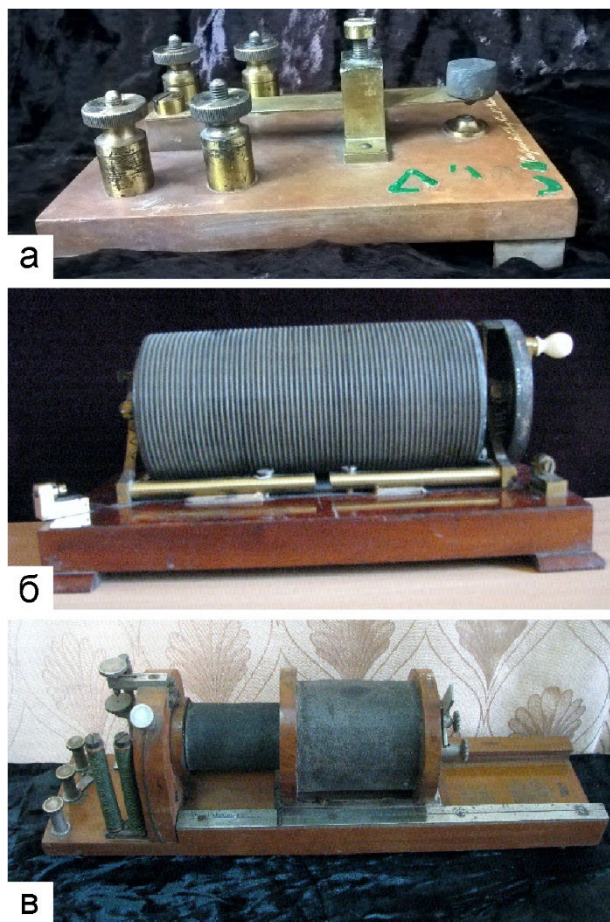


Рис. 14. Телеграфний ключ Морзе (а), коловий реостат (б) та прилад для вивчення явища самоіндукції з колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 14. Morse telegraph key (a), circular rheostat (b) and a device for studying the phenomenon of self-induction from the collection of devices of the physics department of Kharkiv University.

На рис. 15 показані джерела електричного струму з колекції приладів фізичного факультету Харківського університету. Це сухий гальванічний елемент «стовп» Замбоні та гальванічний елемент Грене. У книгах [1, 2] вказано на те, що М. Д. Пильчиков одержав у фізичному кабінеті Харківського університету штучну кульову блискавку, використавши для цього котушку Румкорфа та кілька гальванічних елементів Грене, які дають напругу 1.5–2.0 В. Подібний дослід, спрямований на утворення в лабораторії кульового електричного розряду, французькому фізику Гастону Планте вдалось здійснити, використовуючи для цього кілька сотень винайдених ним свинцевих акумуляторів



Рис. 15. «Стовп» Замбоні (а) і гальванічний елемент Грене (б) із колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету.

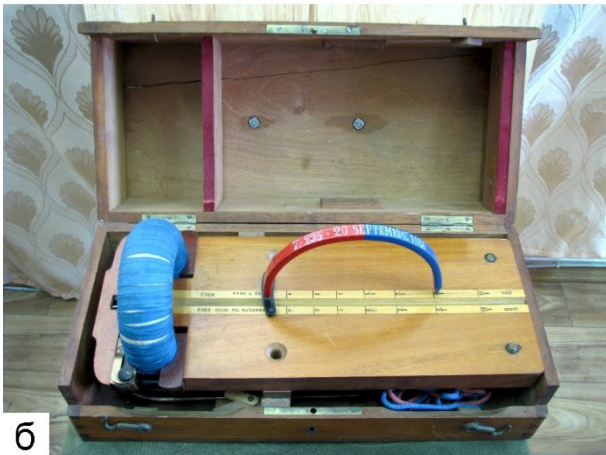
Fig. 15. Zamboni «column» (a) and Grene galvanic cell (b) from the collection of instruments of the physics department of Kharkiv University.

У 1891 році за ініціативи М. Д. Пильчикова в Харківському університеті були створені магнітно-метеорологічне відділення фізичного кабінету та метеорологічна станція [1–4]. Для проведення навчальних та поточних геофізичних і метеорологічних досліджень, які здійснювали під його керівництвом лаборанти Попов І. П. і Педаєв Д. К., а також студенти Волжин В. О. та Сікора Й. Й. використовувались різноманітні прилади та інструменти. Частину цих приладів, а також різноманітну навчальну, довідкову та наукову літературу з геофізики і метеорології М. Д. Пильчиков придбав за власні кошти. За це він отримав подяку від правління Харківського університету [2]. Вивчення праць М. Д. Пильчикова з метеорології та геофізики, опублікованих за цей період, літературних джерел та «Опису документальних матеріалів особистого фонду М. Д. Пильчикова» [2–9] дає підставу стверджувати, що для магнітно-метеорологічного відділення фізичного кабінету та для метеорологічної станції Харківського університету були придбані, отримані як подарунок або ж в тимчасове користування із Головної фізичної обсерваторії такі прилади: сифонний барометр Вільда-Фусса; різні термометри; метеорологічні самописці; актинометр Річардсона. Для магнітно-механічного відділення фізичного кабінету в цей період М. Д. Пильчиков також замовив

оптичні прилади в фірмі «E. Lutz» та в «Міжнародному бюро мір і ваг» [2].



а



б

Рис. 16. Інклінометр (а) та прилад для дослідження проявів земного магнетизму (б) з колекції приладів фізичного факультету Харківського університету.

Fig. 16. Inclinator (a) and device for studying the manifestations of terrestrial magnetism (b) from the collection of instruments of the Faculty of Physics of Kharkiv University.

На рис. 16, рис. 17 та рис. 18 показані деякі прилади з колекції фізичного кабінету Харківського університету, які застосовувалися для проведення геофізичних і метеорологічних вимірювань, а також в навчальному процесі.

Це інклінометр, який використовувався для визначення магнітного нахилу, тобто кута, який утворює вектор напруженості магнітного поля Землі з

горизонтальною площиною (рис. 16 а), а також прилад для дослідження проявів земного магнетизму, виготовлений у майстерні Міжнародного бюро мір і ваг (рис. 16б). На рис. 17 зображений флюгер, а на рис. 18 а анемометр. Ці прилади застосовувались для визначення напрямку та швидкості вітру. На рис. 18 б показаний інклінометр (кренометр), який призначений для вимірювання кута нахилу різних об'єктів щодо гравітаційного поля Землі конструкції Томсона, що був виготовлений в майстерні Брегета, а на рис. 18б зображений термометр, виготовлений в майстерні Гейслера.



Рис. 17. Анемометр із колекції приладів фізичного факультету Харківського університету.

Fig. 17. Anemometer from the collection of instruments of the Faculty of Physics of Kharkiv University.

Працюючи в Харківському університеті, М. Д. Пильчиков розпочав дослідження, спрямовані на вивчення різних питань атмосферної оптики, зокрема поляризації сонячного світла і місячних променів [1–7]. Для їх проведення він застосовував поляриметр Корню. Цим приладом він користувався до останніх років свого життя, проводячи дослідження не лише на метеорологічних станціях Харківського і Новоросійського університетів та ХТІ, але й під час

закордонних поїздок. Поляриметр Корню також використовували студенти цих університетів, які виконували лабораторні роботи з метеорології та оптики. На жаль, ні в колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету, ні в колекції кафедри фізики ХТІ цей прилад виявити не вдалося. Загальний вигляд поляриметра Корню зображений в каталозі виробів фірми «Duboscq-Pellin» (рис. 19а) [33]. Один із екземплярів цього приладу зберігається в музеї фізики Лільського університету (рис. 19б).

