

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
імені І. І. МЕЧНИКОВА

MINISTRY OF EDUCATION AND SCIENCE
OF UKRAINE
ODESA I. I. MECHNIKOV
NATIONAL UNIVERSITY

**Фізика
аеродисперсних
систем**

**Physics
of aerodisperse
systems**

ВИПУСК 64 VOLUME

Науковий збірник

Collection of papers

Засновано в 1969 р.

Founded in 1969

Одеса
ОНУ імені І. І. Мечникова
2026

Приведено результати досліджень тепло- і масообміну в дисперсних системах при протіканні фазових і хімічних перетворень, механізмів утворення дисперсної фази, фізики горіння різноманітних речовин, критичні умови займання та погасання. Окремо розглядається газодинаміка процесів переносу дисперсної фази. Представлено результати досліджень електрофізики дисперсних систем і нелінійних процесів, які протікають в димовій плазмі.

Видання призначено для науковців, які вивчають процеси в аеродисперсних системах, зокрема аерозолях. Воно має бути корисним для студентів та аспірантів фізичних, фізико-технічних, енергетичних і хімічних факультетів, які спеціалізуються в області теплофізики дисперсних систем і фізики плазми, хімічної фізики та гідродинаміки.

Редакційна колегія:

д. ф.-м. н., професор	Калінчак В. В. (Україна)	(головний редактор)
д. ф.-м. н., професор	Черненко О. С. (Україна)	(заст. гол. редактора)
д. ф.-м. н., професор	Бекшаєв О. Я. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Герасимов О. І. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Дойков Д. Н. (Ізраїль)	
PhD, професор	Дрейзін Едвард (США)	
PhD, професор	Гриншпун С. А. (США)	
д. ф.-м. н., професор	Гаврющенко Д. А. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Гоцульський В. Я. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Іваницький Г. К. (Україна)	
PhD, професор	Лауренцас Раславічус (Литва)	
д. ф.-м. н., професор	Полетаєв М. І. (Україна)	
д. ф.-м. н., професор	Шевчук В. Г. (Україна)	
к. ф.-м. н., доцент	Орловська С. Г. (Україна)	(відп. секретар)

Друкується згідно з рішенням вченої ради ОНУ імені І. І. Мечникова
Протокол № 9 від 15 травня 2026 р.

Включено до Переліку наукових профільних видань України (категорія Б) згідно з наказом Міністерства освіти і науки України № 1301 від 15 жовтня 2019 року.

Адреса редакційної колегії:

вул. Пастера, 27, м. Одеса, 65082, Україна

ОНУ імені І. І. Мечникова, кафедра фізики та астрономії

Вебсайт: <https://fas.onu.edu.ua>

E-mail: teplophys@onu.edu.ua; svetor25@gmail.com; chernalex@ukr.net

UDC 532+533.9+536+537.5+622.61

The periodical publishes results of studies in the field of heat and mass transfer in disperse systems during phase changes and chemical reactions, mechanisms of dispersed phase formation. Combustion of solid, liquid and gaseous fuels is analyzed, critical conditions of ignition and extinction are considered. Gas-dynamic phenomena that determine a transport of dispersed phase are considered. Studies of electrophysics of disperse systems and non-linear processes in dusty plasma are presented. The publication is intended for scientists and engineers in field of disperse systems and, in particular, aerosols. Also it will be useful for students and PhD students of physical, physical-technical, energy and chemical faculties, specializing in thermal and plasma physics of dispersed systems, chemical physics and hydrodynamics.

Editorial Board:

Kalinchak V. V. (Ukraine)	<i>(Editor-in-Chief)</i>
Chernenko O. S. (Ukraine)	<i>(Deputy Editor-in-Chief)</i>
Bekshaev A. Y. (Ukraine)	
Gerasimov O. I. (Ukraine)	
Doikov D. N. (Israel)	
Dreyzin Edward (USA)	
Grynshpun Serhii (USA)	
Gavryushchenko D. A. (Ukraine)	
Gotsulskii V. Y. (Ukraine)	
Ivanitskiy G. K. (Ukraine)	
Poletaev N. I. (Ukraine)	
Raslavivius Laurencas (Lithuania)	
Shevchuk V. G. (Ukraine)	
Orlovska S. G. (Ukraine)	<i>(Editorial Secretary)</i>

The periodical is published on the decision of the Academic Council of Odesa I. I. Mechnikov National University (No 9 dated 15 May 2026).

The publication is included in the List of Scientific Professional Journals of Ukraine (Category B) as per Order of the Ministry of Education and Science of Ukraine No 1301 dated 15 October 2019.

Editorial Office:

27 Pastera St, Odesa, 65082, Ukraine,

Odesa I. I. Mechnikov National University,

Department of Physics and Astronomy

Website: <https://fas.onu.edu.ua>

E-mail: teplophys@onu.edu.ua, svetor25@gmail.com, chernalex@ukr.net

© Odesa I. I. Mechnikov
National University, 2026

ЗМІСТ

ТЕПЛОФІЗИКА ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМ

- Тюрін О. В., Жуков С. О., Бекшаєв О. Я.*
Механізм антистоксової люмінесценції мікрокристалів AgHal,
сенсibiliзованих барвником 8
- Мукмінов І. І.*
Нестационарне теплоперенесення в аеродисперсній системі з
щільним шаром гравію в каналі ґрунтового регенератора 21
- Симоненко Ю. М., Грудка Б. Г.*
Насадкові колони в технології отримання натурального холодагенту –
пропану (R290) 30
- Бошков Л. З., Єрохін Д. М., Комендант С. Г., Волчок В. О., Воробйов Н. О.*
Моделювання гібридної системи теплопостачання з відновлювальними
джерелами енергії 41
- Страутман А. А., Житнюк С. В.*
Діелектрична проникність водних розчинів метанолу в околі особливої
концентраційної точки 51
- ### ТЕПЛОМАСООБМІН
- Гречановський А. П.*
Вплив мікрохвильової дегідратації на теплоту сорбції цеолітів типу А 56
- Бошкова І. Л., Волгушева Н. В., Кравченко Є. О., Крятов А. Г., Фатєєва К. О.*
Визначення оптимальних параметрів мікрохвильового нагріву для стадії
сушіння порошоків оксиду алюмінію 65
- Вергун Л. Ю., Британ А. В., Свечнікова О. С.*
Молекулярний механізм випаровування водного розчину глюкози,
що піддавався дії магнітного поля 74
- Годик К. О.*
Експериментальне дослідження термоелектричних систем отримання
води з атмосферного повітря 81
- Орловська С. Г.*
Теплові режими високотемпературного окислення вольфрамових
дротиків 91

ЕЛЕКТРОФІЗИКА

- Дойков Д. М., Дойков М. Д.*
Візуалізація блискавки в запиленій атмосферній плазмі 101

ФІЗИКА АЕРОЗОЛІВ

- Черненко О. С., Катц А. М., Ільяшенко М. Д.*
Вплив поверхневих явищ на рух дисперсних частинок 115

- Курятников В. В.*
Моделювання процесів масообміну з урахуванням дифузії
радіонуклідів в порах та конвекції під час технологічної обробки
харчової продукції 124

ФІЗИКА ГОРІННЯ

- Козін В. С.*
Прискорення запуску твердопаливного ракетного двигуна за
рахунок нітрозних газів 134

- Назарчук Б. В., Німич А. В., Панченко Д. Ю., Шевчук В. Г., Сидоров О. Є.*
Експериментальне дослідження спалахування та горіння крапель
суспензійних пальних 142

- Іменний покажчик* 151
Інформація для авторів 153

CONTENTS

THERMAL PHYSICS OF DISPERSE SYSTEMS

- Tyurin O. V., Zhukov S. O., Bekshaev A. Y.*
Mechanism of the anti-Stokes luminescence of dye-sensitized AgHal microcrystals 8
- Mukminov I. I.*
Unsteady heat transfer in an aerodisperse system with a dense gravel bed in a s regenerator channel 21
- Symonenko Iu. M., Hrudka B. H.*
Packed columns in the technology of obtaining natural refrigerant – propane (R290) 30
- Boshkov L. Z., Yerokhin D. M., Komendant S. H., Volchok V. O., Vorobjov N. O.*
Modeling of a hybrid heat supply system with renewable energy sources 41
- Strautman A. A., Zhytნიuk S. V.*
Dielectric permittivity of aqueous methanol solutions in the vicinity of the peculiar concentration point 51

HEAT AND MASS TRANSFER

- Hrechanovskyi A. P.*
Effect of microwave dehydration on the heat of sorption of type A zeolites 56
- Boshkova I. L., Volgusheva N. V., Kravchenko Ye. O., Kriatov A. H., Fatieieva K. O.*
Determination of optimal microwave heating parameters for the drying stage of alumina powder summary 65
- Vergun L., Brytan A., Svechnikova O.*
Molecular mechanism of evaporation of aqueous glucose solution treated in a magnetic field 74
- Hodyk K.*
Experimental study of thermoelectric systems for obtaining water from atmospheric air 81
- Orlovska S. G.*
Thermal regimes of high-temperature oxidation of tungsten wires 91

ELECTROPHYSICS

Doikov D., Doikov M.

Visualization of lightning in dusty atmospheric plasma 101

AEROSOLS PHYSICS

Chernenko O. S., Katts A. M., Ilyashenko M. D.

Influence of surface phenomena on the motion of dispersed particles 115

Kuriatnykov V. V.

Modeling of mass transfer processes taking into account radionuclide diffusion in pores and convection during technological processing of food products 124

COMBUSTION PHYSICS

Kozin V. S.

Increase of speeds burning of solid propellant filling by gases oxides of nitrogen NO_x of combustion chamber 134

Nazarchuk B. V., Nimych A. V., Panchenko D. Yu., Shevchuk V. G., Sydorov O. Ye.

Experimental study of ignition and combustion of slurry fuel droplets 142

Name Index

Guidelines for Authors

152

157

ТЕПЛОФІЗИКА ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМ

УДК 77.01:535.37

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361457>

Тюрін О. В.¹, Жуков С. О.¹, Бекшаєв О. Я.^{1,2}

¹Науково-дослідний інститут фізики Одеського національного університету імені І. І. Мечникова

²Чернівецький національний університет імені Юрія Федьковича
E-mail: tyurin@onu.edu.ua

ORCID iD: ¹ <https://orcid.org/0000-0002-4079-3610>

³ <https://orcid.org/0000-0003-4153-559X>

Механізм антистоксової люмінесценції мікрокристалів AgHal, сенсibilізованих барвником

Експериментально обґрунтовано та уточнено двоквантово-ступінчастий механізм низькотемпературної ($T = 77$ К) антистоксової люмінесценції ($\lambda_{\max} \approx 560$ нм) емульсійних мікрокристалів AgBrI (ЕМК), сенсibilізованих барвником (ЕМК-Бр), викликаній фотозбудженням J-агрегату барвника (Бр) ($\lambda = 670\text{--}700$ нм). Згідно з цим механізмом, енергія фотозбудження від Бр передається до AgBrI через срібні центри атомно-молекулярного ступеня дисперсності (АМСД). Встановлено, що за антистоксову люмінесценцію ЕМК-Бр відповідає рекомбінація вільних нерівноважних електронів, дозбуджених у зону провідності (ЗП) AgBrI із срібних центрів АМСД, з дірками, локалізованими на парних йодних центрах (ПЙЦ) у забороненій зоні (ЗЗ) AgBrI. В той же час, рекомбінація електронів, локалізованих на срібних центрах АМСД, з дірками, що знаходяться на ПЙЦ, відповідає за стоксову люмінесценцію в смузі з $\lambda \approx 720\text{--}800$ нм. Рекомбінація таких же електронів з вільними дірками у ВЗ AgBrI відбувається безвипромінювально, що зумовлює виникнення ефекту «втоми люмінесценції» антистоксової смуги.

Ключові слова: мікрокристали галогенідів срібла, сенсibilізація барвниками, низькотемпературна люмінесценція, антистоксова люмінесценція, локальні центри захоплення носіїв, процеси генерації-рекомбінації.

Вступ. Механізм передачі енергії фотозбудження від Бр-сенсibilізатора галогеніду срібла (AgHal) досі залишається остаточно не з'ясованим, а запропоновані моделі не можуть претендувати на вичерпне пояснення всієї сукупності наявних експериментальних фактів.

Одним із експериментальних методів, що дозволяють досліджувати електронно-діркові процеси, зумовлені спектральною сенсibilізацією, є виникнення в ЕМК AgHal низькотемпературної ($T = 4.2\text{--}77$ К) антистоксової люмінесценції. Вперше антистоксова люмінесценція AgHal, обумовлена Бр, була зареєстрована в роботах [1–3]. Пропоновані механізми [4,5] виникнення антистоксової люмінесценції, що спостерігалась в [1–3], неоднозначні і носять вельми загальний характер. Так, у [4] розглядається вид кооперативної люмінесценції, при якому один



квант антистоксової люмінесценції виникає при поглинанні двох квантів світла молекулами Br, адсорбованими на різних дефектах поверхні ЕМК AgHal. Різність умов адсорбції обумовлює відмінність набору енергетичних рівнів у різних молекул. Поглинання світла одними молекулами Br призводить до утворення електронів у ЗП і катіон-радикалу Br^+ , а при поглинанні світла іншими молекулами виникають дірки у ВЗ та аніон-радикали Br^- . Подальша доля заряджених радикалів Br^+ та Br^- у роботі не обговорюється.

Автори роботи [5] розвивають уявлення про двофотонно-ступінчастий механізм антистоксової люмінесценції, при якому одна фотозбуджена молекула Br відновлює іон срібла до атома. Утворений при цьому іон-радикал барвника Br^+ віддає дірку у ВЗ, а інша молекула Br передає свою енергію збудження знов утвореному атому срібла, з переходом електрона в ЗП AgHal. Проте, як саме енергія збудження Br передається атому срібла, у роботах не уточнюється, і це питання залишається відкритим.

Відсутність надійних знань щодо механізму виникнення антистоксової люмінесценції ускладнює інтерпретацію експериментальних результатів і не дає можливості оцінити роль та ефективність Br при використанні його для різних практичних застосувань [6–12].

Все вищесказане і стало підставою для проведення цього дослідження, метою якого є побудова моделі електронно-діркових переходів, яка становитиме надійну основу при інтерпретації експериментальних спостережень антистоксової люмінесценції ЕМК-Br.

Приготування зразків та експериментальні результати. Описані в роботі низькотемпературні ($T = 77 \text{ K}$) люмінесцентні дослідження були виконані за умови, що тривалість збудження зразків і тривалість реєстрації їх люмінесценції однакові і становлять 10^{-4} с , проміжок часу між закінченням опромінення та реєстрацією світіння (темновий інтервал) становив $1.1 \times 10^{-3} \text{ с}$ на частоті модуляції 400 Гц.

Об'єктом люмінесцентних досліджень було обрано однорідні кубічні ЕМК AgBrI (3 моль% AgI), отримані в середовищі полівінілового спирту (ПВС) або желатини методом контрольованої двоструменевої емульсифікації. Контроль огранки та розмірів синтезованих ЕМК здійснювався за допомогою електронного мікроскопа типу УМВ-100К при спостереженні їх вугільних реплік, відтінених платиною. Типова електронно-мікроскопічна фотографія ЕМК AgBrI кубічної огранки показана на рис. 1. За нашими даними, середній розмір ЕМК в емульсіях становив $d \approx 0.25 \text{ мкм}$.

Після синтезу вміст іонів срібла в емульсії доводився до $p\text{Br} = 3$ та $p\text{Br} = 7$. Спектральна сенсibiliзація ЕМК AgBrI здійснювалась:

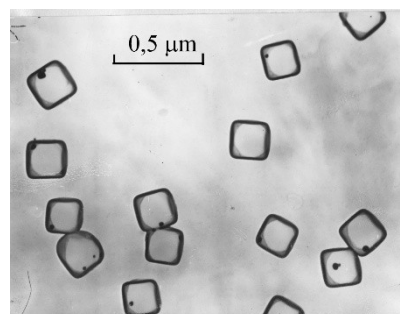


Рис. 1. Електронно-мікроскопічна фотографія вугільно-платинових реплік кубічних ($d = 0.25 \text{ мкм}$) ЕМК AgBrI на желатині

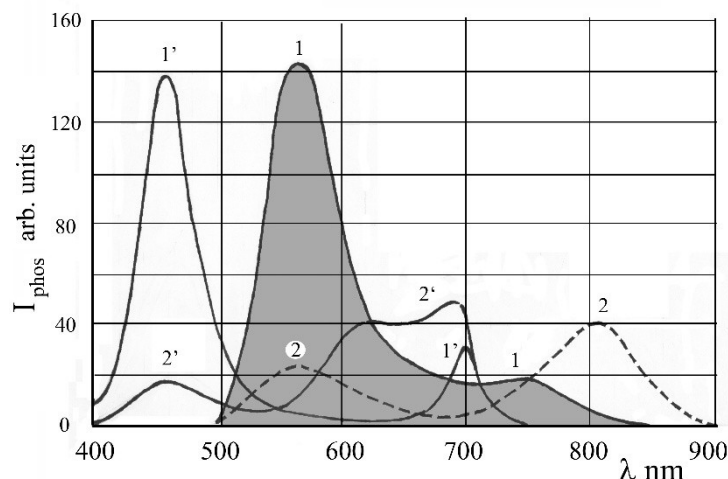


Рис. 2. Спектри низькотемпературної люмінесценції (1, 2) та спектри збудження люмінесценції (1', 2') ЕМК-Бр при $pBr = 3$. Спектри люмінесценції записані при збудженні світлом з $\lambda = 470$ нм (крива 1) і $\lambda = 690$ нм (крива 2). Спектри збудження записані для люмінесценції з $\lambda = 560$ нм (крива 1') та $\lambda = 800$ нм (крива 2').

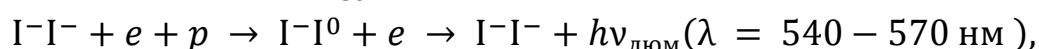
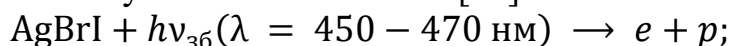
1) аніонним *J*-агрегуючим панхроматичним барвником – піридиновою сіллю 3,3'-ди- γ -сульфопропіл-9-етил-4,5,4',5'-добензокарбоціанінбетаїна з концентрацією $C_{Br} = 10^{-4}$ моль Бр / моль AgBr;

2) катіонним *J*-агрегуючим барвником – 3,3',9-тріетил-5,5'-дифенілоксакарбоціаніннітратом з концентрацією $C_{Br} = 10^{-4}$ моль Бр / моль AgBr.

Стандартний шлях збудження низькотемпературної ($T = 77$ К) люмінесценції ЕМК AgBrI полягає в опроміненні світлом з краю смуги власного поглинання (СВП) ЕМК з довжиною хвилі $\lambda = 450\text{--}470$ нм. Але відомо [13–15], що в ЕМК, спектрально-сенсibilізованих або аніонним Бр, або катіонним Бр (ЕМК-Бр) як у желатині, так і в ПВС, з'являються додаткові канали збудження і керування люмінесцентними процесами. Так, за концентрації $C_{Br} \geq 10^{-4}$ виникають полімолекулярні форми Бр (так звані *J*-агрегати), що адсорбуються на поверхнях ЕМК і формують додаткові центри локалізації електронів чи дірок; зокрема, вони призводять до виникнення смуги поглинання в інтервалі $\lambda = 670\text{--}700$ нм.

При збудженні таких ЕМК світлом з СВП, виникає характерна «зелена» люмінесценція з $\lambda_{max} = 550\text{--}570$ нм та слабо виражена смуга світіння з $\lambda = 750\text{--}800$ нм, обумовлені наявністю домішкових йодних центрів у сусідніх вузлах кристалічної ґратки (рис. 2, крива 1). В подальшому викладі цей процес використовується як «базовий», що служить основою для порівняльного аналізу люмінесценції, викликаної іншими варіантами збудження, наприклад, світлом зі смуги поглинання *J*-агрегатів Бр (ПАБр), і на рисунках його характеристики представляються кривими з заливкою.

Обидва канали мають стоксів характер; виникнення кванта зеленої люмінесценції при цьому може бути описано схемою [16]



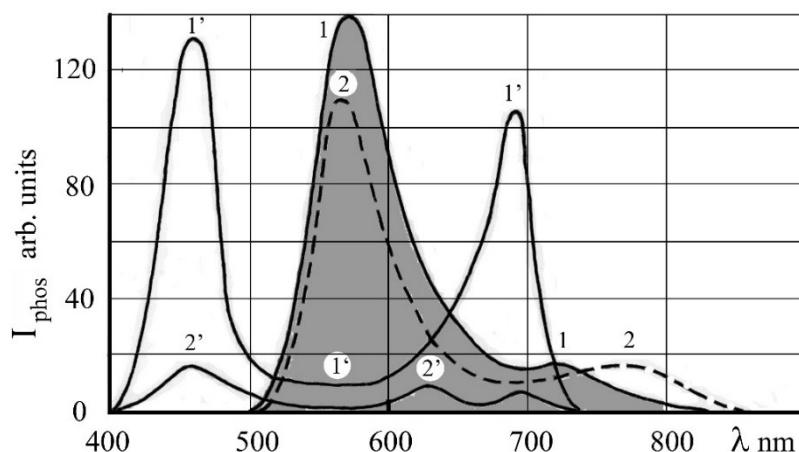


Рис. 3. Спектри низькотемпературної люмінесценції (1, 2) та спектри збудження люмінесценції (1', 2') ЕМК-Бр при $pBr = 7$. Спектри люмінесценції записані при збудженні світлом з $\lambda = 470$ нм (крива 1) і $\lambda = 690$ нм (крива 2). Спектри збудження записані для люмінесценції з $\lambda = 560$ нм (крива 1') та $\lambda = 750$ нм (крива 2').

де I^-I^- позначає ПЙЦ, в якому іони йоду розташовані в сусідніх вузлах кристалічної ґратки, e – електрон, p – дірка. За світіння з $\lambda = 750$ – 800 нм відповідає тунельна рекомбінація електронів, локалізованих на срібних центрах АМСД, з дірками, що знаходяться на ПЙЦ, а також рекомбінація локалізованих електронів з вільними дірками, що знаходяться у ВЗ ЕМК AgBrI.

При збудженні світлом з $\lambda = 670$ – 700 нм, що відповідає смузі ПАБр, у спектрі люмінесценції ЕМК-Бр знову спостерігається смуга зеленої люмінесценції з $\lambda_{\max} = 550$ – 570 нм. Тепер вона є антистоксовою і має помітно меншу інтенсивність, ніж при збудженні світлом СВП, зате стоксова люмінесценція виражена більш яскраво, а її спектр поширюється у довгохвильовий бік до $\lambda = 750$ – 850 нм (обидві смуги описуються кривою 2, рис. 2). Слід звернути увагу на те, що в спектрі збудження світіння з $\lambda = 800$ нм, крім смуг в області СВП ЕМК AgBrI ($\lambda = 450$ – 470 нм) та ПАБр ($\lambda = 670$ – 700 нм) (рис. 2, крива 1'), наявна смуга, характерна для поглинання молекулярного Br $\lambda = 630$ нм (рис. 2, крива 2').

При підвищенні вмісту іонів срібла в ЕМК AgBrI до $pBr = 7$ можна відзначити, що в цілому спектральне положення смуг післясвітіння та його збудження залишаються без змін, але суттєво змінюється відносна інтенсивність антистоксової та стоксової компонент при збудженні післясвітіння в області ПАБр: перша зростає, тоді як друга істотно зменшується (рис. 3, криві 2, 1').

Результати досліджень спектрів збудження світіння з $\lambda_{\max} = 540$ – 570 нм як при стоксовому ($\lambda = 450$ – 470 нм), так і при антистоксовому ($\lambda = 670$ – 700 нм) збудженні при різних температурах представлені на рис. 4. Як видно, хід температурної залежності інтенсивності світіння («температурного гасіння»), в обох випадках в цілому однаковий (рис. 4А, криві 1' – 4') і характеризується двома ділянками (рис. 4В, криві 1, 2). В області температур $77 < T < 90$ К енергія активації «температурного гасіння» становить 0.15 – 0.16 еВ, що збігається з енергією переміщення міжвузлових іонів срібла, а при температурах $T > 90$ К енергія активації становить 0.24 еВ.

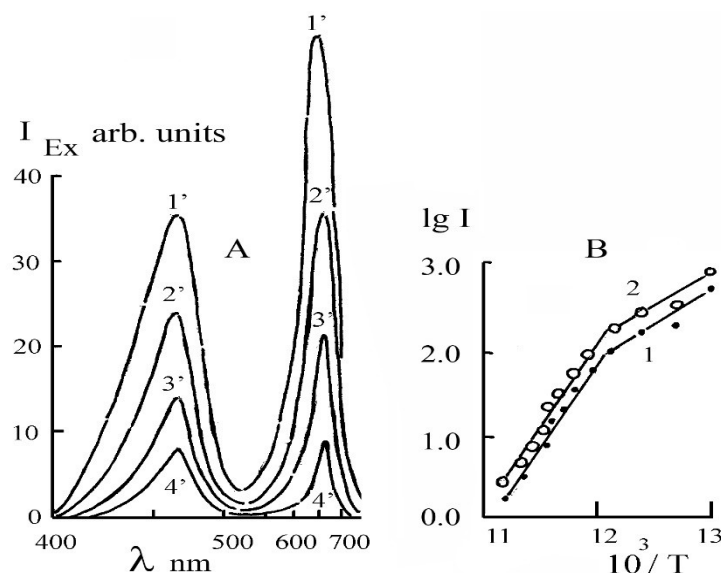


Рис. 4. (А) Залежність інтенсивності збудження люмінесценції смуги $\lambda = 560$ нм ЕМК-Бр при $pVr = 7$ від температури T , К: 1' – 82; 2' – 84; 3' – 85; 4' – 87). (В) Залежності логарифма інтенсивності післясвітіння смуги з $\lambda_{\max} = 570$ нм від оберненої температури при збудженні світлом з $\lambda = 450$ нм (крива 1 – стоксове світіння) та 670 нм (крива 2 – антистоксове світіння).

Після проведення циклу температурного гасіння та при повторному охолодженні зразка до $T = 77$ К (за незмінності всіх інших умов експерименту) у люмінесценції спостерігаються наступні зміни: при збудженні світлом як СВП ЕМК-Бр ($\lambda = 450\text{--}470$ нм), так і ПАБр ($\lambda_{\max} = 670\text{--}700$ нм) інтенсивність зеленої люмінесценції з $\lambda_{\max} = 550\text{--}570$ нм знижується, а світіння в довгохвильовій ділянці з $\lambda_{\max} \approx 750$ нм, яке у початковому зразку було слабо виражене, збільшується.

Для детального вивчення електронно-діркових рекомбінаційних процесів, відповідальних за люмінесценцію ЕМК-Бр, крім спектрів люмінесценції та збудження люмінесценції, проводилася реєстрація кінетики наростання люмінесценції для різних довжин хвиль світіння, збудження, pVr та при додатковому підсвічуванні інфрачервоним (ІЧ) випромінюванням різних довжин хвиль, отриманим від світла ксенонової лампи, що пройшло через подвійний монохроматор ДМР-4 (рис. 5).

Головні особливості кінетики наростання люмінесценції з $\lambda_{\max} = 550\text{--}570$ нм виглядають таким чином:

- після увімкнення збуджуючого світла для кривих (а), (с) – (е) зростання інтенсивності люмінесценції відбувається монотонно від нуля до певного стаціонарного рівня, який позначено на кривих як I;
- для кривої (b) після увімкнення збуджуючого світла поява антистоксової люмінесценції характеризується досягненням максимального значення інтенсивності, яка затім спадає, виходячи на стаціонарний рівень. Такий тип кінетики є досить типовим і в літературі звичайно називається «спалаховим розгоранням», або ж «втомою люмінесценції» [17,18];

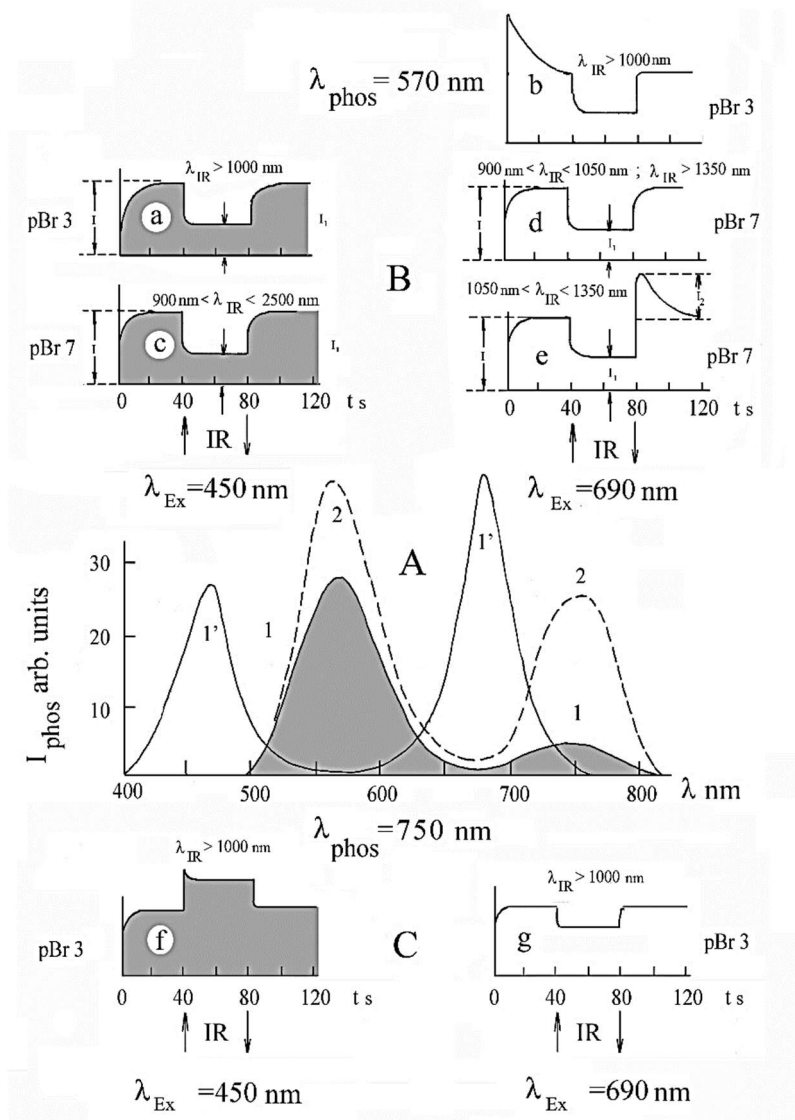


Рис. 5. Спектри збудження і випромінювання (А) та кінетики наростання (В, С) інтенсивності люмінесценції ЕМК-Бр. Моменти увімкнення и вимкнення додаткового ІЧ випромінювання позначені стрілками.

(А) Спектри інтенсивності люмінесценції при збудженні світлом з $\lambda = 450$ нм (крива 1) і $\lambda = 690$ нм (крива 2); спектр збудження записано для світіння з $\lambda = 570$ нм (крива 1');

(В) Кінетики наростання інтенсивності люмінесценції з $\lambda = 570$ нм при збудженні світлом (а, с) $\lambda = 470$ нм, стоксова люмінесценція, і (b, d, e) з $\lambda = 690$ нм, антистоксова люмінесценція. Кінетики (а, b) записані при pBr = 3, (с, d, e) – при pBr = 7.
 (С) Кінетики наростання інтенсивності люмінесценції з $\lambda = 750$ нм при збудженні світлом (f) з $\lambda = 450$ нм і (g) р $\lambda = 690$ нм; кінетики записані при pBr = 3.

- в момент увімкнення додаткового ІЧ випромінювання, для всіх типів кінетики (а) – (е) динаміка люмінесценції характеризується монотонним зниженням («гасінням») інтенсивності від I до іншого стаціонарного значення, позначеного на кривих (а) – (е) як I_1 . Залежність величини відносного гасіння I_1/I від довжини хвилі ІЧ-підсвічування показана на рис. 6А, криві 1,

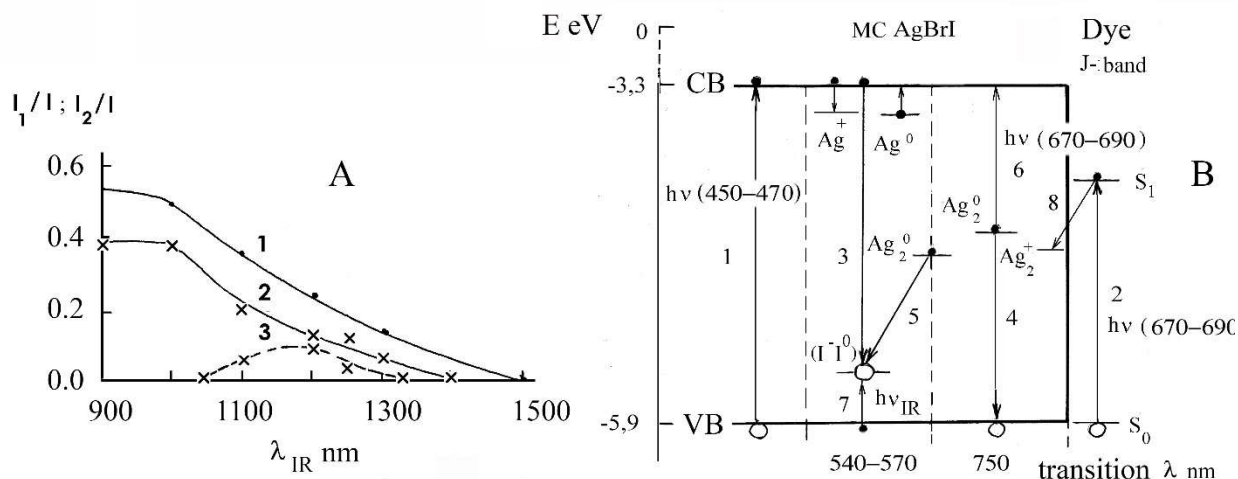


Рис. 6. (А) Залежності I_1/I , I_2/I для люмінесценції ЕМК-Бр з $\lambda_{max} = 570$ нм при збудженні світлом з $\lambda = 450$ нм (крива 1) і $\lambda = 670$ нм (крива 2); для кривої 3 пояснення в тексті.

(В) Енергетична схема електронно-діркових переходів при збудженні люмінесценції ЕМК-Бр: VB і СВ – валентна зона і зона провідності ЕМК-Бр; довжини хвиль фотонів, пов’язані з переходами між рівнями, вказані в нанометрах.

2. Звідси випливає, що хід відносного «гасіння» люмінесценції (I_1/I) з $\lambda_{max} = 550–570$ нм, незалежно від довжини хвилі збудження, однаковий для всіх довжин хвиль ПЧ-підсвічування і характеризується монотонним спаданням при $\lambda_{ПЧ} > 1000$ нм;

- вимкнення ПЧ випромінювання для всіх видів кінетики (а) – (д) призводить до монотонного повернення інтенсивності люмінесценції від I_1 до стаціонарного рівня I ;
- для кінетики (е) вимкнення ПЧ-підсвічування в спектральному діапазоні 1050 – 1350 нм (0,92 – 1,18 еВ) веде до «спалахового розгорання» антистоксової зеленої люмінесценції, в результаті чого її інтенсивність I_2 після вимкнення ПЧ перевищує стаціонарний рівень I , що спостерігався до початку ПЧ впливу. Залежність відносної величини I_2/I антистоксової люмінесценції від довжини хвилі ПЧ-підсвічування показана на рис.6А, крива 3.

У порівнянні зі стоксовим варіантом збудження світіння, можна відзначити такі риси антистоксової люмінесценції з $\lambda_{max} = 540–570$ нм;

- «втома люмінесценції», спостережувана у ЕМК-Бр з $pVr = 3$ (рис. 5В, б), зі збільшенням вмісту іонів срібла до $pVr = 7$ зникає;
- для ЕМК-Бр з $pVr = 7$, у досить вузькому спектральному діапазоні ПЧ-підсвічування 1050 – 1350 нм (0,92 – 1,18 еВ), після вимкнення ПЧ-підсвічування спостерігається «спалахове розгорання» антистоксової зеленої люмінесценції (рис. 5В, е).

У свою чергу, кінетики наростання стоксової люмінесценції з $\lambda_{max} = 750$ нм, представлені на рис. 5С кривими (f), (g), характеризуються такими особливостями:

- після включення збуджуючого світла зростання інтенсивності люмінесценції йде монотонно від нуля до певного стаціонарного значення I незалежно від довжини хвилі збуджуючого світла;
- для випадку збудження монохроматичним світлом СВП AgBrI з $\lambda = 450$ нм, у момент включення ІЧ-підсвічування спостерігається підвищення рівня інтенсивності люмінесценції до стаціонарного значення $I' > I$ з незначним спалахом. При вимиканні ІЧ світла інтенсивність люмінесценції монотонно повертається до початкового рівня I (рис. 5С, f);
- при збудженні монохроматичним світлом зі смуги ПАБр і під дією ІЧ випромінювання люмінесценція з $\lambda_{\max} = 750$ нм показує лише монотонне зниження інтенсивності – «гасіння» (Рис. 5С, g).

Обговорення результатів. Порівняння двох основних механізмів виникнення антистоксової люмінесценції, обумовленої збудженням J -агрегату Бр, з урахуванням отриманих експериментальних даних приводить до висновку, що переважним є двоквантово-ступінчастий механізм передачі фотозбудження від Бр до ЕМК. Цей висновок підтримується такими міркуваннями:

1. Інтенсивність антистоксової люмінесценції ЕМК-Бр з $\lambda_{\max} = 540\text{--}570$ нм (при збудженні світлом з ПАБр) зростає зі збільшенням вмісту іонів срібла в емульсії. Водночас інтенсивність стоксової люмінесценції тієї ж смуги (при збудженні з СВП) за тих самих умов зменшується. Якщо виходити з механізму, за яким електрони та дірки, збуджені в Бр, безпосередньо передаються до ЗП і ВЗ AgHal, то в цьому випадку навряд чи слід очікувати різницю між стоксовою та анти-стоксовою люмінесценцією в смузі з $\lambda_{\max} = 540\text{--}570$ нм при зміні вмісту іонів срібла в емульсії. На нашу думку, існуюча різниця у поведінці стоксової та антистоксової люмінесценції свідчить на користь двоступінчастого механізму антистоксової люмінесценції, при якому збудження від Бр спочатку передається до проміжного донорного центру, найімовірніше, утвореного атомами або іонами Ag, і лише після цього електрон або потрапляє в ЗП AgHal, або тунельно рекомбінує з центрами світіння.
2. Температурне «гасіння» стоксової та антистоксової зеленої люмінесценції відбувається практично однаково (рис. 4В). Для першої низькотемпературної ділянки температурного «гасіння» люмінесценції енергія активації процесу збігається з енергією, необхідною для руху міжвузельних іонів срібла Ag_i^+ , які й забезпечують «гасіння». Цей механізм є досить очевидним для температурного «гасіння» стоксової та антистоксової люмінесценції, за умови, що антистоксова люмінесценція здійснюється за двоступінчастим механізмом. Спочатку електрон локалізується на проміжному срібному центрі АМСД, розташованому в ЗЗ ЕМК AgHal, а потім він «дозбуджується» у ЗП. Дірки ж від Бр безпосередньо потрапляють до ВЗ. Якщо для пояснення антистоксової люмінесценції виходити з того факту, що електрони та дірки з різних молекул Бр потрапляють, відповідно, в ЗП та ВЗ ЕМК з утворенням на їх поверхні просторово розділених радикалів Br^- і Br^+ , то для їх нейтралізації $Br^- + Br^+ \rightarrow 2Br^0$, природно, потрібна енергія активації, відмінна від енергії активації

руху іонів срібла. У цьому випадку температурне «гасіння» стоксового та антистоксового світіння має характеризуватися різними енергіями активації.

3. Поява люмінесцентної смуги з $\lambda_{\max} = 750$ нм також свідчить на користь двоступінчастого механізму антистоксової люмінесценції, згідно з яким збудження від Бр передається на ЕМК через проміжні донорні центри срібної природи, з енергіями в 33 ЕМК AgHal, які, до того ж, здатні еволюціонувати під впливом температури, утворюючи стабільні випромінювальні (обумовлюють світіння з $\lambda = 750$ нм) центри рекомбінації.

Отже, як впливає з вищезазначеного, антистоксова люмінесценція реалізується двоступінчастим механізмом, за яким збудження від Бр передається до ЕМК AgHal через проміжні донорні центри, енергетично розташовані в 33 ЕМК. Природно припустити, що ці центри є кластерами Ag_n^+ ($n \geq 2$), які утворюються під впливом збуджувального світла внаслідок утримання емульсії при підвищених температурах, коли міжвузлові іони Ag_i^+ достатньо рухливі [19]. Виходячи з цього припущення, електронно-діркові процеси, відповідальні за антистоксове зелене світіння та стоксове світіння з $\lambda_{\max} = 750$ нм, можна представити енергетичною схемою, зображеною на рис. 6В, що включає низку електронно-діркових переходів для двох довжин хвиль фотозбудження.

- При збудженні світлом СВП AgBrI з $\lambda = 450\text{--}470$ нм (перехід 1), в AgHal з'являються вільний електрон і дірка в ЗП і ВЗ відповідно. В подальшому, дірка локалізується на ПЙЦ і рекомбінує з вільним електроном із ЗП, що відповідає переходу 3 на схемі. Таким чином, стоксове світіння з $\lambda_{\max} = 540\text{--}570$ нм описується механізмом люмінесценції Шена–Клазенса. У випадку, коли фотоелектрон локалізується на срібному кластері, біля якого, як вважалося у роботах [20,21], є ПЙЦ, то тунельна рекомбінація цього електрона з діркою, локалізованою на ПЙЦ, призводить до люмінесценції в області $\lambda_{\max} = 750$ нм (перехід 5 на схемі, механізм люмінесценції Вільямса–Преннера). Однак реалізація переходу 5 не виключає можливості рекомбінації електрона, локалізованого на срібному кластері, з вільною діркою із ВЗ (перехід 4 на рис. 6В). Більш того, цей перехід 4 є єдиною можливим для електрона, локалізованого на срібному кластері, поруч із яким немає ПЙЦ (механізм Ламбе–Кліка).
- При збудженні світлом зі смуги ПАБр ($\lambda = 670\text{--}700$ нм, перехід 2), згідно з двоквантово-ступінчастим механізмом антистоксової люмінесценції, на першому етапі відбувається передавання електрона з першого синглетного рівня (S_1') збудженого *J*-агрегату Бр до сусіднього срібного кластера Ag_2^+ (перехід 8, рис. 6В) та його відновлення до Ag_2^0 . Потім, коли світло поглинається самим срібним кластером Ag_2^0 [21,22], електрон збуджується в ЗП (рис. 6В, перехід 6). *J*-агрегат Бр відновлюється, передаючи дірку з основного рівня S_0 до ВЗ AgHal. Локалізація дірки з ВЗ на парному йодному центрі та її рекомбінація з електроном із ЗП спричиняє антистоксове світіння з $\lambda_{\max} = 540\text{--}570$ нм (перехід 3 на схемі). Рекомбінація електрона, локалізованого срібним кластером Ag_2^0 , та дірки з ВЗ або дірки, локалізованої на ПЙЦ, забезпечує канали рекомбінації, позначені на схемі переходами 4 і 5 відповідно. Один із цих переходів (що буде зрозуміло з подальшого розгляду) є радіаційним і відповідає за люмінесценцію при $\lambda_{\max} = 750$ нм.

Тепер розглянемо інтерпретацію експериментальних результатів щодо кінетики та впливу додаткового ІЧ-світла на люмінесценцію вищезгаданих смуг при збудженні світлом як з СВП ЕМК AgHal, так і з ПАБр. Той факт, що при збудженні світлом з СВП вплив ІЧ-світла призводить до «гасіння» смуги зеленої люмінесценції та зростання люмінесценції з $\lambda = 750$ нм, свідчить, що ІЧ-світло не забезпечує збудження срібних центрів Ag_n^0 з переходом електронів з Ag_n^0 -центрів до ЗП. (В такому випадку слід було б очікувати протилежного ефекту – підсилення зеленої смуги люмінесценції та «гасіння» люмінесценції на $\lambda = 750$ нм). Тому природно припустити, що ІЧ-випромінювання впливає на Γ^0 -центри, звільняючи з них дірки з переходом у ВЗ (рис. 6В, перехід 7). Такий процес призводить до зменшення інтенсивності переходів 3 і 5 та до збільшення інтенсивності переходу 4. Це дає підставу вважати, що відповідальним за люмінесценцію з $\lambda = 750$ нм є перехід 4. Звідси випливає також, що перехід 5 є безвипромінювальним.

На користь вищесказаного свідчать подальші аргументи. При збудженні світлом ПАБр в емульсії з малим вмістом срібла ($p\text{Br} = 3$) кінетика наростання антистоксової зеленої смуги демонструє «втому люмінесценції» (рис. 5, b). Це говорить про існування «повільних центрів», які здійснюють процес рекомбінації, відповідальний за «втому» антистоксової люмінесценції. Природно припустити, що таким процесом при збудженні J -агрегатів Бр є перехід 5, час релаксації якого для встановлення стаціонарного значення довший, ніж для переходів 3 і 4. Часи релаксації процесів 3 і 4 мають бути порівнянними, оскільки обидва визначаються загальним переходом фотозбудженого електрона в Бр від першого збудженого синглетного рівня S_1' J -агрегату до центру Ag_2^+ , який розташований на поверхні ЕМК AgHal (перехід 8). Перехід фотозбудженого електрона з рівня S_1' J -агрегату Бр до центру Ag_2^+ , поруч із яким розташований центр Γ^0 , найімовірніше, потребує більш тривалого часу. Справді, як показали наші дослідження, темпи зростання антистоксової зеленої люмінесценції до квазістаціонарного значення (перехід 3), і люмінесценції на $\lambda = 750$ нм (перехід 4) практично збігаються.

Як уже згадувалося, якщо люмінесценція збуджується світлом з СВП ЕМК AgHal, дія ІЧ-випромінювання призводить до «гасіння» антистоксової люмінесценції та збільшення стоксової люмінесценції на $\lambda = 750$ нм. Якщо збудження здійснюється зі смуги ПАБр, то ІЧ-підсвічування призводить до «гасіння» обох зазначених смуг (рис. 5, кінетики (b, d, e, g)). Можливою причиною такої поведінки може бути додатковий канал нерадіаційної рекомбінації, що виникає безпосередньо в Бр під впливом ІЧ-світла, наприклад, внаслідок взаємодії молекулярних і полімолекулярних форм Бр [23]. Проте відповідь на це питання не є предметом даного дослідження і потребує окремого аналізу.

Висновки. Головні висновки роботи полягають у встановленні та якісному обґрунтуванні електронно-діркових процесів, що обумовлюють особливості низькотемпературної люмінесценції ЕМК-Бр. Так, з наших спостережень випливає, що антистоксова люмінесценція ($\lambda = 540$ – 570 нм) ЕМК-Бр при збудженні J -агрегатів Бр ($\lambda = 670$ – 700 нм) реалізується за двоквантово-ступінчастим механі-

змом, згідно з яким, коли світло поглинається J -агрегатом Br , електрон локалізується на срібному кластері AgBrI , а барвник Br^+ відновлюється при релокалізації дірки у ПЙЦ через ВЗ AgBrI або тунельно. У подальшому, електрон або потрапляє в ЗП при поглинанні світла срібним кластером, після чого рекомбінує з діркою, локалізованою на ПЙЦ, або рекомбінує з такою діркою тунельно. В результаті кожного з цих процесів генерується квант антистоксової зеленої люмінесценції.

Крім того, встановлено, що рекомбінація електрона, локалізованого на срібному кластері, з вільною діркою у ВЗ ЕМК AgBrI відповідає за люмінесценцію з $\lambda = 750$ нм (перехід 4 на рис. 6В). Перехід 5 на рис. 6В здійснює канал нерадіаційної рекомбінації, який викликає «спалахове розгорання» або «втому» антистоксової зеленої люмінесценції при збудженні J -агрегатів Br .

Автори висловлюють подяку Національному фонду досліджень України за підтримку в рамках проєкту № 2025.07/0069 “Новітні застосування структурованих оптичних полів у поляризаційно-інтерференційних методах вирішення задач телекомунікацій та біомедицини”.

Література

1. Ovsyankin V. V., Feofilov P. P. 2-Quantum mechanism of sensitized photolysis of silver haloid salts. *Fiz. Tverd. Tela*. 1975. Vol. 17, no. 4. P. 1075–1079.
2. Ovsyankin V. V., Feofilov P. P. Cooperative luminescence of condensed media. *Journal of Applied Spectroscopy*. 1967. Vol. 7, no. 4. P. 340–344.
3. Ovsyankin V. V., Feofilov P. P. Cooperative sensitization of luminescence in silver halide salts and spectral sensitization of photographic emulsions // *Doklady Akademii Nauk (USSR)*. 1967. Vol. 174, no. 4. P. 787–790.
4. Penner T.L., Gilman P.B. Influence of dye energy levels on the spectrally sensitized luminescence from silver bromiodide. *Photogr. Sci. Eng.* 1975. Vol. 19, no. 2. P. 102–114.
5. Smirnov M.S., Ovchinnikov O.V., Latyshev A.N., Smirnova A.M., Novikov P.V., Efimova M.A. Sensitized anti-Stokes luminescence centers in AgCl crystals. *Semiconductors*. 2009. Vol. 43, no. 7. P. 852–857. <https://doi.org/10.1134/S1063782609070057>
6. Davidenko N.A., Studzinskii S.L., Derevyanko N.A., Ishchenko A.A., Skryshevskii Y.A., Al-Kahdymi A.J. Photoluminescence and recombination luminescence in amorphous molecular semiconductors doped with organic dyes. *Semiconductors*. 2002. Vol. 36, no. 10. P. 1169–1179. <https://doi.org/10.1134/1.1513864>
7. Shapiro B.I. Theoretical foundations of the photographic process. Moscow : Editorial URSS, 2000. 284 p.
8. Shapiro B.I. Molecular assemblies of polymethine dyes. *Russian Chemical Reviews*. 2006. Vol. 75, № 5. P. 433–456. <https://doi.org/10.1070/RC2006v075n05ABEH00120>
9. Glukhova J.S., Ponyaev A.I. Functional materials based on organic dyes for molecular electronics, solar energy accumulation systems, and medicine // *Известия*

- СПбГТИ(ТУ)*. 2018. № 42. С. 32–38. <https://doi.org/10.15217/issn1998984-9.2018.42>
10. *Ponyaev A. I., Glukhova J. S., Chernykh J. S.* Photosensitizers for photodynamic therapy (review) // *Известия СПбГТИ(ТУ)*. 2017. № 41. С. 71–78. <https://doi.org/10.15217/issn1998984-9.2017.41>
 11. *Ishchenko A. A.* Laser media based on polymethine dyes. *Quantum Electron.* 1994. Vol. 24, iss. 6. P. 471–492. <https://doi.org/10.1070/QE1994v024n06ABEH000122>
 12. *Ishchenko A. A.* Structure and spectral-luminescent properties of polymethine dyes. *Russian Chemical Reviews.* 1991. Vol. 60, iss. 8. P. 865–884. <https://doi.org/10.1070/rc1991v060n08abeh001116>
 13. *Sorokin A. V.* Optical properties and structure of JC-1 J-aggregates in solutions. *Biophysical Bulletin.* Iss. 2(21). P. 115–121.
 14. *Voznyak D. A., Chibisov A. K.* Kinetic models of J-aggregation of polymethine dyes. *Nanotechnologies in Russia.* 2008. Vol. 3, no. 9. P. 543–550. <https://doi.org/10.1134/S1995078008090024>
 15. *Yegorov V.V., Alfimov M.V.* Theory of the J-band: from the Frenkel exciton to charge transfer. *Physics Uspekhi.* 2007. Vol. 50, iss. 10. P. 985–1029. <https://doi.org/10.1070/PU2007v050n10ABEH006317>
 16. *Белоус В.М., Долбинова Э.А., Чурашов В.П.* Определение энергетических уровней йодных центров в эмульсионных микрокристаллах. *Журн. науч. и прикл. фото- и кинематографии.* 1976. Т. 23, № 3. С. 211–213.
 17. *Денисова Н.В., Белоус В.М., Денисов И.Г., Деминов Р.Г.* Механизм эффекта «усталости люминесценции» микрокристаллов бромо-йодо-серебряных фотографических эмульсий // *Журн. науч. и прикл. фото- и кинематографии.* 1989. Т. 34, № 3. С. 221–224.
 18. *Денисова Н.В.* Люминесценция и фотографические свойства галогенидосеребряных микрокристаллов : Диссертация ... канд. физ.-мат. наук : 01.04.05. Казань, 1989. 112 с.
 19. *Латышев А.Н., Овчинников О.В., Смирнов М.С., Минаков Д.А., Охотников С.С.* Спектр фотоионизации монодисперсных кластеров Ag_2 , адсорбированных на поверхности монокристаллов $AgCl$. // *Конденсированные среды и межфазные границы.* 2006. Т. 8, № 1. С. 25–28.
 20. *Tyurin A. V., Zhukov S. A., Bekshaev A. Y., Ternovsky V. B.* Structure and transformations of tunnel-luminescence centres in emulsion microcrystals $AgBr(I)$. *Ukr. J. Phys. Opt.* 2023. Vol. 24, no. 3. P. 173–184. <https://doi.org/10.3116/16091833/24/3/173/2023>
 21. *Tyurin A.V., Zhukov S.A., Bekshaev A.Y., Ternovsky V.B.* Spectral and kinetic luminescence characteristics of emulsion microcrystals $AgBr(I)$ with adsorbed organic dye. *Ukr. J. Phys. Opt.* 2023. Vol. 24, no. 4. P. 04008–04020. <https://doi.org/10.3116/16091833/24/4/04008/2023>
 22. *Tyurin A.V., Bekshaev A.Ya., Zhukov S.A.* Electron-hole processes determining the self-desensitization of dyes on the surface of $AgHal$ microcrystals. *Proc. SPIE.* 2020. Vol. 11369. 113690L. <https://doi.org/10.1117/12.2556080>

23. Tyurin A.V., Churashov V.P., Zhukov S.A., Manchenko L.I., Levitskaya T.F., Sviridova O.I. Interaction of molecular and polymolecular forms of a dye // *Opt. Spectrosc.* 2008. Vol. 104, no. 1. P. 88–94.
<https://doi.org/10.1134/S0030400X08010128>

Дата надходження: 23.01.2026

Дата прийняття до друку: 26.02.2026

Дата публікації: 28.05.2026

O. V. Tyurin, S. O. Zhukov, A. Y. Bekshaev

Mechanism of the anti-Stokes luminescence of dye-sensitized AgHal microcrystals

Summary

Spectral and kinetic characteristics of the light-induced luminescence offer efficient tools for investigation of the atomic-molecular structure, energy levels, and the generation-recombination processes involving free and captured charge-carriers. In particular, especial interest is attracted to luminescence properties of the silver-halide emulsion microcrystals (EMC) which find a lot of existent and potential applications for the optical methods of data registration and processing. In this work, the low-temperature ($T = 77\text{ K}$) luminescence properties of dye-sensitized AgBrI EMC (EMC-Dye) are studied experimentally. When such EMC-Dyes are excited by light from the absorption band of the dye J-aggregate ($\lambda = 670\text{--}700\text{ nm}$), the two luminescence bands appear in the after-glow spectrum: the Stokes band with $\lambda \approx 720\text{--}800\text{ nm}$ and the anti-Stokes “green” luminescence with $\lambda_{\max} \approx 560\text{ nm}$. Based on the experimental results, the two-quantum step-wise mechanism of this anti-Stokes luminescence has been substantiated and clarified. According to this mechanism, the photoexcitation energy, absorbed by the dye, is transferred to AgBrI through the silver centers of the atomic-molecular degree of dispersion (AMDD): at the first step, an electron is localized at the intermediate silver center, at the second step it is re-excited into the conduction band. It has been established that the anti-Stokes luminescence of EMC-Dye is caused by the recombination of free non-equilibrium electrons, excited into the AgBrI conduction band from the AMDD silver centers, with holes localized on paired iodine centers in the AgBrI band gap. At the same time, the recombination of electrons, localized at the AMDD silver centers, with holes, located on the paired iodine centers, is responsible for the Stokes luminescence in the band with $\lambda \approx 720\text{--}800\text{ nm}$. Recombination of the same electrons with free holes in the AgBrI valence band occurs without radiation, which causes the effect of “luminescence fatigue” for the anti-Stokes luminescence.

Keywords: silver-halide microcrystals, dye-sensitization, low-temperature luminescence, anti-Stokes luminescence, local charge-carrier capture centers, electron-hole generation-recombination.

UDC 536.24:66.045.132

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361469>**Mukminov I. I.***Odesa National University of Technology, Odesa, Ukraine**E-mail: fatalrew@gmail.com**ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0002-3674-9289>*

Unsteady heat transfer in an aerodisperse system with a dense gravel bed in a soil regenerator channel

The paper investigates the space-time evolution of the temperature field in the aerodisperse system “air–dense gravel bed” realized in the channel of a soil regenerator for greenhouses. Aerodisperse systems with dense granular layers are widely used in heat power units, regenerative heat exchangers, and seasonal thermal energy storage devices, but the physics of unsteady heat transfer between the gas flow and a fixed bed of particles has not been fully clarified. Special attention is paid to the sequential heating of the bed along the channel and to the interaction between the thermal front in the solid phase and the temperature field of the gas phase, which are characteristic features of aerodisperse systems under charging conditions of heat storage units.

The aim of this study is to analyze the temperature field in the channel of a soil regenerator with a dense gravel bed considered as an aerodisperse system and to quantify coupled heat transfer between the gas and solid phases under transient conditions. The physical model is formulated as a two-component quasi-homogeneous medium, where the gas flow and the dense granular layer are treated as interacting components of the aerodisperse system. The governing equations include the heat transfer equation for the solid phase with effective thermal conductivity and a convective energy equation for the gas flow with an intercomponent heat transfer term describing the energy exchange between the gas and dispersed subsystems. The numerical implementation is performed in Matlab using finite-difference schemes: gas temperature along the channel is calculated sequentially in space, while the temperature of the granular bed is obtained by an implicit time-stepping scheme.

The calculations employ thermophysical properties of a gravel bed typical for regenerators with dense granular packing, including porosity, density, specific heat, effective thermal conductivity, and specific particle surface area. The results are presented as two-dimensional temperature fields $T(x,t)$ and $T_g(x,t)$, temperature profiles of the bed and gas along the channel at characteristic times, and time dependences at selected cross-sections. It is shown that a pronounced heating front is formed in the “air–dense gravel bed” aerodisperse system, which gradually propagates from the inlet region of the channel towards the outlet due to gas cooling and heat accumulation in the granular layer. The obtained regularities provide deeper physical insight into heat transfer in aerodisperse systems with dense packing and can be used to optimize geometric and operating parameters of soil regenerators and other regenerative heat exchangers with granular beds.

Keywords: *gas flow, dense granular bed, gravel, soil regenerator, temperature field, heat transfer, two-component model, Matlab.*

Introduction. Problem statement. Energy-efficient heating systems for agricultural greenhouses remain a pressing engineering challenge, particularly in regions with



significant diurnal temperature fluctuations. One promising solution is the soil (ground) regenerator – a channel filled with a dense granular bed that accumulates thermal energy during daylight hours by blowing warm greenhouse air through the packed layer and releases this heat to the incoming cold air at night. The working medium of such a device is an aerodisperse system formed by a through airflow and a stationary dense layer of granular particles, in which coupled heat transfer between the gas and solid phases determines the charging and discharging performance of the entire unit. Despite the apparent simplicity of this physical picture, the spatiotemporal evolution of the temperature field in the channel – particularly the propagation of the thermal front along the granular bed – requires rigorous modelling that accounts for the separate energy equations of both phases.

Formulation of the article's aim. Despite the progress described above, the published results for soil regenerators are largely based on either simplified single-phase approaches or analytical solutions that treat the gas temperature as uniform along the channel – an assumption that conceals the physically important phenomenon of gas cooling in the flow direction and the resulting delayed heating of downstream bed sections. The aim of this article is to investigate the spatiotemporal temperature field in the aerodisperse system "air – dense gravel bed" of a soil regenerator channel by means of a two-component numerical model that solves coupled energy equations for both phases, and to demonstrate the formation and propagation of the thermal heating front along the packed-bed channel.

Analysis of recent studies and publications. The heat transfer in dense packed beds with a gas flow has been studied extensively since the classical work of Schumann, who proposed a one-dimensional two-phase (gas–solid) model that forms the theoretical basis for most contemporary approaches [1]. Subsequent analytical and numerical developments confirmed that the Schumann-type model adequately captures the thermocline behaviour in packed-bed thermal energy storage systems when intercomponent heat transfer is correctly parameterised. Reviews of packed-bed sensible heat storage systems highlight that the single most important parameter governing the shape of the thermal front is the intercomponent heat transfer coefficient between the flowing fluid and the granular packing [1, 2]. Practical experiments on soil regenerators with crushed stone and gravel packing showed that this coefficient lies in the range of 4–9 W/(m²·K) under typical greenhouse operating conditions, and the Biot number remains sufficiently small to justify the lumped-solid assumption for individual particles. Mathematical modelling of the heat transfer process in a dense blown gravel layer demonstrated that the analytical temperature distribution along the channel correlates satisfactorily with experimental data when porosity, density, specific heat, effective thermal conductivity, and specific particle surface area are taken as input parameters [3 – 5]. Development of the soil regenerator design for a greenhouse with an 18 m² floor area showed that five 5.75 m channels filled with crushed stone can accumulate enough heat during a six-hour charging period to maintain the temperature for approximately 2.6 hours after sunset under a mean ambient temperature of 7 °C [3, 6]. Effective thermal conductivity of granular beds has been shown to depend strongly on particle shape, packing fraction, and the contact network between particles, and must be treated as an independent model parameter rather than a simple mixture average. The

author's earlier dissertation work systematically investigated the intensification of heat and mass transfer in dense granular layers and developed a procedure for thermal design calculations of soil regenerators with granular packing for greenhouses, establishing the empirical dependences for the intercomponent heat exchange factor and verifying the model against pilot-plant measurements [4 – 7].

In addition to classical one-dimensional models, recent research has focused on refining the description of local thermal non-equilibrium effects and on validating more detailed numerical approaches such as CFD–DEM and pore-scale simulations, which resolve the gas flow and temperature fields around individual particles in the packed bed. These studies confirm that, for engineering-scale soil regenerators operating at moderate Reynolds numbers and with relatively large gravel particles, the Schumann-type two-equation macroscopic model remains sufficient for predicting the overall thermal response, provided that the effective transport properties and interphase heat transfer coefficient are carefully calibrated against experimental data [1, 7]. At the same time, the advanced numerical results help to interpret the influence of bed structure, particle shape and size distribution on the effective thermal conductivity and on the spatial heterogeneity of the temperature field, which is particularly important when designing compact regenerators with limited bed length and when assessing the sensitivity of the thermal front propagation to packing irregularities and local channelling of the airflow.

Experimental setup and pilot regenerator. The experimental investigation was carried out using a pilot soil regenerator installed inside an operating greenhouse and a dedicated laboratory channel designed for studying heat transfer in dense granular beds under controlled conditions. The pilot regenerator channel had an inner diameter of 100 mm and a working length of 1 m; the channel was filled with granite gravel with a particle size fraction of 40–60 mm and was buried under the greenhouse floor to ensure thermal contact with the surrounding soil. The channel was thermally insulated with 12 mm milled rubber, which corresponded to an overall heat transfer coefficient of $k=2.34 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ during the pause period.

Air flow through the channel was provided by a fan with a rated volume flow of $105 \text{ m}^3/\text{h}$, yielding a filtration velocity in the range 0.3–0.5 m/s in the granular bed. During the daytime charging phase, warm air was taken from the upper (hottest) zone of the greenhouse and blown through the gravel bed; at night, the air circulation direction was reversed and the accumulated heat was released to the cold incoming air. Automatic insulated shutters were installed at both ends of the channel to prevent convective heat loss during the pause period between charging and discharging.

Temperature measurements were performed using five TemPer 2.0 thermocouples positioned along the channel axis at distances of 0.1, 0.3, 0.5, 0.7, and 0.9 m from the inlet, plus additional sensors at the air inlet and outlet and in the ambient environment; data were logged at 3-second intervals via TemPer V27 software. The thermocouple arrangement allowed the full axial temperature distribution in the granular bed to be monitored continuously throughout the charging and discharging cycles.

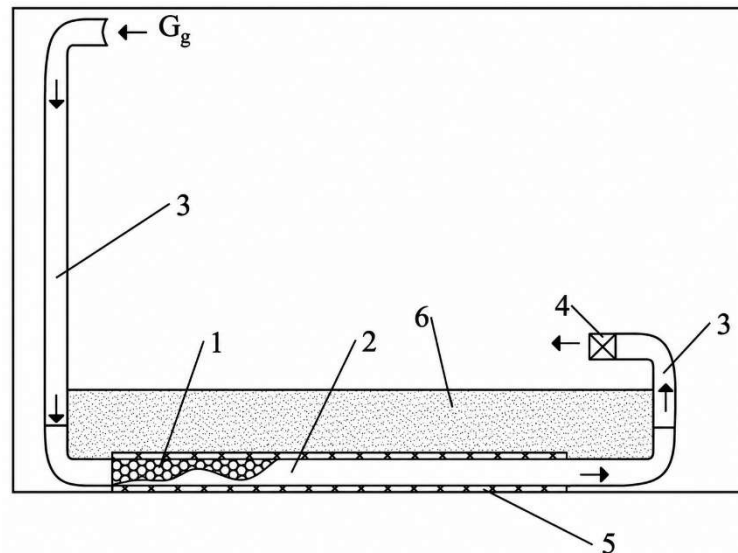


Fig 1. Layout diagram of the ground regenerator in the greenhouse
 1 – granulated material, 2 – heat-exchange channel, 3 – air duct, 4 – exhaust fan, 5 – insulation, 6 – soil in the greenhouse.

Table. Thermophysical properties of the gravel bed

Parameter	Value	Unit
Solid density, ρ_s	1500	kg/m ³
Specific heat, c_s	860	J/(kg·K)
Effective thermal conductivity, λ_{eff}	0.25	W/(m·K)
Porosity, ε	0.40	–
Specific particle surface, a_{pit}	800	m ² /m ³
Intercomponent heat transfer coeff, α	3.8–15.7	W/(m ² ·K)

The thermophysical properties of the gravel bed used as input data in all calculations are listed in Table 1, and are consistent with values reported in the authors' earlier study.

Physical and mathematical model. The aerodisperse system "air – dense gravel bed" is modelled as a two-component quasi-homogeneous medium consisting of a gas component (air) and a solid component (gravel particles). The dense bed is assumed stationary and the flow is one-dimensional along the channel axis x . Thermal equilibrium between the two components is not assumed; instead, the temperature fields of the gas $T_g(x,t)$ and the solid phase $T(x,t)$ are determined independently and coupled through the intercomponent heat transfer term.

The energy equation for the solid (granular) phase is:

$$\rho_{eff} c_s \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_{eff} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \alpha a_{pit} (T_g - T), \quad 0 \leq x \leq L, t > 0 \quad (1)$$

Where $\rho_{eff} = (1 - \varepsilon)\rho_s$ is the effective density of the solid phase in the bed.

The energy equation for the gas phase is written in the convective quasi-steady form, accounting for the heat exchange with the solid layer:

$$\rho_g c_g \omega \frac{\partial T_g}{\partial x} = -\alpha a_{pit} (T_g - T), \quad 0 \leq x \leq L \quad (2)$$

Where w is the filtration velocity of air, and $\rho_g=1.2 \text{ kg/m}^3$, $c_g=1000 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ are the density and specific heat of air.

Initial and boundary conditions are:

$$T(x, 0) = T_0; \quad T_g(0, t) = T_{g,in}; \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=L} = 0. \quad (3)$$

The initial layer temperature was $T_0=20 \text{ C}$ and the inlet air temperature was $T_{g,in}=36\text{C}$, in accordance with the experimental conditions recorded in the pilot tests.

Numerical implementation in Matlab. The mathematical model (1)–(3) was implemented numerically in the Matlab environment using finite-difference schemes. The channel of length $L=1 \text{ m}$ was discretised into $N_x=121$ equal spatial intervals ($\Delta x=L/(N_x-1)$), and the time domain $[0,3600\text{s}]$ was divided into $N_t=721$ steps ($\Delta t=5\text{s}$).

At each time step the computation proceeds in two sub-steps. First, the gas temperature distribution $Tg(x)$ is calculated by integrating equation (2) explicitly along the spatial coordinate from the inlet boundary condition:

$$T_g^{(i)} = T_g^{(i-1)} - \Delta x \cdot \frac{\alpha a_{pit}}{\rho_g c_g \omega} (T_g^{(i-1)} - T^{(i-1)}), \quad i = 2, \dots, N_x \quad (4)$$

Second, using the gas temperature field $Tg(x)$ computed in the first sub-step, equation (1) is solved for the solid-phase temperature at the new time level using an implicit (backward-Euler) finite-difference scheme, which yields an unconditionally stable tridiagonal system of linear equations at each time step:

$$-rT_{i-1}^{n+1} + \left(\frac{1}{\Delta t} + 2r + s \right) T_{i+1}^{n+1} - rT_{i+1}^{n+1} = \frac{T_i^n}{\Delta t} + sT_{g,i}^n \quad (5)$$

where $r = \lambda_{\text{eff}}/(\rho_{\text{eff}}c_s\Delta x^2)$ and $s = \alpha a_{pit}/(\rho_{\text{eff}}c_s)$. The adiabatic wall boundary conditions are enforced using one-sided differences at $i=1$ and $i=N_x$.

Results and discussion. The computed two-dimensional temperature field $T(x,t)$ of the gravel bed is shown in Fig. 2, and the gas-phase field $Tg(x,t)$ in Fig. 3. Both fields exhibit a pronounced diagonal thermal front propagating from the channel inlet ($x=0$) toward the outlet ($x=L$) as time increases.

The physical mechanism is as follows: at the beginning of the heating period the incoming air at $36 \text{ }^\circ\text{C}$ gives up heat primarily to the inlet section of the gravel bed, where the bed–gas temperature difference is maximal. As the inlet section heats up, the gas arrives at deeper cross-sections with progressively less residual thermal driving force, so these sections begin to heat with a time delay visible as the propagating front in Fig. 1. This sequential layer-by-layer heat absorption is fully consistent with the experimental observations reported in the pilot-regenerator tests, where no abrupt temperature discontinuities were detected along the channel axis.

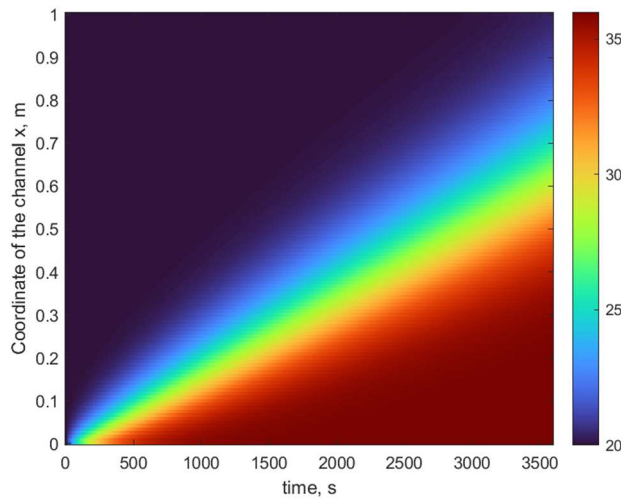


Fig. 2. Temperature field $T(x,t)$ of the dense gravel bed in the soil regenerator channel (Matlab simulation).

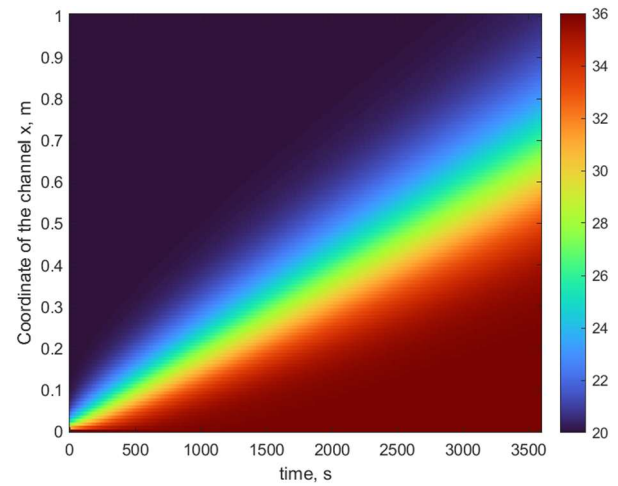


Fig. 3. Temperature field $T_g(x,t)$ of the airflow along the channel (Matlab simulation)

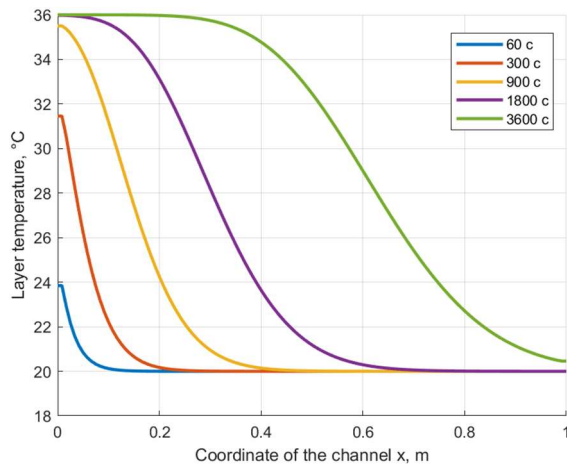


Fig. 4. Temperature profiles of the gravel bed along the channel at selected times.

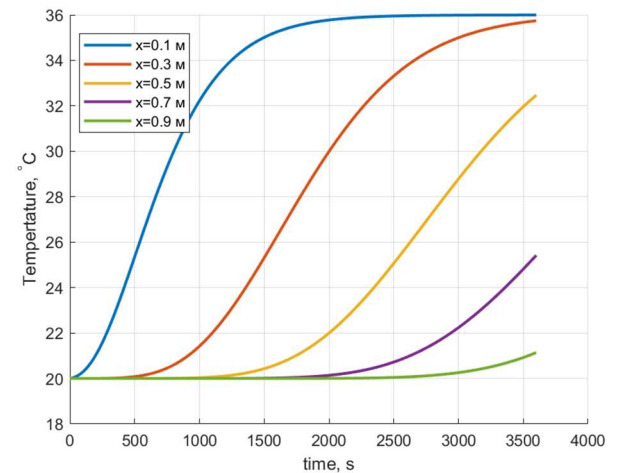


Fig. 5. Time evolution of the gravel bed temperature at selected axial positions.

The axial temperature profiles of the gravel bed at characteristic instants are presented in Fig. 4. After 60 s of heating the temperature elevation is almost entirely confined to the first 0.2 m of the channel; by 900 s the front has advanced to approximately 0.5 m; and at 3600 s a nearly uniform temperature close to the equilibrium value is established along the full channel length.

The time evolution of the bed temperature at five axial positions is shown in Fig. 5. The inlet section ($x=0.1$ m) reaches near-equilibrium within approximately 600 s, whereas the outlet section ($x=0.9$ m) does not attain the same temperature even after 3600 s, reflecting the limited heat carried by the cooled air in the downstream region.

The mean cross-sectional bed temperature at $t=3600$ s obtained from the two-component model equals approximately 31–32 °C, which agrees with the experimental value of 32 °C measured in the pilot tests to within the experimental uncertainty. This agreement validates the physical adequacy of the two-component model and the correctness of the adopted thermophysical parameters. The intercomponent heat transfer

coefficient $\alpha=7 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$, used in the present calculation, falls within the experimentally determined range of 3.8–15.7 $\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ for the gravel bed at a filtration velocity of 0.12 m/s and an inlet air temperature of 36 °C.

The computed gas-phase profiles (Fig. 3) show that at early times the air cools noticeably along the channel – from 36 °C at the inlet to near the initial bed temperature at the outlet – confirming that the assumption of a spatially uniform gas temperature would be physically incorrect for this configuration. As the bed heats up, the driving temperature difference between gas and solid diminishes uniformly, and the axial gradient of T_g flattens progressively, as observed in the experimental temperature records.

Conclusions

1. Based on the analysis of literature and experimental data, a two-component mathematical model of the aerodisperse system “air–dense gravel bed” in a soil regenerator channel has been developed, which accounts for separate energy equations for the gas and solid phases and their intercomponent heat exchange.

2. The numerical implementation of the model in Matlab, using an implicit finite-difference scheme for the solid phase and sequential computation of the gas temperature along the channel, made it possible to obtain spatio-temporal temperature fields $T(x,t)$ and $T_g(x,t)$ with a clearly pronounced heating front propagating from the inlet towards the outlet.

3. It has been shown that, for parameters typical of a gravel bed in a greenhouse soil regenerator (porosity, effective thermal conductivity, specific particle surface area, intercomponent heat transfer coefficient), the most intensive heating occurs in the initial section of the channel, while downstream cross-sections of the bed are heated with a significant time delay, forming a non-stationary thermal front.

4. Comparison of the cross-section-averaged gravel bed temperature predicted by the two-component model with experimental data from the pilot soil regenerator shows satisfactory agreement, with an error of only a few percent, which confirms the adequacy of the adopted thermophysical parameters and the experimentally determined range of the intercomponent heat transfer coefficient.

5. The obtained results can be used for engineering design and optimisation of soil regenerators with dense granular packing, in particular for selecting channel length, particle size and type, airflow filtration velocity, and charging duration, as well as for further development of heat transfer models in aerodisperse systems with dense particle layers.

Acknowledgments. This research was made thanks to the funding from the National Research Foundation of Ukraine for the research project "Solving fundamental problems of creating a new generation of thermal storage nanomaterials for storing solar energy and waste heat (thermophysical properties, heat transfer)" (Registration No. 2025.07/0417).

References

1. Theoretical investigation of soil-based thermal energy storage system for greenhouses / E. Cuce et al. *Sustainable energy for a resilient future: proceedings of*

- the 14th international conference on sustainable energy technologies*. Nottingham, 2015. P. 679–683. URL: <https://irep.ntu.ac.uk/id/eprint/27815/>.
2. Мукмінов І. І. Intensification of heat and mass transfer processes in dense layers of granular material: PhD Dissertation. Odesa, 2023. 219 p. URL: <https://www.ontu.edu.ua/download/dissertation/phd/Disser/2023/Disser-PhD-Mukminov.pdf>
 3. Schumann T. E. W. Heat transfer: a liquid flowing through a porous prism. *Journal of the franklin institute*. 1929. Vol. 208, no. 3. P. 405–416. URL: [https://doi.org/10.1016/s0016-0032\(29\)91186-8](https://doi.org/10.1016/s0016-0032(29)91186-8) (date of access: 03.05.2026).
 4. Riaz M. Analytical solutions for single- and two-phase models of packed-bed thermal storage systems. *Journal of heat transfer*. 1977. Vol. 99, no. 3. P. 489–492. URL: <https://doi.org/10.1115/1.3450725> (date of access: 03.05.2026).
 5. Parametric analysis of a packed bed thermal energy storage system / I. Ortega-Fernández et al. 2017. URL: <https://doi.org/10.1063/1.4984442> (date of access: 03.05.2026).
 6. Effect of n-butanol cofeeding on the deactivation of methanol to olefin conversion over high-silica HZSM-5: a mechanism and kinetic study / X.-G. Li et al. *Chemical engineering science*. 2020. Vol. 226. P. 115859. URL: <https://doi.org/10.1016/j.ces.2020.115859> (date of access: 03.05.2026).
 7. Osterman E., Stritih U. Review on compression heat pump systems with thermal energy storage for heating and cooling of buildings // *Journal of energy storage*. 2021. Vol. 39. P. 102569. URL: <https://doi.org/10.1016/j.est.2021.102569> (date of access: 03.05.2026).

Дата надходження: 11.01.2026

Дата прийняття до друку: 17.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

І. І. Мукмінов

Нестационарне теплоперенесення в аеродисперсній системі з щільним шаром гравію в каналі ґрунтового регенератора

Анотація

У статті досліджено просторово-часові особливості формування температурного поля в аеродисперсній системі «повітря — щільний шар гравію», що реалізується в каналі ґрунтового регенератора для теплиць. Аеродисперсні системи з щільними шарами гранул широко застосовуються в теплоенергетичних установках, регенеративних теплообмінниках та сезонних акумуляторах теплоти, проте фізика нестационарного теплоперенесення між газовим потоком і нерухомим шаром частинок залишається недостатньо вивченою. Особливу увагу приділено послідовному прогріванню шару вздовж каналу та взаємодії фронту нагрівання з полем температур газової фази, що є характерними рисами поведінки аеродисперсних систем у режимах заряджання теплоакумулювальних пристроїв.

Метою роботи є аналіз температурного поля в каналі ґрунтового регенератора з щільним шаром гравію як аеродисперсної системи та кількісна оцінка взаємопов'язаного теплоперенесення між газовою і твердою фазами в нестационарних умовах. Фізичну модель побудовано у вигляді двокомпонентного квазігомогенного середовища, де газовий потік і щільний гранульований шар розглядаються як взаємодіючі компоненти аеродисперсної системи. Система рівнянь включає рівняння теплопереносу в твердій фазі з урахуванням ефективної теплопровідності та конвективне рівняння для газового потоку з членом міжкомпонентного теплообміну, який описує енергетичну взаємодію дисперсної та газової підсистем. Чисельну реалізацію виконано в середовищі Matlab за допомогою різницевої схеми: температуру газу вздовж каналу обчислювали послідовно за координатою, а температуру щільного шару – за неявною схемою у часі.

У розрахунках враховано теплофізичні характеристики шару гравію, типові для регенераторів з щільною гранульованою насадкою: порозність, густина, питома теплоємність, ефективна теплопровідність та питома поверхня частинок. Отримані результати наведено у вигляді двовимірних температурних полів $T(x,t)$ і $T_g(x,t)$, профілів температури шару і газу вздовж каналу для характерних моментів часу, а також кривих зміни температури в окремих перерізах. Показано, що в аеродисперсній системі «повітря – щільний шар гравію» формується виражений фронт нагрівання, який поступово переміщується від вхідної ділянки каналу до виходу в міру охолодження газового потоку та накопичення теплоти гранульованим шаром. Отримані закономірності дозволяють глибше інтерпретувати фізику теплоперенесення в аеродисперсних системах з щільною насадкою та можуть бути використані для оптимізації геометричних і режимних параметрів ґрунтових регенераторів і інших регенеративних теплообмінників із гранульованими шарами.

Ключові слова: *газовий потік, щільний гранульований шар, гравій, ґрунтовий регенератор, температурне поле, теплоперенесення, двокомпонентна модель, Matlab.*

УДК 621.592

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361461>**Симоненко Ю. М., Грудка Б. Г.***Одеський національний технологічний університет,
кафедра кріогенної техніки, E-mail: bogdangennadievich@gmail.com*ORCID iD: ¹ <https://orcid.org/0000-0002-7827-0591>² <https://orcid.org/0000-0003-1200-5442>**Насадкові колони в технології отримання натурального холодагенту — пропану (R290)**

Стаття присвячена актуальній науково-технічній проблемі — пошуку та впровадженню енергоефективних та екологічно безпечних робочих тіл для холодильних систем. Розглянуто натуральний холодагент — пропан (R290), який характеризується нульовим потенціалом руйнування озонового шару ($ODP = 0$) і вкрай низьким потенціалом глобального потепління ($GWP \leq 3$). Використання вуглеводнів є стратегічною альтернативою синтетичним фреонам (HFC), які потрапили під жорсткі обмеження міжнародних протоколів і F-Gas регулювання. У роботі запропоновано технологію вилучення пропану та інших вуглеводнів (етану (R170), ізобутану (R600a) з широкої фракції легких вуглеводнів (C_{2+}), що утворюється при підготовці природного газу до транспортування та виробництва ЗПГ. Аналіз фазових рівноваг бінарних сумішей компонентів природного газу підтвердив їхній неазеотропний характер, що дозволяє використовувати методи багатоступеневої ректифікації для глибокого очищення. Для умов малотоннажного виробництва обґрунтовано застосування насадкових колон із нерегулярними елементами. Проведено порівняльний аналіз трьох типів насадок: сітчастої сідлоподібної, спіральної та спірально-призматичної. У середовищі Mathcad реалізовано алгоритм конструктивного розрахунку, що дозволив визначити оптимальні параметри поділу сумішей пропан-ізобутан та пропан-пропілен. Встановлено, що для досягнення чистоти 99,9% при поділі суміші з пропіленом потрібно значно більше одиниць переносу (понад 200 ВЕТТ), ніж для суміші з ізобутаном (~40 ВЕТТ). Дослідження показало, що очищення від висококиплячих і низькокиплячих домішок технічно неможливе в одному апараті через відмінності в гідравлічних режимах та температурних умовах. Результати роботи можуть бути використані при проектуванні компактних установок для отримання надчистих холодагентів шляхом потрійної перегонки.

Ключові слова: натуральні холодагенти, пропан, ректифікаційна колона, нерегулярна насадка, природний газ, екологічна безпека, вуглеводні.