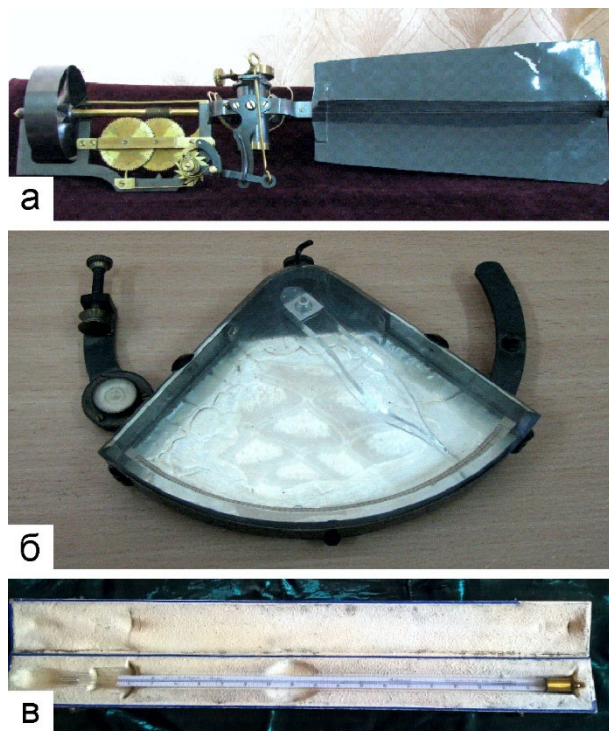


Рис. 18. Флюгер (а), інклінометр (б) та термометр (в) із колекції приладів фізичного факультету Харківського університету.

Fig. 18. Weather vane (a), inclinometer (b) and thermometer (c) from the collection of instruments of the Faculty of Physics of Kharkiv University.

У 1894 році М. Д. Пильчиков звільнився із Харківського університету. Однак у всі подальші роки свого життя, як свідчать архівні матеріали [2, 14], він сприяв поповненню колекції приладів фізичного кабінету Харківського університету. Вчений зокрема надавав консультації професору А. П. Грузинцеву, який став завідувачем фізичного кабінету в 1900 році, щодо придбання та використання нових приладів і матеріалів, зокрема приладів для отримання рентгенівських променів та демонстрації принципів радіотелеграфії, хімічних препаратів та приладів для дослідження властивостей радію. Рентгенівські дослідження в кінці XIX та на початку XX століття

проводили в Харківському університеті професор А. П. Грузинцев, лаборант фізичного факультету М. І. Сахаров, приват-доцент М. П. Косач (брат Лесі Українки), а в ХТІ – ад'юнкт-професор О. К. Погорілко [2–5]. На початку XX століття властивості радію в Харківському університеті вивчав професор А. П. Грузинцев, а метеорологічні дослідження проводили М. П. Косач, Є. О. Роговський, І. П. Попов та Д. К. Педаєв [2–5]. Про результати своїх досліджень та про новини в університеті вони періодично повідомляли М. Д. Пильчикову [2, 14].

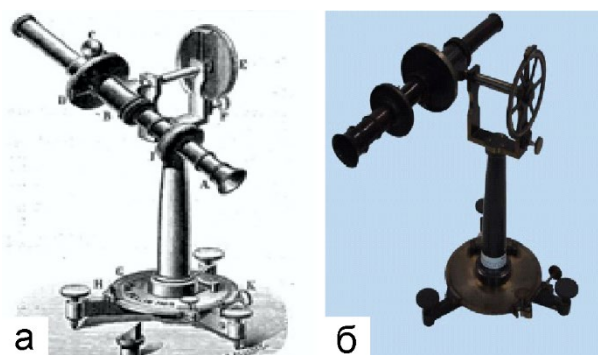


Рис. 19. Загальний вигляд поляриметра Корню, зображеного в каталозі фірми «Duboscq-Pellin» [33] (а) та вигляд поляриметра Корню, який зберігається в музеї Лільського університету (б).

Fig. 19. General view of the Cornu polarimeter depicted in the Duboscq-Pellin company catalog [33] (a) and the view of the Cornu polarimeter stored in the museum of the University of Lille (b).

Наведемо фрагмент листа Д. К. Педаєва до М. Д. Пильчикова від 29 січня 1896 року. Д. К. Педаєв у своєму листі звертаючись до М. Д. Пильчикова, писав: «Вельмишановний професоре! Прийміть мою щирю вдячність за надіслані Вами знімки. У нас в університеті досліди Рентгена ще не поставлені через брак придатних трубок» [2].

Проведені пошуки показали, що в колекції фізичного факультету зберігаються дві оригінальні х-фотографи, на яких зображені рентгенівські знімки кисті рук. Робити такі знімки, наслідуючи Вільгельма Рентгена, прагнули вчені, які проводили піонерські дослідження властивостей рентгенівських променів (х-променів). Можна передбачити, що одна з цих х-фотограм, фрагменти якої наведені на рис. 20 а, була отримана при проведенні перших дослідів із фотографування руки в Одеському університеті, виконаних М. Д. Пильчиковим і І. Я. Точідловським 21 січня 1896 року [2, 33] і надіслана М. Д. Пильчиковим для її демонстрування студентам

та викладачам у фізичному кабінеті Харківського університету. Друга х-фотограма (рис. 20б) була одержана асистентом фізичного кабінету М. І. Сахаровим у січні 1910 року при рентгенівській зйомці кисті руки учениці 7 класу Т. П. Пушкової, про що свідчить напис, наведений на звороті цієї х-фотограми. У архівних даних [12] є повідомлення про надсилання М. Д. Пильчиковим в Харківський університет трубок власної конструкції для проведення рентгенівських досліджень.

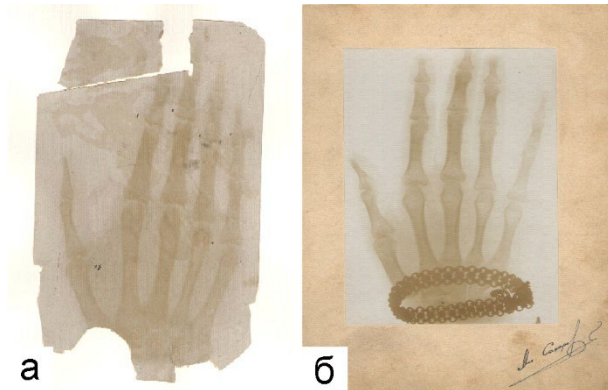


Рис. 20. Х-фотограми з колекції фізичного кабінету Харківського університету: а – х-фотограма, яка, вірогідно, була одержана М. Д. Пильчиковим; б – х-фотограма, одержана М. І. Сахаровим.

Fig. 20. X-ray photograms from the collection of the physics department of Kharkiv University: a – x-ray photogram, which was probably obtained by M. D. Pylchikov; b – x-ray photogram obtained by M. I. Sakharov.

На рис. 21а зображений вібратор (передавальна антена) Августо Рігі, який був вчителем Гульєльмо Марконі, одного із винахідників пристроїв для іскрової телеграфії. Цей прилад був виготовлений працівниками фірми «Max Kohl A. G.». Його, вірогідно, використовували для показу дослідів Генріха Герца та для проведення дослідів з іскрової телеграфії. На рис. 21б показаний екран для підсилення фотографічної дії рентгенівських променів, а на рис. 21в зображена трубка, яка використовувалась для їх одержання. На рис. 22а,б зображений спітарископ Крукса, винайдений ним у 1903 році. Цей прилад застосовувався на початку ХХ століття для візуального спостереження швидких α -частинок, випромінюваних бромистим радієм, нанесеним на стрілку приладу.