Введення. Пошук нових енергоефективних робочих тіл для холодильних технологій є актуальним науково-технічним завданням. Натуральні холодагенти, зокрема, вуглеводні – це екологічно безпечні робочі тіла з нульовим потенціалом руйнування озонового шару ($ODP = 0$) та вкрай низьким потенціалом глобального потепління (GWP) [1, 2].

На відміну від деяких синтетичних фреонів, які при витоках утворюють шкідливі речовини, натуральні холодагенти є природними компонентами. GWP синтетичних фреонів групи HFC досягає 3000-14000 одиниць. У природних холодагентів цей показник дорівнює нулю чи одиниці.

Таблиця 1. Зразкові склади природного газу та ЗПГ [3]

Компонент	Природний газ, % об.	ЗПГ, % об.
Гелій	до 0.58	-
Азот	0.43 ... 28.0	до 1.5
Вуглекислий газ	0.03 ... 2.25	-
Метан	62.6 ... 98.8	86.98 ... 99.72
Етан	2.89 ... 7.06	0.06 ... 9.35
Пропан	0.05 ... 2.10	0.0005 ... 2.33
Бутани	0.03 ... 1.04	0.0005 ... 2.33

Переваги природних холодоагентів не обмежуються рамками екологічних проблем. Природні холодоагенти не підпадають під обмеження F-Gas регулювання та не включені до списків заборонених речовин.

Ця робота присвячена розробці технології отримання вуглеводнів з фракції C_{2+} природного газу з використанням насадкових ректифікаційних колон.

Сировина та технологія. Вуглеводневі натуральні холодоагенти – етан (R170), етилен (R1150), пропан (R290), пропілен (R1270), бутан (R600) та ізобутан (R600a) є компонентами природного газу (ПГ). Зазначені компоненти входять до складу рідкої фракції, що утворюються під час підготовки ПГ до транспортування. При цьому проводиться очищення вихідного газу, що надходить із свердловини, від двоокису вуглецю та сірчистих сполук. Присутність етану, пропану, бутану і пентану в газовому паливі, що надходить до споживачів, також небажана. Тому перед подаванням природного газу до транспортних магістральних мереж з нього повинні бути видалені більш важкі вуглеводні. Як правило, це проводиться методом фазової сепарації [3] шляхом попереднього охолодження газу (табл.1) та відділення рідкої фази.

При виробництві зрідженого газу (ЗПГ) також передбачається видалення етану, пропану, бутанів і більш важких вуглеводнів. Вміст домішок у зрідженому метані допустимо на рівні 3-4 % етану, 2-3 % пропану, до 2 % бутанів і до 1,5 % азоту [4-6]. Вилучення висококиплячої фракції необхідне для:

- видалення з технологічного процесу речовин, які можуть замерзнути та випасти у тверду фазу у криогенних теплообмінниках;
- виділення компонентів C_2 та C_3 для компенсації витоків змішаного холодоагенту;
- коригування якості ЗПГ – його найвищої теплотворної здатності [6];
- комерційного виробництва важчих щодо метану компонентів (етану, пропану, пропан-бутанової фракції тощо).

Технічно вилучення рідкої фракції проводиться шляхом попереднього охолодження газу. Конденсат подається в установку сепарації, де послідовно поділяється в ректифікаційних колонах: деметанізатор, деетанізатор, депропанізатор і дебутанізатор (рис. 1а). При необхідності виділяють і важчі компоненти.

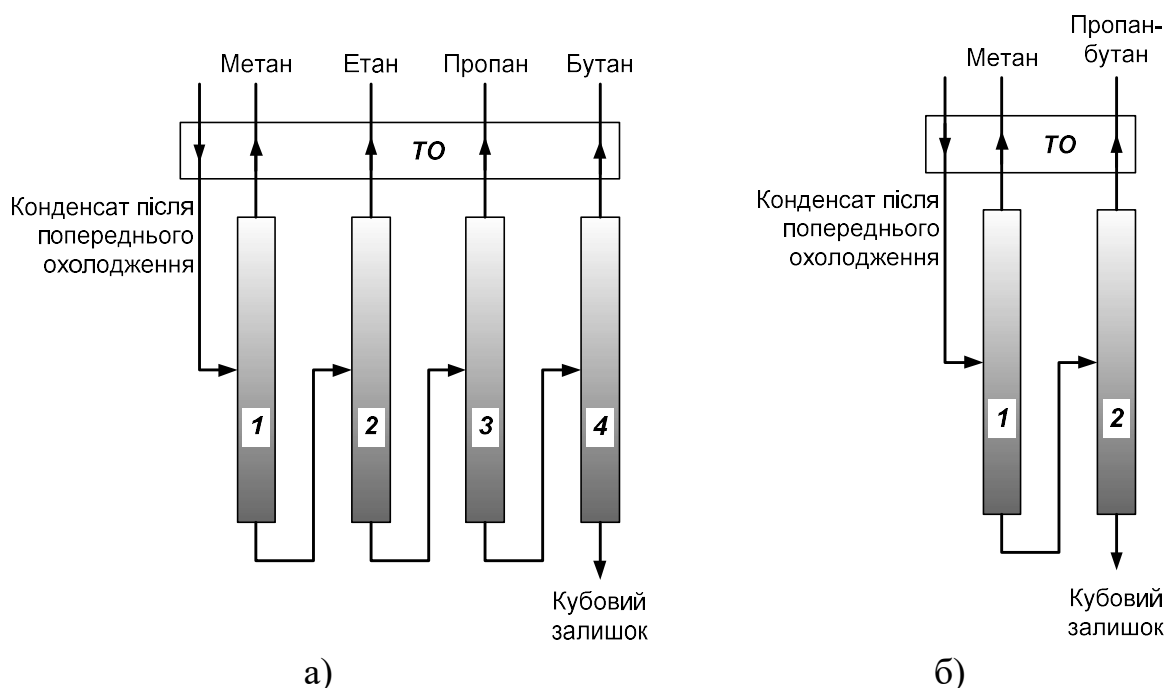


Рис.1. Спрощена схема переробки конденсату, що випав у процесі попереднього охолодження ПГ [6]: а) – сепарація конденсату на 4 фракції; б) – виробництво пропан-бутанової фракції; ТО – теплообмінник-рекуператор

Суміш пропану та бутану сама по собі є затребуваним продуктом [7] – її закачують у балони і використовують у якості побутового та газомоторного палива. Для виробництва пропан-бутанової суміші використовується інша послідовність переробки (рис. 1б). Кубовий залишок колони деметанізатора подається в окрему колону, де як дистилят отримують пропан-бутанову фракцію і кубовий залишок, що складається з більш важких компонентів.

Аналіз властивостей бінарних сумішей, утворених з компонентів ПГ, показав, що CO_2 , N_2 і He , алкани та алкіни, що входять до його складу (табл.1), утворюють між собою неазеотропні суміші [8], поділ яких методами фазової сепарації не становить труднощів.

Теоретичні дослідження процесу сепарації багатокомпонентних сумішей показують, що для повного поділу суміші на компоненти потрібно щонайменше $(n-1)$ колона [9-11]. Однак для вилучення одного (цільового) компонента (рис. 2) достатньо одного або двох апаратів, які, якщо це робити покроково, в результаті дозволять розділити будь-яку кількість компонентів. Тобто, із суміші будь-якого складу (наприклад, низькокиплячої або висококиплячої фракції попереднього етапу сепарації) можна по черзі вилучати



Рис.2. Принцип вилучення цільового компонента з багатокомпонентної суміші [10]



Рис.3. Типи нерегулярних масообмінних елементів ректифікаційних колон [12]: а) – сітлоподібні сітчасті; б); в) – спіральні циліндричні; г) – спірально-призматичні

кожен окремих компонент, змінюючи продуктивність колони та температурний рівень нагрівання-охолодження. Для заданих умов дослідження (невисока витрата суміші, що розділяється, цільовий компонент – пропан) було обрано насадковий тип ректифікаційних колон [12-14].

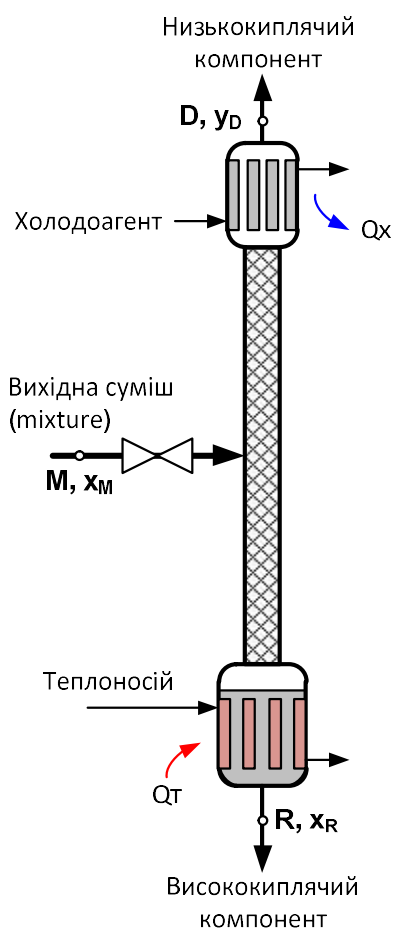


Рис.4. Позначення, прийняті у розрахунках

Вибір типу насадки. На рис.3 показані основні типи насадкових елементів, придатних для маловитратних ректифікаційних колон [12, 13]. Розмір одиночного масообмінного елемента нерегулярної насадки зазвичай приймається в межах 0,03...0,05 від діаметра колони.

У якості насадкових елементів було досліджено три типи нерегулярних насадок: сітчаста сітлоподібна, спірально-циліндрична і спірально-призматична. У табл. 2 показані основні геометричні характеристики вищезгаданих типів насадок, що використовуються в подальших розрахунках.

Розрахунок колон. У табл. 3 і 4 викладено послідовність конструктивного розрахунку насадкової колони [14], спрощена схема якої показана на рис.4, та результати розрахунків геометричних розмірів колон, призначених для поділу сумішей пропану з найближчими за температурою кипіння компонентами – ізобутаном та пропіленом. Розрахунок проводиться на базі x,y -діаграми, програма розрахунку, що реалізує зазначену послідовність, виконана в редакторі Mathcad.

Розрахунки показали, що для суміші пропан-ізобутан при робочому тиску 2 аті в колоні коефіцієнт поділу дорівнює 3,009, а для суміші пропан-пропілен і тиску 1 аті – 1,259, тобто значно, ніж удвічі менше. Відповідно, для відокремлення від пропану важких домішок необхідно близько 40 одиниць перенесення (висота, еквівалентна одній теоретичній тарілці – ВЕТТ [13]), а очищення від пропілену до 99,9% – понад 200 ВЕТТ (у 5 разів більше).

Таблиця 2. Технічні характеристики нерегулярних насадок [12-14]

Параметр	Формула	Тип насадки		
		Сітчаста сі- длоподібна, рис.3а	Спіральна, рис. 3б	Спірально- призматич- на, рис.3г
Матеріал	-	Латунь	Нержавіюча сталь	Нержавію- ча сталь
Характерні роз- міри. мм	$a \times b \times d_{\text{ПР}}$	10×10×0.18	3.45×3.45×0.75	2.2×2.4×0.2
Вільний об'єм (по- ристість). м ³ /м ³	$\varepsilon = \frac{V_{\text{СВ}}}{V_{\Sigma}} (1)$	0.935	0.673	0.907
Питома масооб- мінна поверхня. м ² /м ³	$\sigma = \frac{F_{\text{ПР}}}{V_{\Sigma}} (2)$	1446	1764	1859
Еквівалентний діа- метр. мм	$d_e = \frac{4 \varepsilon}{\sigma} (3)$	2.59	1.53	1.95
Насипна маса. кг/м ³	$\rho_{\text{Н}} = \frac{m}{V_{\Sigma}} (4)$	556	2576	732

Таблиця 3. Результати розрахунку характеристик двох насадкових
ректифікаційних колон. що працюють послідовно. для отримання пропану з
пропан-бутанової суміші [13-15]

Параметр	Од. вим.	Формула	Суміш. що розділя- ється	
			Пропан- ізобутан	Пропан- пропілен
Вихідні дані				
Витрата на вході до колони	нм ³ /год	M	30	22.43
Робочий тиск у колоні	аті (атм)	P	2 (2.936)	1 (1.968)
Концентрація про- пану:	% об.			
вихідної суміші		x_M	75	98
віддувка		y_D	99.99	20
кубової фракції		x_R	1	99.9
Ступінь нерівноважнос- ті у місці введення по- току		Δ	0.9	0.7
Результати розрахунку				
Температура у дефле- гматорі	К (°С)	T_D	258 (-15)	242 (-31)

Температура у кубі колони	К (°C)	T_K	292 (+19)	248 (-25)
Відносна леткість		$\alpha = \sqrt{\frac{p_D \cdot P_S}{p_S \cdot P_R}} \quad (5)$	3.009	1.259
Витрата газової фракції (віддувка)	нм ³ /ГОД	$D = M \cdot \frac{x_M - x_R}{y_D - x_R} \quad (6)$	22.43	2.142
Витрата кубової рідини	нм ³ /ГОД	$R = M \cdot \frac{y_D - x_R}{y_D - x_M} \quad (7)$	7.57	20.288
Рівноважна концентрація пари	моль/моль	$y_Z = \frac{\alpha \cdot x_M}{1 + (\alpha - 1) \cdot x_M} \quad (8)$	0.9	0.025
Мінімальна флегмова кількість		$v_{MIN} = \frac{y_D - y_M}{y_Z - x_M} \quad (9)$	0.663	34.59
Робоче флегмове число		$v = \frac{y_D - y_M}{(y_Z - \Delta) - x_M} \quad (10)$	0.763	34.89
Для концентраційної секції		$\frac{L}{G} = \frac{v}{v+1} \quad (11)$	0.433	0.972
Для секції відгонки		$\frac{L}{G} = \frac{v+u}{v+1} \quad (12), \text{ де } u = \frac{M}{D}$	1.192	1.264
Рівняння робочої лінії в концентраційній секції		$y_1 = \frac{v}{v+1} \cdot x + \frac{y_D}{v+1} \quad (13)$	0.433 · x + +0.567	0.972 · x + +0.569
Рівняння робочої лінії у секції відгонки		$y_2 = \frac{v+u}{v+1} \cdot x + \frac{u-1}{v+1} \cdot x_R \quad (14)$	1.192 · x + +0.0019	1.264 x + +0.0055
Число теоретичних тарілок ВЕТТ	шт	N	38	205
Система теплохолодопостачання				
Температура охолодження	К (°C)	T_x	254(-19)	237(-36)
Холодоагент			пропілен (аміак)	етан (пропілен)
Тиск холодоагенту	аті (атм)	P_x	2.066 (3)	7.95 (8.69)
Холодильне навантаження	кВт	Q_x	3.25	15.7
Температура нагрівання	К (°C)	T_t	298 (25)	243 (-20)
Теплоносій			вода	пропан
Тиск теплоносія	аті (атм)	P_t	3.1 (4)	0.67 (1.65)
Теплове навантаження	кВт	Q_t	11.5	20.41

Тобто очищення пропану від висококиплячих і низькокиплячих домішок неможливе в одній колоні через велику відмінність геометричних параметрів робочої частини та температури охолодження конденсатора.

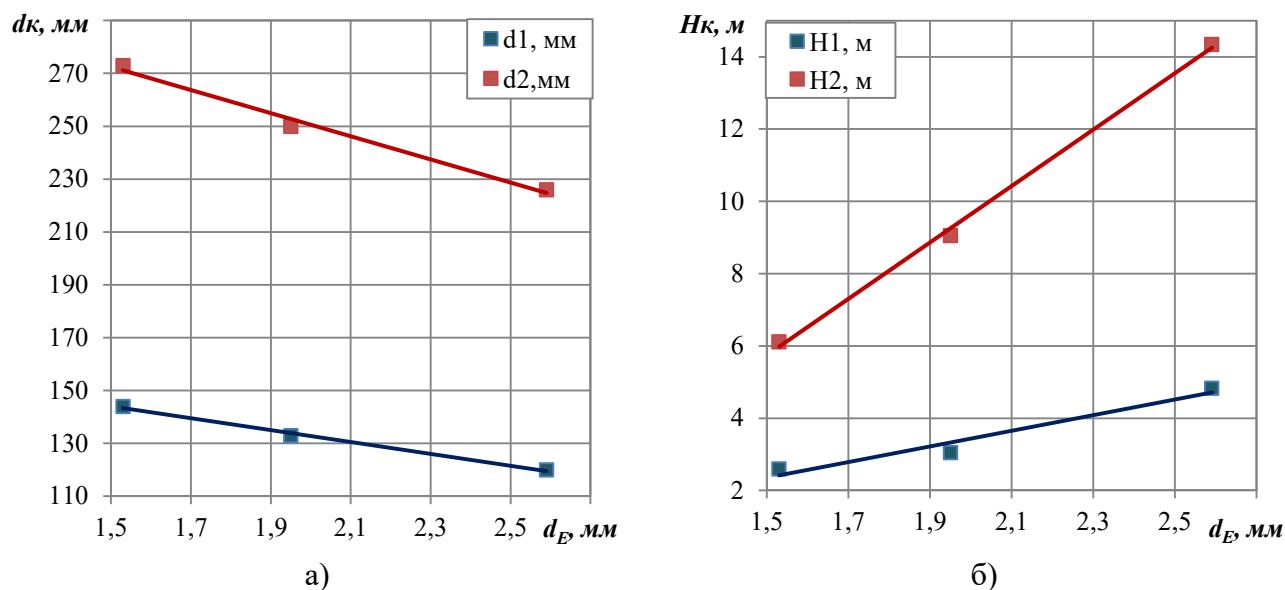


Рис. 5. Розрахункові діаметр (а) та висота (б) робочої частини насадкової колони в залежності від типу суміші, що розділяється, і еквівалентного діаметра нерегулярної насадки

Вплив типу насадки на процес сепарації було вивчено шляхом внесення до розрахунку відповідних характеристик насадкових елементів. В результаті отримані графіки залежності діаметра d_k та висоти робочої частини колони H_k від еквівалентного діаметра d_E нерегулярної насадки. Обробка результатів показала, що геометричні параметри колони залежать лінійно від еквівалентного діаметра насадки (рис.5).

Зниження еквівалентного діаметра нижче 1,5 мм призводить до збільшення опору сухої насадки (табл. 4, 5) [16], а наявність плівки конденсату і капілярні ефекти – до значного збільшення опору зрошеної насадки. Визначення мінімального еквівалентного діаметра, при якому режим роботи насадки в колоні перейде в режимі захлинування, вимагає додаткових досліджень.

Як показали розрахункові дослідження, об'єм насадкової колони також лінійно залежить від еквівалентного діаметра насадки, що використовується. Для сепарації суміші пропан-ізобутан

$$V_{K1} = 19,853 \cdot d_E + 3,4982, \tag{23}$$

де V_{K1} – об'єм насадки у робочій частині колони, дм^3 ; d_E – еквівалентний діаметр насадки, мм. Для суміші пропан-пропілен

$$V_{K2} = 206,45 \cdot d_E + 42,624. \tag{24}$$

Додаткові дослідження очищення пропану від пропілену до чистоти вище 99.9% показали, що збільшення чистоти пропану на порядок можна проводити в тій же колоні. При цьому втрати продукту на кожному наступному ступені очищення становитимуть 3% нормального об'єму пропану, що надходить в колону. Таким чином, одержання пропану чистотою 99.999% можна зробити шляхом потрійної перегонки пропану з домішкою 2% об. пропілену. Об'єм одержуваного C_2H_8 складе 85% від об'єму пропану, що надходить на очищення.

Таблиця 4. Результати розрахунку діаметра та висоти насадкової колони для поділу суміші пропан-ізобутан в залежності від типу використовуваної насадки

Параметр	Од. вим.	Формула	Тип та розмір насадки. розміри. мм		
			Сітчаста сідлоподібна 10×10×0.2	Спіральна 3.45×3.45××0.75	Спірально-призматична 2.2×2.4×0.2
Число Архімеда		$Ar = \frac{d_E \cdot \rho_y \cdot (\rho_x - \rho_y) \cdot g}{\eta_y^2} \quad (15)$	17.17×10 ⁶	3.539×10 ⁶	7.327×10 ⁶
Оптимальне значення критерію Рейнольдса		$Re = 0,045 \cdot Ar^{0,57} \cdot \left(\frac{G}{L}\right)^{0,43} \quad (16)$	858	349	528
Оптимальна швидкість пари	м/с	$w_{OPT} = \frac{Re \cdot \eta_y}{d_E \cdot \rho_y} \quad (17)$	0.225	0.155	0.184
Висота еквівалентної теоретичної тарілки	мм	$h = 127,7 \cdot d_E^{1,25} (\rho_y \cdot w_{OPT})^{0,52} \left(\frac{G}{L}\right)^{-0,23} \quad (18)$	145	62	92
Діаметр верхньої частини колони	мм	$d_K = \sqrt{\frac{D \cdot v \cdot \rho_n}{3600 \cdot 0,785 \cdot \rho_y \cdot w_{OPT}}} \quad (19)$	67	81	74
Число Архімеда		(15)	9.344×10 ⁶	1.926×10 ⁶	3.988×10 ⁶
Оптимальне значення критерію Рейнольдса		(16)	392	160	241
Оптимальна швидкість пари	м/с	(17)	0.229	0.158	0.187
Висота еквівалентної теоретичної тарілки	мм	(18)	73	62	46
Діаметр верхньої частини колони	мм	(19)	120	144	133
Висота насадкової частини колони	м	$H = N \cdot h \quad (20)$	4.83	2.06	3.05
Об'єм насадки	дм ³	$V_K = \frac{\pi}{4} \cdot d_K^2 \cdot H \quad (21)$	55	34	42
Втрати тиску в сухій насадці [15]	Па (аті)	$\Delta p = \xi \frac{\sigma \cdot w_{opt} \cdot \rho_y \cdot H}{8 \cdot \varepsilon^3} \quad (22)$ де $\xi = \frac{147.4}{Re_y^{0.28}}$ при Re < 1000 та $\xi = \frac{147.4}{Re_y^{0.28}}$ при Re ≥ 1000	11380 (0.113)	25900 (0.26)	14080 (0.141)

Позначення у таблицях: d_E – еквівалентний діаметр насадки, м; ρ_x, ρ_y – густина пари та рідини, кг/м³; ρ_n – густина газу при 20 °С та 0,1 МПа, кг/м³; η_x, η_y – динамічна в'язкість рідкої та газоподібної фази, Па·с. Оскільки концентрації потоків наведені в об'ємних одиницях (моль/моль), об'ємні витрати (м³/год) наведено до умов T = 20 °С і P=1 атм.

Таблиця 5. Результати розрахунку діаметра та висоти колони для очищення пропану від пропілену в залежності від типу використовуваної насадки

Параметр	Од. вим.	Формула	Тип насадки, розміри, мм		
			Сітчаста сідлоподібна 10×10×0,2	Спиральна 3,45×3,45× ×0,75	Спирально-призматична 2,2×2,4×0,2
Число Архімеда		(15)	8.472×10^6	1.746×10^6	3.616×10^6
Оптимальне значення критерію Рейнольдса		(16)	405	164	249
Оптимальна швидкість пари	м/с	(17)	0.255	0.176	0.209
Висота еквівалентної теоретичної тарілки	мм	(18)	77	33	48
Діаметр верхньої частини колони	мм	(19)	216	261	239
Число Архімеда		(15)	8.791×10^6	1.812×10^6	3.752×10^6
Оптимальне значення критерію Рейнольдса		(16)	369	150	227
Оптимальна швидкість пари	м/с	(17)	0.233	0.16	0.19
Висота еквівалентної теоретичної тарілки	мм	(18)	69	29	43
Діаметр нижньої частини колони	мм	(19)	226	273	250
Висота насадкової частини колони	м	(20)	14.34	6.11	9.05
Об'єм насадки	дм ³	(21)	577	358	446
Втрати тиску в сухій насадці	Па (аті)	(22)	31970 (0.32)	55130 (0.551)	32640 (0.326)

Висновки. В результаті проведених досліджень було показано, що:

- сировиною для виробництва натурального холодоагенту пропану може бути фракція C₂₊, що утворюється в процесах підготовки природного газу до транспортування або виробництва ЗПГ. В даний час вона використовується як побутове та газомоторне паливо;
- аналіз теплофізичних властивостей показує, що бінарні суміші, що утворюються компонентами досліджуваних багатокомпонентних сумішей, є неазетропними. Отже, поділ суміші на окремі компоненти можливий методами фазової сепарації;

- для заданих умов (невисока витрата суміші, що розділяється, цільовий компонент – пропан) запропоновано використовувати ректифікаційну колону, заповнену нерегулярною насадкою;
- геометричні параметри колони залежать від типу бінарної суміші, що розділяється, і еквівалентного діаметра насадки. Зниження еквівалентного діаметра насадки нижче 1,5 мм призводить до збільшення опору сухої насадки і значного збільшення опору зрошеної насадки;
- очищення пропану від висококиплячих та низькокиплячих домішок неможливе в одній колоні через велику відмінність геометричних параметрів робочої частини та температури охолодження конденсатора колони.

Література

1. United Nations Environment Programme (2020). Lower-GWP Alternatives in Commercial and Transport Refrigeration: An operational booklet. OzonAction. Retrieved from <https://www.unep.org/resources/report/lower-gwp-alternatives-commercial-and-transport-refrigeration>
2. Железний В. П., Проценко М. С., Анісімов С. О. Дослідження енергоефективності та екологічної безпеки вуглеводневих холодоагентів у холодильних системах // Холодильна техніка та технологія. – 2021. – Т. 57, № 2. – С. 84-92. DOI: <https://doi.org/10.15673/ret.v57i2.2125>.
3. Mokhatab S., Poe W. A., Speight J. G. Handbook of Natural Gas Transmission and Processing: Principles and Practices. 4th ed. – Gulf Professional Publishing, 2018. – 734 p.
4. Tagliapietra S. The Global Energy Transition: Policies and Technologies. Springer Nature, 2023. – 320 p.
5. Dincer I., Kanoglu M. Refrigeration Systems and Applications. 3rd ed. Wiley, 2021. – 816 p.
6. Кілко С. В., Кузнецов Ю. В. Скрапленний природний газ: технології виробництва, зберігання та використання. – Київ: Видавництво «Центр учбової літератури», 2019. – 256 с.
7. Український стандарт (ДСТУ EN 589:2022). Палива автомобільні. Газ нафтовий скрапленний. Технічні вимоги та методи випробування.
8. Vatani A. et al. New trends in LNG and NGL recovery processes: A comprehensive review. Journal of Gas Science and Engineering, 2023. – Vol. 110. – P. 182-195.
9. Gorak A., Sorensen E. Distillation: Fundamentals and Principles. 2nd ed. Academic Press, 2022. – 614 p.
10. Stichlmair J. et al. Distillation: Principles and Practice. 2nd ed. Wiley, 2021. – 608 p.
11. Khalid F. et al. Optimization of distillation columns for the separation of natural gas liquids. Energy Reports. – 2021. – Vol. 7. – P. 124-135.
12. Tian J. et al. Review of packed towers for distillation: Packing types and mass transfer models. Chemical Engineering and Processing. – 2023. – Vol. 185.
13. Bondarenko V. L. et al. Separation of multicomponent mixtures in cryogenic systems: Modern approaches. Low Temperature Physics. – 2022. – Vol. 48. – P. 156-162.
14. Sinnott R. K., Towler G. Chemical Engineering Design: Principles, Practice and Economics of Plant and Process Design. 6th ed. – Butterworth-Heinemann, 2020. – 1320 p.

15. *Lemmon E. W. et al.* NIST Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties (REFPROP). Version 10.0. National Institute of Standards and Technology. – 2023.
16. *Lekic B. et al.* Performance of random and structured packings in small-scale distillation units. *Processes*. – 2022. – Vol. 10(4). – P. 741.

Дата надходження: 16.02.2026

Дата прийняття до друку: 27.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

Iu. M. Symonenko, B. H. Hrudka

Packed columns in the technology of obtaining natural refrigerant — propane (R290)

Summary

The article is devoted to the current scientific and technical problem — the search and implementation of energy-efficient and environmentally safe working fluids for refrigeration systems. The natural refrigerant — propane (R290), which is characterized by zero ozone depletion potential ($ODP = 0$) and extremely low global warming potential ($GWP \leq 3$), is considered. The use of hydrocarbons is a strategic alternative to synthetic freons (HFC), which have fallen under the strict restrictions of international protocols and F-Gas regulation. The paper proposes a technology for extracting propane and other hydrocarbons (ethane (R170), isobutane (R600a) from a wide fraction of light hydrocarbons (C_{2+}) formed during the preparation of natural gas for transportation and LNG production. Analysis of phase equilibria of binary mixtures of natural gas components confirmed their non-azeotropic nature, which allows the use of multi-stage rectification methods for deep purification. For low-tonnage production conditions, the use of packed columns with irregular elements is justified. A comparative analysis of three types of packings is carried out: mesh saddle-shaped, spiral and spiral-prismatic. A constructive calculation algorithm is implemented in the Mathcad environment, which made it possible to determine the optimal parameters for the separation of propane-isobutane and propane-propylene mixtures. It was established that to achieve a purity of 99.9% when separating a mixture with propylene, significantly more transfer units are required (more than 200 HETP) than for a mixture with isobutane (~40 HETP). The study showed that purification from high-boiling and low-boiling impurities is technically impossible in one apparatus due to differences in hydraulic modes and temperature conditions. The results of the work can be used in the design of compact installations for obtaining ultrapure refrigerants by triple distillation.

Keywords: *natural refrigerants, propane, distillation column, irregular nozzle, natural gas, environmental safety, hydrocarbons.*

УДК 631.365:662.997:621.577

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361459>**Бошков Л. З.^{1*}, Єрохін Д. М.², Комендант С. Г.³, Волчок В. О.⁴, Воробійов Н. О.⁵***Одеський національний технологічний університет, Одеса, Україна***E-mail: leonidboshkov@gmail.com*ORCID iD: ¹ <https://orcid.org/0000-0002-2196-1519>² <https://orcid.org/0009-0001-7302-8245>³ <https://orcid.org/0009-0006-7554-9577>⁴ <https://orcid.org/0009-0002-9445-788X>⁵ <https://orcid.org/0009-0009-0407-5134>

Моделювання гібридної системи теплопостачання з відновлювальними джерелами енергії

Розглянуто проблему підвищення енергоефективності процесу післязбирального сушіння зерна шляхом застосування гібридної системи теплопостачання. Визначено за результатами аналізу сучасних наукових праць, що використання гібридної системи теплопостачання дозволяє зменшити споживання традиційних енергоресурсів, підвищити ефективність використання теплоти відпрацьованого повітря, стабілізувати температуру сушильного агента та забезпечити більш рівномірний перебіг процесу сушіння. Запропоновано конструктивно-технологічну схему шахтної зерносушарки з гібридною системою теплопостачання, у якій свіже атмосферне повітря змішується з частиною рециркуляційного повітря, після чого проходить через сонячний повітряний підігрівач і конденсатор теплового насоса. Запропоновано використовувати сонячний підігрівач для попереднього нагрівання повітря, а тепловий насос – для додаткового догрівання та утилізації теплоти відпрацьованого повітря. Для забезпечення рівномірного сушіння зернового шару передбачено подачу сушильного агента через систему розподільних коробів, розташованих по висоті шахти. Визначено основні енергетичні параметри гібридної системи теплопостачання зерносушарки для сушіння пшениці з витратою 1,7 т/год з початковою вологістю 20% до кінцевої вологості 14%. За результатами розрахунку встановлено, що теплова потужність сонячного повітряного підігрівача становить 61,6 кВт, потужність теплового насоса — 92 кВт, загальна теплова потужність системи — 154 кВт, частка сонячного випромінювання — 40%, а коефіцієнт перетворення теплового насоса дорівнює 3,5. Розглянуто особливості формування температурного поля та поля вологості зерна в шахтній сушарці при багаторівневому підведенні сушильного агента через короби. Запропонована схема може бути використана для створення енергоефективних зерносушарок для продовольчого та насінневого зерна.

Ключові слова: сушіння, зерно, рециркуляція повітря, енергоефективність, температурне поле, поле вологості.

Вступ. Однією з найбільш енергоємних операцій у агропромисловому виробництві є сушіння зерна, оскільки для видалення вологи необхідне значне підведення теплоти та забезпечення інтенсивного повітрообміну в зерновому шарі. Традиційні зерносушарки переважно працюють на природному газі, дизельному паливі або електроенергії, що призводить до високих експлуатаційних витрат, залежності від цін на енергоносії та збільшення викидів парникових газів. Перс-

продуктивним напрямом підвищення енергоефективності зерносушіння є використання гібридних систем теплопостачання, у яких традиційні джерела теплоти частково або повністю замінюються відновлюваними та низькопотенційними енергетичними ресурсами. Зокрема, сонячний повітряний підігрівач може забезпечувати попереднє нагрівання сушильного агента без витрат палива, а тепловий насос – стабілізувати температуру повітря та використовувати низькопотенційне тепло навколишнього середовища. Поєднання цих елементів створює передумови для зниження енергоспоживання, підвищення економічної ефективності та зменшення екологічного навантаження процесу сушіння.

Постановка проблеми. Практична реалізація зерносушарки з гібридною системою теплопостачання потребує розв'язання низки науково-технічних задач, до яких належить вибір раціональної схеми підведення та розподілу сушильного агента, забезпечення рівномірного проходження повітря крізь шар зерна з урахуванням його гідравлічного опору, узгодження роботи сонячного повітряного підігрівача, теплового насоса, вентилятора та сушильної шахти, що має дозволити забезпечити енергоефективне видалення вологи.

Аналіз останніх досліджень та публікацій. Застосування гібридних систем теплопостачання дозволяє суттєво підвищити енергетичну та економічну ефективність процесу сушіння зерна [1]. Однією з ключових переваг є значне зниження енергоспоживання за рахунок використання поновлюваних джерел енергії. Сонячні колектори забезпечують попереднє нагрівання повітря без витрат палива, а тепловий насос використовує низькопотенційне тепло навколишнього середовища. Завдяки цьому досягається високий коефіцієнт перетворення енергії. При значеннях COP від 3 на 1 кВт споживаної електроенергії виробляється 3 – 4 кВт теплової енергії [2]. Комбінування сонячної енергії та теплового насоса дозволяє суттєво знизити витрати на енергоресурси [3]. Гібридна сушарка характеризується низьким рівнем впливу на довкілля, оскільки відсутні викиди продуктів згоряння. Це особливо актуально в умовах посилення екологічних вимог та переходу до сталого розвитку. В роботі [4] виконана розробка гібридної сушарки з тепловим насосом на сонячній енергії для сушіння рису.

Сушіння традиційно використовується для збереження сільськогосподарської продукції та, головним чином, для зниження вмісту вологи до певного ступеня, щоб продовжити термін її зберігання [4, 5]. Сушіння є енергоємним процесом, який вимагає великих витрат енергії через високу приховану теплоту випаровування води; приблизно 12% від загальної кількості енергії, що використовується у всіх галузях промисловості розвинених країн, споживається на процеси сушіння [6, 7].

Щоб подолати обмеження методів сонячного сушіння або сучасних методів сушіння, а також зменшити споживання енергії, необхідно вибрати ефективну систему теплопостачання. Поєднання системи теплового насоса із сонячною сушаркою забезпечує рішення для сучасних методів сушіння [4]. Системи теплових насосів є енергоефективними пристроями, а також є екологічно чистими технологіями [8]. Поєднання системи теплового насоса із сонячною сушаркою відоме як сонячна тепла насосна сушарка (СТНС). На продуктивність СТНС впливає продуктивність теплового насоса, тоді як на продуктивність теплового

насоса впливає здатність випарника видаляти вологу з повітря та здатність конденсатора нагрівати осушуване повітря [9]. СТНС пропонує деякі переваги: процес сушіння може проходити безперервно, потребує менше часу, споживає мало енергії та забезпечує хорошу якість продукції [8]. У кількох дослідженнях зазначається, що СТНС використовувалися для сушіння сільськогосподарських або біологічно активних продуктів, включаючи продовольчі зернові [2, 10].

Автори [11] виявили, що коефіцієнт перетворення теплоти в тепловому насосі (COP) системи та коефіцієнт вологості (SMER) становили 2,1–3,1 та 0,26–0,92 кг/кВт·год відповідно. Автор [12] повідомив, що коефіцієнт перетворення (COP) сушарки становив 2,31–2,77 із середнім значенням 2,54, тоді як середній коефіцієнт вологості становив до 0,79 кг/кВт·год. Сушарка знизилася вміст вологи (МС) копри з 52% до 9,2% протягом 40 годин при середній температурі 43,2°C.

В [13] чисельно оцінили продуктивність термодинамічного насоса з використанням ідентичної сушильної камери для бананів і виявили, що середні значення COP та SMER теплових насосів становили 2,72 та 0,6 кг/кВт·год відповідно. Вологовміст банана знизився з 74% до 19% протягом 21 години при 54,8 °C. Автори [5] експериментально дослідили СТНС та визначили, що коефіцієнт перетворення енергії (COP), коефіцієнт споживання енергії (SMER) та ексергетична ефективність теплового насоса становили 2,04, 1,45 кг/кВт·год та 45,08% відповідно. Термін окупності системи склав 46 місяців. Однак, СТНС має недолік: низька температура повітря для сушіння в хмарний та дощовий день може зробити операцію сушіння неповною через обмежену потужність конденсатора теплового насоса для вироблення теплової енергії та обмежену здатність сонячного колектора збирати сонячну енергію. Щоб подолати ці проблеми, СТНС можна інтегрувати з біомасовою піччю, яка використовує біомасу як джерело теплової енергії. В роботі [14] досліджувалась продуктивність насоса, інтегрованого з піччю на біомасі, з використанням сушильної камери лоткового типу для червоного перцю чилі. Автор повідомив, що середній показник SMER становив 0,14 кг/кВт·год, а тепловий ККД сушарки – 9,03%. Крім того, коефіцієнт перетворення тепла (COP), ККД сонячного колектора та ККД печі на біомасі зросли до 3,84%, 35,1% та 30,7% відповідно. Тим часом піч та сонячний колектор витрачали приблизно 37,8% та 14,7% енергії відповідно на сушарку.

Автори [16] виявили, що коефіцієнт перетворення теплового насоса, ККД сонячного колектора та ККД печі на біомасі становили 3.7%, 50.5% та 77.5% відповідно.

Метою роботи є розробка конструктивно-технологічної схеми зерносушарки з гібридною системою теплопостачання на основі сонячного повітряного підігрівача та теплового насоса, яка забезпечує зниження витрат традиційних енергоресурсів, рівномірне сушіння зернового шару та підвищення загальної енергоефективності процесу сушіння.

Результати дослідження. Робота запропонованої авторами гібридної системи теплопостачання зерносушарки базується на поєднанні трьох основних елементів: сонячного повітрянагрівача, теплового насоса та системи рециркуляції повітря. Така схема забезпечує ефективне використання енергії та мінімізацію

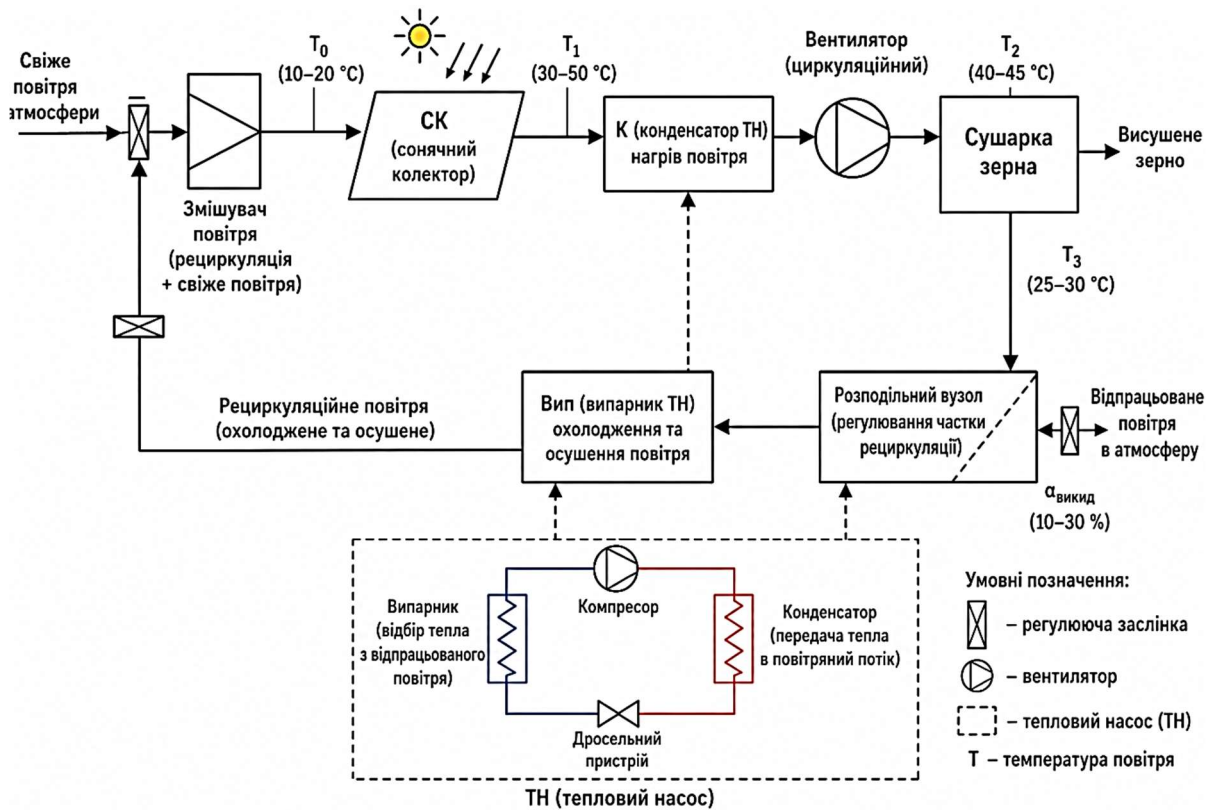


Рис. 1. Схема зерносушарки з гібридною системою теплопостачання с рециркуляцією повітря

витрат. На рис. 1 наведена схема зерносушарки з гібридною системою теплопостачання з рециркуляцією повітря. Зерносушарка з рециркуляцією повітря є енергетично ефективнішою, оскільки частина теплоти відпрацьованого повітря повторно використовується в процесі сушіння. Це дозволяє знизити теплові втрати та зменшити навантаження на тепловий насос.

У систему надходить свіже атмосферне повітря, яке змішується з частиною рециркуляційного повітря, що повертається після сушіння. Цей процес відбувається в змішувачі повітря, де формується потік із заданими параметрами температури та вологості. Після змішування повітря надходить у сонячний колектор (СК), де нагрівається за рахунок сонячної енергії. Температура повітря підвищується до $T_1 \approx 30-45$ °C. На цьому етапі забезпечується часткове покриття теплового навантаження за рахунок відновлюваного джерела енергії. Після сонячного колектора повітря проходить через конденсатор теплового насоса, де додатково нагрівається до необхідної температури сушіння: $T_2 \approx 45-52$ °C. Тепловий насос використовує низькопотенційну теплоту відпрацьованого повітря, яку відбирає у випарнику, що дозволяє значно підвищити енергоефективність системи. Нагріте повітря подається в сушарку за допомогою вентилятора, який забезпечує необхідний витратний режим і рівномірний розподіл повітря через шар зерна. У сушарці відбувається процес сушіння: повітря передає тепло зерну, волога випаровується, повітря насичується водяною парою. Після сушарки повітря має нижчу температуру $T_3 \approx 25-30$ °C і підвищену вологість. Цей потік направляється до

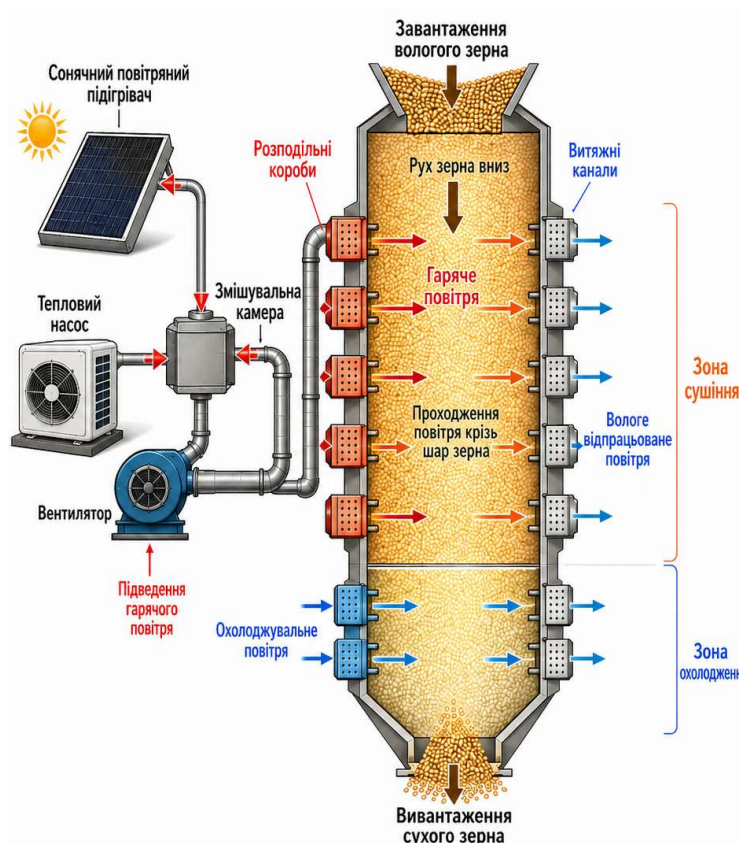


Рис. 2. Схема шахтної зерносушарки з гібридною системою теплопостачання

розподільного вузла, де він розділяється на дві частини: частина (20–30%) викидається в атмосферу; інша частина повертається в систему. Рециркуляційне повітря проходить через випарник теплового насоса, де віддає теплоту холодоагенту; охолоджується та частково осушується. Таким чином, теплота відпрацьованого повітря не втрачається, а використовується повторно. Після випарника повітря повертається у змішувач, де знову змішується зі свіжим повітрям і цикл повторюється. Система працює в різних режимах: денний режим - сонячний колектор функціонує, що зменшує навантаження на тепловий насос, нічний режим - працює тільки тепловий насос, за рахунок чого підтримується необхідна температура сушіння.

Загальне теплове навантаження формується за рахунок теплоти випаровування вологи, нагріву матеріалу та теплових втрат. Для побудови математичної моделі гібридної зерносушарки доцільно використовувати підхід, що поєднує рівняння теплового балансу сушильної камери, масопереносу в зерні, енергетичного балансу сонячного повітрянагрівача та рівняння ефективності теплового насоса. Такий підхід відповідає сучасним дослідженням сонячно-теплонасосних сушильних систем, у яких оцінюються COP (Coefficient of Performance, коефіцієнт перетворення теплового насоса), MER (Moisture Extraction Rate, швидкість видалення вологи) і SMER (Specific Moisture Extraction Rate, питомий показник ефективності сушіння), ефективність сонячного колектора та кінетика зменшення вологості зерна. Алгоритм розрахунку складається з комплексу моделей:

Таблиця. Технічні характеристики гібридної системи теплопостачання зерносушарки

Джерело енергії	Потужність
Сонячний повітрянагрівач	61.6 кВт
Навколишнє середовище (через ТН)	66 кВт
Електровитрати в компресорі ТН	26.4 кВт
Потужність теплового насоса	92 кВт
Загальна потужність	154 кВт
Доля сонячного випромінювання	40 %
Коефіцієнт перетворення	3.5

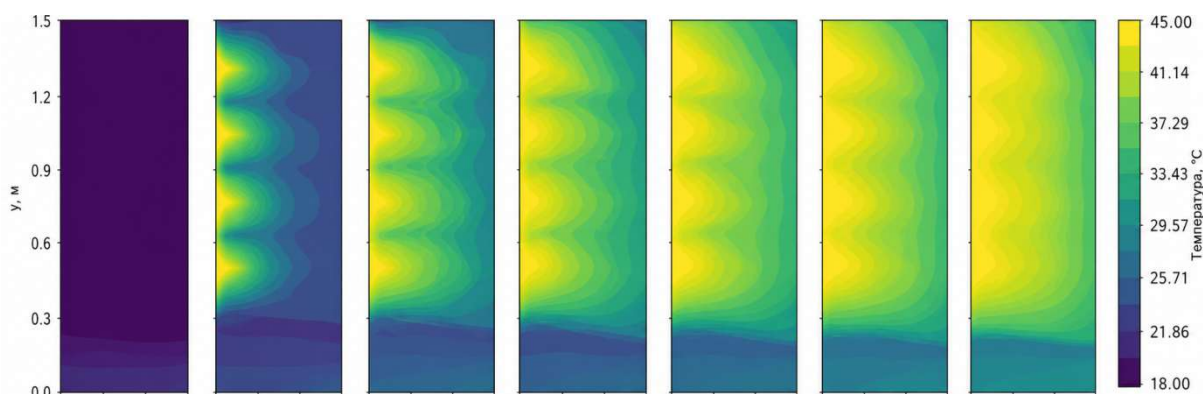


Рис. 3. Зміна температурного поля в шахтній зерносушарці в період виходу на режим.

сушіння, сонячного колектора та теплового насоса з показниками ефективності. Виконаний розрахунок гібридної зерносушарки, вихідні дані для розрахунку наступні. Матеріал – зерно пшениці, витрата зерна: $G = 1,7$ т/год, початкова вологість: $W_1 = 20\%$, кінцева вологість: $W_2 = 14\%$, температура навколишнього середовища: $t_0 = 15^\circ\text{C}$, температура сушильного агенту: $t_1 = 60^\circ\text{C}$, питома теплоємність повітря: $c_p = 1.005$ кДж/(кг·°C).

За результатами розрахунку встановлено, що теплова потужність сонячного повітряного підігрівача становить 62 кВт, потужність теплового насоса – 92 кВт, загальна теплова потужність системи – 154 кВт, частка сонячного випромінювання – 40%, а коефіцієнт перетворення теплового насоса дорівнює 3,5.

При моделюванні процесу розповсюдження теплоти в щільному шарі зерна в зерносушарці, що продувається нагрітим повітрям, з використанням програмного середовища Python отримані зображення температурного поля та поля вологості. Зміна температурного поля в шахтній зерносушарці в період виходу на режим показана на рис. 3. У моделі прийнято щадний режим для насінневої пшениці: температура повітря біля підвідного короба близько 45°C , швидкість повітря в шарі близько 0,25 м/с, температура зерна обмежена до 45°C .

На початку сушіння прогрівається лише вхідна зона сушильної камери. Далі тепловий фронт поступово поширюється по шару зерна. Максимальні температури формуються поблизу розподільних коробів у сушильній зоні, тоді як у напрямку до витяжних каналів і в зоні охолодження температура зменшується. На

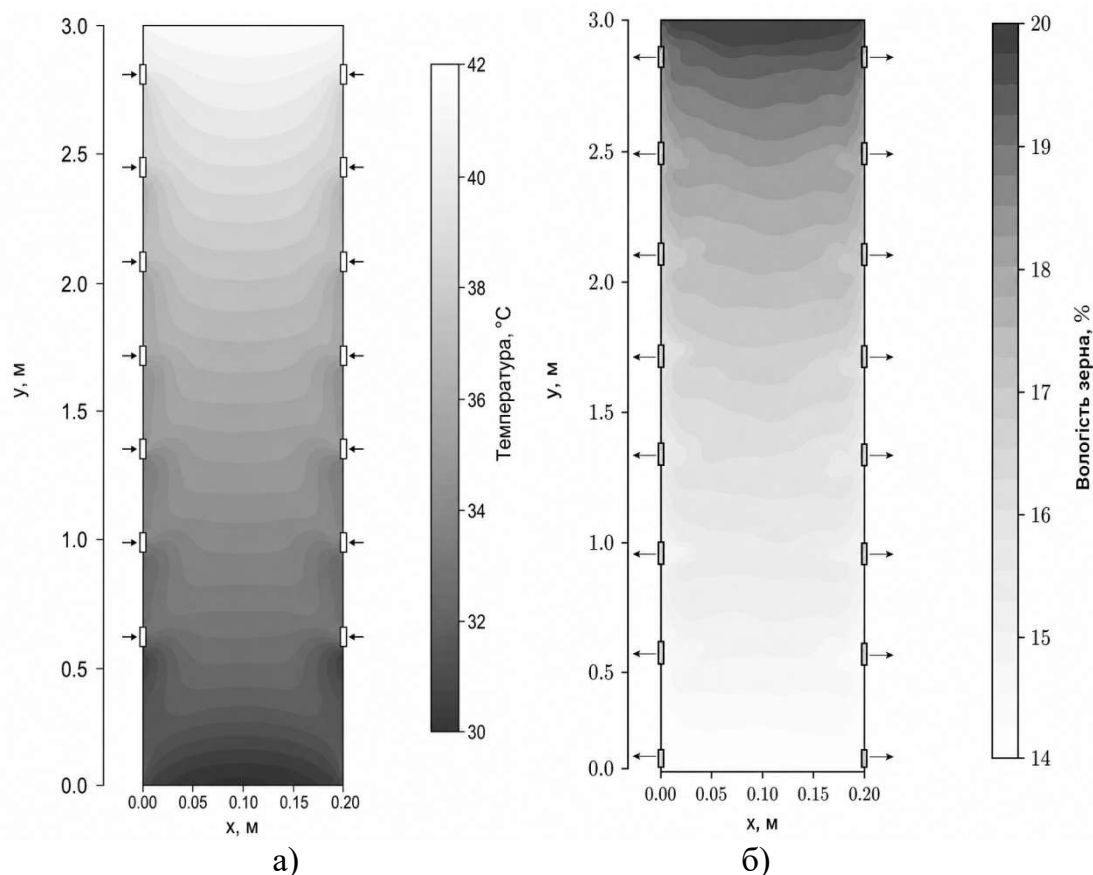


Рис. 4. Поле температур (а) та вологості (б) зерна в зерносушарці у квазістаціонарному режимі.

рис. 4 наведені графіки зміни температури та вологості зерна по висоті зерносушарки в квазістаціонарному режимі. Зернова маса розглядається не як суцільне тіло, а як дисперсний шар окремих зернівок, між якими існує поровий простір для проходження сушильного агента – потоку повітря, нагрітого в системі гібридного теплопостачання. Передача теплоти до зерна відбувається переважно шляхом конвективного теплообміну між нагрітим повітрям і поверхнею зернівок, а також подальшою теплопровідністю всередині зерна, що забезпечує прогрів його внутрішніх шарів і створює умови для випаровування вологи.

Отримані графіки відповідають фізиці процесу сушіння. Найвні локальні хвилеподібні відхилення температури (рис. 4а) по висоті пов'язані з розташуванням коробів. У місцях підведення повітря формуються локальні зони підвищеної інтенсивності теплообміну. Однак ці зони не створюють різких перегрівів, що вказує на доцільність багаторівневого розташування коробів по висоті сушарки. Завдяки такій схемі подачі теплоносія забезпечується більш рівномірне надходження теплоти до зернового шару. Невелике збільшення вологості (рис. 4б) в напрямку до відповідного короба є фізично обґрунтованим, оскільки повітря в процесі руху через зерновий шар поступово насичується водяною парою, його сушильна здатність зменшується, і тому інтенсивність видалення вологи на виході дещо нижча.

Представлена схема гібридної системи теплопостачання може бути використана для термообробки та сушіння щільних шарів дисперсних матеріалів при помірних температурних рівнях, проте слід враховувати аеродинамічний опір шару по його товщині. Товщину шару слід обирати з урахуванням втрат енергії потоку. Так, для зернівки пшениці з довжиною 4 – 11 мм товщину шару доцільно приймати на рівні 0,2 м [16]. Найкращу відповідність експериментальним даним за втратами тиску при продуванні потоку газу крізь щільний шар дисперсного матеріалу забезпечує рівняння Ергуна. Формулу Ергуна (Ергана) [17, 18] на практиці для щільного шару, традиційно використовують ту, яка вимагає врахування інерційних сил в потоці, що рухається (другий доданок у правій частині рівняння).

$$\frac{\Delta P}{H} = \frac{150\mu_c w (1-\varepsilon)^2}{d^2 \varepsilon^3} + \frac{1,75\rho_c w^2 (1-\varepsilon)}{d \varepsilon^3} = 392$$

де ε – порізність шару, μ - коефіцієнт динамічної в'язкості, ρ – густина рідини (газу), w - швидкість потоку, H – товщина шару по ходу повітря.

При товщині шару $H=0,2$ втрати тиску складають $\Delta P=78,4$ Па. Розрахунки аеродинамічного опору шару дозволяють визначити його оптимальний розмір та обрати технічне обладнання, а також дозволяють зробити висновки щодо рівномірності процесу розповсюдження теплоти

Висновки. Запропонована конструктивно-технологічна схема гібридної системи теплопостачання для шахтної зерносушарки, яка поєднує сонячний повітряний підігрівач, тепловий насос і часткову рециркуляцію відпрацьованого повітря, забезпечує попереднє нагрівання повітря за рахунок сонячної енергії, додаткове догрівання в конденсаторі теплового насоса та повторне використання теплоти відпрацьованого повітря.

Визначено основні енергетичні параметри гібридної системи для сушіння пшениці продуктивністю 1,7 т/год із початковою вологістю 20% до кінцевої вологості 14%. Теплова потужність сонячного повітрянагрівача становить 61,6 кВт, потужність теплового насоса — 92 кВт, загальна теплова потужність системи — 154 кВт, коефіцієнт перетворення теплового насоса — 3,5.

Моделювання температурного поля та поля вологості підтвердило наявність локальних відхилень поблизу коробів, однак ці відхилення не створюють різких зон перегріву або недосушування.

Представлена схема гібридної системи теплопостачання може бути використана для термообробки та сушіння щільних шарів дисперсних матеріалів при помірних температурних рівнях, проте слід враховувати аеродинамічний опір шару при визначенні його товщини, що дозволить підібрати оптимальне технічне обладнання та забезпечити задовільну рівномірність процесу розповсюдження теплоти.

Література

1. A review of applications of energy analysis: Grain, fruit and vegetable drying technology / J. An et al. *Energy Reports*. 2024. Vol. 12. P. 5482–5506. URL: <https://doi.org/10.1016/j.egy.2024.11.037>.
2. A solar assisted heat pump drying system for grain in-store drying / H. Li et al. *Frontiers of Energy and Power Engineering in China*. 2009. Vol. 4, no. 3. P. 386–391. URL: <https://doi.org/10.1007/s11708-010-0003-3>.
3. Patel K. K., Kar A. Heat pump assisted drying of agricultural produce—an overview. *Journal of Food Science and Technology*. 2011. Vol. 49, no. 2. P. 142–160. URL: <https://doi.org/10.1007/s13197-011-0334-z>.
4. Development of hybrid solar-assisted heat pump dryer for drying paddy / M. Yahya et al. *Case Studies in Thermal Engineering*. 2023. Vol. 45. P. 102936. URL: <https://doi.org/10.1016/j.csite.2023.102936>.
5. Singh A., Sarkar J., Sahoo R. R. Experimental energy, exergy, economic and exergoeconomic analyses of batch-type solar-assisted heat pump dryer. *Renewable Energy*. 2020. Vol. 156. P. 1107–1116. URL: <https://doi.org/10.1016/j.renene.2020.04.100>.
6. Comparison of solar dryer and solar-assisted heat pump dryer for cassava / M. Yahya et al. *Solar Energy*. 2016. Vol. 136. P. 606–613. URL: <https://doi.org/10.1016/j.solener.2016.07.049>.
7. Compression heat pump-assisted thermal desalination systems: a comprehensive review / M. Mohanraj et al. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*. 2024. URL: <https://doi.org/10.1007/s10973-024-13712-5>.
8. Research and developments on solar assisted compression heat pump systems – A comprehensive review (Part A: Modeling and modifications) / M. Mohanraj et al. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*. 2018. Vol. 83. P. 90–123. URL: <https://doi.org/10.1016/j.rser.2017.08.022>.
9. Experimental investigation of effect of refrigerant gases, compressor lubricant and operating conditions on performance of a heat pump / F. Afshari et al. *Journal of Central South University*. 2021. Vol. 28, no. 11. P. 3556–3568. URL: <https://doi.org/10.1007/s11771-021-4875-7>.
10. Hasan Ismaeel H., Yumrutaş R. Investigation of a solar assisted heat pump wheat drying system with underground thermal energy storage tank. *Solar Energy*. 2020. Vol. 199. P. 538–551. URL: <https://doi.org/10.1016/j.solener.2020.02.022>.
11. Mushroom drying with solar assisted heat pump system / S. Şevik et al. *Energy Conversion and Management*. 2013. Vol. 72. P. 171–178. URL: <https://doi.org/10.1016/j.enconman.2012.09.035>.
12. Mohanraj M. Performance of a solar-ambient hybrid source heat pump drier for copra drying under hot-humid weather conditions. *Energy for Sustainable Development*. 2014. Vol. 23. P. 165–169. URL: <https://doi.org/10.1016/j.esd.2014.09.001>.
13. Numerical simulation of a heat pump assisted solar dryer for continental climates / M. Kuan et al. *Renewable Energy*. 2019. Vol. 143. P. 214–225. URL: <https://doi.org/10.1016/j.renene.2019.04.119>.

14. Yahya M. Design and Performance Evaluation of a Solar Assisted Heat Pump Dryer Integrated with Biomass Furnace for Red Chilli. *International Journal of Photoenergy*. 2016. Vol. 2016. P. 1–14. URL: <https://doi.org/10.1155/2016/8763947>.
15. Performance and economic analyses on solar-assisted heat pump fluidised bed dryer integrated with biomass furnace for rice drying / M. Yahya et al. *Solar Energy*. 2018. Vol. 174. P. 1058–1067. URL: <https://doi.org/10.1016/j.solener.2018.10.002>
16. Sadaka S., Jayas D. S. Cereal grain drying systems. *Storage of Cereal Grains and Their Products*. 2022. P. 293–329. URL: <https://doi.org/10.1016/b978-0-12-812758-2.00008-8>.
17. Akgiray Ö., Saatçı A.M. A new look at filter backwash hydraulics. *Water supply*. 2001. Vol.1, no.2. P.65–72. URL: <https://doi.org/10.2166/ws.2001.0022>.
18. Установка для сушки щільного рухомого шару посівного зерна при мікрохвильово-конвективному сушінні / І. Л. Бошкова та ін. *Refrigeration Engineering and Technology*. 2024. Т. 60, № 2. URL: <https://doi.org/10.15673/ret.v60i2.2822>.

Дата надходження: 12.03.2026

Дата прийняття до друку: 27.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

L. Z. Boshkov, D. M. Yerokhin, S. H. Komendant, V. O. Volchok, N. O. Vorobjov

Modeling of a hybrid heat supply system with renewable energy sources

Summary

The paper considers the problem of improving the energy efficiency of post-harvest grain drying through the application of a hybrid heat supply system. Based on the analysis of modern scientific studies, it has been determined that the use of a hybrid heat supply system makes it possible to reduce the consumption of conventional energy resources, increase the efficiency of waste-air heat recovery, stabilize the temperature of the drying agent, and ensure a more uniform drying process. A structural and technological scheme of a shaft grain dryer with a hybrid heat supply system is proposed. In this system, fresh atmospheric air is mixed with a portion of recirculated air and then passes through a solar air heater and the condenser of a heat pump. It is proposed to use the solar heater for preliminary air heating, while the heat pump is used for additional heating and recovery of heat from the exhaust air. To ensure uniform drying of the grain layer, the drying agent is supplied through a system of distribution ducts arranged along the height of the dryer shaft. The main energy parameters of the hybrid heat supply system for drying wheat at a mass flow rate of 1.7 t/h from an initial moisture content of 20% to a final moisture content of 14% have been determined. According to the calculation results, the thermal capacity of the solar air heater is 61.6 kW, the heat pump capacity is 92 kW, the total thermal capacity of the system is 154 kW, the share of solar radiation is 40%, and the coefficient of performance of the heat pump is 3.5. The features of the formation of the grain temperature field and moisture field in the shaft dryer under multi-level supply of the drying agent through the distribution ducts are considered. The proposed scheme can be used for the development of energy-efficient grain dryers for both food and seed grain.

Keywords: drying, grain, air recirculation, energy efficiency, temperature field, moisture field.

УДК 532.7,539.2

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361489>**Страутман А. А.¹, Житнюк С. В.²***Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, кафедра фізики та астрономії**E-mail: ¹albin.strautman@stud.onu.edu.ua**ORCID iD: ²<https://orcid.org/0009-0002-5348-9041>*

Діелектрична проникність водних розчинів метанолу в околі особливої концентраційної точки

У роботі експериментально досліджено діелектричні властивості водних розчинів метанолу в околі особливої концентраційної точки (близько 0,05–0,1 молярної частки спирту). Вимірювання активної та реактивної складових імпедансу проводили мостовим методом на частоті 1 кГц у плоскому конденсаторі з електродами, вкритими фторопластовою плівкою.

Виявлено, що час встановлення стаціонарних значень ємності та провідності значно перевищує характерні часи електродної поляризації і досягає десятків хвилин — кількох годин. Концентраційна залежність цього часу чітко корелює з положенням аномалій інших фізико-хімічних властивостей розчинів (показник заломлення, в'язкість, розсіяння світла). Отримані результати вказують на те, що аномально повільна динаміка електрофізичних параметрів зумовлена процесами встановлення мікронеоднорідної структури розчину та перебудовою системи водневих зв'язків у околі особливої точки.

Ключові слова: розчини, вода, спирти, рівновага, діелектрична проникність, водневі зв'язки, особливі точки.

Вступ. У молекулярній фізиці рідин значну увагу приділяють вивченню бінарних розчинів вода–спирти, які є класичними моделями систем з значним внеском водневих зв'язків у міжмолекулярну взаємодію [1, 2]. Особливий інтерес викликають особливі (residual) точки на концентраційних залежностях фізико-хімічних властивостей цих розчинів, виявлені та детально досліджені в роботах [3–5]. Ці точки відповідають певним молярним або об'ємним концентраціям, біля яких спостерігаються особлива поведінка в'язкості, теплоємності, показника заломлення та інших макроскопічних характеристик. Але головною особливістю є поведінка густини водних розчинів спиртів при зміні концентрації спирту. Ці роботи започатковані ще у перших роботах Менделєєва у Одесі, але саме зараз з всього ряду введених ним особливих точок для таких розчинів ми можемо впевнено відокремити одну – у розбавлених розчинах (концентрація близько 0.05–0.1 мольної частки спирту). В околі такої точки спостерігається аномальна поведінка більше десятка фізичних параметрів, наприклад, аномальний пік розсіяння світла, за якого інтенсивність розсіяння світла може бути на порядки більша ніж при концентраційному розсіянні.

У роботах [3,4] такі зміни у поведінці властивостей розчинів зв'язуються зі змінами впорядкування, утворення, перебудовою водневих зв'язків під впливом молекул спирту, встановлення мікронеоднорідної структури.



Одним з ключових параметрів, чутливих до структурних особливостей розчинів, є діелектрична проникність (ϵ), яка відображає колективний поляризаційний відклик молекул та молекулярних асоціатів.

Мета роботи. У даній роботі представлено результати вимірювання діелектричної проникності розчинів вода–спирти в околі особливих точок методом мостової схеми у плоскому конденсаторі на частоті 1 кГц. Методика базується на встановленні постійних (стаціонарних) значень активної (провідність) та реактивної (ємність) складових імпедансу плоского конденсатора, заповненого досліджуваним розчином, після подачі вимірювальної напруги. Такий підхід дозволяє мінімізувати вплив поляризаційних ефектів на електродах та забезпечити високу точність визначення статичної діелектричної проникності в умовах слабкої провідності розчинів. Отримані дані дають змогу уточнити характер структурних перетворень у водно-спиртових системах.

Методика експерименту та отримані результати. За об'єкт дослідження було взято водні розчини метанолу як першого представника гомологічного ряду одноатомних спиртів. Для їх приготування були використані спирти марки ЧДА та бідистильована вода. Після механічного змішування спирту з бідистиллятом і перед проведенням вимірів, розчини були витримані. Це пов'язано з тим, що рівноважний стан у водних розчинах спиртів може бути дуже тривалим (від годин до тижнів в залежності від умов та концентрацій).

Були проведені виміри електропровідності та електричної ємності паралельного ємнісно-резистивного еквівалента контактної комірки. У роботах [6,7] для цього підготовлені водні розчини спиртів та чисті речовини містилися в комірці з платиновими плоскими електродами (площа пластини електрода $3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, міжелектродна відстань 5 мм). Електропровідність і електрична ємність зразків вимірялася при 20 °С автоматичним цифровим вимірювачем E7-8 з роботою частотою приладу становить: (1000 ± 10) Гц., межа основної похибки, що допускається, 0,1 %. В основі вимірювань приладом лежить мостовий метод з фазочутливими детекторами врівноваження [8]. Одним з головних результатів у роботі [7] було довготривале (від десятків хвилин до декількох годин) встановлення постійних значень після включення електричного вимірювального поля у кюветі. Це можна було б пояснити поляризацією електродів та іншими приелектродними явищами.

Для виключення безпосередньої взаємодії розчинів з поверхнею електродів ми замінили платинові електроди, що вважаються класичними для вимірювання електрофізичних величин у розчинах електродами, що вкриті тонкою фторопластовою плівкою (50 мкм), яка є непровідною і хімічно нейтральною, що виключає безпосередній вплив електродів на утворення іонів. Але це не привело до значних змін у часовій поведінці провідності та електричної ємності зразків.

Аналіз робіт, в яких розглядався вплив електродів на властивості розчинів показав, що час встановлення (релаксації) поляризації електродів у таких вимірюваннях зазвичай становить від часток секунди до кількох секунд (іноді до хвилин), залежно від умов [8-11]. Це явище електродної поляризації виникає при

контакті електродів з електролітом (розчином) у вимірювальних конденсаторах або комірках для визначення діелектричної проникності, провідності чи інших електрофізичних параметрів. Іони накопичуються біля поверхні електродів (утворюється подвійний електричний шар), що створює додаткову ємність і спотворює результати, особливо на низьких частотах (зазвичай нижче 10–100 кГц).

Типові часові масштаби наступні. Для іонної/релаксаційної поляризації в матеріалах – $\sim 10^{-5}$ до 10^{-8} с (дуже швидко).

Для електродної поляризації в розчинах – від мілісекунд до секунд (будівля подвійного шару. Точний час дрейфу залежить від конкретної установки, розчину та частоти, тому в лабораторній практиці його часто визначають експериментально (стабілізація сигналу). Але отримані нами часи стабілізації були не секунди, а десятки хвилин, що не може пояснюватись впливом електродів, тим більше, що принципова зміна типу електроду не вплинула на головні закономірності отриманих результатів.

На рис. 1 наведено залежність часу встановлення незмінних значень при вимірюванні параметрів конденсаторно-резистивного еквіваленту в залежності від концентрації метанолу у його водному розчині. Концентрацію наведено у масовій частці метанолу $C_m = \frac{m_{met}}{m_w + m_{met}}$ (індекси при масах відповідають масам метанолу та води у розчині).

З наведеної на рис. 1 залежності очевидно, що зміни часу дрейфу експериментальних даних – встановлення незмінних даних при вимірюванні електрофізичних величин розчину практично точно співпадають положеннями відхилень від монотонного ходу кривої з концентраційними залежностями інших фізичних величин для таких об'єктів. Великим питанням залишається як може впливати на ці результати час, що пройшов після приготування розчину. Встановлення аномального піку розсіяння світла, показника заломлення може тривати у особливій точці до тижня.

Мікронеоднорідна структура розчинів, що виникає в таких розчинах може призводити до виникнення додаткових подвійних електричних шарів на границях динамічних утворень.

Максимум, що спостерігається на рис. 1, скоріш за все, може відповідати дифузійному механізму дрейфу дуже невеликої кількості домішок у розчинах з утворенням «провідної сітки», що виникає внаслідок а) мікронеоднорідної структури розчину; б) накладеного зовнішньому поля, що може викликати явище

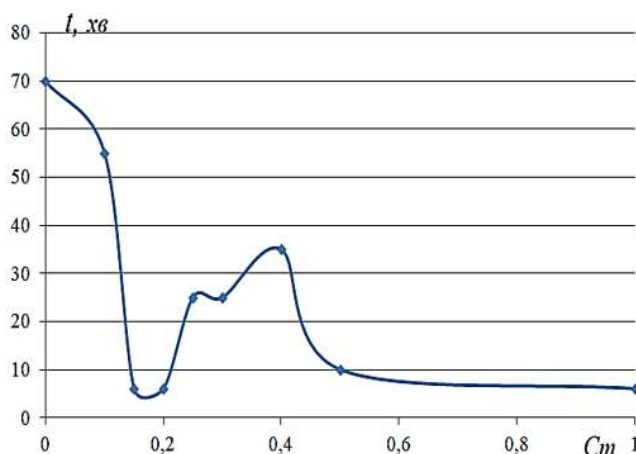


Рис. 1. Залежність часу встановлення незмінних даних при вимірюванні параметрів плоскої конденсаторної комірки заповненої водним розчином метанолу в залежності від концентрації розчину. Температура 15 °С.

типу електрофорезу. Отримані нами результати по провідності ми не наводимо, оскільки вони мають дуже складний характер, хоча особливість їх поведінки теж припадає на околі особливої точки водно-метанолового розчину. Необхідна ціла програма досліджень з врахуванням часу після приготування розчинів, впливу накладеного поля на встановлення рівноваги у розчинах, гістерезисних ефектів при вимірах їх електрофізичних параметрів.

Висновки. Час дрейфу (встановлення незмінних величин при вимірюваннях) електрофізичних параметрів водних розчинів метанолу значно перевищує данні, які пояснюються приелектродними ефектами.

Концентраційна залежність часу дрейфу співпадає з особливостями показника заломлення, в'язкості, інтенсивності розсіяння світла, тому може бути пояснена встановленням мікронеоднорідної структури у водно-спиртових розчинах в околі їх особливих точок.

Необхідно проводити експерименти по залежності електрофізичних параметрів від концентрації в околі особливої точки з врахуванням довготривалих процесів встановлення рівноважного стану розчинів після їх приготування.

Література

1. Anisimov M.A., Esipov V.S., Zaprudskii V.M., Zaugol'nikova N.S. et. al. Anomaly in the heat capacity and structural phase transformation of the ordering type in an aqueous solution of t-butanol // *J. Struct. Chem.* 18 (1977) 663-670.
2. Chechko V.E., Lokotosh T.V., Malomuzh N.P., Zarembo V.G., Gotsul'sky V.Ya. Clusterization and anomalies of fluctuations in water-alcohol solutions of low concentrations // *Journal of Physical Studies*, 7 (2003) 175-183.
<https://doi.org/10.30970/jps.07.175>.
3. Chechko V.E. Light scattering in aqueous solutions of glycerol // *Ukr. J. Phys.* 2001, Vol. 46, 9, pp. 920-921
4. Chechko V. E., Gotsulsky V. Ya., Malomuzh M. P. Peculiar points in the phase diagram of the water-alcohol solutions // *Condens. Matter Phys.* **2013**, 16, 23006. DOI: 10.5488/CMP.16.23006
5. Chechko, V. E.; Gotsulskiy, V. Ya.; Malomuzh, N. P. Surprising Peculiarities of the Shear Viscosity for Water and Alcohols // *J. Mol. Liq.* **2020**, 318, 114096. DOI: 10.1016/j.molliq.2020.114096.
6. M.Ya. Sushko, V.Ya. Gotsulskiy, M.V. Stiranets, Finding the effective structure parameters for suspensions of nano-sized insulating particles from low-frequency impedance measurements // *J. Mol. Liq.* 222 (2016) 1051–1060.
<https://doi.org/10.1016/j.molliq.2016.07.021>
7. *Стіранець М.В.* Діелектричні властивості водних розчинів спиртів в околі їх особливих точок. (дисертація кандидата наук) 2021. Д41.051.01 Одеський національний університет імені І.І. Мечникова
http://pub.onu.edu.ua/images/specrada/d4105101/disert_starinets.pdf
8. Е 7-8 измеритель L, C, R цифровой. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. 2.724.007 ТО. – 1987 – С. 18-19.

9. P. Ben Ishai, M.S. Talary, A. Caduff, E. Levy, Y. Feldman, Electrode polarization in dielectric measurements: a review // Meas. Sci. Technol. 24 (2013) 102001. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/24/10/102001>
10. Feldman Y., Polygalov E., Ermolina I., Polevaya Y., Tsentsiper B. Electrode polarization correction in time domain dielectric spectroscopy // Meas. Sci. Technol. 12 (2001) 351–358. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/12/8/351>
11. Chassagne C., Dubois E., Jiménez M.L., van der Ploeg J.P.M. Compensating for electrode polarization in dielectric spectroscopy studies of colloidal suspensions: theoretical assessment of existing methods // Front. Chem. 4 (2016) 30. <https://doi.org/10.3389/fchem.2016.00030>

Дата надходження: 20.03.2026

Дата прийняття до друку: 27.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

A. A. Strautman, S. V. Zhytniuk

Dielectric permittivity of aqueous methanol solutions in the vicinity of the peculiar concentration point

Summary

The dielectric properties of aqueous methanol solutions in the vicinity of the peculiar concentration point (approximately 0.05–0.1 mole fraction of alcohol) were experimentally investigated. Measurements of the active and reactive components of impedance were carried out using the bridge method at a frequency of 1 kHz in a parallel-plate capacitor with electrodes coated by a fluoroplastic film.

It was found that the time required to establish stationary values of capacitance and conductivity significantly exceeds the characteristic times of electrode polarization and reaches from tens of minutes to several hours. The concentration dependence of this relaxation time clearly correlates with the positions of anomalies in other physicochemical properties of the solutions (refractive index, viscosity, and light scattering). The obtained results indicate that the anomalously slow dynamics of the electrophysical parameters are caused by the processes of formation of a microinhomogeneous solution structure and restructuring of the hydrogen-bond network in the vicinity of the peculiar point.

Keywords: *aqueous alcohol solutions, methanol, dielectric permittivity, peculiar concentration points, microheterogeneity, hydrogen bonds.*

ТЕПЛОМАСООБМІН

УДК 621.355.9

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361467>

Гречановський А. П.

Одеський національний технологічний університет, Одеса, Україна

E-mail: grechanovskey62@gmail.com

ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0002-8257-5769>

Вплив мікрохвильової дегідратації на теплоту сорбції цеолітів типу А

Представлені нові експериментальні дані щодо кінетики сушіння та енергетичних характеристик цеолітів типу А (3А, 4А, 5А) у процесі мікрохвильової регенерації, що є ключовим етапом функціонування термохімічних акумуляторів теплоти. Отримано, що цеоліт 5А характеризується найвищою швидкістю сушіння ($6,55 \cdot 10^{-4}$ 1/с), темпом нагрівання (1,98 К/с) та ефективністю використання мікрохвильової енергії (0,56), що обумовлено більшим розміром пор та покращеними умовами дифузії водяної пари. Водночас показано, що інтенсифікація процесу сушіння супроводжується зниженням питомої теплоти сорбції (до 87 кДж/кг) та механічною деградацією гранул після першого циклу десорбції–сорбції, що обмежує практичне застосування цього матеріалу в умовах циклічної експлуатації. Отримано, що цеоліт 3А демонструє найвищу питому теплоту сорбції (165 кДж/кг) серед досліджених зразків, що пояснюється ефектом просторового обмеження та більш інтенсивною взаємодією молекул води з поровою структурою. Показано, що збільшення тривалості мікрохвильової обробки до 360 с і досягнення температури близько 400 °С приводить до зростання теплоти сорбції до 204,4 кДж/кг, що свідчить про поглиблену активацію адсорбенту. Проаналізовано вплив структурних характеристик цеолітів на ефективність перетворення мікрохвильової енергії в теплову та на кінетику десорбції. Доведено, що для застосування у термохімічних системах акумулювання теплоти найбільш перспективним є цеоліт 3А, який забезпечує максимальну енергоемність, тоді як цеоліт 5А доцільніше використовувати в процесах, де пріоритетною є швидкість сушіння. Обґрунтовано доцільність оптимізації режимів мікрохвильової регенерації та конструктивного вдосконалення установок (зокрема, шляхом організації продувки шару газом) для підвищення ефективності дегідратації та стабільності адсорбентів.

Ключові слова: цеоліти, мікрохвильове сушіння, термохімічна акумуляція теплоти, енергоефективність, експеримент, вологовміст, температура.

Вступ. Стійкий розвиток сучасної енергетики передбачає активне впровадження технологій акумулювання теплової енергії, здатних компенсувати нерівномірність надходження енергії з відновлюваних джерел. Серед різноманітних систем накопичення тепла особливу увагу привертають термохімічні акумулятори на основі цеолітів, які вирізняються високою щільністю енергії та принциповою можливістю тривалого, зокрема сезонного, зберігання теплоти без самовільних втрат [1, 2]. В основі роботи таких акумуляторів лежать процеси адсор-

бції та десорбції вологи, при цьому найважливішою стадією, що визначає ефективність усього циклу, є регенерація адсорбенту. Традиційні конвективні та кондуктивні методи сушіння характеризуються низькою енергоефективністю, значною тривалістю та ризиком термічного пошкодження структури цеоліту, що призводить до поступового зниження його сорбційної ємності. У зв'язку з цим, значний науковий і практичний інтерес викликає застосування мікрохвильового випромінювання для дегідратації цеолітів, яке забезпечує об'ємне, селективне та швидке нагрівання матеріалу без нагрівання навколишнього середовища та обладнання.

Постановка проблеми. Незважаючи на визнані переваги мікрохвильової регенерації, існує проблема недостатньої вивченості кінетики сушіння та теплових ефектів для широкого класу промислово важливих цеолітів типу А. В літературі представлені обмежені експериментальні дані щодо порівняльного аналізу процесів десорбції в мікрохвильовому полі для цеолітів, що відрізняються розміром пор, таких як 3А, 4А та 5А. Бракує інформації про вплив структурних особливостей цих молекулярних сит на динаміку зміни вологовмісту та температури, а також на ефективність перетворення мікрохвильової енергії в теплову. Визначення цих закономірностей є ключовим для вибору найбільш раціонального типу адсорбенту та оптимізації параметрів процесу регенерації в теплоакмулювальних системах.

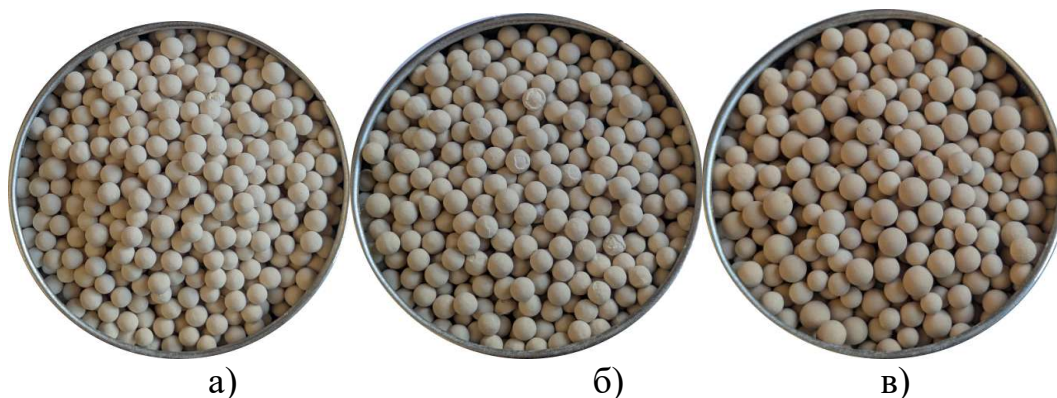
Аналіз останніх досліджень та публікацій. Цеоліти завдяки унікальній пористій структурі, наявності регулярного пустотного простору, розвиненій пористій структурі, значній питомій поверхні [3, 4] та високій селективності до молекул води знаходять широке застосування в сучасних технологіях [5]. Досить затребуваними є цеоліти типів 3А, 4А та 5А, які використовуються як ефективні адсорбенти, молекулярні сита, іонообмінники та каталізатори в нафтохімії, газовій промисловості та системах водоочищення [3, 6]. Особливий інтерес представляє використання цих цеолітів у термохімічній акумуляції теплоти, що дозволяє забезпечувати високу щільність зберігання енергії та тривалий час її утримання без втрат. У роботі [1] розглядаються термохімічні матеріали для накопичення енергії на основі сорбції, зосереджуючись на матеріалах у діапазоні низьких та середніх температур. В огляді [2] наведено ключові властивості матеріалів для зберігання тепла, включаючи цеоліти. Основний акцент зроблено на адсорбції в пористих носіях, механізмах та матеріалах для низькотемпературних застосувань. Автори [7] аналізують обмеження (включаючи ефективність та конструкцію) використання цеоліту 13Х у житловому секторі, в роботі зроблено висновок, що для виправдання споживання енергії системою слід визначити та впровадити більш доступні енергетичні ресурси. Загалом, використання цеолітової системи термохімічного акумулювання енергії як системи опалення здається можливим, причому ця система готова стати серйозним конкурентом для сучасних опалювальних приладів на ринку житлового будівництва. Відомо, що ключову роль у таких системах відіграє теплота сорбції, яка виділяється при взаємодії цеоліту з водою, однак її чисельні значення суттєво залежать від типу цеоліту, умов

активації та методики експерименту [8-10]. Ключовим етапом забезпечення ефективного функціонування таких систем є процес регенерації цеолітів, що передбачає видалення адсорбованої вологи шляхом сушіння. Серед сучасних методів дегідратації особливу увагу привертає мікрохвильове нагрівання, яке забезпечує об'ємний характер підведення енергії, інтенсифікацію масо- та теплопереносу, а також скорочення тривалості процесу в порівнянні з традиційними конвективними методами. Разом з тим, питання енергетичної ефективності мікрохвильового сушіння цеолітів та впливу умов обробки на їх подальші сорбційні властивості залишаються недостатньо дослідженими. Особливий інтерес становить визначення питомої теплоти сорбції при взаємодії дегідратованих цеолітів з водою, оскільки цей параметр є визначальним для оцінки їх теплоакумулювальної здатності. При цьому тепловий ефект адсорбції залежить як від типу цеоліту, так і від умов його попередньої підготовки, зокрема режимів сушіння, що впливають на структуру порового простору та доступність активних центрів.