Тематика досліджень та демонстрацій, які проводились із використанням приладів, зображених на рис. 21 і на рис. 22, на той час відповідала новітнім розділам фізики та корелювала із напрямками

досліджень, які проводив М. Д. Пильчиков, працюючи в Одеському університеті та в Харківському технологічному інституті.



Рис. 21. Вібратор Августо Рігі виробництва фірми «Max Kohl A. G.» (а), екран для підсилення фотографічної дії рентгенівських променів (б) та трубка, що може бути використана для їх одержання (в) з колекції фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 21. Augusto Rigi vibrator manufactured by the company «Max Kohl A. G.» (a), a screen for sending the photographic action of X-rays (b) and a tube that can be used to receive them (c) from the collection of the physics department of Kharkiv University.

У Одеський період своєї діяльності, який тривав із 27 червня 1894 року до 1 серпня 1902 року, М. Д. Пильчиков провів багато піонерських експериментів із радіокерування, дослідження властивостей рентгенівських променів та радію, електрохімії, електролізу і фотогальванографії [1, 2, 5–10, 19, 33–36], застосовуючи для цього прилади промислового та власного виробництва. Він організував при Одеському університеті вимірювальну лабораторію, яка була однією із найбагатших на прилади та обладнання в тодішніх університетах, а також керував її роботою. У праці [37] лаборант фізичного факультету А. Ф. Поль зокрема зазначав: «У

вимірювальній лабораторії, яка перебуває у підпорядкуванні М. Д. Пильчикова, студенти ознайомлюються із деякими вибраними методами вимірювальної фізики у всіх деталях. Кількість поставлених тут робіт може бути невеликою, але прилади мають бути вдало скомпоновані. Повинні бути вказані приклади маніпулювання ними, які більш придатні у практичному відношенні та більш вигідні з точки зору теоретичної. Спеціальна лабораторія призначена для виконання робіт, які не мають загальнообов'язкового характеру. Як приклад можна вказати ті роботи, які можуть виконуватись студентами для заліку семестру, або ж на здобуття ними медалі».



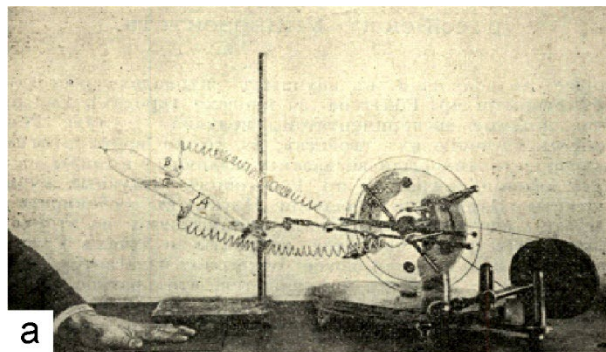
а

б

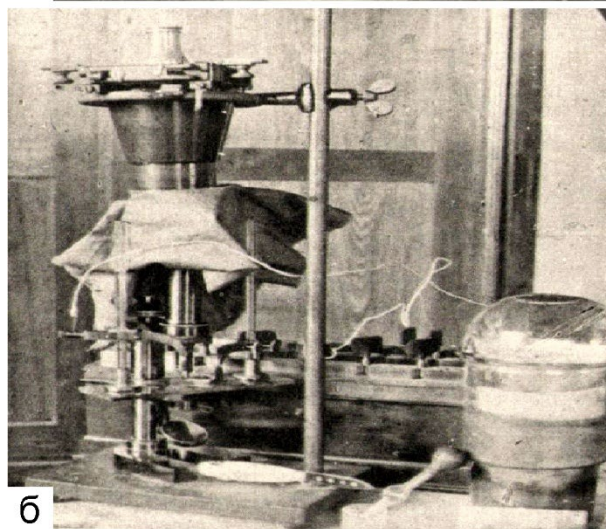
Рис. 22. Спінтарископ Крукса з колекції фізичного кабінету Харківського університету.

Fig. 22. Crookes spinthariscopes from the collection of the physics department of Kharkiv University.

Як вказано в [2], для вимірювальної лабораторії М. Д. Пильчиков зокрема придбав такі прилади: катетометр і мікрокатетометр, хронометр, ртутний еталон опору, вольтметр та амперметр для змінних струмів, термостат Дорсонвалля, фотополяриметр Корню, електрометр Карапантьє, препарат, який містив радієві сполуки, електростатичну машину Фосса. Ця машина, як складова частина рентгенівської установки М. Д. Пильчикова, зображена на фотографії зі статті [33] (рис. 23а), в якій розглядаються результати піонерських досліджень властивостей рентгенівських променів, виконаних М. Д. Пильчиковим та І. Я. Точидловським в Одеському університеті. На рис. 23б показана електрохімічна установка, застосовуючи яку М. Д. Пильчиков винайшов метод отримання негативного зображення фотографованих предметів під час проходження електролізу [2, 35, 36]. Цей метод в науковій літературі прийнято називати методом отримання електронної фотографії, або ж методом фотогальваногравії [2, 36]. Саме так називав його і сам автор в працях [35, 36].



а



б

Рис. 23. Рентгенівська (а) [34] та електрохімічна (б) [35] установки, які використовував М. Д. Пильчиков для проведення досліджень під час роботи в Одеському університеті.

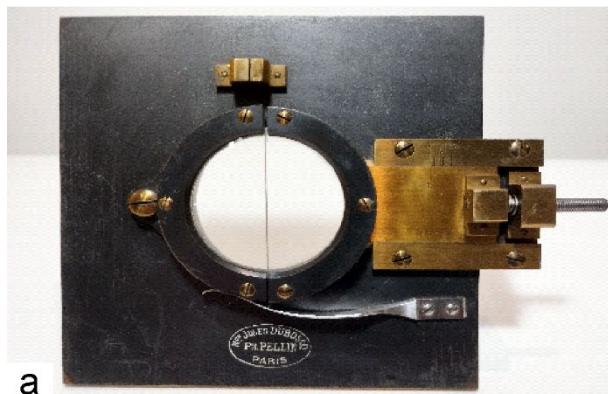
Fig. 23. X-ray (a) [34] and electrochemical (b) [35] installations used by M. D. Pylchikov to conduct research while working at Odessa University.

Розглянемо діяльність М. Д. Пильчикова, спрямовану на поповнення фізичними приладами фізичного кабінету та лабораторій Харківського технологічного університету.

Заснування в ХТІ фізичного кабінету і лабораторії, а також метеорологічної обсерваторії здійснив магістр Харківського університету О. К. Погорілко, який як і М. Д. Пильчиков був учнем А. П. Шимкова [2, 3, 30]. Він працював у ХТІ з 1885 по 1903 рік. Після обрання О. К. Погорілکا Харківським міським головою він подав у відставку з посади ад'юнкт-професора фізики ХТІ. У зв'язку із цим на посаду професора фізики, що звільнилась, за рекомендацією Навчального Комітету ХТІ був призначений М. Д. Пильчиков.

У ХТІ М. Д. Пильчиков працював із 1 серпня 1902 року і до 6 травня 1908 року. За цей період фізичний кабінет, фізична лабораторія та метеорологічна обсерваторія ХТІ за його ініціативою були суттєво поповнені різноманітними приладами та

обладнанням. Про деякі з приладів, що були придбані за цей період, М. Д. Пильчиков повідомив у звітах, які містяться в 1–4 томах «Відомостей Харківського технологічного інституту» [15–18].



а



б

Рис. 24. Діафрагма та поліпризма виробництва фірми «Duboscq-Pellin» із колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ».

Fig. 24. A diaphragm and polyprism manufactured by Duboscq-Pellin from the collection of instruments of the Department of Physics of NTU KhPI.

Цей журнал був заснований в ХТІ у 1903 році за його ініціативою та видавався під його редакцією. У звітах М. Д. Пильчиков, зокрема, повідомляв про те, що ним були замовлені для виготовлення в фірмі «Duboscq-Pellin» такі прилади: спектрополяриметр конструкції Пильчикова; рефрактоскоп конструкції

Пильчикова, який використовувався для лекційних демонстрацій явища заломлення світла; рефлектоскоп Волжина; іонометр Пильчикова, який використовувався для швидкого визначення ступеню іонізації повітря; однолистковий електрометр Пильчикова; спектрополяриметр Пильчикова. У цієї ж фірми були придбані: термогальванометр і термічний амперметр Дудделя; фотополариметр Корню; рефрактометр Пильчикова; дилатометр Лешательє; геліостат Зільбермана; різноманітні лінзи; призми; діафрагми; великий електромагніт та інші прилади. Деякі з цих приладів і до цього часу збереглися в колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ» (рис. 24).

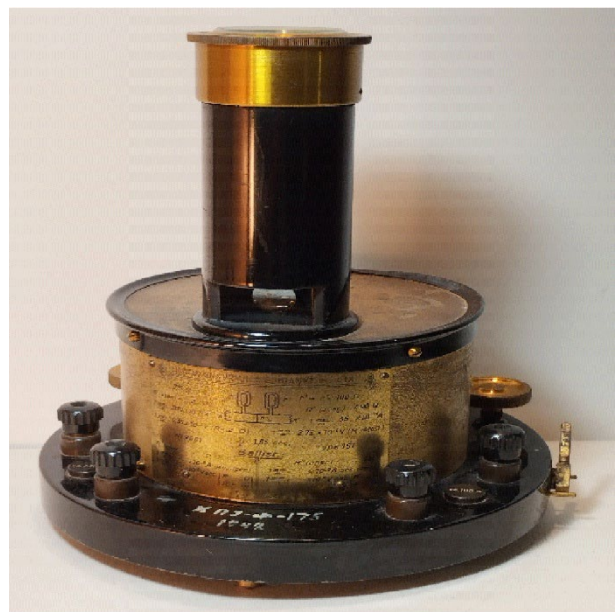


Рис. 25. Гальванометр фірми «Hartmann & Braun A. G.» із колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ».

Fig. 25. Galvanometer from the Hartmann & Braun A. G. company from the collection of instruments of the Department of Physics of NTU «KhPI».

У фірми «Hartmann & Braun A. G.», як вказано в звітах, за цей період були придбані такі прилади: два магазини опору, еталонний резистор опором 100 000 Ом, потенціометр, місток Уїтстона, прилади для вимірювання електричної ємності та демонстрації явища електромагнітної індукції, вольтметр, лекційний гальванометр (рис. 25).

У відомого виробника оптичних приладів та телескопів Георга Секретана був замовлений для виробництва катоптричний фотографічний телескоп із діаметром дзеркала 125 мм, а також були придбані дзеркало із фокусною відстанню 8 метрів та призмовий бінокль. Ще одне дзеркало із фокусною відстанню 2 метри було придбане в фірми Карла Цайса.



Рис. 26. Трансформатор Тесла (а) виробництва фірми «Max Kohl A. G.» та прилад «Термостовп Мелоні» (б) із колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ».

Fig. 26. Tesla transformer (a) manufactured by the company «Max Kohl A. G.» and the device «Thermostol Meloni» (b) from the collection of devices of the Department of Physics of NTU «KhPI».

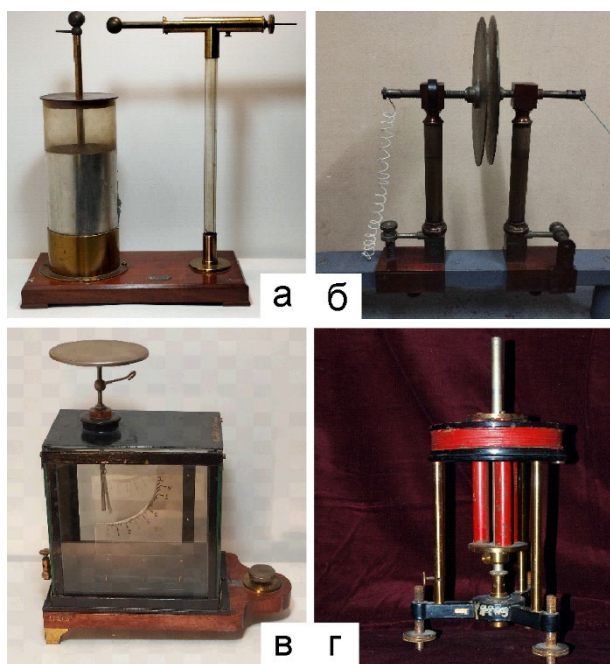


Рис. 27. Лейденська банка із розрядником (а), повітряний конденсатор (б), демонстраційний електроскоп Кольбе (в) та прилад для демонстрації явища електромагнітної індукції (г) виробництва фірми «Max Kohl A. G.» із колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ».

Fig. 27. Leyden jar with a discharger (a), air condenser (b), Kolbe demonstration electroscope (c) and a device for demonstrating the phenomenon of electromagnetic induction (d) manufactured by the company «Max Kohl

A. G.» from the collection of devices of the Department of Physics of NTU «KhPI».

У фірмі «Max Kohl A. G.» у 1905 році був придбаний масляний трансформатор Тесла, який був змонтований в фізичному кабінеті Д. А. Кутневичем, талановитим учнем М. Д. Пильчикова (рис. 26 а), а також «Термостовп Мелоні» (рис. 26 б). У цієї ж фірми також були придбані різні демонстраційні прилади з електрики та магнетизму (рис. 27) а також грозовідмітник (рис. 28).

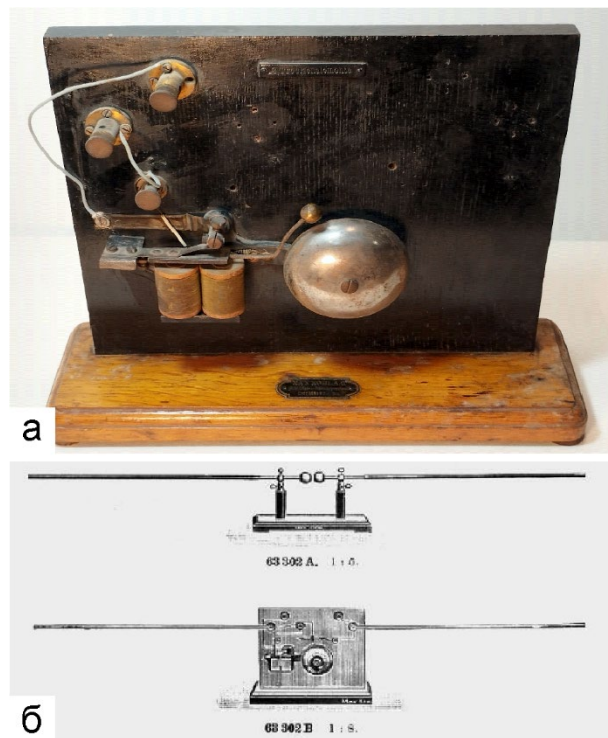


Рис. 28. Грозовідмітник виробництва фірми «Max Kohl A. G.» із колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ» (а) та його зображення в каталозі приладів [38], які випускались цією фірмою (б).