В роботі [8] підкреслюється, що застосування мікрохвильового нагрівання якісно змінює процес десорбції. Зазначається, що застосування мікрохвильового нагріву дозволяє вести процес набагато швидше, чистіше та з нижчою енергоємністю порівняно з традиційними методами. Крім того, мікрохвильове сушіння може сприяти зменшенню втрати цеоліту. В [9] підтверджено, що чисті цеоліти демонструють високу здатність до зберігання тепла та води, а також високу стабільність характеристик зберігання. Авторами [10] запропоновано стратегію перезаряджання рідкою водою для композитних теплоакумулювальних матеріалів на основі цеоліту SAPO-34. Досягнуто рекордну щільність енергії >1.6 кДж/г та стабільність протягом >100 циклів. Системне дослідження цеолітів, імпрегнованих $MgSO_4$, $MgCl_2$, $LaCl_3$ та $CaCl_2$ показало, що максимальна щільність зберігання тепла досягає 638.9 Дж/г з 30% $MgCl_2$ [11]. Композит на основі цеоліту 13X показав сорбційну здатність 0.21 г/г (на 24% вище за чистий цеоліт) і щільність зберігання тепла 438.4 кДж/кг. Додаткові експерименти підтвердили покращення характеристик при додаванні $MgSO_4$ [12]. Автори [13] експериментально досліджували вплив вологості та витрати повітря на теплову потужність та кінетику адсорбції цеоліту 13X у системах термохімічного зберігання теплоти. Була розроблена числова модель для дослідження кінетики адсорбції цеоліту 13X та води, яка підтверджена експериментами з перепаду тиску та тимчасових змін температури. Збільшення абсолютної вологості та швидкості потоку прискорює адсорбції цеоліту, що призводить до скорочення часу розрядки.

Метою роботи є експериментальне дослідження кінетики сушіння в процесі мікрохвильового нагрівання щільного шару сферичних гранул цеолітів 3A, 4A та 5A та оцінка їх сорбційно-енергетичних характеристик, зокрема питомої теплоти сорбції після дегідратації

Виклад основного матеріалу. Методика експериментальних досліджень процесу сушіння цеолітів в мікрохвильовому полі та схема лабораторній установці представлені в роботі [8]. Дослідження проводились на цеолітах типу А, виробник цеолітів – Китай, загальний вигляд яких наведено на рис. 1. Вихідна потужність магнетрону в експерименті складала 800 Вт, маса вологого матеріалу



а) б) в)
Рис.1. Фото цеолітів, що досліджувались в роботі
 а) – 3А; б) – 4А; в) – 5А.

Таблиця. Порівняльні характеристики різних типів цеоліту

Тип цеоліту	Діаметр гранул, мм	Насипна щільність, кг/м ³	Швидкість сушіння, 1/с	Темп нагрівання, К/с	Ефективність	Теплота сорбції, кДж/кг
3А	3.71	758	$3.46 \cdot 10^{-4}$	1.86	0.37	165
4А	4.58	826	$3.59 \cdot 10^{-4}$	1.43	0.41	100.7
5А	4.85	865	$6.55 \cdot 10^{-4}$	1.98	0.56	87

70 г. Досліджуваний матеріал у керамічному тигелі розміщувався в мікрохвильовій камері. В процесі сушіння з інтервалом 15 с зразок діставали з камери та визначали масу втраченої вологи шляхом зважування на електронних вагах ТВЕ-0.5-0. 01. Температуру вимірювали мультиметром АССТА АТ-280, термошуп якого одразу після вимкнення магнетрона занурювали в шар цеоліту.

Ефективність використання мікрохвильової енергії при сушінні цеолітів оцінювалась за формулою:

$$\eta = \frac{Q_{кор}}{P} \tag{1}$$

де $Q_{кор}$ – кількість мікрохвильової енергії, що пішла на нагрівання вологого цеоліту, експериментальної комірки та випаровування вологи; P – вихідна потужність магнетрону

Швидкість сушіння щільного шару цеоліту в періоді постійної швидкості (другий період) розраховувалась за формулою:

$$N = \frac{du}{d\tau} = \frac{u_1 - u_2}{\Delta\tau}, \text{ 1/с} \tag{2}$$

де u_1, u_2 – вологовміст цеоліту на початку та наприкінці періоду постійної швидкості сушіння, кг/кг; $\Delta\tau$ – тривалість другого періоду, с.

Кількість теплоти, що виділяється при адсорбції води цеолітами, розраховувалась як сума теплоти, що йшла на нагрівання води, цеоліту, експериментальної комірки та незначне випаровування води, що спостерігалось одразу після додавання води до цеоліту.

Характеристики досліджуваних цеолітів та основні результати мікрохвильового сушіння наведено в таблиці.

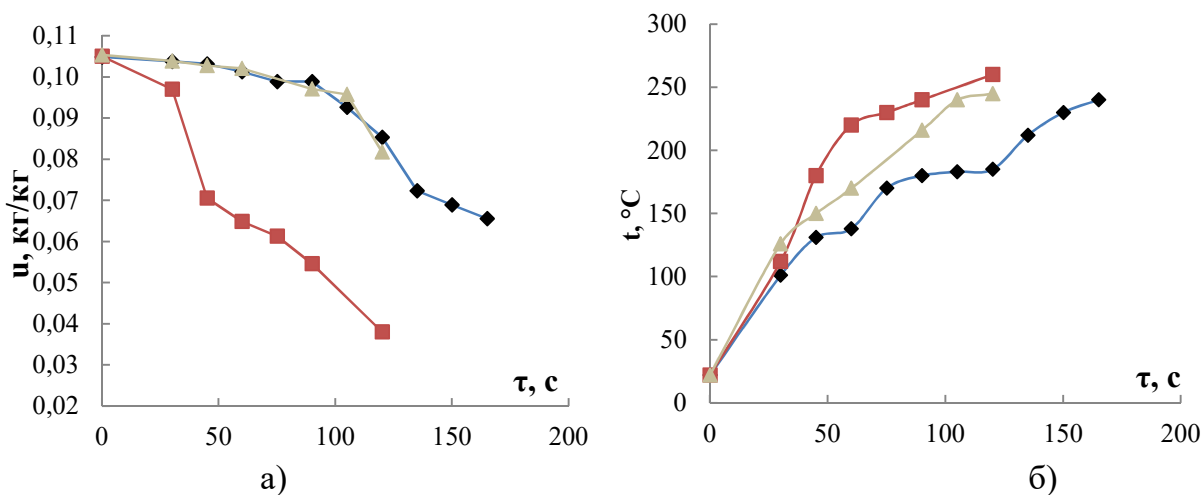


Рис. 2. Зміна вологовмісту (а) та температури (б) досліджуваних цеолітів в процесі мікрохвильового сушіння.
 ▲ – цеоліт 3А; ◆ - цеоліт 4А; ■ – цеоліт 5А

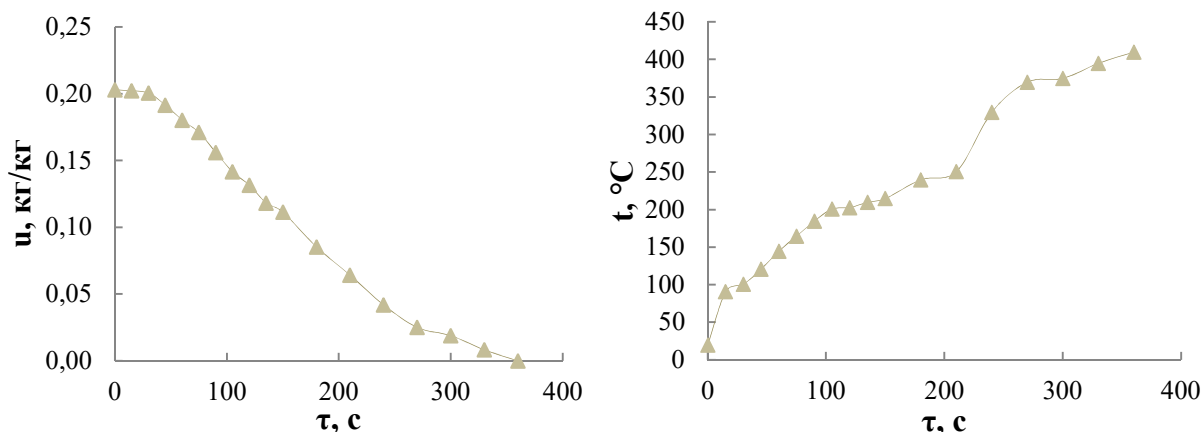


Рис. 3. Зміна вологовмісту (а) і температури (б) цеоліту 3А при мікрохвильовому сушінні

Аналізуючи таблицю, ми бачимо, що цеоліт типу 5А має найкращі показники швидкості сушіння, темпу нагрівання та загальної ефективності, однак характеризується найнижчою теплою сорбції. Це може бути перевагою в процесах, де важлива швидкість, а не тепловиділення. Натомість цеоліт 3А вирізняється високою теплою сорбції, але нижчою ефективністю та швидкістю. Для термохімічного акумулятора теплоти найкращим є цеоліт 3А, оскільки головна мета – запасати якомога більше теплоти на кілограм матеріалу. Його відносно низька ефективність ($\eta = 0.37$) може бути компенсована відповідним конструктивним рішенням, наприклад, рекуперацією теплоти.

Кінетика сушіння цеолітів 3А, 4А та 5А наведена на рис.2.

Для цеолітів 3А та 4А зміна вологовмісту за часом відбувається практично однаково, швидкість сушіння відрізняється незначно. Найбільша швидкість сушіння та темп нагрівання характерні для цеоліту 5А, це може пояснюватися більшим розміром пор, що полегшує видалення вологи з матеріалу.

Дослідження кінетики сушіння цеоліту 3А в більш широкому діапазоні зміни параметрів сушіння наведено на рис. 3.

На рис. 3а видно, що в процесі мікрохвильового сушіння можна виділити ділянку, на якій вологовміст змінюється лінійно (період постійної швидкості сушіння або другий період сушіння), що характерно при сушінні капілярно-пористих матеріалів, при цьому матеріал досить інтенсивно нагрівається, тобто на графіку зміни температури другий період відсутній (рис. 3б), що пояснюється діелектричними властивостями та іонним розігрівом матеріалу впродовж всього процесу. Для цеоліту 3А максимальна температура досягала 410 °С при тривалості сушіння 360 с, що супроводжувалося зниженням вологовмісту до практично нульових значень. Похибка визначення середнього вологовмісту склала 5,4%, температури – 6,8%.

Експерименти показали, що після першого циклу десорбції-сорбції цеоліт 5А зазнав значних пошкоджень, що може бути викликано надмірно високою швидкістю сушіння (рис. 4).

Таким чином, для цього цеоліту необхідно зменшувати потужність, що підводиться, для зниження швидкості сушіння, але це недоцільно з точки зору ефективності та тривалості процесу, що робить його менш привабливим при використанні як теплоакумулювальний матеріал для систем термохімічного зберігання теплоти.

Розрахунки теплоти адсорбції відповідно методики, наведеної в [14], показали, що при однакових умовах активації цеоліт 3А демонструє найвищу питому теплоту сорбції 165 кДж/кг, тоді як для 4А та 5А цей показник становить відповідно 100.7 та 87 кДж/кг. Така закономірність обумовлена комплексним впливом структурних, енергетичних та електрофізичних властивостей досліджуваних матеріалів. Незважаючи на однаковий тип кристалічної решітки, ці цеоліти відрізняються ефективним розміром пор, який становить приблизно 3 Å для 3А, 4 Å для 4А та 5 Å для 5А. Вказана відмінність визначає характер взаємодії молекул води з поровим простором. У цеоліті 3А розмір пор є співрозмірним із кінетичним діаметром молекули води (~2,65 Å), що призводить до вираженого ефекту просторового обмеження. У таких умовах молекули води одночасно взаємодіють із кількома стінками пори та обмінними катіонами, що формує більш інтенсивне потенціальне поле і, відповідно, підвищує енергію зв'язування. Для цеолітів 4А та 5А зі збільшенням розміру пор зменшується перекриття потенціалів стінок, знижується щільність адсорбційного поля та зростає частка менш енергетично вигідної об'ємної адсорбції, що в кінцевому підсумку призводить до зменшення питомої теплоти сорбції. Також слід відзначити, що збільшення тривалості мікрохвильової обробки призводить до зростання теплоти сорбції: так, для цеоліту 3А вона зростає з 165 до 204,4 кДж/кг при збільшенні часу сушіння з 120 до 360



Рис. 4. Пошкодженні гранули цеоліту 5А

с та збільшення температури до 400 °С. Таким чином, цеоліт 3А можна розглядати як перспективний матеріал для застосування в термохімічних системах акумулювання теплоти.

Слід також відзначити, що отримані значення питомої теплоти сорбції є нижчими за типові літературні дані, що пояснюється особливостями експерименту. Сушіння проводилось у тиглі без організації примусової конвекції, що обмежувало відведення водяної пари із зони обробки. У таких умовах у поровому просторі зберігається підвищений парціальний тиск води, що може сприяти частковій реадсорбції та перешкоджати повній дегідратації цеоліту. Це призводить до збереження частини зв'язаної вологи та, відповідно, до зниження експериментально визначеної теплоти сорбції. Таким чином, для підвищення ефективності активації доцільно застосовувати конструкції з продувкою шару газом, що забезпечують безперервне видалення водяної пари та зменшення дифузійних обмежень. Проте отримані дані дозволяють зіставити різні види цеоліту типу А за показниками енергоефективності та характеристикам кінетики сушіння.

Висновки. У результаті експериментальних досліджень мікрохвильового сушіння цеолітів типів 3А, 4А та 5А отримано, що найвища швидкість сушіння ($N=6.55 \cdot 10^{-4}$ 1/с), темп нагрівання (1.98 К/с) та загальна ефективність використання мікрохвильової енергії ($\eta = 0.56$) характерні для цеоліту 5А, що пояснюється найбільшим розміром пор, який полегшує дифузію водяної пари.

Для застосування в термохімічних акумуляторах теплоти найбільш перспективним є цеоліт 3А, оскільки він забезпечує найвищу питому енергоємність (165 кДж/кг), а його відносно нижча ефективність мікрохвильової регенерації ($\eta = 0.37$) може бути компенсована оптимізацією конструкції акумулятора (наприклад, застосуванням рекуперації теплоти).

Збільшення тривалості мікрохвильової обробки (від 120 до 360 с) та досягнення температури 400 °С підвищує теплоту сорбції цеоліту 3А до 204,4 кДж/кг. Це свідчить про можливість додаткової активації матеріалу шляхом глибшого видалення вологи, однак потребує врахування енергетичних витрат та термостійкості адсорбенту.

Виявлено, що цеоліт 5А після першого циклу десорбції-сорбції зазнає механічних пошкоджень (розтріскування гранул) при потужності мікрохвильового поля 800 Вт. Зниження потужності для запобігання руйнуванню призводить до збільшення тривалості процесу, що робить цеоліт 5А менш привабливим для тривалого термохімічного теплоакумулювання.

Література

1. Heat Release Kinetics upon Water Vapor Sorption Using Cation-Exchanged Zeolites and Prussian Blue Analogues as Adsorbents: Application to Short-Term Low-Temperature Thermochemical Storage of Energy / S. Benzaria et al. *Energies*. 2021. Vol. 14, no. 12. P. 3505. <https://doi.org/10.3390/en14123505>.

2. Materials for thermochemical energy storage and conversion: Attributes for low-temperature applications / S. Kiyabu et al. *Materials Horizons*. 2025. <https://doi.org/10.1039/d5mh01794g>.
3. Mancinelli M., Martucci A. Exploring the Potential of Zeolites for Sustainable Environmental Applications. *Sustainable Chemistry*. 2025. Vol. 6, no. 1. P. 9. <https://doi.org/10.3390/suschem6010009>.
4. Progress in zeolite–water adsorption technologies for energy-efficient utilization / F. Saadat et al. *Energy*. 2024. P. 133001. <https://doi.org/10.1016/j.energy.2024.133001>.
5. Comparison of Desorption Characteristics of Water Vapor on the Types of Zeolites / S.-W. Lee et al. *Journal of Environmental Science International*. 2012. Vol. 21, no. 12. P. 1463–1468. <https://doi.org/10.5322/jes.2012.21.12.1463>.
6. Comparative simulation study of methanol production by CO₂ hydrogenation with 3A, 4A and 5A zeolites as adsorbents in a PSA reactor / J. A. D. Dobladez et al. *Separation and Purification Technology*. 2021. Vol. 262. P. 118292. <https://doi.org/10.1016/j.seppur.2020.118292>.
7. Banaei A., Zanj A. A Review on the Challenges of Using Zeolite 13X as Heat Storage Systems for the Residential Sector. *Energies*. 2021. Vol. 14, no. 23. P. 8062. <https://doi.org/10.3390/en14238062>.
8. Експериментальне дослідження сушіння цеоліту «4а» у мікрохвильовому полі / І. Л. Бошкова та ін. *Refrigeration Engineering and Technology*. 2023. Т. 59, № 3. С. 197–204. <https://doi.org/10.15673/ret.v59i3.2658>.
9. Investigation of the impact of zeolite shaping and salt deposition on the characteristics and performance of composite thermochemical heat storage systems. / Q. Touloumet et al. *Journal of Materials Chemistry A*. 2023. <https://doi.org/10.1039/d2ta07615b>.
10. Overcoming thermal energy storage density limits by liquid water recharge in zeolite-polymer composites / S. Chakravarty et al. *Matter*. 2024. <https://doi.org/10.1016/j.matt.2024.06.038>.
11. Study on Binary Hydrated Salt Composite Zeolite as Materials for Improving Thermochemical Energy Storage Performance / W. Ji et al. *SSRN Electronic Journal*. 2022. <https://doi.org/10.2139/ssrn.4017399>.
12. Preparation and thermal properties of zeolite/MgSO₄ composite sorption material for heat storage / S.-Y. Li et al. *Renewable Energy*. 2024. P. 120166. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2024.120166>.
13. Exploration adsorption characteristics of zeolite 13X depending on humidity and flow rate in sorption thermal energy storage applications / H. Kim et al. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2024. Vol. 221. P. 125049. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2023.125049>.
14. Бошкова І.Л., Волгушева Н.В., Гречановський А.П., Крятов А.Г., Кравченко Є.О. Дослідження теплоакумулювальних властивостей цеолітів після мікрохвильової регенерації. *Фізика аеродисперсних систем*. Випуск 63. 2025. 63–71. <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2025.63.338084>.

Дата надходження: 21.02.2026

Дата прийняття до друку: 27.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

A. P. Hrechanovskyi

Effect of microwave dehydration on the heat of sorption of type A zeolites

Summary

The study presents new experimental data on the drying kinetics and energy characteristics of A-type zeolites (3A, 4A, 5A) during microwave regeneration, which is a key stage in the operation of thermochemical heat storage systems. It was found that zeolite 5A exhibits the highest drying rate ($6.55 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$), heating rate (1.98 K/s), and microwave energy efficiency (0.56), which is attributed to its larger pore size and improved conditions for water vapor diffusion. At the same time, it is shown that intensification of the drying process is accompanied by a decrease in the specific heat of sorption (down to 87 kJ/kg) and mechanical degradation of the granules after the first desorption–sorption cycle, which limits the practical application of this material under cyclic operation conditions. It was determined that zeolite 3A demonstrates the highest specific heat of sorption (165 kJ/kg) among the studied samples, which is explained by the spatial confinement effect and stronger interaction of water molecules with the pore structure. It is shown that increasing the microwave treatment time to 360 s and reaching a temperature of about 400 °C leads to an increase in the heat of sorption up to 204.4 kJ/kg, indicating deeper activation of the adsorbent. The influence of the structural characteristics of zeolites on the efficiency of microwave energy conversion into thermal energy and on desorption kinetics has been analyzed. It is proven that zeolite 3A is the most promising for application in thermochemical heat storage systems due to its maximum energy capacity, whereas zeolite 5A is more suitable for processes where drying rate is the priority. The feasibility of optimizing microwave regeneration modes and improving the design of installations (in particular, by introducing gas flow through the layer) to enhance dehydration efficiency and adsorbent stability is substantiated.

Keywords: zeolites 3A, 4A, 5A; microwave drying; thermochemical heat storage; energy efficiency; experiment; moisture content; temperature.

УДК 666.3/.7:621.365.5:620.97

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361458>

**Бошкова І. Л.^{1*}, Волгушева Н. В.², Кравченко Є. О.³,
Крятов А. Г.⁴, Фатєєва К. О.⁵**

Одеський національний технологічний університет, Одеса, Україна

*E-mail: boshkova.irina@gmail.com

ORCID iD: ¹ <https://orcid.org/0000-0001-5989-9223>

² <https://orcid.org/0000-0002-9984-6502>

³ <https://orcid.org/0009-0009-3446-4958>

⁴ <https://orcid.org/0009-0005-3371-2885>

⁵ <https://orcid.org/0009-0009-0781-0034>

Визначення оптимальних параметрів мікрохвильового нагріву для стадії сушіння порошків оксиду алюмінію

Розглянуті питання підвищення енергоефективності та рівномірності нагріву на початкових стадіях спікання кераміки, оскільки традиційні конвекційні методи характеризуються тривалістю, високим енергоспоживанням і нерівномірністю температурного поля. Досліджено особливості мікрохвильового нагріву порошків оксиду алюмінію на стадії сушіння як критичного етапу перед високотемпературним спіканням технічної кераміки. Проведено експериментальний аналіз впливу потужності магнетрона (240–1000 Вт), маси завантаження (50–300 г) та товщини шару (3–10 мм) на енергетичну ефективність процесу, швидкість нагрівання та рівномірність температурного розподілу. Встановлено, що на початкових стадіях нагрівання визначальну роль відіграють діелектричні втрати води та полівінілового спирту, тоді як сам Al_2O_3 характеризується низькою здатністю до поглинання мікрохвильової енергії. Показано, що недостатня потужність (240 Вт) не забезпечує ефективного проходження енергоємних стадій випаровування та вигорання зв'язуючого. Збільшення маси завантаження до 200–300 г сприяє покращенню електродинамічного узгодження в камері та підвищенню коефіцієнта корисної дії до 81%, забезпечуючи більш стабільний та контрольований нагрів. Виявлено, що збільшення товщини шару до 8 мм є оптимальним компромісом між енергоефективністю та рівномірністю температурного поля. Проаналізовано вплив теплофізичних і діелектричних властивостей матеріалу на формування температурних градієнтів, які можуть призводити до виникнення термічних напружень і дефектів. Обґрунтовано необхідність застосування гібридного нагріву та використання SiC-сусцепторів для підвищення ефективності процесу на низькотемпературних стадіях. Отримані результати можуть бути використані для оптимізації технологічних режимів мікрохвильового сушіння порошку оксиду алюмінію.

Ключові слова: мікрохвильова енергія, експеримент, сушіння, полівініловий спирт, енергетична ефективність, градієнт температури, сусцептор

1. Постановка проблеми. Високотемпературне спікання технічної кераміки, зокрема на основі оксиду алюмінію (Al_2O_3), є ключовим етапом формування її експлуатаційних властивостей – міцності, щільності та термостійкості. Традиційні методи термічної обробки, засновані на конвекційному або радіацій-



ному нагріванні, характеризуються значною тривалістю процесу, високим енергоспоживанням і нерівномірністю температурного поля. У зв'язку з цим все більшої уваги набувають мікрохвильові технології, які забезпечують об'ємне нагрівання матеріалу, суттєве скорочення часу спікання та підвищення енергоефективності процесу [1, 2].

У звичайному спіканні тепловий потік спрямований від гарячого середовища печі до поверхні зразка, а далі – вглиб матеріалу за рахунок теплопровідності. Це означає, що швидкість нагрівання центру та поверхні не є однаковою, особливо для погано теплопровідних або великих заготовок. У результаті формуються температурні градієнти, які можуть уповільнювати денсифікацію в окремих зонах, сприяти неодночасному росту зерен і створювати передумови для неоднорідної пористості. У оглядовій статті [2] це протиставляється мікрохвильовому спіканню, де нагрів відбувається по всьому об'єму, а отже мікроструктурна еволюція є більш однорідною. У роботі [3] це твердження підтверджено експериментально. Автори зазначають, що в звичайному спіканні для отримання повної щільності зазвичай потрібні висока температура, довша витримка і вища енергоемність, тоді як мікрохвильове спікання дозволяє отримати вищу щільність і кращі механічні властивості при меншому часі процесу. Знижене споживання енергії при мікрохвильовому спіканні поєднується з тоншою мікроструктурою. Разом із тим ефективність мікрохвильового спікання значною мірою визначається не лише фізичними властивостями матеріалу, а й конструктивними особливостями мікрохвильової установки. Однією з основних проблем є нерівномірний розподіл електромагнітного поля в робочому об'ємі камери, що призводить до утворення стоячих хвиль, локальних перегрівів (“гарячих точок”) та температурних градієнтів у зразку. Особливо актуальною ця проблема є для Al_2O_3 , який на початкових стадіях нагрівання слабо поглинає мікрохвильову енергію.

Аналіз останніх досліджень та публікацій. Один із головних критеріїв оцінки будь-якого методу спікання – досягнута відносна щільність. Саме вона визначає залишкову пористість, а через неї – твердість, міцність, тріщиностійкість і довговічність. У роботі [3] для системи Al_2O_3 –SiC встановлено, що мікрохвильове спікання забезпечує вищу щільність порівняно зі звичайним при однаковій температурі 1500 °С. У статтях [4, 5] також підкреслено, що при мікрохвильовому спіканні кераміка може ущільнюватися швидше і за нижчих температур, ніж у звичайних печах, а загальний час нагрівання для ремісничної кераміки зменшувався приблизно до 1 год замість 8–10 год у звичайній печі.

Для технічної кераміки висока щільність сама по собі ще не є достатньою умовою високих властивостей. Критичне значення має і розмір зерен, їх однорідність, наявність залишкових пор та міжзеренної фази. Встановлено [3], що при мікрохвильовому спіканні Al_2O_3 –SiC формується рівномірна агломерація та дрібні зерна в діапазоні 2–3,6 мкм,

У роботі [6] для ATZ-композитів автори теж підкреслюють, що введення малих кількостей CuO, MnO₂ та добавки з нержавіючої сталі покращує денсифікацію без спричинення укрупнення зерна. Особливо це важливо для цирконієво-

алюмінатних композитів, де надмірне укрупнення зерен безпосередньо пов'язане зі зниженням механічної надійності.

Порівняння методів спікання важливе також з точки зору фазового складу. Для Al_2O_3 автори [7] показали, що при досягненні відносної густини близько 0,8 температура, потрібна для мікрохвильового спікання, є нижчою приблизно на $250\text{ }^\circ\text{C}$. Порівняння мікрохвильового і звичайного спікання демонструє ще одну перевагу мікрохвильового нагріву: коротший цикл та об'ємне тепловиділення зменшують імовірність небажаних високотемпературних фазових реакцій [8].

Одним із найчутливіших показників якості спеченої кераміки є твердість, оскільки вона безпосередньо пов'язана з щільністю, розміром зерен і залишковою пористістю. Автори [9, 10] пов'язують це саме з кращою денсифікацією та дрібнішою мікроструктурою при мікрохвильовому нагріванні. Порівняння мікрохвильового та звичайного спікання за показниками густини, мікроструктури та механічних властивостей на підставі даних [3, 6] наведені в таблиці.

Таблиця. Порівняння мікрохвильового та звичайного спікання за показниками густини, мікроструктури та механічних властивостей

Матеріал	Метод спікання	Відносна густина	Розмір зерен / мікроструктура	Твердість	Тріщиностійкість
Al_2O_3 – SiC (10 wt.% SiC)	Звичайне спікання	нижча, ніж при МХ-спіканні	зерна крупніші; більша частка вторинної SiO_2 -фази	нижча, ніж при МХ-спіканні	нижча, ніж при МХ-спіканні
	Мікрохвильове спікання	вища, ніж при звичайному	2–3.6 мкм, дрібнозерниста й рівномірна структура	24.6 Гпа	5.7 МПа·м ^{1/2}
ATZ без до- бавок	Звичайне спікання	для досягнення високої густини потрібна вища температура	більший ризик росту зерен	нижча при однаковій температурі	нижча при однаковій температурі
	Мікрохвильове спікання	висока, але гірша, ніж у леггованих зразків	без різкого укрупнення зерен	підвищується з температурою	підвищується з температурою
ATZ + 0.2 wt.% CuO	Звичайне спікання	для близьких властивостей потрібна вища температура	більш тривалий цикл, вищий ризик коарсингу	нижча при $1250\text{ }^\circ\text{C}$	нижча при $1250\text{ }^\circ\text{C}$
	Мікрохвильове спікання	97% при $1250\text{ }^\circ\text{C}$	щільна структура без укрупнення зерен	13.2 Гпа	6.5 МПа·м ^{1/2}

Наведені дані свідчать, що мікрохвильове спікання в більшості випадків забезпечує вищу відносну густину, дрібніший розмір зерен і кращі механічні властивості порівняно зі звичайним спіканням. Найбільш виражений позитивний ефект спостерігається для Al_2O_3 –SiC композитів і ATZ-кераміки з невеликими добавками CuO, де МХ спікання дозволяє досягти високої щільності й тріщиностійкості вже за нижчих температур і коротших витримок.

Попри наведені переваги, не можна стверджувати, що мікрохвильове спікання автоматично завжди краще за конвективне. У низці систем результати залежать від геометрії зразка, діелектричних властивостей матеріалу, наявності сусцептора, розміру частинок, вмісту другої фази або добавки для спікання, однорідності поля в камері.

У роботі [4], присвяченій мікрохвильовому випалу кераміки, окремо підкреслено, що для високотемпературного нагрівання кераміки критичне значення мають сусцептори, оскільки у багатьох керамік при кімнатній температурі діелектричні втрати дуже низькі, і лише після досягнення критичної температури вони починають ефективно поглинати мікрохвильову енергію. Тобто для багатьох практичних систем мікрохвильове спікання є гібридним, а не повністю “прямим” процесом.

Отже, переваги мікрохвильового спікання реалізуються повною мірою лише за умов оптимального підбору камери, сусцепторів, температурного профілю та складу керамічної системи. Сусцептор – це матеріал, який добре поглинає мікрохвильову енергію і перетворює її на тепло. Використання SiC-сусцепторів полягає у введенні в робочий об’єм мікрохвильової камери елементів із карбиду кремнію, які інтенсивно поглинають мікрохвильову енергію та передають тепло керамічному зразку. Такий підхід забезпечує гібридний механізм нагрівання, підвищує рівномірність температурного поля, полегшує нагрівання оксиду алюмінію на початкових стадіях процесу та зменшує загальну тривалість спікання. Разом із тим конфігурація SiC-сусцепторів повинна бути оптимізована, оскільки неправильне розташування може викликати локальні перегріву та утворення “гарячих точок”. Для Al_2O_3 це важливо, тому що сам оксид алюмінію на низьких і середніх температурах гріється мікрохвилями не дуже ефективно, а SiC нагрівається значно краще. У роботі [11] прямо вказано, що SiC-сусцептори забезпечують швидше та більш рівномірне нагрівання Al_2O_3 завдяки вищим діелектричним і омичним втратам. Під дією мікрохвиль SiC активно поглинає електромагнітну енергію, нагрівається та передає тепло до зразка Al_2O_3 - випромінюванням, конвекцією та теплопровідністю через підставку. SiC-сусцептори застосовують, щоб запустити нагрівання Al_2O_3 на початковій стадії, коли сам оксид алюмінію ще слабо поглинає мікрохвилі, зменшити температурну нерівномірність у зразку, допомогти пройти низькотемпературну область, де Al_2O_3 ще неефективно нагрівається та скоротити загальний час процесу і енергоспоживання. Карбід кремнію використовується саме тому, що він добре працює в мікрохвильовому полі та є термостійким, він витримує високі температури спікання і може виконувати роль активного нагрівального екрана навколо керамічного зразка. SiC розташовують навколо зразка, по периметру робочої зони, у вигляді кільця, рамки, квадратної або шестикутної конфігурації. Проблемою є то, що SiC-

сусцептори не лише допомагають, а й можуть створювати локальні перегріву. У роботі [11] зазначено, що висока електропровідність SiC призводить до концентрації заряду на поверхні, посилення локального електричного поля і появи “гарячих точок”. Тому важлива не тільки наявність сусцептора, а й його форма та розташування.

Метою роботи є експериментальне визначення оптимальних параметрів мікрохвильового нагріву (потужності магнетрона, маси та товщини шару завантаження) для стадії сушіння порошків оксиду алюмінію (Al_2O_3) зі зв'язуючим (полівініловим спиртом), що забезпечують максимальну енергоефективність процесу, рівномірність температурного поля та мінімізацію ризику виникнення температурних градієнтів і термічних напружень у зразках.

Матеріали та методи проведення досліджень. Для визначення оптимальних параметрів мікрохвильового нагріву, а саме потужності магнетрона, маси та товщини шару завантаження для стадії сушіння порошків оксиду алюмінію (Al_2O_3) зі зв'язуючим полівініловим спиртом була проведена серія експериментів. Схема експериментальної установки та методика досліджень наведені в роботі [12]. Вихідна потужність магнетрону змінювалась від 240 Вт до 1000 Вт при масі завантаження 170 г, маса зразка – від 50 г до 300 г при вихідній потужності магнетрону 400 Вт; товщина шару при масі 100 г - від 3 мм до 10 мм.

Аналіз отриманих даних доводить, що при потужності 240 Вт система демонструє більш низьку енергетичну ефективність. Зростання температури відбувається повільно. На етапі випаровування води (починаючи зі 100 °C) та первинної термічної деградації ПВС нагрів забезпечується виключно завдяки високим діелектричним втратам цих допоміжних компонентів. Потужність 240 Вт є критично недостатньою для ініціації процесу мікрохвильового спікання маси у 170 г без застосування додаткових зовнішніх теплоізоляційних матеріалів або сусцепторів. Із поступовим збільшенням потужності час, необхідний для подолання енергоємних бар'єрів випаровування води та ендотермічного вигорання полімерного зв'язуючого, скорочується.

При завантаженні малих мас загальний ККД мікрохвильової камери залишається низьким, більша частина енергії розсіюється у вигляді омичних втрат у самих стінках камери та частково повертається до магнетрона, знижуючи його ресурс. Збільшення маси завантаження оптимізує електродинамічне узгодження, зразок починає все більш відігравати роль ефективного поглинача, мінімізуючи відбиття електромагнітних хвиль назад до генератора. Для маси 300 г спостерігається найвищий показник ККД камери, який стартує з 21 % на початку процесу та зростає до 81% на фінальних стадіях. Збільшення маси пропорційно збільшує об'єм матеріалу, який здатний поглинати мікрохвильову енергію та зменшує темп нагрівання зразка.

Збільшення товщини шару від 3 до 10 мм загалом підвищує ефективність мікрохвильового нагрівання. Це пояснюється тим, що товстіший шар має меншу питому поверхню тепловіддачі, краще утримує тепло та забезпечує більший активний об'єм, у якому поглинається мікрохвильова енергія. Зі збільшенням товщини шару від 3 до 10 мм ефективність зростає приблизно від 0.29 до 0.34

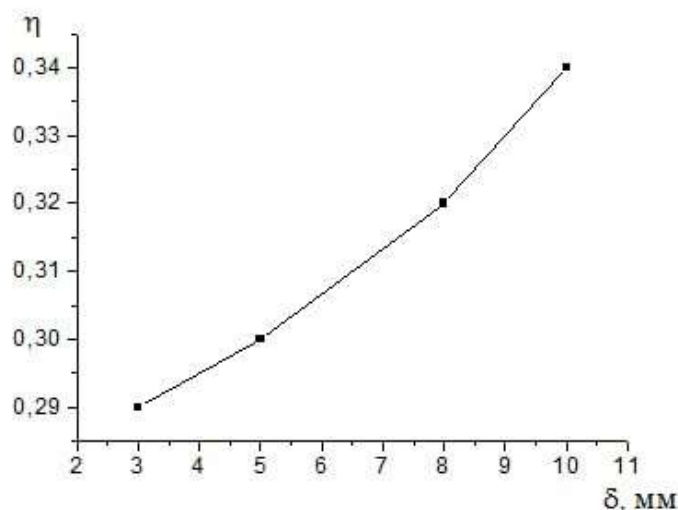


Рис. 1. Залежність максимальної ефективності поглинання енергії мікрохвильового поля від товщини шару

(рис.1), тобто на 16% відносно найтоншого шару. Разом з тим надмірне збільшення товщини створює іншу проблему – зростання температурного градієнта по товщині. Це означає, що, хоча енергоефективність вища, ризик нерівномірного нагріву, локального перегріву внутрішніх зон і термічних напружень також збільшується.

З точки зору максимальної ефективності поглинання енергії найкращим серед розглянутих варіантів є шар 10 мм. Однак з точки зору компромісу між енергоефективністю та рівномірністю нагріву більш доцільним виглядає шар 8 мм, оскільки він дає майже таку ж високу ефективність, як 10 мм, але при меншому ризику надмірних внутрішніх температурних градієнтів.

Результати та обговорення. Проведене експериментальне дослідження виявляє низку критичних вразливостей технології мікрохвильового спікання кераміки в неоптимізованих умовах. Детально аналізуючи поведінку діелектричних параметрів, отриманих з вихідних емпіричних даних, можна стверджувати, що стабільне зростання дійсної частини діелектричної проникності ϵ' від 9.8 при 25 °С до 12.2 при 1360 °С [13] не є тим чинником, що визначає фізику процесу. Ключову роль відіграє фактор діелектричних втрат ϵ'' , який є прямим мірилом конверсії енергії мікрохвильового поля в теплову енергію кристалічної решітки. Збільшення цього показника на два порядки (від 0,026 до 0,632) підтверджує природу оксиду алюмінію: при кімнатній температурі матеріал здатний поглинути лише близько 4% тієї питомої енергії, яку він поглинає при температурі понад 1300 °С.

Саме тому кінетика початкового нагріву цілком і повністю залежить від допоміжних полярних компонентів – води та полівінілового спирту. Вільна і зв'язана вода випаровується в діапазоні 100–180 °С, а структура ПВС зазнає повної термічної деструкції до температури 450 °С, що не спостерігалось в експериме-

нтах. Теплофізичні характеристики ще більше ускладнюють завдання технологічного контролю. Оскільки питома теплоємність невинно зростає з 775 до 1165 Дж/(кг·К) для температурного інтервалу, в якому здійснюється сушіння, для підтримки темпу нагрівання необхідно контролювати поглинуту потужність. Проте одночасне, різке падіння коефіцієнта теплопровідності з 33 до 11,4 Вт/(м·К) призводить до того, що тепло, згенероване в глибоких шарах матеріалу (особливо на дні та в геометричному центрі зразка), фізично не може ефективно транспортуватися до поверхні. Поверхня продовжує інтенсивно охолоджуватися шляхом конвекції та випромінювання. Як результат, різниця температур між зовнішньою поверхнею та дном зразка на фінальних етапах процесу завжди збільшується. Різниця є головним фактором ризику ініціації мікротріщин та руйнування кераміки.

Коефіцієнт корисної дії мікрохвильової камери, який при масі 50 г не перевищував 28 %, для маси 300 г досягав 81 %. Це підтверджує те, що система мікрохвильового спікання стає економічно та енергетично виправданою виключно за умови оптимального завантаження об'єму резонатора. Малі завантаження (50–100 г) не лише призводить до марнотратного розсіювання енергії, але й створює ризики пробою повітряного середовища або пошкодження самого магнетрона відбитою електромагнітною хвилею високої інтенсивності.

З огляду на всі вищевикладені теплофізичні та електродинамічні аспекти, успішне практичне застосування мікрохвильового спікання оксиду алюмінію вимагає переходу до систем гібридного нагрівання. В таких системах мікрохвильовий об'ємний нагрів доповнюється традиційним конвекційним або радіаційним підігрівом поверхні за допомогою зовнішніх резистивних нагрівальних елементів. Гібридний підхід дозволяє штучно підтримувати температуру поверхні на рівні температури дна, ліквідуючи зворотний температурний градієнт. Іншим ефективним методом подолання виявлених проблем є застосування допоміжних радіопоглинаючих матеріалів (сусцепторів), таких як карбід кремнію (SiC), які розташовуються навколо керамічного зразка. Сусцептори активно поглинають мікрохвилі за низьких температур (до 800 °С), випромінюючи тепло на поверхню оксиду алюмінію і допомагаючи йому подолати «мертву зону» діелектричних втрат, після чого починає нагріватися самостійно завдяки механізму теплового розгонення.

Висновки. Завантаження від 200 до 300 г демонструють найвищу енергетичну ефективність і найбільш стабільний, збалансований темп зростання температури, що робить їх пріоритетними для масштабування процесу мікрохвильового спікання в промислових умовах.

Зі збільшенням потужності магнетрона зростає швидкість підвищення температури зразка та скорочується тривалість технологічного циклу. Разом з тим енергоефективність мікрохвильового нагрівання визначається не стільки номінальною потужністю джерела, скільки тією частиною енергії, яка фактично поглинається навантаженням.

На величину поглинутої потужності впливають діелектричні властивості матеріалу, його об'єм, форма та положення в камері.

Підвищення потужності мікрохвильового поля є ефективним лише за умови, що система має достатнє електродинамічне узгодження і матеріал здатний інтенсивно поглинати МХ енергію.

При проектуванні мікрохвильових установок потужність магнетрона слід розглядати разом із геометрією камери, розмірами навантаження та діелектричними характеристиками матеріалу.

Література

1. Mishra R. R., Sharma A. K. A Review of Research Trends in Microwave Processing of Metal-Based Materials and Opportunities in Microwave Metal Casting. *Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences*. 2016. Vol. 41, no. 3. P. 217–255. URL: <https://doi.org/10.1080/10408436.2016.1142421>.
2. A Review of Microwave-Assisted Sintering Technique / L. Ćurković et al. *Transactions of FAMENA*. 2021. Vol. 45, no. 1. P. 1–16. URL: <https://doi.org/10.21278/tof.451021220>.
3. Madhan M., Prabhakaran G. Microwave versus conventional sintering: Microstructure and mechanical properties of Al₂O₃–SiC ceramic composites. *Boletín de la Sociedad Española de Cerámica y Vidrio*. 2019. Vol. 58, no. 1. P. 14–22. URL: <https://doi.org/10.1016/j.bsecv.2018.06.001>.
4. Goffé B. Microwave Firing of Ceramics: Developing Homemade Susceptors and Their Practical Applications. *Applied Sciences*. 2025. Vol. 15, no. 24. P. 13053. URL: <https://doi.org/10.3390/app152413053>.
5. Spatz M. S., Skamser D. J., Johnson D. L. Thermal Stability of Ceramic Materials in Microwave Heating. *Journal of the American Ceramic Society*. 1995. Vol. 78, no. 4. P. 1041–1048. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.1995.tb08434.x>.
6. Effect of sintering additives on the properties of alumina toughened zirconia (ATZ) / M. K. G. Abbas et al. *MRS Communications*. 2023. URL: <https://doi.org/10.1557/s43579-023-00400-y>.
7. Brosnan K. H., Messing G. L., Agrawal D. K. Microwave Sintering of Alumina at 2.45 GHz. *Journal of the American Ceramic Society*. 2003. Vol. 86, no. 8. P. 1307–1312. URL: <https://doi.org/10.1111/j.1151-2916.2003.tb03467.x>.
8. Agrawal, D. Microwave sintering of ceramic, composites, and metal powders. In *Sintering of Advanced Materials*; Fang, Z.Z., Ed.; Woodhead Publishing Limited: Sawston, UK, 2010; pp. 222–248.
9. Evidence for non-thermal microwave effect in processing of tailing-based glass-ceramics / H.-x. Li et al. *Journal of the European Ceramic Society*. 2019. Vol. 39, no. 4. P. 1389–1396. URL: <https://doi.org/10.1016/j.jeurceramsoc.2018.12.056>.
10. Microwave Rapid Sintering of Al-Metal Matrix Composites: A Review on the Effect of Reinforcements, Microstructure and Mechanical Properties / P. Matli et al. *Metals*. 2016. Vol. 6, no. 7. P. 143. URL: <https://doi.org/10.3390/met6070143>.
11. Energy-Efficient Microwave Sintering of Binder-Jetted Alumina / B. Aman et al. *Journal of the American Ceramic Society*. 2026. Vol. 109, no. 4. URL: <https://doi.org/10.1111/jace.70691>.

12. Бошкова, І. Л., Волгушева, Н. В., Гречановський, А. П., Крятов, А. Г., & Кравченко, Є. О. (2025). Дослідження теплоакумлювальних властивостей цеолітів після мікрохвильової регенерації. *Фізика аеродисперсних систем*, (63), 63–71. <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2025.63.338084>.
13. Is direct microwave heating well suited for sintering ceramics? / T. Garnault et al. *Ceramics International*. 2021. Vol. 47, no. 12. P. 16716–16729. URL: <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2021.02.242>.

Дата надходження: 21.03.2026

Дата прийняття до друку: 27.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

*I. L. Boshkova, N. V. Volgusheva,
Ye. O. Kravchenko, A. H. Kriatov, K. O. Fatieieva*

Determination of optimal microwave heating parameters for the drying stage of alumina powder summary

Summary

The issues of improving energy efficiency and heating uniformity at the initial stages of ceramic sintering are considered, as conventional convective methods are characterized by long processing times, high energy consumption, and non-uniform temperature fields. The features of microwave heating of aluminum oxide (Al_2O_3) powders at the drying stage, as a critical step prior to high-temperature sintering of technical ceramics, are investigated. An experimental analysis of the influence of magnetron power (240–1000 W), load mass (50–300 g), and layer thickness (3–10 mm) on the energy efficiency of the process, heating rate, and temperature distribution uniformity has been carried out. It is established that at the initial stages of heating, dielectric losses of water and polyvinyl alcohol play a decisive role, whereas Al_2O_3 itself is characterized by a low ability to absorb microwave energy. It is shown that insufficient power (240 W) does not ensure effective progression through the energy-intensive stages of evaporation and binder burnout. Increasing the load mass to 200–300 g improves electromagnetic matching in the cavity and raises the efficiency up to 81%, providing more stable and controlled heating. It is found that increasing the layer thickness to 8 mm represents an optimal compromise between energy efficiency and temperature uniformity. The influence of thermo-physical and dielectric properties of the material on the formation of temperature gradients, which may lead to thermal stresses and defects, is analyzed. The necessity of applying hybrid heating and the use of SiC susceptors to enhance process efficiency at low-temperature stages is substantiated. The obtained results can be used to optimize technological regimes of microwave drying of alumina powder.

Keywords: *microwave energy, experiment, drying, polyvinyl alcohol, energy efficiency, temperature gradient, susceptor.*

УДК 538.9

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361460>**Вергун Л. Ю.¹, Британ А. В.², Свечнікова О. С.³***Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет,
кафедра молекулярної фізики, E-mail: liena.vergun@knu.ua*ORCID iD: ¹ <https://orcid.org/0009-0005-6086-6548>² <https://orcid.org/0000-0002-1754-6080>³ <https://orcid.org/0000-0002-2337-6727>**Молекулярний механізм випаровування водного розчину глюкози,
що піддавався дії магнітного поля**

Досліджується молекулярний механізм випаровування концентрованого розчину глюкози, що піддавався дії магнітного поля. Запропоновано розглядати концентрований водний розчин глюкози як пористу систему. Така система містить пори, що заповнені молекулами розчинника, та каркас, утворений кластерами молекул глюкози зв'язаними між собою водневими зв'язками. Досліджувались водні розчини глюкози виробництва з концентрацією 40%. Експериментально визначались часові залежності відносної зміни розміру намагніченої $\lambda_m(t)$, немагніченої краплини розчину глюкози $\lambda_n(t)$ та краплини дистилату $\lambda_w(t)$ при температурі $T = 20$ °C. Показано, що в порівнянні із залежністю $\lambda_w(t)$, яка характеризує випаровування дистильованої води, для якої зміна розміру краплини відбувається лінійно, для рідинних систем, що містять молекули глюкози, залежність $\lambda_n(t)$ та $\lambda_m(t)$ має ділянки з відсутністю випаровування $\lambda_n(t) = \text{const}$ і $\lambda_m(t) = \text{const}$. На цих ділянках в системах «вода-глюкоза» відбуваються молекулярні перебудови впродовж яких змінюється структура розчину (утворення та зміна форм агрегатів за рахунок перерозподілу водневих зв'язків між ними. За допомогою вимірювача густини та в'язкості DMA 4500 M (Anton Paar) визначалась густина та в'язкість ненамагніченого водного 40% розчину глюкози, намагніченого водного 40% розчину глюкози та дистильованої води при температурі $T = 20$ °C. Використовуючи результати експериментів визначено вільний об'єм V_f , що відповідає об'єму пор в системі, для ненамагніченого розчину глюкози та розчину, що піддавався дії магнітного поля. Для концентрованої рідинної системи «вода-глюкоза», яка піддавалась дії магнітного поля запропонований молекулярний механізм випаровування. Цей механізм пов'язаний з тим, що після обробки постійним магнітним полем в рідинній системі, що досліджується, виникають стабільні комплекси, утворені за рахунок розгалуженнями водневих зв'язків навколо β -аномерів. Існування таких комплексів призводить до зміни швидкості переходу між α та β конформаціями молекул глюкози, що приводить до періодичної зміни станів з наявністю та відсутністю випаровування в намагніченій рідинній системі, яка досліджується.

Ключові слова: випаровування, водний розчин глюкози, магнітне поле, пористість, густина.

Вступ. Питання щодо фізичних властивостей розчинів глюкози та механізмів процесів, можливих під дією зовнішніх чинників є актуальними для меди-



цини. Так, наприклад, розчини глюкози застосовуються в онкології для транспортування ліків [1], введення цих розчинів є одним із методів лікування пошкоджень хрящової тканини [2], важливим також є питання щодо створення сенсорів для визначення рівня глюкози в крові при захворюванні на цукровий діабет [3] та ін. На даний час в літературі зазначається, що дія на біологічні об'єкти спостерігається при слабких магнітних полях з величиною 1-10 мТ [3, 4]. Для таких параметрів магнітного поля експериментально визначено молекулярний механізм, який призводить до зміни структури рідинної системи «вода-глюкоза» [5]. Однак, як відомо авторам, молекулярний механізм, що супроводжує випаровування намагнічених розчинів глюкози на даний час не визначений. Таким чином метою даної роботи є встановлення молекулярного механізму випаровування розчину глюкози, обробленого магнітним полем.

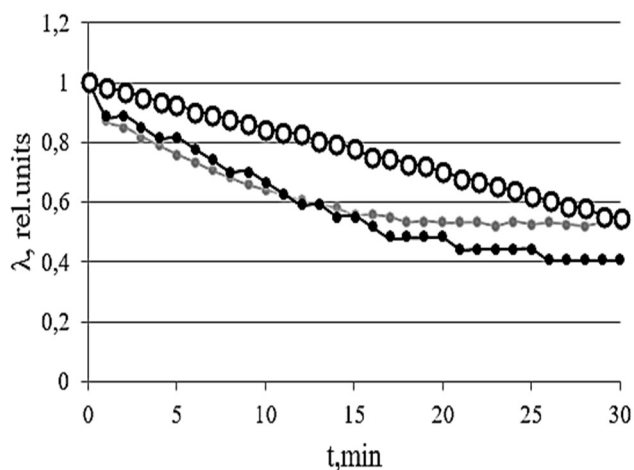


Рис.1. Часові залежності відносної зміни розміру намагніченої $\lambda_m(t)$ (●), немагніченої краплі $\lambda_n(t)$ (●) та дистильованої води $\lambda_w(t)$ (○) при температурі $T=20^\circ\text{C}$

Матеріали, методи та результати експерименту. Досліджувались водні розчини глюкози виробництва ПРАТ фарм. фірма «Дарниця» з концентрацією 40% (1 мл розчину містить глюкози моногідрату 400 мг). Експериментально визначались зміни розмірів намагніченої краплі розчину та краплі розчину, яка не піддавалась дії магнітного поля за методикою, описаною в роботі [6]. Час витримки в магнітному полі складав 30 хвилин при індукції 1 мТ. На рис.1 наведені часові залежності відносної зміни розміру намагніченої $\lambda_m(t)$ та немагніченої краплі розчину глюкози $\lambda_n(t)$, яка розраховувалась як відношення діаметру краплі у визначений час d_i до діаметру краплі в початковий момент часу d_0 . Для порівняння на цьому рисунку зображено залежність часової залежності зміни розміри краплі дистилату $\lambda_w(t)$. Випаровування відбувалось при температурі $T=20^\circ\text{C}$.

За допомогою вимірювача густини та в'язкості *DMA 4500 M (Anton Paar)* визначалась густина та в'язкість немагніченого водного 40% розчину глюкози, намагніченого водного 40% розчину глюкози та дистильованої води при температурі $T=20^\circ\text{C}$. На рис.2а наведено гістограму розподілу густин при сталому відносному об'єму $v = \text{const}$ досліджуваних системи, що дорівнює розміру комірки вимірювача густини *DMA 4500 M (Anton Paar)* при температурі $T=20^\circ\text{C}$. На рис.2.б наведено гістограму густин для намагніченого 40% розчину глюкози та намагніченого розчину глюкози у збільшеному масштабі.

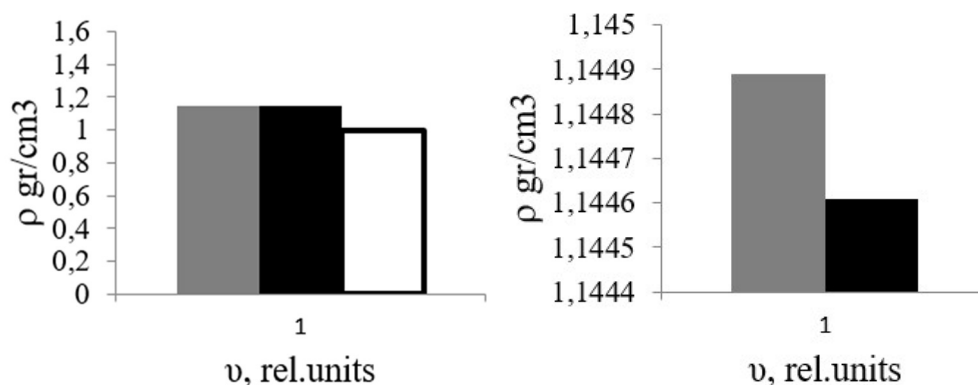


Рис. 2. Гістограма розподілу густин при сталому відносному об'єму $v = \text{const}$ для ненемагніченого 40% розчину глюкози (●), ненемагніченого розчину (●) та дистильованої води (○) при температурі $T=20^\circ\text{C}$ (а) у збільшеному масштабі для розчину (●) та розчину (○) (б)

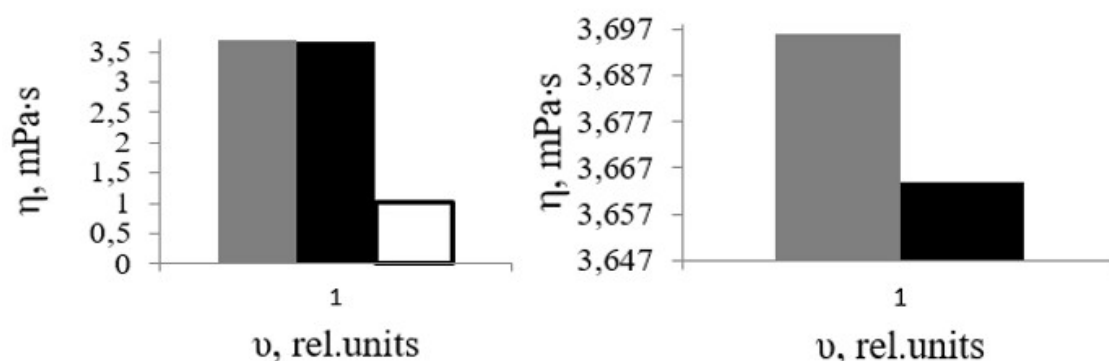


Рис. 3. Гістограма розподілу динамічних в'язкостей при сталому відносному об'єму $v = \text{const}$ для ненемагніченого 40% розчину глюкози (●), ненемагніченого розчину (●) та дистильованої води (○) при температурі $T=20^\circ\text{C}$ - (а); у збільшеному масштабі для розчину (●) та розчину (○) - (б)

На рис.3 наведено гістограму розподілу динамічної в'язкості при сталому відносному об'єму досліджуваних системи $v = \text{const}$, що дорівнює розміру капіляра капілярного віскозиметра *DMA 4500 M (Anton Paar)* при температурі $T=20^\circ\text{C}$. На рис.3.б наведено гістограму розподілу динамічних в'язкостей для ненемагніченого 40% розчину глюкози та намагніченого розчину глюкози у збільшеному масштабі.

Обговорення результатів. Як видно з рис.1 для дослідженого 40% розчину глюкози, підданого дії магнітного поля залежність $\lambda_m(t)$ має відмінності від залежності $\lambda_n(t)$, що описує поведінку ненемагніченого розчину. Ці відмінності починають спостерігатися з моменту часу $t = 15$ хвилин від початку вимірювань. В порівняннях із залежністю $\lambda_w(t)$, що характеризує випаровування дистильованої води, для якої зміна розміру краплини відбувається лінійно, для рідинних систем, що містять молекули глюкози, залежність $\lambda_n(t)$ та $\lambda_m(t)$ має ділянки з відсутністю випаровування $\lambda_n(t) = \text{const}$ і $\lambda_m(t) = \text{const}$. На цих ділянках в системах «вода-глюкоза» відбуваються молекулярні перебудови впродовж яких змінюється структура розчину (утворення та зміна форм агрегатів за рахунок перерозподілу водневих зв'язків між ними [8].

При концентраціях в околі 40% розчини моносахаридів набувають полімерних властивостей. Такі розчини можуть розглядатись як пористі структури, що містять пори, які заповнені водою та зв'язані між собою водневими зв'язками кластери молекул розчиненої речовини [8-9]. Для пористих систем в роботі [9] було введено поняття пористості. Це поняття пов'язане із зміною розміру, форм та взаємного розташування областей рідинної системи, що заповнена виключно молекулами розчинника. В моделі рідинної пористої системи її об'єм визначався за формулою

$$V = V_m + V_f, \quad (1)$$

де V_m – об'єм, зайнятий частинками, V_f – об'єм, де частинки відсутні (вільний об'єм).

Пористість згаданого середовища визначалась формулою

$$\xi = \frac{V - V_m}{V}. \quad (2)$$

Також в роботі [9] була запропонована формула для розрахунку пористості по значенням густини, які визначались з експерименту

$$\xi = \frac{\rho_m - \rho}{\rho_m}. \quad (3)$$

де ρ_m – густина матриці, а ρ – густина матриці разом з порами.

Порівнюючи вирази (1-3) для вільного об'єму V_f отримуємо формулу

$$V_f = \frac{V(\rho_m - \rho)}{\rho_m}. \quad (4)$$

Запозичивши із електронного ресурсу [10] значення густини кристалічної глюкози, рівне 1.54 г/см^3 та приймаючи, розмір комірки для вимірювання густини 1.5 мл (1.5 см^3) визначимо за формулою (4) об'єм, зайнятий порами V_f для немагнічного водного розчину глюкози з концентрацією 40% та намагніченого водного розчину глюкози з концентрацією 40%. В таблиці 1 наведено результати розрахунку

Як видно з табл. 1 при $T = 20^\circ\text{C}$ в рідинній системі «вода-глюкоза» з концентрацією 40% після витримки в постійному магнітному полі збільшується область, зайнята рідинною компонентою. Розглянемо можливий механізм цього процесу.

Відомо, що розчинах глюкози молекула розчиненої речовини переходить із α - конформації в β -конформацію за рахунок розкриття піранозного кільця з переходом в лінійну форму та подальшому закриттю з утворенням іншої циклічної

Таблиця 1

Тип розчину	Немагнічений водний розчин глюкози з концентрацією 40%	Намагнічений водний розчин глюкози з концентрацією 40%
Об'єм, зайнятий порами, см^3	0.3848	0.3851

форми [11]. Отримані результати в цій роботі вказали на те, що під час молекулярної агрегації комплекси, що мають β -конформацію (β -аномери) є більш стабільніші за α -аномери за рахунок утворення розгалужень водневих зв'язків. В роботі [5] було встановлено, що під дією магнітного поля в розчинах глюкози виникає турбулентних рух, який генерується рухом різних кластерів за рахунок гідродинамічної взаємодії [5]. З точки зору уявлення про 40% водний розчин глюкози як пористу структуру, що містить каркас та порожнини [8-9], будемо вважати, що під дією магнітного поля область пори збільшується за рахунок утворень розгалужень водневих зв'язків навколо β -аномерів, що відповідає гістограмам, наведеним на рис.2 та рис.3. [12] В подальшому це призводить до зміни форми каркасу. Надалі стабільність β -аномерів зменшується і відбувається перехід цих аномерів в α -форму. Така періодичність зміни стабільності аномерів може призводити до автоколивального руху каркасу [13].

Запропонована гіпотеза добре узгоджується із експериментальними даними, представленими на рис.1. Як видно з цього рисунка розмір краплини, попередньо обробленого постійним магнітним полем, під час випаровування зменшується періодично. Підтвердженням зазначеного факту є ділянки $\lambda_m(t) = const$ в часових інтервалах 16-20 хвилин, 21-25 хвилин, 26-30 хвилин.

Висновки. В роботі запропоновано розглядати концентрований водний розчин глюкози як пористу систему. Така система містить пори, що заповнені молекулами розчинника, та каркас, утворений кластерами молекул глюкози зв'язаними між собою водневими зв'язками. Для концентрованої рідинної системи «вода-глюкоза», яка піддавалась дії магнітного поля запропонований молекулярний механізм випаровування. Цей механізм пов'язаний з тим, що після обробки постійним магнітним полем в рідинній системі, що досліджується, виникають стабільні комплекси, утворені за рахунок розгалуженнями водневих зв'язків навколо β -аномерів. Існування таких комплексів призводить до зміни швидкості переходу між α та β конформаціями молекул глюкози, що приводить до періодичної зміни станів з наявністю та відсутністю випаровування в намагнічений рідинній системі, яка досліджується.

Література

1. Pliszka Monika, Leszek Szablewski. Glucose Transporters as a Target for Anti-cancer Therapy. *Cancers*. 2021. Vol.13.no. 31.P. 4184-4202. <https://doi.org/10.3390/cancers13164184>.
2. Ross A. Hauser, Johanna B. Lackner, Danielle Steilen-Matias *at al* A Systematic Review of Dextrose Prolotherapy for Chronic Musculoskeletal Pain. *Clin Med Insights Arthritis Musculoskelet Disord*. 2016. no.9. P.139–159. <https://doi: 10.4137/CMAMD.S39160>.
3. Gorczynska E, Wegrzynowicz R. Glucose homeostasis in rats exposed to magnetic fields. *Invest Radiol*. 1991. Vol.26. no.12. P.1095-100. <https://doi: 10.1097/00004424-199112000-00013>.

4. Schenck John F. Safety of Strong, Static Magnetic Fields. *Journal of Magnetic Resonance Imaging*. 2000. Vol. 12. P.2–19. [https://doi.org/10.1002/1522-586\(200007\)12:1<2::aid-jmri2>3.0.co;2-v](https://doi.org/10.1002/1522-586(200007)12:1<2::aid-jmri2>3.0.co;2-v).
5. Bulavin L.A., Vergun L.Yu., Zabashta Yu.F., Ogorodnik K.O., Demydyuk F.F.. Turbulence in aqueous glucose solutions induced by magnetic field. *Ukr. J. Phys.* 2016. Vol. 61, no. 8. P.722-726. <https://doi.org/10.15407/ujpe61.08.0727>
6. Savenko V.S., Verbinska G.M., Bulavin L.A. Computer simulation of evaporation process of NaCl aqueous solution. *Ukr. J. Phys.* 2016. Vol. 61. no.9. P.818-824. <https://doi.org/10.15407/ujpe61.09.0812>.
7. Kuhn W. Ludwig, Hihn Jean-Yves et al. Comparing and combining methods that enhance liquid–gas mass transfer in a batch reactor: Ultrasonic degassing, aeration by gas bubbling, and liquid agitation. *Ultrasonics Sonochemistry*. 2025. no. 119. P.107389-107400. <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2025.107389>.
8. Molinero Valeria, Cagin Tahir, Goddard William A. Sugar, water and free volume networks in concentrated sucrose solutions. *Chemical Physics Letters*. 2003. no.377. P.469–474. [https://doi.org/10.1016/S0009-2614\(03\)01170-9](https://doi.org/10.1016/S0009-2614(03)01170-9).
9. Lazarenko Maksym, Zabashta Yuriy, Oleksandr Alekseev et al. A novel method to determine porosity of polymer solutions. *Molecular Crystals and Liquid Crystals*. 2025. Vol. 769. Issue 15-18. P.1432-1441. <https://doi.org/10.1080/15421406.2025.2528273>.
10. Електр.рес. https://m.chemicalbook.com/ProductChemicalPropertiesCB2250047_EN.htm.
11. Usabiaga Imanol, Gonzalez Jorge, León Iker. Influence of the Anomeric Conformation in the Intermolecular Interactions of Glucose. *J. Phys. Chem. Lett.* 2017. Vol. 8. no. 6. P.1147–1151 <https://doi.org/10.1021/acs.jpcclett.7b00151>.
12. Kohsuke Takeda, Tomohisa Norisuye, Qui Tran-Cong-Miyata. Origin of the anomalous decrease in the apparent density of polymer gels observed by multi-echo reflection ultrasound spectroscopy. *Ultrasonics*. 2013. Vol.53. no.5, P.973-978. <https://doi.org/10.1016/j.ultras.2013.01.004>.
13. Bulavin L.A., Zabashta Yu.F., Lazarenko M.M. et al. Autowaves induced by first-order phase transitions. *Ukr. J. Phys.* 2022. Vol. 67. no. 4. p.270-276. <https://doi.org/10.15407/ujpe67.4.270>

Дата надходження: 31.01.2026

Дата прийняття до друку: 27.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

L. Vergun, A. Brytan, O. Svechnikova

Molecular mechanism of evaporation of aqueous glucose solution treated in a magnetic field

Summary

The molecular mechanism of evaporation of a concentrated glucose solution exposed to a magnetic field is studied. It is proposed to consider a concentrated aqueous glucose solution as

a porous system. Such a system contains pores filled with solvent molecules and a framework formed by clusters of glucose molecules bound together by hydrogen bonds. Aqueous glucose solutions of production with a concentration of 40% were studied. The time dependences of the relative change in the size of the magnetized $\lambda_m(t)$, non-magnetized drop of glucose solution $\lambda_n(t)$ and the distillate drop $\lambda_w(t)$ at a temperature $T = 20^\circ\text{C}$ were experimentally determined. It is shown that in comparison with the dependence $\lambda_w(t)$, which characterizes the evaporation of distilled water, for which the change in droplet size occurs linearly, for liquid systems containing glucose molecules, the dependence $\lambda_n(t)$ and $\lambda_m(t)$ has areas with no evaporation $\lambda_n(t) = \text{const}$ and $\lambda_m(t) = \text{const}$. In these areas in the “water-glucose” systems, molecular rearrangements occur, during which the solution structure changes (formation and change in the shapes of aggregates due to the redistribution of hydrogen bonds between them). Using the DMA 4500 M density and viscosity meter (Anton Paar), the density and viscosity of a non-magnetized aqueous 40% glucose solution, a magnetized aqueous 40% glucose solution, and distilled water were determined at a temperature of $T = 20^\circ\text{C}$. Using the results of the experiments, the free volume V_f was determined, which corresponds to the volume of pores in the system, for a non-magnetized glucose solution and a solution exposed to a magnetic field. A molecular mechanism of evaporation was proposed for a concentrated liquid “water-glucose” system exposed to a magnetic field. This mechanism is due to the fact that after treatment with a constant magnetic field in the liquid system under study, stable complexes arise, formed by branching hydrogen bonds around β -anomers. The existence of such complexes leads to a change in the rate of transition between α and β conformations of glucose molecules, which leads to a periodic change of states with the presence and absence of evaporation in the magnetized liquid system under study.

Keywords: *evaporation, aqueous glucose solution, magnetic field, porosity, density.*

УДК 628.112.9:621.577:620.92

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361466>**Годик К. О.**

Одеський національний технологічний університет, м. Одеса

E-mail: godykkostas@gmail.comORCID iD: <https://orcid.org/0000-0002-3889-8472>

Експериментальне дослідження термоелектричних систем отримання води з атмосферного повітря

Найближчою годиною найціннішим ресурсом на планеті стане вода і ця тенденція буде тільки зростати в майбутньому. Ця ситуація призводить до катастрофічних наслідків і в найближчу годину може мати місце і в Україні. Атмосферне повітря постає як перспективний, відновлюваний та поширений джерело вологи. Вважається, що у земній атмосфері одночасно міститься близько $12,9 \cdot 10^3$ км³ води. Системи отримання води з атмосферного повітря, які забезпечують температуру нижче за точку роси можуть частково вирішити проблеми водозабезпечення. Певні перспективи у таких системах мають термоелектричні модулі, які не потребують холодильних агентів та екологічно безпечні. Мета роботи — вивчення перспектив використання термоелектричних модулів у системах одержання води з атмосферного повітря. Методика вивчення — експериментальні дослідження. Наведено результати експериментального дослідження процесів конденсації вологи з атмосферного повітря за допомогою термоелектричних модулів (елементів Пельтьє). В ході експериментів на базі модулів TEC1-12706 проаналізовано вплив напруги живлення, швидкості повітряного потоку і відносної вологості середовища на вихід конденсату. Встановлено, що найбільш енергоефективним є режим роботи при напрузі 9–10 В та силі струму 3,8–4,2 А, що дозволяє уникати перегріву модуля. Визначено оптимальну швидкість обдування радіаторів (2,5–3,0 м/с), що забезпечує найкращий теплообмін. Результати дослідження показали, що питомі енерговитрати в оптимізованому режимі становлять 0,9–1,1 кВт·год/л. Виявлено «критичну точку» вологості повітря (40%), нижче за яку процес конденсації стає енергетично недоцільним. Отримані дані підтверджують ефективність інтеграції термоелектричних генераторів води з фотоелектричними панелями для створення повністю автономних систем водопостачання в посушливих регіонах. Наукова новизна проведених експериментальних досліджень пов'язана з визначенням області оптимальних параметрів експлуатації термоелектричних модулів, у якій забезпечуються мінімальні енергетичні витрати при отриманні води з повітря. Практична цінність полягає у можливості створення компактних приладів для роботи як за умов стабільного електропостачання, так і від сонячних батарей.

Ключові слова: термоелектричні модулі, атмосферна генерація води, енергоефективність, експериментальні дослідження, точка роси, системи отримання води з атмосферного повітря

Постановка проблеми. Сьогодні глобальний дефіцит прісної води є одним із найбільш критичних викликів для людства. Згідно з даними міжнародних організацій, понад третина населення планети проживає в регіонах з обмеженим



доступом до безпечних джерел водопостачання [1-3]. Традиційні методи (використання підземних вод, опріснення морської води) часто потребують значних капіталовкладень та складної інфраструктури.

У цьому контексті атмосферне повітря постає як перспективне, відновлюване та повсюдне джерело вологи. Вважається, що в земній атмосфері одночасно міститься близько $12.9 \cdot 10^3$ км³ води [4].

Технології отримання води з повітря (Atmospheric Water Generation – AWG [5]) дозволяють забезпечити питну воду навіть у посушливих та віддалених регіонах, де відсутні наземні гідросурси [6-7].

Переважна кількість технологій отримання води з атмосферного повітря пов'язане з охолодженням повітряного потоку нижче точки роси з наступним відведенням та збиранням конденсату .

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Сучасні системи AWG в основному базуються на парокомпресійному циклі охолодження [8]. Вони мають високу продуктивність, но також мають і значні недоліки: високий рівень шуму, значні габарити, наявність рухомих механічних частин та використання холодоагентів, що можуть шкодити довкіллю.

В останні роки в умовах переходу на екологічно безпечні робочі тіла почали широко поширюватися тепловикористовуючі холодильні системи на природних робочих тілах. Це і абсорбційні, і адсорбційні, і пароежекторні холодильні агрегати, що входять до складу систем одержання води із атмосферного повітря [2; 3; 9-11].

Крім екологічної безпеки робочого тіла, тепловикористовуючі системи можуть працювати і на неелектричних джерелах теплової енергії [12].

Цей аспект є важливим для країн екваторіального поясу, де висока сонячна інсоляція і, як правило, є дефіцит водних ресурсів [13].

Водночас усі типи тепловикористовувальних машин досить громіздкі, прив'язані до джерел теплової енергії та мають значно нижчу, порівняно з компресійними аналогами, енергетичну ефективність [14]. У разі роботи із сонячними колекторами вони вимагають додаткових акумуляторів тепла та холоду для цілодобової роботи [15].

Зі всіх типів приладів штучного охолодження окремо стоять термоелектричні модулі. Використання термоелектричних модулів (ТЕМ), що працюють на основі ефекту Пельтьє, відкриває нові можливості для створення компактних пристроїв отримання води [16].

Головними перевагами ТЕМ є:

а) надійність: повна відсутність рухомих деталей (окрім системи обдування) та вібрацій;

б) масштабованість – можливість створення як мікроустановок, так і потужних модульних систем;

в) гнучкість керування – точне регулювання температури охолодження шляхом зміни сили струму;

г) екологічність – відсутність хімічних холодоагентів та легка інтеграція з системами постійного струму, зокрема з фотоелектричними панелями та вітрогенераторами.

ТЕМ можуть знайти широке застосування як в умовах стабілізованих джерел електричної енергії, так і при роботі з сонячними батареями, наприклад, у польових умовах та віддалених місцевостях.

На ринку кліматичної техніки системи одержання води з атмосферного повітря на базі ТЕМ відсутні і у зв'язку з цим актуальними стають дослідження, спрямовані на вивчення перспектив їх використання, насамперед у частині енергоефективностей.

Очевидно, що з урахуванням складності процесів тепломасообміну при конденсації пари води з атмосферного повітря на першому етапі розробок систем отримання води з атмосферного повітря слід провести експериментальні дослідження.

Метою роботи є проведення експериментального дослідження енергоефективності термоелектричного модуля для конденсації воді із атмосферного повітря.

Об'єктом дослідження є термоелектричний модуль у складі системи отримання води з атмосферного повітря.

Предметом дослідження є енергетичні характеристики. Очевидно, що з урахуванням складності процесів тепломасообміну при конденсації пари води з атмосферного повітря на першому етапі розробок систем отримання води з атмосферного повітря слід провести експериментальні дослідження.

Результати дослідження. Для проведення експериментальних досліджень було спроектовано та зібрано установка, що імітує роботу системи отримання води з атмосферного повітря (рис.1). Основними компонентами установки є:

а) термоелектричні перетворювачі: використано модулі Пельтьє типу TEC1-12706 [17], які забезпечують необхідну різницю температур між «гарячою» та «холодною» сторонами при проходженні постійного електричного струму;

б) система охолодження та конденсації: на «холодній» стороні встановлено алюмінієвий радіатор із розвиненою площею поверхні, на якій відбувається процес десублімації та конденсації вологи;

в) для відведення надлишкового тепла з «гарячої» сторони використано комбіновану систему, що складається з алюмінієвого радіатора та вентилятора примусового обдуву Delta PFC1212DE (12V, 4.8A 12cm) 4 pin (активне повітряне охолодження);

г) система живлення.

Оскільки дослідження фокусується на роботі від відновлюваних джерел енергії, реальну сонячну панель було змодельоване за допомогою лабораторного блоку живлення з можливістю точного регулювання вихідної напруги (U) та струму (I). Це дозволило імітувати зміну інтенсивності сонячного випромінювання протягом світлового дня.

Для моніторингу параметрів навколишнього середовища та робочих характеристик системи використано такий комплекс приладів:

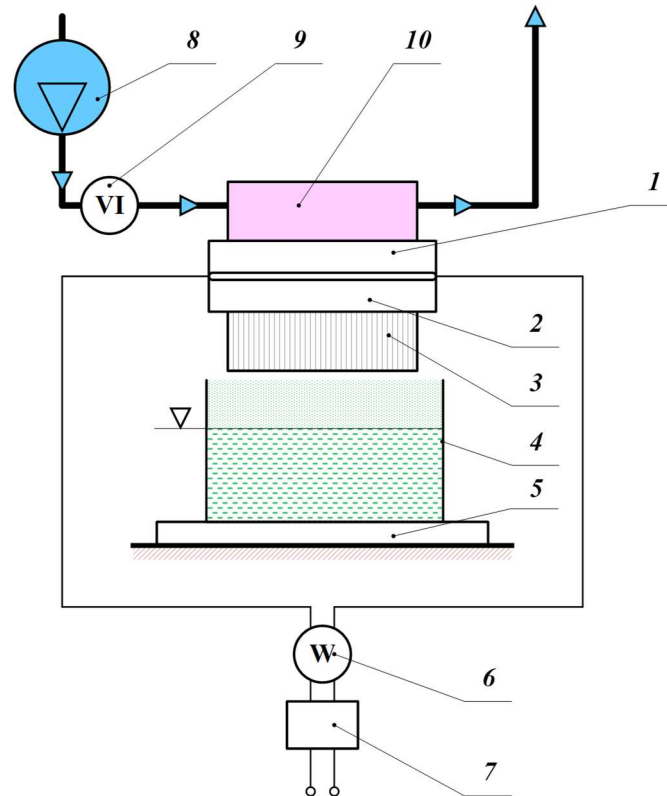


Рис. 1. Схема експериментальної установки:

1 – «холодна» сторона; 2 – «гаряча» сторона; 3 – оребрена поверхня; 4 – мірна ємність; 5 – ваги; 6 – ватметр; 7 – система підведення електричного навантаження; 8 – нагнітальний вентилятор; 9 – ареометр; 10 – система відведення тепла

а) датчики температури (T) та відносної вологості (RH) – цифрові сенсори високої точності HTU21 для фіксації параметрів повітря на вході до установки та безпосередньо на поверхні конденсації;

б) цифровий анемометр Venetech 0,1-30 м/с для вимірювання швидкості повітряного потоку, що створюється вентиляторами обдуву;

в) цифровий ватметр Walcom PMB05 для контролю споживаної потужності (P) та аналізу енергоефективності в реальному часі;

г) електронні ваги Dnerproves ВТД-ТЗЕ та мірний посуд для точного визначення маси та об'єму отриманого конденсату.

Експериментальні дослідження проводилися шляхом варіювання ключових факторів впливу для пошуку точки максимальної ефективності.

Методика передбачала наступні кроки:

а) варіювання напруги: на термоелектричні модулі подавалася напруга в діапазоні від 6В до 12В з кроком 2В, що дозволило встановити залежність між споживаною потужністю та швидкістю досягнення точки роси;

б) регулювання обдуву: швидкість повітряного потоку змінювалася в межах від 1 до 5 м/с, що необхідно для визначення балансу між швидкістю подачі вологого повітря та часом його контакту з охолодженою поверхнею;

в) фіксація результатів: кожні 30 хвилин проводився замір об'єму накопиченої води та паралельно реєструвалися показники температури радіатора та споживаної енергії;

г) розрахунок ККД: на основі отриманих даних розраховувався показник питомих енерговитрат (кВт·год/л) для кожного режиму роботи.

Для ефективного отримання води температура поверхні «холодного» радіатора (T_s) повинна бути нижчою за точку роси (T_d) навколишнього повітря. Розрахунок точки роси для різних значень відносної вологості RH та температури T проводився за допомогою формули Магнуса-Тетенса, яка забезпечує високу точність у робочих діапазонах температур (від 0 до 50 °С) [18]:

$$T_d = \frac{c \cdot \gamma(T, RH)}{b - \gamma(T, RH)} \quad (1)$$

де коефіцієнт $\gamma(T, RH)$ визначається як:

$$\gamma(T, RH) = \ln\left(\frac{RH}{100}\right) + \frac{b \cdot T}{c + T}. \quad (2)$$

Прийняті сталі значення для розрахунків: $b = 17.27$; $c = 237.7$ °С.

Використалась наступна методика моніторингу конденсації:

а) перед початком кожного циклу експерименту за показниками датчиків фіксувалися поточні T та RH , після чого програмно розраховувалася цільова T_d ;

б) напруга на модулях Пельтьє регулювалася таким чином, щоб забезпечити стабільне підтримання $T_s < T_d$ з урахуванням теплового навантаження від повітряного потоку;

в) окремо фіксувався «час виходу на режим» — інтервал від моменту ввімкнення ТЕМ до появи перших крапель конденсату на ребрах радіатора.

У ході експерименту було встановлено, що зниження температури на «холодній» стороні ТЕМ має нелінійну залежність від поданої напруги та сили струму.

При малих значеннях напруги (6–8 В) різниця температур була недостатньою для стабільної конденсації при вологості нижче 60 %.

При підвищенні напруги до 12 В спостерігалось інтенсивне охолодження, проте через певний час виникав ефект «саморозігріву». Це явище зумовлене надмірним виділенням джоулевого тепла на гарячій стороні модуля, яке через обмежену пропускну здатність радіатора починало дифундувати на холодну сторону.

Оптимальний струм для модуля ТЕС1-12706 у даній конфігурації становив 3,8–4,2 А. [6] У цьому діапазоні забезпечувався стабільний температурний градієнт без ризику теплового пробою.

Швидкість обдуву радіаторів виявилася критичним параметром для ефективності теплообміну.

Низька швидкість (менше 2 м/с) призводила до швидкого обмерзання ребер радіатора або утворення «шуби», що погіршувало контакт вологого повітря з охолодженою поверхнею.

Висока швидкість (понад 4 м/с): повітряний потік проходив через радіатор занадто швидко, не встигаючи охолотитися до точки роси, що знижувало ефективність конденсації.

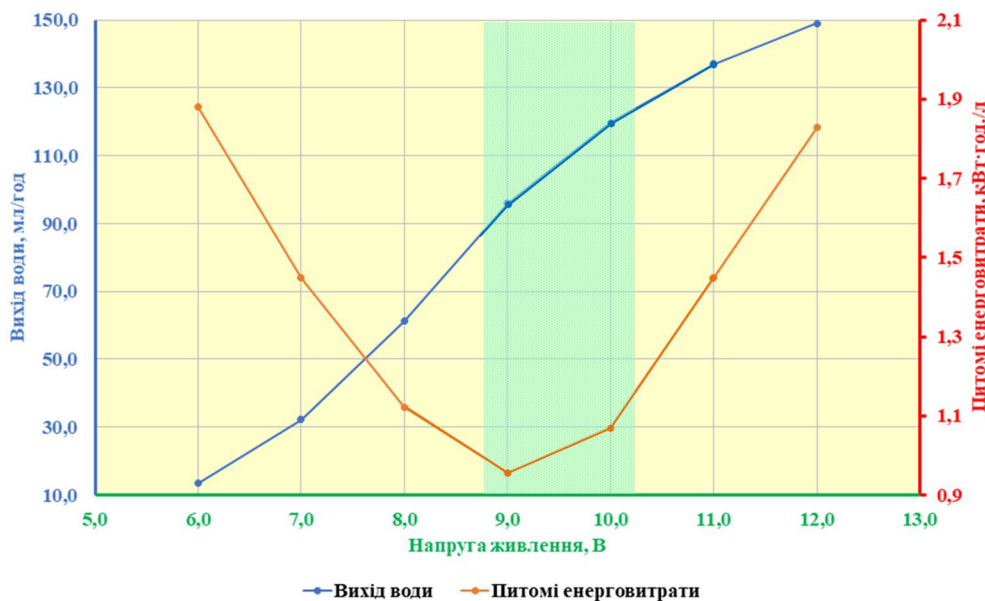


Рис. 2. Залежність продуктивності та енергоефективності ТЕМ від напруги живлення

Таким чином експериментально було підтверджено, що швидкість потоку в межах 2.5–3.0 м/с забезпечує оптимальний баланс між інтенсивністю відведення тепла від гарячої сторони та швидкістю досягнення точки роси на холодній стороні.