Fig. 28. Lightning detector manufactured by the company «Max Kohl A. G.» from the collection of instruments of the Department of Physics of NTU «KhPI» (a) and its image in the catalog of instruments [38] produced by this company (b).

Цей прилад використовувався на метеорологічній обсерваторії для фіксації електричних розрядів, які виникають в атмосфері під час грози. Він у розкомплектованому вигляді зберігся і до цього часу (рис. 28а). Для проведення досліджень гроз, а також для проведення дослідів із вивчення принципу дії різних приладів із бездротової телеграфії поблизу фізичного корпусу ХТІ за ініціативою М. Д. Пильчикова був побудований спеціальний

павільйон. У 1905 році в фізичному кабінеті ХТІ Д. А. Кутневичем був змонтований комплект приладів виробництва фірми «Max Kohl A. G.», розроблених професором Адольфом Слабі для демонстрації принципу дії бездротової телеграфії на відстані до 30 метрів, тобто в межах приміщення, в якому вони були розміщені. На жаль, ці прилади не збереглися. Їх загальний вигляд (рис. 29) наведений в каталозі фірми «Max Kohl A. G.» [38]. Антену від іскрової телеграфної станції А. Слабі можна побачити в правому кутку фотографії, на якій зображене приміщення фізичного кабінету ХТІ (рис. 30 а). Це фото, як і фото, на якому зображена навчальна фізична лабораторія ХТІ (рис. 30 б), було зроблене Д. А. Кутневичем для ювілейного фотоальбому, виготовленого на честь 25 річниці з дня створення ХТІ [2].

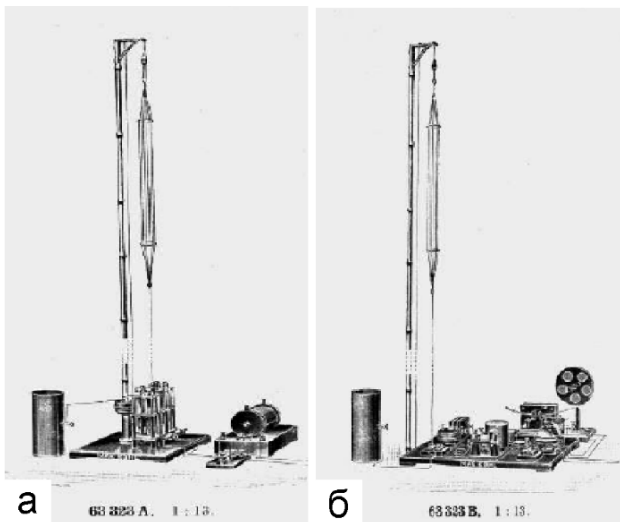


Рис. 29. Комплект приладів виробництва фірми «Max Kohl A. G.», розроблених А. Слабі для демонстрації принципу дії бездротової телеграфії [38].

Fig. 29. A set of devices manufactured by the company “Max Kohl A. G.”, developed by A. Slaby to demonstrate the principle of wireless telegraphy [38].

Серед приладів, які зберігаються в колекції кафедри фізики НТУ «ХПІ», раніше були виявлені [9] такі прилади для іскрової телеграфії: реле, сконструйоване М. Д. Пильчиковим; реле, виготовлене в майстерні Ежена Дюкрете; 2 диски від вібратора системи Вільгельма Б'єркнеса [31].

Про принцип дії цих приладів, які були вивчені та успішно відреставровані, можна прочитати в статті [9]. У колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ» також були виявлені подвійне телеграфне реле та електромагніт із рухомим осердям (рис. 31).

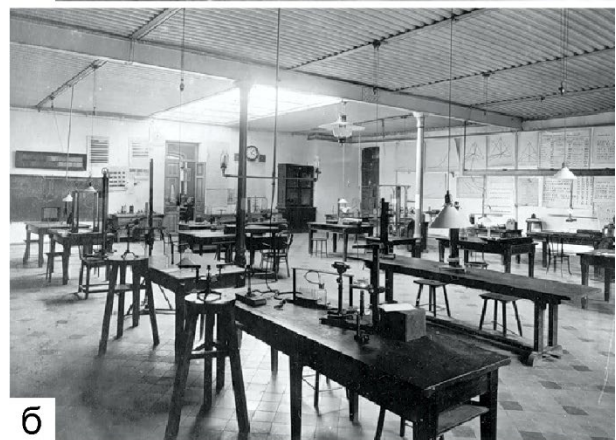
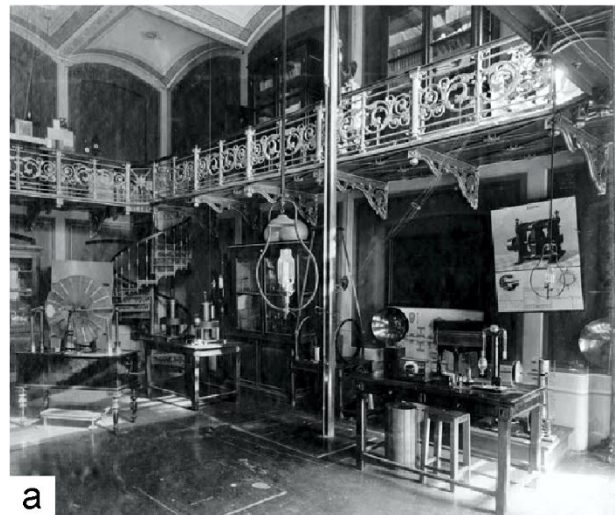


Рис. 30. Фізичний кабінет (а) та навчальна фізична лабораторія (б) ХТІ [2].

Fig. 30. Physics room (a) and educational physics laboratory (b) of KhTI [2].

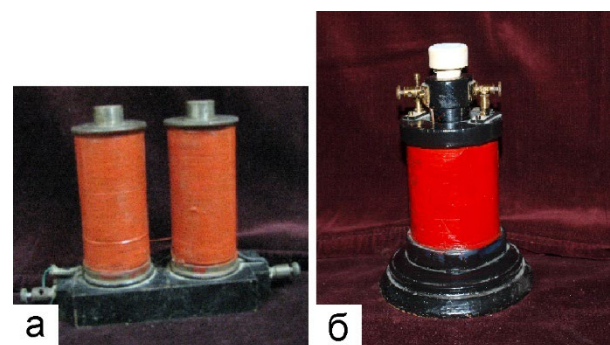


Рис. 31. Подвійне телеграфне реле та електромагніт із рухомим осердям із колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ».

Fig. 31. Double telegraph relay and electromagnet with a moving core from the collection of instruments of the Department of Physics of NTU “KhPI”.

Ці прилади також вірогідно могли використовуватись М. Д. Пильчиковим при розробленні або випробуванні його протекторів для селективного прийому радіохвиль та захисту приймача від перешкод, пов'язаних із атмосферними електричними розрядами.

Для фізичної лабораторії ХТІ були придбані терези із чутливістю 1 міліграм (рис. 32). М. Д. Пильчиков також розробив комплект приладів, який складався із відцентрової машини і пристроїв для демонстрації дії відцентрової сили інерції та для її вимірювання (рис. 33а, рис. 33б). Ці прилади були виготовлені в майстерні фізичного кабінету ХТІ. Там же було виготовлено і кілька проєкційних («чарівних») ліхтарів, оснащених дуговою лампою «Малюк» (рис. 33в). Про такий ліхтар, виготовлений для 1 Харківської жіночої гімназії, М. Д. Пильчиков доповідав на засіданні фізико-хімічної секції Товариства дослідних наук у Харківському університеті [39].

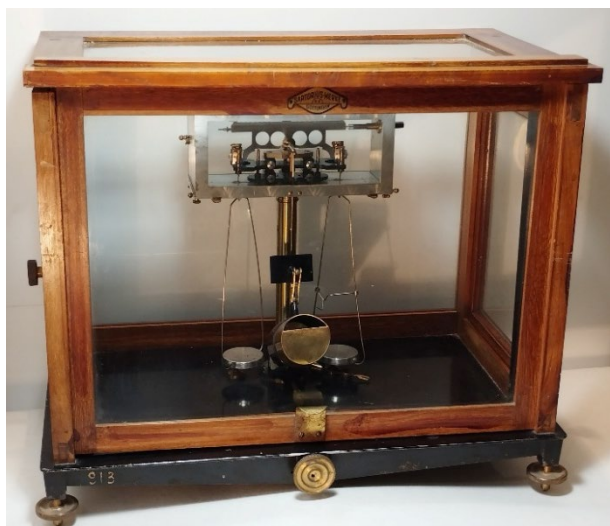


Рис. 32. Терези із колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ».

Fig. 32. Scales from the collection of instruments of the Department of Physics of NTU “KhPI”.

Для продовження робіт із дослідження властивостей радіоактивних матеріалів М. Д. Пильчиков придбав 2 міліграми радієвого препарату професора Ф. Гізеля, що містив гідрат бромистого радію. Із використанням таких же препаратів Гізеля були зроблені важливі піонерські відкриття Е. Резерфордом та іншими вченими.

Про особливості постановки практичних (лабораторних) занять у фізичній лабораторії ХТІ та про роль в їх організації та вдосконаленні М. Д. Пильчикова детально написав П. В. Шепелев у

статті, опублікованій вже після трагічної смерті вченого [40]. Аналіз наведених в ній інформації дає підставу стверджувати, що ця лабораторія була оснащена різноманітними сучасними приладами. У тому числі: гігрометром Даніеля; психрометром; калориметром; фотометрами Вебера, Бунзена, Люмера і Бродхуна; цукрометром Солеля;

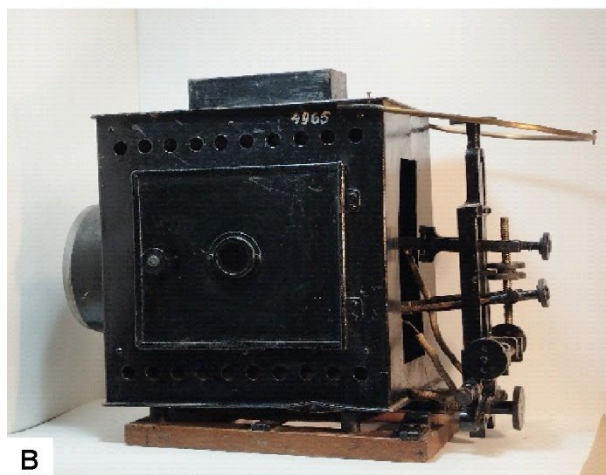


Рис. 33. Відцентрова машина для демонстрації дії та для вимірювання відцентрової сили інерції і пристрій до неї (а, б) та проєкційний ліхтар (в) із колекції приладів кафедри фізики НТУ «ХПІ».

Fig. 33. Centrifugal machine for demonstrating the action and for measuring the centrifugal force of inertia and its device (a, b) and a projection lamp (c) from the collection of instruments of the Department of Physics of NTU “KhPI”.

вимірювальними містками Уїтстона, Томсона і Кольрауша; сферометром; гальванометром із рухомою

котушкою; квадрантним електрометром Томсона; абсолютним електрометром; великою індукційною спіраллю (котушкою Румкорфа); амперметрами і вольтметрами; гоніометром; терезами Мора; спектроскопом; секундоміром; оптичним мікроскопом, оснащеним мікрометром; барометром; волюметром Лермантова; приладом Клемана і Дезорма та іншими. Перелік лабораторних робіт, які виконували студенти в фізичній лабораторії ХТІ на початку ХХ століття, а також набір методик, які застосовувались ними при проведенні навчальних досліджень, завдяки організаторським зусиллям М. Д. Пильчикова та його учнів і співробітників, повністю відповідали існуючим тогочасним критеріям, описаним у книзі Фрідріха Кольрауша [41, 42].

ВИСНОВКИ

1. Проаналізована та узагальнена наявна в літературних джерелах і документах інформація щодо багатогранної діяльності М. Д. Пильчикова, спрямованої на розробку нових приладів власної конструкції, його організаційна робота, пов'язана із поповненням різним обладнанням фізичних кабінетів та навчальних лабораторій, а також створених ним дослідницьких (вимірювальних) лабораторій в Харківському і Одеському університетах та в Харківському технологічному інституті.

2. Проведено пошук, вивчення, ідентифікацію та реставрацію низки фізичних приладів, які вірогідно були придбані М. Д. Пильчиковим для фізичних кабінетів і лабораторій та якими він міг користуватися при проведенні занять і наукових досліджень у Харківському університеті та в Харківському технологічному інституті.

3. Описано деякі фізичні прилади, виготовлені відомими європейськими виробниками в другій половині ХІХ та на початку ХХ століття, що зберігаються в колекціях фізичного кабінету Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна та кафедри фізики Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут».

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. Е. А. Роговский. Профессор Н. Д. Пильчиков и его труды. Издательство Общества Физико-Химических

- Наук при Императорском Харьковском Университете, Харьков (1913), 29 с.
2. В. П. Плачинда. Микола Дмитрович Пильчиков, Наукова думка, Київ (1983), 198 с.
3. Кафедра физики. В Физико-математический факультет Харьковского университета за первые сто лет его существования (1805–1905), под ред. И. И. Осипова, Д. И. Багаля, Издание Харьковского университета, Харьков (1908), с. 74.
4. Физический кабинет Харьковского университета. В Физико-математический факультет Харьковского университета за первые сто лет его существования (1805–1905), под ред. И. И. Осипова, Д. И. Багаля, Издание Харьковского университета, Харьков (1908), с. 238.
5. Н. Л. Полякова. Ученые записки Харьковского университета, 5, 5 (1955).
6. Н. Л. Полякова, Е. А. Попова-Кьяндская, УФН, 53, 1, 131 (1954).
7. В. П. Хижковий. Нариси історії кафедри експериментальної фізики, ХНУ імені В. Н. Каразіна, Харків (2004), 73 с.
8. В. І. Бавер, В. О. Каменєва. Микола Дмитрович Пильчиков, Техніка, Київ (1964), 68 с.
9. В. П. Пойда, В. І. Білецький, В. В. Нерубенко, К. І. Байрамова, М. І. Боброва, К. О. Мінакова, О. В. Семенов, О. П. Сук, Е. С. Юнаш, О. М. Меньшова. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, серія «Фізика», 26, 64 (2017).
10. Ю. В. Дятлов, А. А. Шендеровський. Вісник інженерних наук України, 2(19), 44 (2003).
11. А. Я. Дульфана, Е. Е. Тверитникова, А. А. Мамалуй, Н. Б. Фатьянова, Universitates: наука и просвещение, 2, 47, (2010).
12. В. Н. Миславський, В. Г. Гергеша. Механік-винахідник Йосип Тимченко в документах і спогадах, Фактор, Харків (2012), 288 с.
13. Опись библиотеки профессора Н. Д. Пильчикова. Составитель К. П. Левнейберг, Типолиграфия М. Х. Сергеева и К. М. Гальченка, Харьков (1912), 64 с.
14. Микола Дмитрович Пильчиков, 1857–1908: Опис документальних матеріалів особистого фонду 783, Наукова думка, Київ (1970), 164 с.
15. Отчет о состоянии Харьковского Технологического Института Императора Александра III за 1903 год. В Известия Харьковского Технологического Института Императора Александра III, Харьков (1905), т. 1, с. 1.
16. Отчет о состоянии Харьковского Технологического Института Императора Александра III в 1904 году. В Известия Харьковского Технологического Института Императора Александра III, Харьков (1906), т. 2, с. 1.
17. Отчет о состоянии Харьковского Технологического Института Императора Александра III за 1905 год. В Известия Харьковского Технологического Института Императора Александра III, Харьков (1907), т. 3, с. 1.
18. Отчет о состоянии Харьковского Технологического Института Императора Александра III за 1906 год. В Известия Харьковского Технологического Института Императора Александра III, Харьков (1908), т. 4, с. 1.