За результатами вимірювань було побудовано залежності об’єму отриманого конденсату від відносної вологості повітря (*RH*).

Було виявлено «порог ефективності»: при *RH* < 40% вихід води стає мінімальним, що робить використання ТЕМ у дуже сухих умовах енергетично недоцільним.

При підвищенні вологості від 60 % до 85 % спостерігалось зростання об’єму конденсату за експоненційною залежністю. Максимальна продуктивність установки була зафіксована при високій вологості та температурі навколишнього середовища близько 25–28 °С.

Для оцінки економічної доцільності було розраховано питомі витрати енергії (W_{sp}) за формулою:

$$W_{sp} = \frac{P \cdot t}{V}, \tag{3}$$

де *P* – споживана потужність (кВт), *t* – час роботи (год), *V* – об’єм отриманої води (л).

Отримані наступні результати (рис.2):

- а) в режимі максимальної потужності (12 В) витрати склали близько 1.5–1.8 кВт·год/л;
- б) в оптимальному режимі (при знайденому балансі струму та обдуву) питомі витрати вдалося знизити до 0.9–1.1 кВт·год/л.

Ці показники демонструють, що при живленні від відновлюваних джерел енергії (наприклад, сонячних панелей потужністю 250–300 Вт) система здатна генерувати достатню кількість технічної або питної води для автономних потреб протягом світлового дня.

Аналіз графічних залежностей показує:

- а) кількість води зростає разом із напругою (синя лінія);
- б) енерговитрати спочатку падають (бо система виходить на робочий температурний режим), але після 9–10 В знову різко йдуть вгору (червона лінія);
- в) оптимальний режим — тут ми отримуємо достатньо води, не переплачуючи за зайву електроенергію (зелена зона).

Обговорення отриманих результатів. Хоча холодильні компресорні цикли мають більший коефіцієнт корисної дії та нижчі питомі енерговитрати (близько 0,3-0,5 кВт·год/л), термоелектричний метод виявляється конкурентоспроможним у специфічних умовах.

Головним фактором є використання відновлюваних джерел енергії (ВІЕ). У системах, що живляться від сонячних панелей, на перший план виходить не абсолютна енергоефективність, а:

- а) вартість володіння (CAPEX/OPEX) – ТЕМ не потребують дорогого обслуговування компресорів, заправки холодоагентом та мають значно довший термін служби;
- б) пряме живлення – відсутність потреби в інверторах (перетворення DC/AC) знижує втрати енергії та спрощує конструкцію.

За умови «безкоштовної» сонячної енергії, термоелектричні системи є ідеальним рішенням для автономних точок водоспоживання.

На основі експериментів було визначено межі, за яких експлуатація системи є доцільною. Критичною точкою для даної установки є поєднання відносної вологості 40 % та температури повітря 20 °С.

Важливо, якщо вологість падає нижче 40 %, енерговитрати на отримання одного літра води зростають експоненціально (понад 2,5 кВт·год/л), оскільки різниця між температурою середовища та точкою роси стає занадто великою для ефективної роботи елемента Пельтьє.

Найвищу ефективність система продемонструвала в умовах «нічного та ранкового збору», коли вологість повітря природним чином зростає, що дозволяє отримувати воду з мінімальним температурним градієнтом.

Для переходу від лабораторного прототипу до побутового використання пропонується наступне.

1. Модульний підхід – замість використання одного потужного елемента краще застосовувати каскад або масив з декількох ТЕМ (наприклад, 4-8 одиниць), з'єднаних паралельно-послідовно. Це дозволяє рівномірно розподілити теплове навантаження на радіатор.
2. Інтелектуальне керування – впровадження контролера з датчиком точки роси. Система має автоматично знижувати потужність або вимикатися, коли умови навколишнього середовища стають енергетично не вигідними.
3. Гібридне охолодження – для масштабованих систем доцільно розглянути водяне охолодження гарячої сторони ТЕМ, що дозволить ще більше знизити температуру на холодній стороні та підвищити вихід конденсату на 15-20 %.

4. Використання накопичувачів: Інтеграція буферного акумулятора дозволяє системі продовжувати роботу у вечірні години, коли вологість повітря максимальна, використовуючи енергію, накопичену сонячними панелями вдень.

Висновки. На основі проведеного експериментального дослідження термоелектричної системи отримання води з атмосферного повітря можна зробити наступні висновки:

а) визначено оптимальні робочі параметри: Експериментально встановлено, що для модуля типу ТЕС1-12706 найбільш енергоефективним є режим роботи при напрузі 9–10 В та силі струму 3.8–4.2 А. За таких умов вдається уникнути ефекту «саморозігріву» модуля, забезпечуючи стабільну роботу системи. Оптимальна швидкість обдуву радіаторів становить 2.5–3.0 м/с, що гарантує ефективне відведення тепла без надмірного обдування «холодної» зони.

б) енергетична доцільність: Питомі енерговитрати в оптимізованому режимі становлять близько 0.9–1.1 кВт·год/л. Це підтверджує гіпотезу про високу ефективність використання відновлюваних джерел енергії (зокрема фотоелектричних панелей) для живлення подібних установок [7]. Пряме живлення від постійного струму (DC) дозволяє уникнути втрат на інвертацію, що робить систему ідеальним рішенням для автономного водозабезпечення у віддалених регіонах;

в) вплив середовища: Встановлено, що робота системи стає економічно виправданою при відносній вологості повітря більш 40 %. При вищих показниках вологості продуктивність зростає експоненціальне, що вказує на перспективність використання пристроїв у прибережних та тропічних зонах.

Література

1. UN-Water. (2021). *Summary Progress Update 2021: SDG 6 – water and sanitation for all*. United Nations. https://lifewater.ca/the-problem-a-global-water-crisis/?gad_source=1&gad_campaignid=22742845878&gbraid=0AAAAA0Mkt-jfoc8yA5fHvydMPjE9YMoo0&gclid=CjwKCAjwhqfPBhBWEi-wAZo196gzGRxzJPw0YhzG8k-Odu2_7mJRRhfBr-D3z-W_rKt3v994WCWARf-hoCksQQA_vD_BwE
2. Robin Peeters, Hannah Vanderschaeghe, Jan Rongé. Fresh water production from atmospheric air: Technology and innovation outlook. *iScience*. 2021. Vol. 24, № 11. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2589004221012359#cebib0010>
3. Asim, Nilofar; N. Badiei, Marzieh; Alghoul, Mohammad A.; Mohammad, Masita; Samudin, Nurul Asma. Sorbent-based air water-harvesting systems: progress, limitation, and consideration. *Reviews in Environmental Science and Biotechnology Review*. 2021. DOI: 10.1007/s11157-020-09558-6.
4. Osadchuk, E., Titlov, O. Analysis of the climatic features of the regions of the primary application of the systems for producing water from the atmospheric air. *Scientific Journal «ScienceRise»*, 2020. Vol. 4. P. 3–9. DOI: 10.21303/2313-8416.2020.001390.
5. Atmospheric water generator/ https://en.wikipedia.org/wiki/Atmospheric_water_generator

6. Titlov Oleksandr, Vasylyv Oleh, Osadchuk Yevhen. Development of absorption water-ammonia refrigerating machines for operation in the systems for extracting water from atmospheric air. *10th IIR Conference: Ammonia and CO2 Refrigeration Technologies, Ohrid, 2023*. P. 317–324. DOI: 10.18462/iir.nh3-co2.2023.0038.
7. Kholodkov A., Osadchuk E., Titlov A., Boshkova I., Zhykhareva N. (2018). Improving the energy efficiency of solar systems for obtaining water from atmospheric air. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*, 2018. Vol. 3/8, no. 93, 41–51. DOI: 10.15587/1729-4061.2018.133643.
8. Tu, Y., Wang, R., Zhang, Y., & Wang, J. Progress and Expectation of Atmospheric Water Harvesting. *Joule*, 2018. Vol. 2, no 8. P.1452–1475. https://www.researchgate.net/publication/326855941_Progress_and_Expectation_of_Atmospheric_Water_Harvesting
9. Titlov A., Osadchuk E., Tsoy A., Alimkeshova A., Jamasheva R. Development of cooling systems on the basis of absorption water-ammonia refrigerating machines of low refrigeration capacity. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*, 2019. Vol. 2/8, no. 98, P. 57–67. <https://doi.org/10.15587/1729-4061.2019.164301>
10. P. Tsoy, A. S. Titlov, A. H. Alimkeshova, and R. A. Jamasheva. Development of autonomous cooling systems on the basis of renewable and waste sources of heat energy. *AIP Conference Proceedings* 2020. 2285, 030073-1-15. <https://doi.org/10.1063/5.0026909>.
11. Elashmawy, Mohamed. Experimental study on water extraction from atmospheric air using tubular solar still. *Journal of Cleaner Production Article*. 2020. <https://www.scopus.com/pages/publications/85075816851>
12. Adambayev D., Titlov A. Analysis of test results of a household absorption refrigerating appliance on an electric and gas source of thermal energy. *Technology Audit and Production Reserves*, 2021. Vol. 4/1, no. 60, P. 18–22. <https://doi.org/10.15587/2706-5448.2021.237173>
13. The European Solar Thermal Industry Federation (ESTIF). <https://solarheat-europe.eu/about/our-mission/>
14. Kholodkov A., Titlov A. Modeling of thermal modes of the reflux condenser of the absorption refrigeration unit. *EUREKA: Physics and Engineering*. 2017. no. 3. P. 31-40. <https://doi.org/10.21303/2461-4262.2017.00358>
15. Tsoy, A., Titlov, O., Granovskiy, A., Koretskiy, D., Vorobyova, O., Tsoy, D., Jamasheva, R. Improvement of refrigerating machine energy efficiency through radiative removal of condensation heat. *Eastern-European Journal of Enterprise Technologies*, 2022. Vol. 1/8, no. 115. P.35–45. <https://doi.org/10.15587/1729-4061.2022.251834>
16. Rowe, D. M. Thermoelectric and its Energy Harvesting. 2-Volume Set. CRC Press. 2018. <https://www.taylorfrancis.com/books/mono/10.1201/b11869/thermoelectrics-energy-harvesting-2-volume-set-david-michael-rowe>
17. Hebei IT (Shanghai) Co., Ltd. (n.d.). Thermoelectric Cooler TEC1-12706 Specification. <https://manuals.plus/m/24cda3e3d7991cf633cb9fda7cf70c9e961fb74c8dc7f9f4b05c5206ac404fb2>
18. Saturation Vapor Pressure <https://www.sciencedirect.com/topics/engineering/saturation-vapor-pressure>

Дата надходження: 23.03.2026

Дата прийняття до друку: 27.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

K. Hodyk

Experimental study of thermoelectric systems for obtaining water from atmospheric air

Summary

In the near future, water will become the most valuable resource on the planet, and this trend will only increase in the future. This situation leads to catastrophic consequences and may also occur in Ukraine in the near future. Atmospheric air appears as a promising, renewable and widespread source of moisture. It is believed that the Earth's atmosphere simultaneously contains about $12.9 \cdot 10^3 \text{ km}^3$ of water. Systems for obtaining water from atmospheric air that provide a temperature below the dew point can partially solve the problems of water supply. Thermoelectric modules that do not require refrigerants and are environmentally friendly have certain prospects in such systems. The purpose of the work is to study the prospects for using thermoelectric modules in systems for obtaining water from atmospheric air. The study methodology is experimental research. The results of an experimental study of the processes of condensation of moisture from atmospheric air using thermoelectric modules (Peltier elements) are presented. During experiments based on TEC1-12706 modules, the influence of supply voltage, air flow velocity and relative humidity of the environment on the condensate output was analyzed. It was established that the most energy-efficient mode is the operation mode at a voltage of 9–10 V and a current of 3.8–4.2 A, which allows avoiding module overheating. The optimal speed of radiators blowing (2.5–3.0 m/s) was determined, which ensures the best heat transfer. The results of the study showed that the specific energy consumption in the optimized mode is 0.9–1.1 kWh/l. A “critical point” of air humidity (40%) was identified, below which the condensation process becomes energetically inexpedient. The obtained data confirm the effectiveness of integrating thermoelectric water generators with photovoltaic panels to create fully autonomous water supply systems in arid regions. The scientific novelty of the conducted experimental studies is associated with the determination of the area of optimal parameters of operation of thermoelectric modules, in which minimal energy costs are ensured when obtaining water from the air. The practical value lies in the possibility of creating compact devices for operation both under conditions of stable power supply and from solar panels.

Keywords: *thermoelectric modules, atmospheric water generation, energy efficiency, experimental studies, dew point, systems for obtaining water from atmospheric air*

UDC 536.46

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361465>**Orlovska S. G.***Odesa I. I. Mechnikov National University, Odesa, Ukraine**E-mail: svetor25@gmail.com**ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0003-1203-6978>*

Thermal regimes of high-temperature oxidation of tungsten wires

Research on tungsten oxidation is essential for creating functional oxide materials, developing next-generation photocatalysts, and constructing modern models of high-temperature heat and mass transfer and phase formation. Heat and mass transfer processes during tungsten oxidation significantly influence the properties of tungsten oxides at virtually all levels — from phase composition to electrophysical characteristics. It is heat and mass transfer that determines the morphology of oxides and surface self-organization.

This work is dedicated to a detailed analysis of the influence of various heat and mass transfer mechanisms and phase transitions on the low- and high-temperature steady-state and critical regimes of tungsten oxidation. Physical and mathematical modeling was carried out to study the heat and mass transfer processes and the oxidation kinetics of tungsten wires heated by an electric current in air.

The conducted studies showed that in steady-state low-temperature oxidation regimes, as well as near the critical current value corresponding to the ignition of the tungsten wire, heat losses due to the evaporation of the oxide layer are negligible and can be omitted. However, at wire temperatures exceeding 1500 K, oxide evaporation processes become crucial and significantly affect the formation of dendritic branched structures of tungsten trioxide on the conductor surface.

The role of radiative heat loss from the surface of the heated wire to the walls of the reaction chamber was investigated in steady-state and critical regimes corresponding to wire ignition and extinction. It was established that for wires with a diameter of less than 100 μm , thermal radiation to the apparatus walls can be neglected. For wires with a diameter exceeding 100 μm , accounting for radiative heat losses in the physical and mathematical model leads to an increase in the critical current value at which high-temperature oxidation regimes occur.

It is demonstrated that natural convection substantially influences the stable and critical oxidation regimes of tungsten wires. It was found that the intensification of heat transfer due to natural convection causes an increase in the critical current value by approximately 20%.

Keywords: *heat and mass transfer, oxidation, tungsten, tungsten oxides, evaporation, radiation, convection.*

Introduction. The relevance of researching tungsten oxidation processes has significantly grown in recent years due to the development of thermonuclear energy, nanotechnology, photocatalytic systems, and functional oxide materials [1-3]. Tungsten is characterized by an extremely high melting point, high thermal conductivity, and excellent erosion resistance, which leads to its widespread use in high-temperature technologies, particularly as a material for plasma-facing components in thermonuclear reactors [4]. Tungsten trioxide (WO_3), with its sensitivity to visible light, reliable stability, adaptive morphology, and tunable electronic structure, has become a primary



material for the photocatalytic production of hydrogen and hydrogen peroxide [5]. At the same time, when interacting with oxygen-containing environments, tungsten oxidizes intensively, forming multiphase oxide layers and volatile WO_3 oxides, which can lead to surface degradation, loss of material mass, and the formation of oxide dust.

Significant attention is also paid to the photoelectrochemical properties of tungsten oxides. Due to its relatively narrow bandgap and high chemical stability, WO_3 is considered one of the promising materials for photocatalytic water splitting processes [6], hydrogen generation, and environmental remediation. Current research is aimed at modifying the oxide structure through doping, creating heterostructures, and managing oxygen vacancies to increase charge transfer efficiency and photocatalytic activity [7].

A distinct modern direction is the study of the morphology of tungsten oxide structures. The formation of dendritic, porous, needle-like, and nanocrystalline structures during thermal oxidation is of considerable interest for surface physics and the theory of self-organization [8–10]. Analyzing such structures using fractal geometry methods and electron microscopy allows for establishing the relationship between oxidation conditions, oxide growth mechanisms, and surface evolution.

One of the methods for obtaining tungsten oxides is the controlled high-temperature oxidation of a metallic conductor heated by an electric current in a regulated gaseous medium (electrothermal heating) [8–12]. The advantages of this method lie in its cost-effectiveness, simplicity of implementation, and the possibility of simultaneous measurement of electrical and temperature parameters, as well as the study of oxide structures on the metal surface.

High-temperature tungsten oxidation is accompanied by phase transformations on the metal surface: melting and evaporation of the oxide film. These processes occur with the absorption of heat. Therefore, phase transitions can affect the quantitative characteristics of high-temperature oxidation.

The aim of this work is to investigate, through physical and mathematical modeling, the influence of various heat and mass transfer mechanisms and phase transitions on the steady-state and critical regimes of heat and mass transfer and oxidation of a tungsten wire.

Physical and Mathematical Modeling. Let us consider the heat and mass transfer and the oxidation kinetics of a tungsten wire heated by an electric current in air. An increase in the wire temperature leads to the activation of the chemical oxidation reaction on its surface. Let us assume that an oxide film consisting predominantly of tungsten trioxide WO_3 is formed on the wire surface according to the equation $W+O_3\rightarrow WO_3$. Utilizing the physical and mathematical model [10], we determine the heat fluxes that describe the thermal balance of the wire.

Since the oxidation reaction proceeds according to a parabolic law, its rate is limited by the thickness of the oxide film [11], and the chemical heat release density on the conductor surface q_{ch} is defined by the expression:

$$q_{ch} = Q \frac{D}{h} C_{O_2S}, \quad (1)$$

where Q is the thermal effect of the reaction, J/kgO₂; h is the oxide film thickness, m; C_{O_2s} – is the oxygen concentration at the metal surface, kg/m³; D is the diffusion coefficient of oxygen through the oxide layer to the metal surface, m²/s.

The diffusion coefficient depends on temperature according to the Arrhenius law:

$D = D_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$, where E is the activation energy, J/mol; and T is the wire temperature, K.

The oxygen concentration at the wire surface is determined from the condition that the oxygen mass flux to the surface equals the rate of its consumption during oxidation:

$$C_{O_2s} = C_{O_2\infty} \left(1 + \frac{D}{h\beta}\right)^{-1}, \quad \beta = \frac{Sh \cdot D_g}{d},$$

where $C_{O_2\infty}$ is the mass concentration of oxygen in the air, kg/m³; d is the conductor diameter, m; β is the mass transfer coefficient, m/s; Sh is the Sherwood number; and D_g is the diffusion coefficient of oxygen in the air, m²/s.

For the molecular-convective heat transfer of the heated conductor with air, we write the expression:

$$q_\alpha = \alpha(T - T_g), \quad \alpha = \frac{Nu \cdot \lambda_g}{d}, \quad (2)$$

where T_g is the gas temperature, K; α is the heat transfer coefficient, W/(m²K); λ_g is the thermal conductivity coefficient of the gas (air), W/(m·K) and Nu is the Nusselt number.

It is well known that for thin wires, the condition $Nu = Sh=0.5$. However, to calculate the heat transfer coefficients under natural convection for wires of small diameter ($d=0.2\div 1$ mm), the following empirical formula [12] can be used:

$$Nu = 1.18(Gr Pr)^{1/8} \quad (3)$$

$$Gr = \frac{g(T - T_g)d^3\rho_g}{273\mu_g^2}, \quad Pr = \frac{\mu_g c_g}{\lambda_g},$$

where Gr and Pr are the Grashof and Prandtl numbers, respectively; and μ_g , c_g , ρ_g are the dynamic viscosity, specific heat capacity, and density of air, respectively (Pa·s, J/(kg·K), kg/m³).

The radiative heat flux between the conductor and the walls of the reaction apparatus is accounted for by the Stefan-Boltzmann law:

$$q_w = \varepsilon\sigma(T^4 - T_w^4), \quad (4)$$

Where ε is the emissivity of the oxide film; and T_w is the temperature of the reaction apparatus walls, K. In our case, $T_w = T_g = T_r$, where T_r is the room temperature of the air, K.

Tungsten oxide is volatile, and upon reaching high temperatures, its sublimation and evaporation occur. Intensive evaporation of the WO₃ oxide begins after its melting. Tungsten trioxide melts at a temperature of 1470°C, but it sublimates relatively quickly

even at lower temperatures [13]. In the thermal balance of the conductor, we account for the heat losses due to oxide evaporation:

$$q_{ev} = L_{ev} \frac{ShD_{WO_3}}{d} \frac{M_{WO_3} P_S}{RT}, \quad (5)$$

where D_{WO_3} is the diffusion coefficient of WO_3 vapor in the air, m^2/s ; P_S is the saturated vapor pressure of tungsten trioxide near the wire surface, Pa ; and M_{WO_3} is the molar mass of WO_3 .

At the connection points where the tungsten wire attaches to the terminals, a conductive heat flux arises:

$$q_{\lambda} = \frac{\alpha \cdot S_L \cdot (T - T_g)}{S_d \cdot \theta}, \quad (6)$$

where S_d , S_L are the cross-sectional area and the lateral surface area of the wire, respectively, m^2 ; and θ is a dimensionless parameter that depends on the thermal conductivity coefficient of the metal, the conditions of heat transfer with the environment, and the geometric dimensions of the conductor. In this case, we assume that the temperature of the current-carrying contacts equals the ambient temperature T_g .

The heat flux density that heats the conductor due to the flow of an electric current (according to the Joule–Lenz law), taking into account its dependence on the geometric dimensions of the wire and temperature, can be expressed as:

$$q_{DL} = \frac{4I^2}{\pi^2 d^3} \rho_m, \quad \rho_m = \rho_0 (1 + \gamma(T - T_0)), \quad (7)$$

where I is the electric current, A ; ρ_m and ρ_0 are the electrical resistivity of tungsten at temperatures T and T_0 , respectively ($T_0=273$ K), $Om \cdot m$; and γ is the temperature coefficient of resistance, K^{-1} .

Steady-state regimes of high-temperature heat and mass transfer and tungsten wire oxidation are realized under the condition:

$$q_{ch} + q_{DL} = q_{\alpha} + q_w + q_{\lambda} + q_{ev}, \quad (8)$$

Equation (8), along with expressions (1)–(7), determines the stable high- and low-temperature regimes of heat and mass transfer and wire oxidation, as well as the critical conditions for transitioning between these regimes (ignition and extinction) under various heat and mass transfer mechanisms and heating currents.

From the steady-state condition (8), we obtain the dependence I^2 (T):

$$I^2 = \frac{\pi^2 d^3}{4\rho} [q_{\alpha} + q_w + q_{\lambda} + q_{ev} - q_{ch}], \quad (9)$$

which allows for the determination of the steady-state temperature regimes of the wire at various heating currents.

Let us analyze the influence of oxide film evaporation and radiative heat transfer on the stable and critical oxidation regimes of a tungsten wire by examining the calculated dependences of the steady-state temperature on the current intensity (Fig. 1).

The extrema on the $T(I)$ curves characterize the critical regimes of wire ignition (point I - maximum) and extinction (point E - minimum) at the corresponding critical current intensities I_I and I_E . The curve up to point I defines the stable low-temperature oxidation regimes, while the curve after point E defines the stable high-temperature

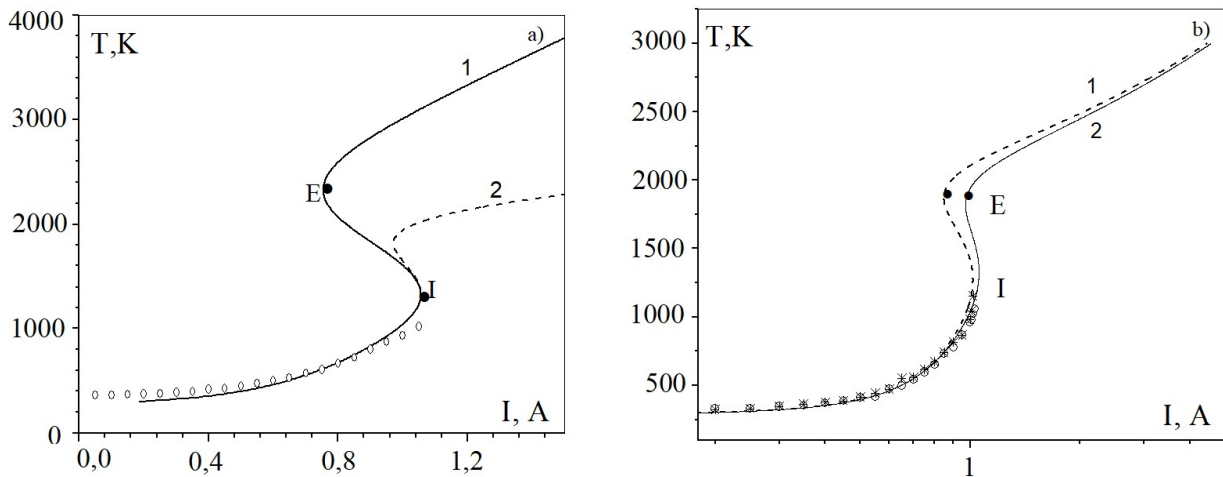


Fig. 1. Dependences $T(I)$ for a tungsten wire with a diameter of $d = 70 \mu\text{m}$ and a length of $L = 0.1 \text{ m}$: a) 1 - excluding oxide evaporation, 2 - taking into account; b) 1 - excluding radiative heat transfer; 2 - including radiative heat transfer; circles and asterisks indicate experimental data. $T_g = T_w = 288 \text{ K}$.

oxidation regimes. As the current intensity in the low-temperature regime increases to the critical value I_I (point I), a jump-like transition to the high-temperature state occurs. Conversely, a transition from the high-temperature state back to low-temperature oxidation can be achieved by decreasing the current intensity to the value I_E . Thus, within the range $I_I > I > I_E$, hysteretic regimes of heat and mass transfer and wire oxidation are observed. Within the hysteresis region, a transition to the high-temperature state can be induced by increasing the initial wire temperature within the interval $T_E > T > T_I$. For currents $I < I_E$, wire ignition is impossible regardless of its initial temperature.

It follows from Figure 1a that the heat losses due to the evaporation of the oxide film do not affect the low-temperature oxidation regimes or the critical current intensity I_I at which the wire ignition occurs. A significant effect of evaporation occurs at high temperatures, when the wire temperature reaches the melting point of tungsten trioxide and exceeds it. This is evident from a comparison of the high-temperature oxidation regimes with (curve 2) and without (curve 1) accounting for evaporation. It is the evaporation of the WO_3 oxide that constitutes one of the key links in the mechanism of oxide crystal growth on the surface of the primary oxide layer [9–10].

Let us consider the influence of radiative heat losses on the steady-state and critical oxidation regimes of a thin tungsten wire (Fig. 1b). It is apparent that for low-temperature regimes, this influence is insignificant. For high-temperature oxidation, lower temperatures and a lower critical current intensity at which the oxidation reaction extinction occurs are observed. Thus, for small wire diameters, radiative heat transfer can be neglected when modeling low-temperature oxidation regimes.

Let us analyze the influence of radiation, natural convection, and the chemical oxidation reaction on the steady-state heat and mass transfer regimes of a tungsten wire with a diameter of $200 \mu\text{m}$. This is practically three times larger than the diameter of the previous conductor ($70 \mu\text{m}$).

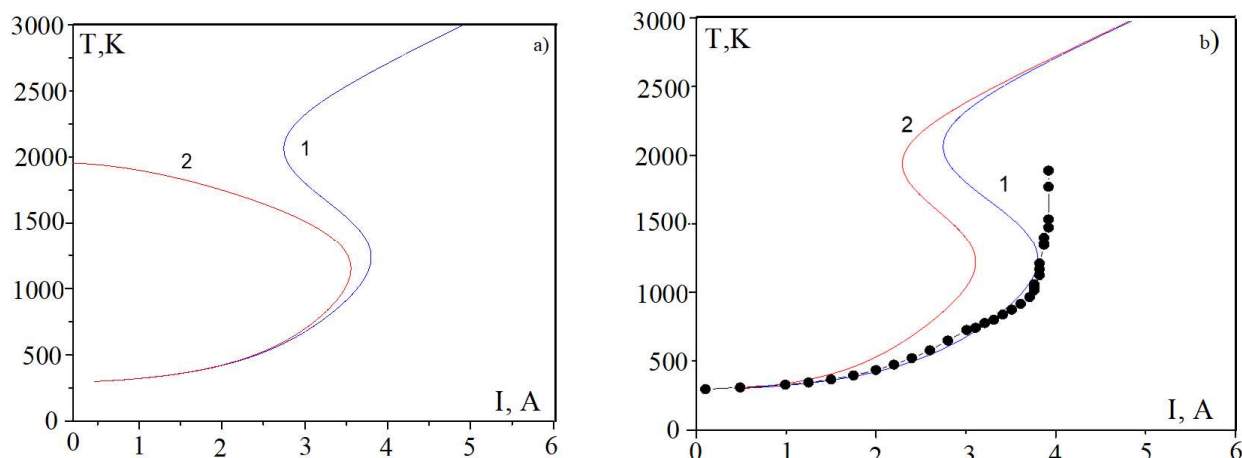


Fig. 2. Influence of radiative heat transfer (a) and natural convection (b) on the steady-state regimes of a tungsten wire heated by an electric current in air. $d=200\ \mu\text{m}$, $L=0.115\ \text{m}$, $T_g = T_w = 293\text{K}$. a) 1 – accounting for radiative heat losses; 2 – without accounting for radiative heat losses; b) (in the presence of radiative heat transfer): 1 – accounting for natural convection; 2 – without accounting for natural convection; • – experimental data.

It can be seen from Figure 2a that without accounting for radiative heat losses, the critical current intensity I_1 decreases by approximately 7%, and the critical extinction regime is not observed at all. For such diameters, incorporating radiation into the calculations is essential.

The calculations presented in Figure 2b illustrate the significant influence of natural convection on the steady-state and critical regimes of heat and mass transfer and tungsten wire oxidation. Natural convection was accounted for by introducing the semi-empirical Nusselt correlations (3) into the Newton–Richman law (2). Consequently, the molecular-convective component of the wire's thermal balance increased due to the convective heat and mass fluxes from the electrically heated conductor. This led to a decrease in the wire temperature and a significant increase in the critical current intensity at which the conductor ignites and transitions to high-temperature oxidation.

It should be noted that the steady-state high-temperature regimes (the upper branches of the $T(I)$ dependences) obtained by calculations are not realized in experimental studies. In the experiment, the following pattern of ignition and transition to high-temperature wire oxidation is observed. Upon reaching the critical current intensity, the chemical oxidation reaction on the wire surface becomes rapid according to the Arrhenius law. This releases a large amount of heat (described by formula (1)), which, together with Joule heating, heats the conductor to high temperatures. Melting and evaporation of the oxide layer occur. At this stage, oxide crystals (branched dendritic structures) actively grow on the surface of the primary oxide layer [10], and new condensation centers arise at the sites of local oxide melting, impurities, and mechanical stresses within the oxide film. Due to the condensation of trioxide molecules onto these condensation centers, the oxide crystals grow in both longitudinal and transverse directions, frequently coalescing with each other. A further increase in the wire temperature due to chemical heat release leads to the onset of a transient (non-steady-state) oxidation regime. The molten oxide film evaporates rapidly, facilitating oxygen access

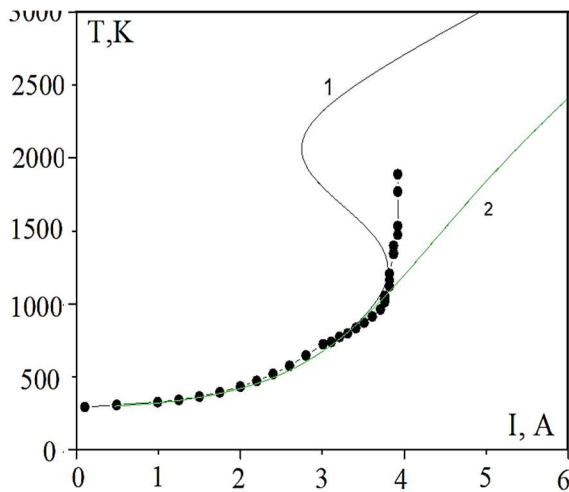


Fig. 3. Dependence $T(I)$ for $d=200\mu\text{m}$, $L=0.115\text{m}$. 1 - $q_{\text{ch}} \neq 0$; 2 - $q_{\text{ch}} = 0$; • – experiment.

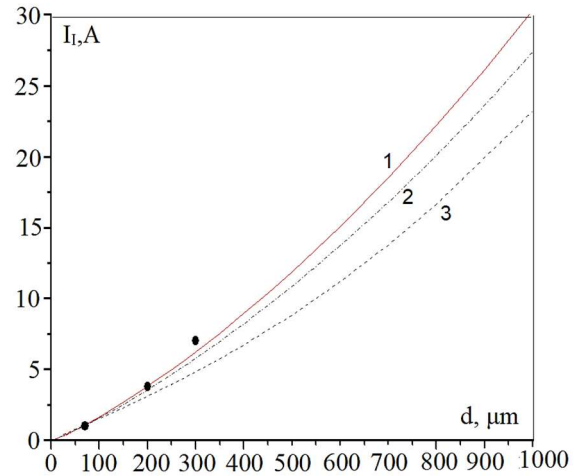


Fig. 4. Dependences of the critical current intensities at which the wire ignition occurs on its diameter. $L = 0.115\text{ m}$, $T_w = T_g = 293\text{K}$. 1 – accounting for all heat transfer mechanisms; 2 – without accounting for radiative heat losses; 3 – without accounting for natural convection; • – experiment.

to the conductor surface. This, in turn, accelerates the oxidation rate and increases the amount of heat released. Due to these chemical and phase processes, the conductor rapidly thins at its center. The ends of the conductor heat up insignificantly due to thermal conduction to the cold current-carrying contacts. The transient high-temperature heat and mass transfer terminates with the melting of the metal itself and the destruction of the wire at its center [14]. Thus, near the critical current intensity I_1 , one can speak of quasi-steady-state conductor oxidation, which over time transforms into a transient process.

Fig. 3 illustrates the fact that it is precisely the presence of the chemical oxidation reaction that causes the hysteresis of heat and mass transfer processes. For an inert wire ($q_{\text{ch}}=0$) monotonic heating (curve 2) is observed due to the electric current power.

Fig. 4 presents the critical conditions for tungsten conductor ignition in the form of the dependence of the critical ignition current intensity on the conductor diameter.

The calculations were performed for cases accounting for all types of heat losses from the conductor: convection, radiation, and thermal conduction to the cold contacts, as well as in the absence of radiative heat transfer and natural convection. It is apparent that the experimental data fit well with the curve that accounts for all heat transfer mechanisms. The analysis shows that for thin conductors $d < 100\ \mu\text{m}$ the influences of natural convection and radiation can be neglected. For diameters exceeding this value, incorporating natural convection is necessary. For conductor diameters greater than $100\ \mu\text{m}$ it is also essential to account for radiative heat losses in the physical and mathematical model.

Conclusions. Detailed physical and mathematical modeling of heat and mass transfer processes and oxidation kinetics of tungsten wires heated by an electric current in air has been performed. It is shown that heat losses due to the evaporation of the oxide layer can be neglected in steady-state low-temperature states and within the range of the critical current intensity that determines the wire ignition. However, at wire temperatures above 1500K oxide evaporation plays a key role in the formation of branched dendritic tungsten trioxide structures on the wire surface.

The influence of radiative heat losses from the heated wire surface to the reaction vessel walls on the steady-state and critical states determining the wire ignition and extinction has been analyzed. It is proven that for wires with diameters $d < 100 \mu\text{m}$ radiative heat losses to the walls of the experimental setup can be neglected. For $d > 100 \mu\text{m}$ incorporating radiative heat losses into the physical and mathematical model leads to an increase in the critical current intensity I_c at which high-temperature oxidation processes occur.

The significant influence of natural convection on the stable and critical oxidation regimes of a tungsten wire has been demonstrated for $d > 100 \mu\text{m}$. It has been established that the enhancement of heat transfer from the wire due to natural convection results in a 20% increase in the critical current intensity I_c .

It is shown that the calculations based on the physical and mathematical model accounting for heat losses via convection, radiation, and thermal conduction to the contacts agree well with the experimental data regarding the critical current intensities at which the tungsten wire ignites and transitions to transient high-temperature oxidation.

References:

1. Lin He, Chang-Bin Yu, Kang-Qiang Lu, Kai Yang, Wei-Ya Huang, Dan Li. Recent advances in synthesis, performance, and application of oxygen vacancy-enriched WO_3-x photocatalysts. *Tungsten*. 2026. Vol. 8. P. 8–36. <https://doi.org/10.1007/s42864-025-00349-6>
2. Khan A, Gaikwad MA, Kim JH, Kadam A. An overview and experimental analysis of WO_3/TiO_2 composite with enhanced electrochromic properties for smart windows application. *Tungsten*. 2024. Vol. 6. P.732. <https://doi.org/10.1007/s42864-024-00269-x>
3. Yize Li, Weiqiang Zhou, Danqin Li, Jingkun Xu. Multifunctional non-stoichiometric tungsten oxides: Synthesis, properties and application. *Journal of Power Sources*. 2025. Vol. 631. 236222. <https://doi.org/10.1016/j.jpowsour.2025.236222>
4. Sainju R., Patino M., Baldwin M, O. El Atwani, Kolasinski R., Zhu Y. In-situ ETEM study of plasma-facing tungsten nanofuzz oxidation at atmospheric pressure: Microstructure evolution and substrate-free oxidation kinetics. *Acta Materialia*, Vol. 278. doi:10.1016/j.actamat.2024.120282
5. Yutong Liu, Rui Wang, Yang Zhao, Huan Wang. Emerging strategies and mechanistic breakthroughs in WO_3 -based photocatalysts for solar-driven hydrogen and hydrogen peroxide production Inorganic. *Chemistry Communication*. Vol. 182, Part 1. 2025. P. 115431. <https://doi.org/10.1016/j.inoche.2025.115431>

6. Li Wang, Frank E. Osterloh. Redox Couples Control Band Bending, Photovoltage, and Quasi-Fermi Levels in Tungsten Oxide (WO₃) Photoanodes. *The Journal of Physical Chemistry C*. 2025. Vol. 129, Issue 29. DOI: 10.1021/acs.jpcc.5c01622
7. Linghua Bu, Lingxiao Tan, Sai Zhang, Kun Xu, Chengchu Zeng. Recent Progress in WO₃-Based Photo(electro)-Catalysis Systems for Green Organic Synthesis and Wastewater Remediation: A Review. *Catalysts*. 2025. Vol. 15, No 11. P. 1061. <https://doi.org/10.3390/catal15111061>
8. Krishna, K. C., Dopico, S. J., Paudel, J., Nichols, J., & et al. A single-step low-cost synthesis of tungsten oxide nanostructures by resistive hot wire oxidation. *CrystEngComm*. Vol. 27. Issue 4. <https://doi.org/10.1039/D4CE00977K>
9. Orlovska S.G., Shkoropado M.S., Karimova F.F. Kinetics of growth of oxide structures on the surface of refractory metals when heated in air. *Solid State Physics and Chemistry*. 2012. Vol.13, No. 3. P. 733-737. (in Ukrainian).
10. Orlovskaya S. G. Study of Patterns of Formation and Growth of Oxide Crystals on the Surface of Tungsten Conductors under Heating. *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.* 2020. Vol.42, No. 9. P. 1231–1243. <https://doi.org/10.15407/mfint.42.09.1231>
11. Kofstad P. *High Temperature Corrosion*. Elsevier Applied Science. 1988. P.558.
12. Zhukauskas A. Convective transfer in heat exchangers. M.: Nauka, 1982. 472 p. (in Russian).
13. Oxidation of Metals. Vol.2 /edited by J. Benard. M.:Metallurgy. 1969. 444 p. (in Russian).
14. Orlovskaya S.G., Shkoropado M.S., Karimova F.F. High Temperature Oxidation and Destruction of Metal Filaments in Air // *Ukr. J. Phys.* 2011. Vol. 56, No12. P. 1312-1315.

Дата надходження: 30.01.2026

Дата прийняття до друку: 14.03.2026

Дата публікації: 28.05.2026

С. Г. Орловська

Теплові режими високотемпературного окислення вольфрамових дротиків

Анотація

Дослідження окислення вольфраму мають важливе значення для створення функціональних оксидних матеріалів, розробки фотокаталізаторів нового покоління та побудови сучасних моделей високотемпературного тепломасопереносу й фазоутворення. Процеси тепломасообміну при окисленні вольфраму дуже суттєво впливають на властивості оксидів вольфраму, причому фактично на всіх рівнях — від фазового складу до електрофізичних характеристик. Саме тепломасообмін визначає морфологію оксидів та самоорганізацію поверхні при нагріванні.

Дана робота присвячена детальному аналізу впливу різних механізмів переносу тепла і маси, фазових переходів на низько- та високотемпературні стаціонарні і критичні режими окислення вольфраму. Проводилось фізико-математичне моделювання процесів тепломасообміну та кінетики окислення вольфрамових дротиків, які нагрівались електричним струмом в повітрі.

Проведені дослідження показали, що в стаціонарних низькотемпературних режимах окислення, а також поблизу критичного значення сили струму, яке відповідає запаленню вольфрамового дротика, втрати теплоти на випаровування оксидного шару є незначними і можуть не враховуватись. Разом з тим при температурах дротика понад 1500 К процеси випаровування оксиду набувають визначального значення та суттєво впливають на формування дендритних розгалужених структур триоксиду вольфраму на поверхні провідника.

Досліджено роль радіаційних тепловтрат від поверхні нагрітого дротика до стінок реакційної камери в стаціонарних і критичних режимах, що відповідають запаленню та згасанню дротика. Встановлено, що для дротиків діаметром менше 100 мкм тепловим випромінюванням до стінок установки можна знехтувати. Для дротиків більшого діаметру врахування радіаційних тепловтрат у фізико-математичній моделі приводить до зростання критичного значення сили струму, за якого реалізуються високотемпературні режими окислення.

Показано, що природна конвекція істотно впливає на стійкі та критичні режими окислення вольфрамових дротиків. Встановлено, що інтенсифікація тепловіддачі внаслідок природної конвекції спричиняє збільшення критичного значення сили струму приблизно на 20%.