19. Н. Д. Пильчиков Вестник опытной физики и элементарной математики, 286, 181 (1900).
20. Paolo Brenni. Bulletin of the Scientific Instrument Society, 51.7 (1996).
21. Протоколы заседаний физико-химической секции Общества опытных наук при Императорском Харьковском университете за 1881 г., Издание Харьковского университета, Харьков (1884), 80 с.
22. Н. Д. Пильчиков Журнал русского физико-химического общества. Часть физ., 13, 9, 393 (1881).
23. Н. Д. Пильчиков. Журнал русского физико-химического общества. Часть физ., 22, 3, 88 (1890).
24. P. H. Pellin. Catalogue des Instruments de pre'cision. Appareils de Mesure. Le Mans, Typographie Ed. Monoyer, Paris (1890), 32 p.
25. О. Д. Хвольсон. Курс физики. Т. 2, Издательство Л. Риккера, Санкт-Петербург (1911), 839 с.
26. О. Д. Хвольсон. Курс физики. Т. 4, ч. 1, Издательство Л. Риккера, Петроград, (1915), 852 с.
27. О. Д. Хвольсон. Курс физики. Т. 4, ч. 2, Издательство Л. Риккера, Петроград (1915), 1030 с.
28. Жорж Дари. Электричество во всех его применениях, Типография Суворина, Санкт-Петербург (1903), 438 с.
29. В. П. Пойда, К. І. Байрамова. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, серія «Фізика», 41, 50, 60, (2024).
<https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-06>
30. Е. Л. Перчик, А. И. Коробов. Universitates: наука и просвещение, 3, 57, (2006).
31. Н. А. Борисова, В. К. Марченков, В. В. Орлов. История радиосвязи в экспозиции Центрального музея связи имени А. С. Попова: Каталог (фотоальбом), Центральный музей связи имени А. С. Попова, Санкт-Петербург (2008), 188 с.
32. P. H. Pellin. Catalogue des Instruments de pre'cision. Photomet'rie. Le Mans, Typographie Ed. Monoyer. Paris. (1898), 32 p.
33. И. Я. Точидловский. Вестник опытной физики и элементарной математики, 233, 123 (1896).
34. Н. Д. Пильчиков. Журнал Русского физико-химического общества. Часть физ., 28, 26, 39 (1896).
35. Н. Д. Пильчиков. Записки Новороссийского университета, часть учения, 67, 1 (1896).
36. Н. Д. Пильчиков. В Дневник X съезда русских естествоиспытателей и врачей, Типография С. В. Кульженко, Киев (1896), т. 2, с. 85.
37. А. Ф. Поль. Вестник опытной физики и элементарной математики, 288, 27 (1900).
38. Physical Apparatus «MAX COHL A. G. CHEMNITZ», Price List № 50, Vols II and III, Max Kohl A. G. Chemnitz (1900), 849 p.
39. Л. М. Андреасов. В Роль ученых Харьковского университета в развитии химической науки, сборник статей, Изд-во ХГУ, Харьков (1952), с. 225.
40. П. С. Шепелев. В Известия Харьковского Технологического Института Императора Александра III, Харьков (1911), т. 7, с.1.
41. Ф. Кольрауш. Руководство к практике физических измерений. Издательство Л. Риккера, Санкт-Петербург (1891), 445 с.

REFERENCES

1. E. A. Rogovskii. Professor N. D. Pilchikov and his Works. Publishing House of the Society of Physical and Chemical Sciences at the Imperial Kharkov University, Kharkov (1913), 29 p. (In Russian).
2. V. P. Plachynda. Mykola Dmytrovych Pyl'chikov, Naukova dumka, Kyiv (1983), 198 p. (In Ukrainian).
3. Department of Physics. In The Physical and Mathematical Faculty of Kharkov University during the First Hundred Years of its Existence (1805–1905), edited by I. I. Osipov, D. I. Bagaley, Kharkov University Publication, Kharkov (1908), p. 74. (In Russian).
4. Physics Cabinet of Kharkov University. In The Physical and Mathematical Faculty of Kharkov University during the First Hundred Years of its Existence (1805–1905), edited by I. I. Osipov, D. I. Bagaley, Kharkov University Publication, Kharkov (1908), p. 238. (In Russian).
5. N. L. Polyakova. Scientific Notes of Kharkov University, 5, 5 (1955). (In Russian).
6. N. L. Polyakova, E. A. Popova-Kyandskaya, UFN, 53, 1, 131 (1954). (In Russian).
7. V. P. Khizhkovy. Drawings of the History of the Department of Experimental Physics, V. N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv (2004), 73 p. (In Ukrainian).
8. V. I. Baver, V. O. Kameneva. Mykola Dmitrovich Pilchikov, Tekhnika, Kiev (1964), 68 p. (In Ukrainian).
9. V. P. Poyda, V. I. Bilets'kyi, V. V. Nerubenko, K. I. Bayramova, M. I. Bobrova, K. O. Minakova, O. V. Semenov, O. P. Suk, E. S. Yunash, O. M. Men'shova. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series "Physics", 26, 64 (2017). (In Ukrainian).
10. Yu. V. Dyatlov, A. A. Shenderovskiy. Bulletin of Engineering Sciences of Ukraine, 2(19), 44 (2003). (In Ukrainian).
11. A. Ya. Dul'fan, Ye. Ye. Tveritnikova, A. A. Mamaluy, N. B. Fat'yanova, Universitates: Science and Education, 2, 47, (2010). (In Russian).
12. V. N. Mislavsky, V. G. Gergesha. Mechanic-Inventor Yosyp Timchenko in Documents and Memoirs, Factor, Kharkiv (2012), 288 p. (In Ukrainian).
13. Inventory of the Library of Professor N. D. Pilchikov. Compiled by K. P. Levneberg, Typographical art by M. Kh. Sergeev and K. M. Galchenko, Kharkov (1912), 64 p. (In Russian).
14. Mykola Dmitrovich Pilchikov, 1857–1908: Description of Documentary Materials of the Special Fund 783, Naukova Dumka, Kiev (1970), 164 p. (In Ukrainian).
15. Report on the Status of the Kharkov Technological Institute of Emperor Alexander III for 1903. In Bulletin of the Kharkov Technological Institute of Emperor Alexander III, Kharkov (1905), v. 1, p. 1. (In Russian).
16. Report on the Status of the Kharkov Technological Institute of Emperor Alexander III in 1904. In Bulletin of the Kharkov Technological Institute of Emperor Alexander III, Kharkov (1906), v. 2, p. 1. (In Russian).
17. Report on the Status of the Kharkov Technological Institute of Emperor Alexander III for 1905. In News of the Kharkov Technological Institute of Emperor Alexander III, Kharkov

- (1907), v. 3, p. 1. (In Russian).
18. Report on the Status of the Kharkov Technological Institute of Emperor Alexander III for 1906. In Bulletin of the Kharkov Technological Institute of Emperor Alexander III, Kharkov (1908), v. 4, p. 1. (In Russian).
19. N. D. Pilchikov Bulletin of Experimental Physics and Elementary Mathematics, 286, 181 (1900). (In Russian).
20. Paolo Brenni. Bulletin of the Scientific Instrument Society, 51.7 (1996).
21. Protocols of the Meetings of the Physical-Chemical Section of the Society of Experimental Sciences at the Imperial Kharkov University for 1881, Kharkov University Publication, Kharkov (1884), 80 p. (In Russian).
22. N. D. Pilchikov Journal of the Russian Physical-Chemical Society. Part of Phys., 13, 9, 393 (1881). (In Russian).
23. N. D. Pilchikov. Journal of the Russian Physical-Chemical Society. Part Phys., 22, 3, 88 (1890). (In Russian).
24. P. H. Pellin. Catalogue of Precision Instruments. Measuring Devices. Le Mans. Typography. Ed. Monoyer, Paris (1890), 32 p. (in French).
25. O. D. Khvolson. Course of Physics. Vol. 2, L. Ricker Publishing House, St. Petersburg (1911), 839 p. (In Russian).
26. O. D. Khvolson. Physics Course. T. 4, part 1, L. Ricker Publishing House, Petrograd (1915), 852 p. (In Russian).
27. O. D. Khvolson. Physics Course. T. 4, part 2, L. Ricker Publishing House, Petrograd (1915), 1030 p. (In Russian).
28. Georges Dari. Electricity in all its Applications, Suvorin Printing House, St. Petersburg (1903), 438 p. (In Russian).
29. V. P. Poyda, K. I. Bayramova. Journal of V. N. Karazin Kharkiv National University. Series "Physics", 41, 50, 60, (2024). (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2222-5617-2024-41-06>
30. E. L. Perchik, A. I. Korobov. Universitates: Science and Education, 3, 57, (2006). (In Russian).
31. N. A. Borisova, V. K. Marchenkov, V. V. Orlov. History of Radio Communications in the Exposition of the A. S. Popov Central Museum of Communications: Catalogue (photo album), A. S. Popov Central Museum of Communications, St. Petersburg (2008), 188 p. (In Russian).
32. P. H. Pellin. Catalog of Precision Instruments. Photometry. Le Mans. Typography by De. Monoyer. Paris (1898), 32 p. (In French).
33. I. Ya. Tochidlovsky. Bulletin of Experimental Physics and Elementary Mathematics, 233, 123 (1896). (In Russian).
34. N. D. Pilchikov. Journal of the Russian Physical-Chemical Society. Part Phys., 28, 26, 39 (1896). (In Russian).
35. N. D. Pilchikov. Notes of Novorossiysk University, scientific part, 67, 1 (1896). (In Russian).
36. N. D. Pilchikov. In The Diary of the 10th Congress of Russian Naturalists and Physicians, S. V. Kulzhenko Printing House, Kyiv (1896), v. 2, p. 85. (In Russian).
37. A. F. Paul. Bulletin of Experimental Physics and Elementary Mathematics, 288, 27 (1900). (In Russian).
38. Physical Apparatus «MAX COHL A. G. CHEMNITZ», Price List № 50, Vols II and III, Max Kohl A. G, Chemnitz (1900), 849 p. (In German).
39. L. M. Andreasov. In The Role of Scientists of Kharkov University in the Development of Chemical Science, collection of articles, Publishing House of Kharkov State University, Kharkov (1952), p. 225. (In Russian).
40. P. S. Shepelev. In The Bulletin of the Kharkov Technological Institute of Emperor Alexander III, Kharkov (1911), v. 7, p. 1. (In Russian).
41. F. Kohlrausch. Guide to the Practice of Physical Measurements. L. Ricker Publishing House, St. Petersburg (1891), 445 p. (In Russian).

M. D. PYLCHIKOV'S CONTRIBUTION TO THE DEVELOPMENT OF NEW PHYSICAL DEVICES AND TO THE SUPPLEMENTATION OF COLLECTIONS OF DEVICES OF PHYSICAL CABINETS AND LABORATORIES OF KHARKIV AND ODESSA UNIVERSITIES AND KHARKIV TECHNOLOGICAL INSTITUTE

V. P. Poyda¹, V. I. Bilets'kyi¹, K. I. Bayramova¹, O. M. Men'shova², P. L. Veytsman²

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

²*National Technical University "Kharkiv Polytechnic Institute", 2 Kyrpychova St., 61002 Kharkiv, Ukraine*

E-mail: volodymyr.poyda@karazin.ua

Received on April 03, 2025. Reviewed on May 11, 2025.

Accepted for publication on May 15, 2025.

The article summarizes information about the activities of M. D. Pylchikov, aimed at developing of new physical devices, as well as replenishing of the devices collections that were used in physics cabinets, in educational and research laboratories of Kharkiv and Odessa Universities and the Kharkiv Institute of Technology. M. D. Pylchikov corresponded with the heads of companies that manufactured educational and scientific equipment, purchased devices from them, and ordered devices of his own design for manufacture. M. D. Pylchikov developed a number of new devices and improved some of the existing ones. He made a significant contribution to replenishing of the collection of the physics department of Kharkiv University with instruments and equipment. In 1891, on his initiative, a magnetic and meteorological department of the physics department and a meteorological station were created and equipped with instruments at Kharkiv University. During the Odessa period of his activity, M. D. Pylchikov organized a measuring laboratory at Odessa University. During the time that M. D. Pylchikov worked at the Kharkiv Institute of Technology, the physics room, physics laboratory, and meteorological observatory of the institute were significantly replenished with instruments and the latest scientific equipment. The article analyzes the data obtained as a result of a purposeful search, study, identification, and restoration of a number of physical devices that were probably purchased by M. D. Pylchikov for his physical offices and laboratories and which he could have used during classes and research.

Keywords: *history of physics, history of physical education, physical instruments, European manufacturers of physical and meteorological instruments, scientific, pedagogical, inventive and organizational activities.*

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 (загальноживаний у літературі, якщо він існує). Наприкінці посилання необхідно вказати мову першоджерела, з якого зроблено переклад – наприклад, (In Ukrainian).

ВИМОГИ ДО ЕЛЕКТРОННОГО ВАРІАНТУ РУКОПISY СТАТТІ

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

Формат аркуша – A4. Поля: зліва та справа – 2 см, верхнє – 2.5 см, нижнє – 3 см. Шрифти Times New Roman (Cyr) 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. Наявні на рисунках і фотографіях цифри і написи повинні зазначатися 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 рядку 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 42'2025

Збірник наукових праць

Українською та англійською мовами

Комп'ютерне верстання Р. В. Шурінов

Підписано до друку 26.05.2025. Формат 60х84 1/8.

Папір офсетний. Друк цифровий.

Ум. друк. арк. 5,98. Обл.-вид. арк 7,47.

Наклад 100 пр. Зам. № 37/24

Надруковано: ХНУ імені В. Н. Каразіна

61022, Харків, майдан Свободи, 4.

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3367 від 13.01.09