Ключові слова: *тепломасообмін, окислення, вольфрам, оксиди вольфраму, випаровування, випромінювання, конвекція.*

ЕЛЕКТРОФІЗИКА

UDC 533.9,524.1

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361462>***Doikov D.¹, Doikov M.²***¹ *Department of Physics, Medical Laboratory, Northern Medical Center, Poria, Israel
E-mail: dmitro.doikov@gmail.com; ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0002-6965-3662>*² *Faculty of Physics and Technology, Plovdiv University “Paisii Hilendarski”, Plovdiv, Bulgaria
E-mail: marik.doikov@gmail.com; ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0001-5240-7097>***Visualization of lightning in dusty atmospheric plasma**

The visualization of processes in a dust-laden atmospheric plasma during the initiation of lightning discharges is considered. An analysis of the relaxation times of characteristic kinetic processes required for the formation of the radiative visual pattern of a lightning discharge is carried out. An algorithm is developed for the reconstruction of rapidly forming spectral images of lightning discharges. An attempt is made to develop new instrumental methods for analysis and control in solving inverse problems of reconstructing geometric images of the physical objects under study.

Keywords: *lightning spectroscopy; reconstruction and visualization of plasma configurations; binary detector; CsPbBr₃ semiconductors; non-equilibrium thermodynamic plasma with a condensed dispersed phase.*

Introduction. High-speed relaxation processes accompany lightning discharges in atmospheric plasma. Initially, an undisturbed atmosphere is subjected to a strong current discharge. In [1-3], it was theoretically demonstrated that in a strong electric field, electron velocities become relativistic and are limited only by the efficiency of energy losses in thunderclouds. Let the maximum time for the sequential transfer of a current impulse from an accelerated electron to atmospheric molecules and atoms be denoted as τ_m . We define τ_m as the ratio of the mean free path λ to the relativistic velocity v_{rel} : $\tau_m \approx \frac{\lambda}{v_{\text{rel}}} \approx \frac{10^{-7} \text{ m}}{2.9 \times 10^8 \text{ m/s}} \approx 3 \times 10^{-15} \text{ s}$. For most atmospheric atoms, the de-excitation time of electron shells at the K-levels after impact by a relativistic electron is constrained by the Heisenberg uncertainty principle. For K-shell energies in the range of 200–600 eV, the characteristic time is $\tau_{\text{ex}} \approx 4 \times 10^{-17} \text{ s}$. The only experimental evidence for the relativistic nature of electrons in atmospheric discharges is the detection of hard X-ray and soft gamma radiation produced by bremsstrahlung emission. Lightning channels exhibit cascade-like structures—linear segments followed by abrupt changes in the trajectory of the current-carrying cylinder. Each cascade can be associated with an avalanche-like amplification of the current accompanied by simultaneous energy dissipation.

The observation of hard radiation during such cascades provides information about the local parameters of the low-temperature plasma with a condensed dispersed



phase (non-equilibrium thermodynamic plasma with a condensed phase, LTP with CDP) formed within the lightning current channel.

Sources. The source of seed secondary electrons is the continuous process of primary ionization caused by cosmic radiation in the upper layers of the atmosphere. At sufficiently high concentrations of solid-phase particles, an additional flux of photoelectrons emitted from their surfaces is also present. Once the current is established and electrons are accelerated to relativistic velocities, the mechanism of ionization losses becomes dominant, exhibiting an unstable and irregular character. As both the energy and the number of electrons increase, the current-carrying plasma transitions into a relativistic regime. Within the cascade region, an avalanche-like process of electron multiplication develops, accompanied by simultaneous ionization of atoms and molecules.

Hard Radiation Spectra. Upon reaching relativistic velocities, radiative losses become significant in the form of bremsstrahlung and synchrotron radiation. Under lightning conditions, the deceleration of relativistic electrons can transfer energies of up to ~ 200 keV to emitted photons. The detection of high-energy gamma radiation can be attributed to interactions involving counter-streaming proton fluxes generated through hydrogen ionization. The theoretical upper energy limit of such protons can reach hundreds of MeV. As shown in [5], collisions of these protons with atmospheric nuclei produce gamma radiation in the energy range of 5–40 MeV. An important confirmation of the proton contribution is the presence of annihilation lines arising from electron–positron pairs, generated by gamma photons with energies exceeding 1.022 MeV in the nuclear field. The next evolution of the lightning discharge depends on the relative contributions of radiative losses and the thermodynamic energy transferred to the surrounding medium.

In plumes, the partial or complete de-excitations of atoms begins with the filling of vacancies in the K and L shells, resulting in characteristic fluorescence lines. Simultaneously, due to the presence of vacancies in higher electronic levels, less probable recombination lines are expected, arising from three-body collisions. In the optical and infrared spectra, this manifests as plumes (or halos) following an X-ray or gamma-ray burst. Such plumes are explained as a consequence of Compton scattering [4,5]. The production of gamma photons with energies exceeding ~ 1.1 MeV in lightning discharges leads to the formation of electron–positron pairs in the nuclear fields of atmospheric atoms. Positron spectroscopy, analogous to Positron Emission Tomography combined with computed tomography (PET/CT) in medical applications, has enabled the detection of structural inhomogeneities in irradiated biological media. By analogy, the same approach is proposed here for detecting inhomogeneities in localized regions of thunderclouds, in terms of the fractional composition of the dispersed phase (solid or liquid particles). The following sections will describe the design of high-speed monitoring spectrographs for hard radiation.

The dynamic spectra is next step to estimate of the formation rate in hard radiation dynamic spectra. The study of local processes within lightning discharges is no longer

feasible without the registration of hard radiation spectra. The lower limit of the ionization front propagation time τ_{shock} can be estimated using the average relativistic velocity v_{rel} : $\tau_{\text{shock}} \approx \frac{\lambda_{\text{casc}}}{v_{\text{rel}}} \approx \frac{10^2 \text{ m}}{2.9 \times 10^8 \text{ m/s}} \approx (0.3-1) \times 10^{-6} \text{ s}$. Under realistic physical conditions and geometric parameters within the cascade region, the rate of energy dissipation significantly increases the duration of the ionization shock front τ_{shock} by several orders of magnitude. Thus, the characteristic time range can be expressed as: $10^{-6} \text{ s} \leq \tau_{\text{shock}} \leq 10^{-3} \text{ s}$. It follows that the dynamic spectra of lightning contain information about the full set of characteristic times associated with the fundamental physical processes in the plasma.

The optical spectra in lust centuries, have been primary sources of information about lightning discharges during flashes. The temporal delay between the optical and gamma-ray flashes of lightning typically begins at milliseconds and extends to longer timescales. The growth of the low-energy tail in the electron energy distribution within the current-carrying channel is associated with secondary radiation processes occurring inside the channel. In other words, ultraviolet and soft X-ray radiation stimulate further optical emission and induce a rapid thermal perturbation. Synchrotron radiation may also contribute to this process. In previous studies [5], the absorption properties of the atmosphere were analyzed, and spectral transparency windows for radiation escaping from the current layer of an atmospheric discharge were identified. These windows were found at energies above approximately 80 keV. Most soft X-ray and hard ultraviolet photons remain effectively confined within the current channel due to photoabsorption; their energy is efficiently converted into further ionization and heat, ultimately reaching the observer in the form of lower-energy photons and acoustic shock waves.

High-Speed Spectrograph for Hard Radiation. The investigation of the dynamic and geometric structure of lightning discharges requires hard radiation detectors and acquisition interfaces operating on microsecond time scales, similar to those used in computed tomography (CT) [6]. Following the CT paradigm, we adopt analogous interfacing principles. However, instead of a planar detector array, we employ a different concept of information acquisition. Modern detection of hard X-ray and soft gamma quanta is based on semiconductor crystals composed of high atomic number (high-Z) elements. The dead time of such detectors typically ranges from nanoseconds to microseconds. At present, cost limitations associated with high-speed electronic interfaces have largely been eliminated, and the necessary components are commercially available. In works [4,5], codes were developed for interfacing electronic systems operating in photon-counting mode. Thus, instead of a multi-element detector matrix, we utilize a single monocrystalline detector of cubic geometry with a side length of approximately 1 cm. Spectral reconstruction is based on the registration of the current pulse generated by each detected photon. Detector calibration is performed using standard radioactive isotopes, whose emission lines cover the entire relevant spectral range. The choice of monocrystalline semiconductor detectors is determined by the presence of heavy elements in CsPbBr₃, which ensures high efficiency in photon-counting mode. Incident photons interacting within the CsPbBr₃ detector generate current pulses in the

volume between crystal faces, across which a potential difference of $\varphi \sim 10^2\text{--}10^3$ V is applied. As a result, instantaneous spectra can be obtained. However, image reconstruction with such spectrographs cannot be achieved within a single telescope configuration. Spatial visualization of lightning discharges requires a sufficiently complete set of basis measurements obtained from multiple observational units. A minimal configuration implies the deployment of detectors at more than three spatially separated locations. Data acquired within such a distributed basis allow for the reconstruction of synchronized, microsecond-scale dynamic images of lightning discharges across different spectral bands. A similar approach is used in meteor tracking systems, such as those operated by the Odessa Astronomical Observatory, to reconstruct trajectories of extraterrestrial objects entering the Earth's atmosphere. As in computed tomography, one component of the tomographic system is fixed (in this case, the detector array basis), while the second component—the object of study (lightning)—is dynamically evolving. The formation of instantaneous microsecond spectra has been analyzed using a binary detector for optical and hard radiation, as presented in Giant4-DNA versus [7]. Reconstruction of planar dynamic images of lightning must account for changes in the structure of the current-carrying channel. Thus, the problem involves reconstructing a sequence of images describing the evolution of lightning from its initiation to its termination.

Binary Detector–Spectrograph for Optical and Hard Radiation. The construction of lightning spectra has traditionally been performed in the optical and near-infrared ranges, i.e., within the atmospheric transparency windows. The parameters of such radiation are formed as a result of the radiative relaxation of excited molecules and atoms in the atmosphere. However, this information is often insufficient for describing the conversion of relativistic electron energy into radiation. The integration of a hard radiation spectrograph into such an instrument, operating within a unified time-synchronized electronic interface, was proposed in [4,5] and further elaborated in tabular form below. During a lightning discharge, hard radiation arises from interactions of relativistic electrons with atmospheric atoms. The characteristic interaction times can be divided into the time between pairwise electron–atom collisions, τ_{coll} , and the characteristic atomic de-excitation times, τ_a . Numerical estimates show that $\tau_a \ll \tau_{\text{coll}}$, $\frac{\tau_{\text{coll}}}{\tau_a} \sim 10^8$. This implies that the collision frequency $1/\tau_{\text{coll}}$ is proportional to the photon production rate. In quantum collision theory, the interaction of a relativistic electron with an atom is governed by the de Broglie wavelength $\lambda_D = \frac{h}{p_{\text{rel}}} \approx 10^{-11}\text{--}10^{-13}$ m, where p_{rel} is the momentum of the relativistic electron. These processes lead to sequential ionization and recombination involving K-shells of atmospheric atoms, sustaining a heterogeneous plasma state. Following K-shell ionization, allowed transitions such as $2p \rightarrow 1s$ occur in C, N, and O atoms. Hydrogen and helium atoms primarily undergo ionization followed by collisional relaxation or recombination. Recombination processes require less probable three-body collisions. In lightning observations, this radiation manifests as plume-like structures. In [5] using [7], it was shown that despite the presence of atmospheric transparency windows, soft X-ray and hard

ultraviolet radiation emitted by C, N, and O atoms are almost completely absorbed within and in the vicinity of the lightning channel. The characteristic times associated with mechanical energy transfer from electrons to atoms and molecules include the thermalization time τ_{heat} , radiative relaxation time τ_{rad} , and shock wave formation time τ_{shock} . It was also demonstrated that, together with optical radiation, hard X-ray and soft gamma radiation with energies $E_{\gamma} \gtrsim 60$ keV can reach the detectors. A comprehensive coverage and synchronization of processes related to the electrophysics of lightning discharges are only possible with a sufficiently large array of binary detector–spectrographs for gamma and optical radiation operating in photon-counting mode [4]. The photon fluxes incident on the detectors from lightning do not exceed 10^6 cm^{-2} , which allows operation without detector saturation.

Visualization of Atmospheric Plasma Configurations.

Physical Basis. The initial data are obtained from the detector systems presented in this work. Let the array of detector measurements be denoted by Y , and the data describing the shape and state of the lightning discharge by X . The application of computed tomography methods has proven effective for investigating plasma configurations under both laboratory and field conditions. Reconstruction of three-dimensional structures of such configurations requires a basis consisting of more than three fixed observation points with radius vectors $\mathbf{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$. Each detector is mounted on a telescopic system and is described in angular coordinates (α_i, ϕ_i) , where $i = 1, 2, 3, \dots$. Thus, the detector system forms both a spatial and a physical basis. The integration of these two bases constitutes the main objective of this section.

Mathematical Basis. Synchronization of spectrographs and data acquisition. To extend lightning diagnostics using a binary detector system, the following conditions must be satisfied:

- The format of the acquired and recorded data must be standardized to enable subsequent visualization. In this work, we adopt the DICOM format, widely used in tomographic imaging.
- A synchronization unit discretizes the spectrograph data in time with microsecond resolution.
- Data recording in DICOM format must include mandatory metadata fields specifying the time of measurement and the formation of each spectrum.

Radiative Transfer Equation for Intensity. The geometric configuration of a lightning discharge is formed by radiation emitted from a current-carrying cylindrical channel within a given region of space. For monochromatic X-ray radiation with energies $E \geq 30 \text{ keV}$ (typical for computed tomography), the radiative transfer equation in integro-differential form is given by:

$$\frac{dI(\mathbf{r}, \Omega)}{ds} = -\mu_t(E, \mathbf{r}) I(\mathbf{r}, \Omega) + \int_{4\pi} \mu_s(E, \mathbf{r}) p_{KN}(\Omega' \rightarrow \Omega) I(\mathbf{r}, \Omega') d\Omega' \quad (1)$$

Where

- $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ – полный коэффициент ослабления,
- μ_s – коэффициент комптоновского либо Рэлеевского рассеяния,

- $p_{KN}(\Omega' \rightarrow \Omega)$ – индикатриса рассеяния Клейна–Нишины, нормированная по 4π .

Here we have:

- $\mu_t = \mu_a + \mu_s$ is the total attenuation coefficient,
- μ_s is the scattering coefficient (Compton or Rayleigh),
- $p_{KN}(\Omega' \rightarrow \Omega)$ is the Klein–Nishina scattering phase function, normalized over 4π .

$$I(\Omega_s) \approx I_0 e^{-\mu_t L} + \int_V I_0(\Omega_0) e^{-\mu_t s_1} \mu_s(\mathbf{r}) p_{KN}(\theta) e^{-\mu_t s_2} \frac{dV}{4\pi R_s^2} \quad (2)$$

Here:

- s_1 is the path from the source to the scattering point,
- s_2 is the path from the scattering point to the detector,
- θ is the scattering angle,
- dV is the volume element (within the hypoxic region).

In lightning discharges, the first exponential term $e^{-\mu_t s_1}$ can be approximated as unity, since the origin of scattering coincides with the current-carrying channel. If the lightning illuminates fragments of the surrounding atmosphere, the factor $e^{-\mu_t s_1}$ describes the attenuation of its radiation.

Klein–Nishina Compton Scattering Phase Function. For photon energy $E = 130\text{keV} (\approx 0.254 m_e c^2)$, the Klein–Nishina differential cross-section at scattering angle θ is given by:

$$p_{KN}(\theta) = \frac{1}{\sigma_{KN}} \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{E'}{E}\right)^2 \left(\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2 \theta\right), \quad E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (3)$$

Here, σ_{KN} is the total (integrated) Klein–Nishina cross-section for electrons. For detectors positioned at a scattering angle $\theta_s \approx 90^\circ$, the energy ratio is given by: $\frac{E'}{E} |_{\theta=90^\circ} = \frac{1}{1+\alpha}$, $\alpha = \frac{E}{m_e c^2} \approx 0.254$, which yields $\frac{E'}{E} \approx 0.797$. In [1-6], it was shown that in thundercloud aerosols, the contributions of scattering and photoabsorption to the structure of the detected spectra are significant for photons with energies above approximately 30 keV. Characteristic X-ray emission lines of atmospheric atoms are absent at any distance from the lightning channel, as they remain effectively “trapped” within the current-carrying cylinder due to strong photoabsorption.

In the energy range from 30 keV to 90 keV, scattered radiation dominates, analogous to continuous optical spectra. X-ray spectra depend primarily on the electron density along the photon path, i.e., on the matter density or variations in chemical composition along the line of sight. Differences between the densities of atmospheric gas and aerosols along the propagation path enable the measurement of the relative mass fraction of the condensed phase.

The detection of gamma quanta during lightning discharges by satellites and later by gamma detectors at the Fukushima nuclear facility, as well as by the Compton Gamma Ray Observatory and INTEGRAL satellites, indicates that the energy distribution of hard radiation shifts toward higher energies at sufficiently high discharge power. Therefore, local plasma characteristics generated by lightning can be recorded by sensitive detectors. The binary detector proposed in [4] is particularly effective for

lightning diagnostics. Uncertainty in the position, geometry, and boundary parameters of lightning leads to a large number of unknown variables. Therefore, it is essential to choose reconstruction and visualization methods that minimize the number of parameters. We aim to reconstruct quantities such as the integral luminosity of hard radiation within the atmospheric transparency window, coupled with the temporal dynamics of the growth and decay of energy-related parameters.

Main Reconstruction Approach. The lightning channel is discretized into a set of small elementary segments $\mathbf{r}_k(t_k)$. Each event corresponds to a short segment of the channel emitting an electromagnetic pulse at time t_k . Detector i registers this signal at time: $t_{i,k} = t_k + \frac{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i|}{c}$, where c is the speed of light. The differences in arrival times between detectors are given by:

$$\Delta t_{ij,k} = t_{i,k} - t_{j,k} = \frac{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|}{c}. \quad (4)$$

This fundamental equation is referred to as the Time Difference of Arrival (TDOA) formulation and is presented in Table 1 of this work. For two-dimensional (2D) reconstruction, a minimum of three detectors can be used. For full three-dimensional (3D) reconstruction, at least four detectors are required, since the following quantities are unknown: x_k, y_k, z_k, t_k , i.e., four parameters – three spatial coordinates and the emission time. In practice, it is preferable to use $N \geq 5$ or 6, since lightning has a complex structure, involves noise, reflections, non-simultaneous emission, and multiple branching channels.

Geometric Reconstruction from Emitting Points. For each short pulse, the coordinates \mathbf{r}_k are determined by minimizing the functional: $\chi^2(\mathbf{r}_k, t_k) = \sum_{i=1}^N \left[t_{i,k}^{\text{obs}} - t_k - \frac{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i|}{c} \right]^2$, or, in the TDOA formulation:

The minimum of this functional yields the position of the elementary emission source.

$$\chi^2(\mathbf{r}_k) = \sum_{i < j} \left[\Delta t_{ij,k}^{\text{obs}} - \frac{|\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i| - |\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j|}{c} \right]^2 \quad (5)$$

Reconstruction of Lightning Geometry. After processing a large number of pulses, a cloud of points is obtained: $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_M$ set. This is no longer a single point, but a spatio-temporal structure of the lightning channel: $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$. The following steps are then performed:

- filtering of noise points;
- clustering in time and space;
- extraction of the main branch;
- identification of secondary branches;
- construction of a 3D lightning curve;
- smoothing using splines or a graph-based model.

As a result, lightning is represented as an irregular graph: $G = (V, E)$, where vertices V correspond to reconstructed emission points, and edges E represent connections between consecutive segments of the channel. The operation of visualizing physical processes together with their geometric structure is referred to as reconstruction. Reconstruction itself constitutes the fundamental inverse problem of recovering spatial objects, or their cross-sections, from data acquired by the detectors described above.

For lightning studies, it is essential to select spectral data that encode physical information about local properties of the medium. Detector measurements enable the reconstruction of integral energy parameters and the localization of emission regions. In particular, one can estimate the total energy released during atmospheric discharges and its partition into plasma formation, radiative bursts, and acoustic shock waves.

Matrix Formulation of the Inverse Problem. Using the notation introduced in Section I, we construct a matrix equation to recover the distribution of an unknown quantity. In the present case, this corresponds to the emission activity of lightning radiation. Let:

- $x = \{x_j\}_{j=1}^{N_{\text{vox}}}$ be the unknown parameters (voxelized emission intensities),
- $y = \{y_i\}_{i=1}^{N_{\text{meas}}}$ be the measured data.

They are related through a discretized forward model of the radiative transfer equation:

$$y_i \sim F\left(\sum_j A_{ij} x_j\right) \tag{6}$$

Here:

- A_{ij} is the system matrix encoding both the geometry and physics of the lightning discharge and the detector configuration,
- F is the statistical measurement model (likelihood function).

Using MLEM reconstruction for solving the problems with a large number of contributing stochastic parameters, an iterative scheme known as Maximum Likelihood Expectation Maximization (MLEM) is used. The likelihood function is given by: Maximization of $\ln L(x)$ leads to the MLEM iterative update rule:

$$L(x) = \prod_i \frac{\left(\sum_j A_{ij} x_j\right)^{y_i} e^{-\left(\sum_j A_{ij} x_j\right)}}{y_i!} \tag{7}$$

$$x_j^{(k+1)} = x_j^{(k)} \cdot \frac{\sum_i A_{ij} \frac{y_i}{(Ax^{(k)})_i}}{\sum_i A_{ij}} \tag{8}$$

After specific features of the Lightning Reconstruction Problem, we proposed using of the conventional computed tomography. In contrast with this in present work we approach employs a relatively small number of detectors ($i = 3-4$), supplemented by a time series of measurements. The limited number of detectors necessitates the use of a Poisson statistical model during data processing. The binary detector design incorporates a short-focus mirror for recording the optical spectrum. The hard radiation detector is positioned as close as possible to the entrance aperture, along the direct optical

axis of the telescope system. This configuration ensures maximal coverage of the spatial region occupied by the thundercloud.

Dynamic Reconstruction. Lightning evolves over time; therefore, its three-dimensional structure is reconstructed using a sequence of components of the form $\mathbf{r}(t_1), \mathbf{r}(t_2), \dots, \mathbf{r}(t_M)$, which allows recovery of the leader velocity, propagation direction, branching events, return strokes, repeated discharges, and the temporal evolution of brightness/power. The velocity of the local front is given by: $v_k = \frac{|\mathbf{r}_{k+1} - \mathbf{r}_k|}{t_{k+1} - t_k}$.

In case of the dynamic spectrum estimation, each detector records a time-domain signal $s_i(t)$. From this signal, a spectrogram is constructed: $S_i(f, t) = |\int s_i(\tau) w(\tau - t) e^{-2\pi i f \tau} d\tau|^2$, where $w(\tau - t)$ is a short-time window function. Here we consider using of corresponds to the Short-Time Fourier Transform (STFT). In practice, this yields a two-dimensional map of frequency \times time, i.e., the dynamic spectrum of lightning.

Spatially Dependent Dynamic Spectrum. Rather than considering only the spectrum at each detector, we associate the spectrum with reconstructed points along the lightning channel: $S(\mathbf{r}_k, f, t_k)$. Thus, for each segment of the lightning channel, it becomes possible to determine:

- the spatial location of the channel,
- the emission time,
- the frequency range,
- the emitted power,
- the temporal and spatial evolution of the spectrum.

This corresponds to a four-dimensional reconstruction: $(x, y, z, t) + f$, or, equivalently: $S(x, y, z, t, f)$. A practical implementation of the reconstruction algorithm is described below in the form of Table 1.

Discussion. The results presented in Tables 1–7, obtained from testing reconstruction methods for fast-evolving physical processes, have for the first time enabled new possibilities for determining the fractional mass of the solid phase in thundercloud aerosols. Conventional approaches—such as estimating the integral energy of a discharge using radiometers, magnetic field sensors, and optical and infrared spectrographs—have long demonstrated limited capability in resolving the local characteristics of plasma within lightning discharges. The high-speed hard-radiation spectrograph design proposed by Mark Doikov [4] has made it possible to identify the compact spatial region of hard radiation formation in atmospheric lightning. The inhomogeneities revealed through X-ray and gamma-ray mapping of lightning are associated with the presence of impurities in liquid or solid phases [4,5]. Electron density is linearly dependent on matter density and contributes additively to the Compton scattering coefficient $\mu_s(\mathbf{r})$. Beyond lightning diagnostics, the discussed instrumentation has broad applications, particularly in the design of monitoring and control systems for fast processes in non-equilibrium thermodynamic plasma with a condensed dispersed phase (LTP with CDP).

Table 1. Structure and Description of the Lightning Reconstruction Algorithm

Step No.	Name	Description
1	Geometry	Define detector coordinates: $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4$. It is preferable that they are not collinear or confined to a small region. A good configuration is a triangle/polygon on the ground plus a fourth detector located at height h above the plane formed by the first three detectors.
2	Synchronization	Detectors must have precise timing: GPS PPS; atomic clocks; PTP synchronization; common clock generator. Spatial accuracy is related to timing by $\Delta r \approx c\Delta t$. For lightning shape reconstruction, synchronization on the order of tens of nanoseconds is desirable. In practice, timing accuracy typically exceeds the interface response time and does not significantly affect the physical reconstruction at the characteristic timescales of lightning processes.
3	Pulse Detection	Peaks are identified in each signal: $t_{i,1}, t_{i,2}, \dots, t_{i,M}$. Methods include amplitude thresholding, matched filtering, wavelet detection, cross-correlation, and peak clustering.
4	Pulse Matching Across Detectors	Determine which peaks correspond to the same lightning segment. Criterion:
5	TDOA Reconstruction	For each matched group of peaks, solve: $\min_{\mathbf{r}, t_0} \sum_i \left[t_i - t_0 - \frac{ \mathbf{r} - \mathbf{r}_i }{c} \right]^2, \text{ yielding } \mathbf{r}_k = (x_k, y_k, z_k), t_k.$
6	Channel Construction	Construct a graph of the lightning channel: $G = (V, E)$. Methods include nearest-neighbor linking, minimum spanning tree, time-ordered graph, DBSCAN/HDBSCAN for branch detection, and Kalman or particle filtering for leader dynamics
7	Dynamic Spectra.	For each detector, compute: $S_i(f, t)$. After correcting for propagation delay: $s_i^{\text{corr}}(t) = s_i\left(t + \frac{ \mathbf{r}_k - \mathbf{r}_i }{c}\right)$, the local source spectrum can be obtained: $S_k(f, t_k)$.
8	Spatially Dependent Dynamic Spectrum	Instead of considering only detector-based spectra, associate spectra with reconstructed channel points: $S(\mathbf{r}_k, f, t_k)$. Thus, for each lightning segment, one can determine: <ul style="list-style-type: none"> • spatial location of the channel • emission time • frequency range • emitted power • spectral evolution along the channel This corresponds to a 4D reconstruction: $(x, y, z, t) + f$, or equivalently: $S(x, y, z, t, f)$.
Step No.	Name	Description
9	Timing accuracy	Distance error
	1 μs	~ 300 m
	100 ns	~ 30 m
	10 ns	~ 3 m
	1 ns	~ 0.3 m

Table 2. Final Data Structure for a Reconstructed Lightning Element

No.	Parameter	Description
1	x, y, z	Spatial coordinates of the channel segment
2	t	Emission time
3	A	Signal amplitude
4	f_{peak}	Dominant frequency
5	$S(f)$	Local spectrum
6	v	Propagation velocity
7	branch_id	Branch identifier
8	uncertainty	Reconstruction error

Table 3. Determination of the 3D Shape of Lightning

No	Name	Description
1	Source Signal Model	Lightning is modeled as a distributed current $J(\mathbf{r}, t)$ along the channel. Detector records: $s_i(t) = \int G_i(\mathbf{r}) \frac{\partial J(\mathbf{r}, t - \mathbf{r} - \mathbf{r}_i /c)}{\partial t} d^3\mathbf{r} + n_i(t),$ where $G_i(\mathbf{r})$ is the detector directivity/sensitivity, the time derivative reflects radiation generated by rapid current variations, and $n_i(t)$ is noise. In practice, the signal is approximated by discrete “radiation events” (impulse sources)
2	Event picking	Instead of simple peak detection, use multi-band detection (VLF, LF, VHF), cross-correlation between detectors, and wavelet-based detectors for short bursts. The result is a set of timestamps $\{t_{i,k}\}$ for each detector.
3	Event Association and Uncertainty	Signals from the same channel segment are detected by all sensors, but may include reflections, multiple branches, and overlapping pulses. Methods include time-window matching $ t_i - t_j < D_{\text{max}}/c$, Hungarian or greedy matching (HGM), and probabilistic data association (PDA).
4	3D Localization (TDOA / TOA)	Solve the minimization problem: $\min_{\mathbf{r}, t_0} \sum_i \left(t_{i,k} - t_0 - \frac{ \mathbf{r} - \mathbf{r}_i }{c} \right)^2$. Enhancements include robust loss functions (Huber / soft-L1), weighting by timing variance σ_i , and spatial regularization. The result is: $(\mathbf{r}_k, t_k, \Sigma_k)$, where Σ_k is the covariance matrix (uncertainty estimate).
5	Point Cloud → Lightning Channel	After localization, a point cloud $\{\mathbf{r}_k, t_k\}$ is obtained and transformed into a structured representation of the lightning channel.
6	Temporal Ordering and Linking	Sort points by t_k . Connect points if: $ t_{k+1} - t_k < \Delta t_{\text{max}}, \mathbf{r}_{k+1} - \mathbf{r}_k < v_{\text{max}} \cdot \Delta t$, where $v_{\text{max}} \sim 10^7$ m/s (typical leader velocity).
7	Graph Model Construction	Construct a graph: $G = (V, E)$, where V are nodes (points \mathbf{r}_k), and E are edges defined by temporal and spatial proximity.
8	Branch Extraction	Apply clustering and graph-based methods: DBSCAN/HDBSCAN (in x, y, z, t), minimum spanning tree (MST) with pruning, or directed graph approaches (time-oriented).
9	Result	Identification of the main channel, side branches, and branching regions.
10	Anti-aliasing and final geometry	Apply smoothing techniques such as B-splines, Kalman smoothing, or Gaussian process regression. Final representation: $\mathbf{r} = \mathbf{r}(s, t)$, where s is the parameter along the channel

Table 4. Dynamics of Lightning Channel Development

No.	Name	Description
1	Leader velocity	$(v_k = \frac{dL}{dt})$
2	Lightning phases	Stepped leader; branching; return stroke; subsequent strokes
3	Temporal topology	$G = G(t)$; branching times; channel length $L(t)$; growth rate $\frac{dL}{dt}$
4	Energetics	$P_k \propto A_k^2$; power distribution along the channel; regions of maximum discharge

Table 5. Dynamic Spectra of Individual Lightning Segments

No.	Name	Description
1	Spectrogram (STFT)	For each detector: $S_i(f, t)$; this represents a mixed signal from the entire lightning channel
2	Back-projection to source	For point \mathbf{r}_k : $(\tau_{i,k} = \frac{dL}{dt})$
3	Local signal formation	Sum over detectors: $s_k(t) = \sum_i w_i s_i^{(k)}(t)$, where w_i are weights (SNR, geometry); analogous to beamforming
4	Local spectrum	$S_k(f, t_k) = \text{STFT}(s_k(t))$; alternatively wavelet transform: $W_k(f, t_k)$

Table 6. Physical Interpretation of Lightning Spectra

No.	Segment	Spectral Characteristics
1	Leader	VHF, broadband emission
2	Return stroke	LF/VLF, high-power emission
3	Branching	Noise-like spectrum
4	Channel interruptions	High-frequency peaks
3	Leader	VHF, broadband

Table 7. Unified Model and Constraints

No.	Name	Description
1	Unified model	Discrete representation: $(\mathbf{r}_k, t_k, S_k(f), v_k, G(t))$; continuous form: $S(x, y, z, t, f)$
2	Key practical constraints	(1) Timing accuracy — dominant factor; nanosecond synchronization required. (2) Detector geometry — wider baseline improves reconstruction; 3D configuration preferred. (3) Multipath effects — reflections from ground/clouds; require consistency filtering. (4) Event density — too sparse leads to poor reconstruction; too dense complicates event association.
3	Analogy with tomography	CT vs Lightning: rays → signals; detectors → detectors + antennas; attenuation → time delay; reconstruction → TDOA inversion; 3D image → lightning channel [8]

Conclusion. The visualization and diagnostics of local processes in lightning plasma using high-speed hard-radiation detectors open new opportunities for:

1. Development of advanced instrumentation for monitoring and control of fast-evolving physical processes.
2. Adaptation of new testing methodologies and mathematical approaches for solving inverse problems in aerosol physics.
3. Control and suppression of unstable modes in non-equilibrium thermodynamic plasma with a condensed dispersed phase using AI and neural network methods.
4. Simultaneous reconstruction of instantaneous spectra and spatial images of the investigated object, demonstrated in this work using lightning as an example.

References

1. Gurevich A. V., Zybin K. P. Runaway breakdown and electric discharges in thunderstorms // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, 2001, Volume 171, Number 11, Pages 1177-1199: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0171.200111b.1177>.
2. Kozirev A.V., Tarasenko V.F., Baksht E.H. et al.:2011, *Technical Physics Letters*, 2011, Vol. 37 .p. 1054–1056. DOI:10.1134/S1063785011110125.
3. Petrov N.I.: 2021, Scientific Report11:19824. DOI: 10.1038/s41598-021-99336-3.
4. Doikov M.D. Design and Investigation of a Novel Gamma-Ray Spectrograph Configuration in the Energy Range 0.511-5 Mev. OAP,2025, vol. 38, p. 12-19 DOI:10.18524/1810-4215.2025.38.340350, ADS NASA
5. Doikov, D. N.; Doikov, M. D. Spectra of Lightning in Some Windows of Transparency of X-Ray and γ -RADIATION. 2024, OAP, vol. 37, p. 5-10. DOI: 10.18524/1810-4215.2024.37.312680, ADS NASA
6. Wu, J., Lin, J., Jiang, X. et al. Dual-Domain deep prior guided sparse-view CT reconstruction with multi-scale fusion attention. *Sci Rep* 15, 16894 (2025). <https://doi.org/10.1038/s41598-025-02133-5>
7. Inerti S., Balanchino G., Bernal M. et al.:2010, *Int. J. of Modeling, Simulation, and Scientific Computing*.01, 02, 157-178. DOI: 10.1142/ S179396231000012
8. Weber, G.X-Ray Attenuation & Absorption Calculator. GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany. Available at: https://web-docs.gsi.de/~stoe_exp/web_programs/x_ray_absorption/index.php (accessed 2026-05-07).
9. Belas, E.; Betusiak, M.; Karuppaiya, M. 2024 IEEE Nuclear Science Symposium (NSS), Medical Imaging Conference (MIC) and Room Temperature Semiconductor Detector Conference (RTSD), 26 Oct. 2024 - 2 Nov. 2024, Tampa, FL, USA, id.218. DOI:10.1109/NSS/MIC/RTSD57108. 2024.10656732
10. De Siena, Michael C.; Klepov, Vladislav V.; Stepanoff, Sergei P. Extreme γ -Ray Radiation Tolerance of Spectrometer-Grade CsPbBr₃ Perovskite Detect. *Advanced Materials*, vol. 35, issue 38, id. 2303244. DOI:10.1002/adma. 202303244

Дата надходження: 11.01.2026

Дата прийняття до друку: 17.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

Дойков Д. М., Дойков М. Д.

Візуалізація блискавки в запиленій атмосферній плазмі

Анотація

У даній роботі розглянуто методи візуалізації процесів в атмосферній запиленій плазмі під час виникнення грозових розрядів. Проведено аналіз характерних часів релаксації основних кінетичних процесів, що визначають формування радіаційної та візуальної картини розвитку блискавки в неоднорідному середовищі. Запропоновано алгоритм реконструкції швидкоплинних спектральних зображень грозових розрядів, який базується на поєднанні часово-роздільної спектроскопії та методів обробки сигналів. Особливу увагу приділено задачам відновлення просторової структури плазмових каналів у запиленій атмосфері з урахуванням розсіяння, поглинання та спектральної селективності випромінювання. Здійснено спробу створення нових інструментальних методів аналізу та керування процесами реконструкції при розв'язанні обернених задач відновлення геометричних зображень досліджуваних фізичних об'єктів. Показано перспективність використання бінарних детекторів на основі напівпровідникових матеріалів типу CsPbBr₃ для реєстрації широкосмугового випромінювання блискавок, а також можливість їх застосування в умовах нерівноважної термодинамічної плазми з конденсованою дисперсною фазою. Представлені в таблицях результати тестування методів реконструкції швидкоплинних фізичних процесів уперше продемонстрували нові можливості для визначення часткової маси твердої фази аерозолів у грозових хмарах. Отримані дані свідчать про підвищення чутливості до локальних параметрів плазми, що формуються під час розвитку грозового розряду. Традиційні підходи, засновані на вимірюванні інтегральної енергії розряду за допомогою радіометрів, датчиків магнітного поля, а також оптичних та інфрачервоних спектрографів, протягом тривалого часу демонстрували обмежену здатність до відновлення локальних характеристик плазми. Зокрема, ці методи забезпечують переважно інтегральні або усереднені оцінки параметрів, що ускладнює визначення просторово-часової структури плазмових каналів і розподілу аерозольної компоненти. Запропоновані методи реконструкції дозволяють подолати зазначені обмеження шляхом використання спектрально-часової інформації та розв'язання обернених задач, що забезпечує відновлення локальних фізичних характеристик середовища з підвищеною просторовою та часовою роздільною здатністю.

Ключові слова: *спектроскопія блискавок, реконструкція та візуалізація плазмових конфігурацій, бінарні детектори, CsPbBr₃ напівпровідники, нерівноважна термодинамічна плазма з конденсованою дисперсною фазою.*

ФІЗИКА АЕРОЗОЛІВ

УДК 77544.77

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361471>**Черненко О. С.¹, Катц А. М.², Ільяшенко М. Д.²**¹ Одеський національний університет імені І. І. Мечникова² КЗ Рішельєвський науковий ліцейE-mail: teplophys@onu.edu.uaORCID iD: ¹ <https://orcid.org/0000-0002-3722-0694>² <https://orcid.org/0009-0009-3656-9446>**Вплив поверхневих явищ на рух дисперсних частинок**

Робота присвячена вивченню особливостей руху дрібних частинок на поверхні рідин. Досліджено механізми переміщення частинок порошку лікоподію на поверхні води вгору за течією, проведені експериментальні спостереження та проаналізовані закономірності поведінки частинок у залежності від умов середовища.

На поверхні течії зсувна течія з нерівномірною швидкістю: ближче до стінок швидкість рідини менша, ніж біля центру. У результаті частинки «залипають» у локальний тороподібний вихор або приповерхневий повільний шар — і можуть підніматися вище за течією проти основного потоку. Впливають одночасно два ефекти. Ефект Марангоні (локальне зменшення поверхневого натягу біля частинок), який створює локальні поверхневі течії у тонкому залишковому шарі. А стінки/меніск дають спрямовану капілярну силову компоненту, яка визначає напрямок (до жолоба/стілки).

Дальність підйому частинок визначається швидкістю течії (пряма залежність: чим вона більша, тим дальність підйому більша) і різницею висот в верхній і нижній посудині: (обернена залежність: чим вона менша, тим дальність більша).

Ключові слова: поверхневі явища, рух частинок, домішки, колоїдні системи.

Вступ. Фізика поверхневих явищ займає важливе місце серед сучасних наукових досліджень, адже вони відіграють ключову роль у багатьох природних та технічних процесах. Особливий інтерес становить поведінка дрібних частинок на межі поділу рідин. Прикладом є здатність порошку лікоподію змінювати напрямок руху на поверхні води залежно від умов середовища. Це явище виглядає парадоксальним, проте воно пов'язане з особливостями взаємодії частинок із рідиною.

В роботі [1] описано цікаве явище. Під час приготування чаю мате, коли гарячу воду наливали з каструлі в чашку з чайним листям було виявлено, що коли носик знаходився на відстані 1 см над листям, плаваюче листя потрапляло з чашки в чайник. У ході експериментів було виявлено, що при наявності ділянок із різними значеннями поверхневого натягу порошок починає рухатися від областей із меншим натягом у бік областей, де він більший. Це створює ефект «підймання» частинок проти течії або руху рідини.

Було продемонстровано, що плаваючі частинки можуть рухатися вгору за течією на відстань до 1 см вгору по водоспаду та на кілька метрів вгору по каналу проти потоку рідини нижче за течією. Автори [1] помітили, що цей ефект зберігається в експериментах з використанням киплячої або холодної води, а також з використанням порошку флуоресцеїну. Було запропоновано, що потік забруднюючих частинок вище за течією може бути згенерований градієнтами поверхневого натягу, що встановлюються потоком чистої води нижче за течією в забруднений водойм.

Ефект Марангоні (або як його ще називають Марангоні - Гіббса) [2, 3] являє собою явище переносу речовини вздовж кордону розділу двох середовищ, що виникає внаслідок наявності градієнту поверхневого натягу. Виникнення градієнту поверхневого натягу може бути викликано градієнтом концентрації або градієнтом температури. Чим більший у рідині поверхневий натяг, тим з більшою силою вона стягується. Отже, за наявності градієнту поверхневого натягу рідина буде переміщатися в область з великим коефіцієнтом поверхневого натягу.

За даними Бьянчіні [1], частинки зменшують поверхневий натяг поблизу себе. Виникає сила, що змушує їх переміщатися в напрямку ділянки з чистою водою, де поверхневий натяг більший.

В дослідженні [2] аналізується безперервний послідовний підйом частинок у вихорах. Коли частинка піднімається проти рідини, вона створює збурення в потоці рідини, що призводить до утворення вихрової доріжки Кармана. Вона зменшує опір, з яким стикаються наступні частинки, полегшуючи їх підйом. Підтримуючи цю гіпотезу, було помічено, що коли частинка піднімалася струменем, інші частинки майже миттєво йшли по тому ж шляху, поводячись так, ніби з'єднані *ланцюгоподібним* чином.

Механізм підйому частинок може бути релевантним для неочікуваного переносу домішок у технологічно важливих системах (наприклад, біореакторах, стерильних розчинах, фармацевтичних процесах), що може порушувати безпеку й якість продуктів чи середовищ. Це дозволяє аргументувати, що розуміння механізму й контролю такого руху частинок може мати застосування в контролі забруднення у виробництві та лабораторній практиці.

Хоча пряма практична реалізація ефекту підйому частинок ще рідкісна, існують в літературі дослідження, в яких переміщення частинок відбувається під дією ефекту Марангоні [4, 5]. Вітман [4] теоретично й експериментально показав, що частинки, які змінюють локальний склад поверхневого шару (наприклад виділяють або адсорбують поверхнево-активні речовини), створюють локальні градієнти поверхневого натягу, що приводять до потоку частинок по поверхні. Ця робота добре ілюструє механізм «частинка → локальне зниження/зміна поверхневого натягу → поверхневий потік частинок».

Бенуагеф [5] експериментально й аналітично дослідив утворення потоку частинок під дією ефекту Марангоні від локального джерела розчиненої речовини. Це приклад того, що навіть розчинені/адсорбовані молекули навколо локального джерела створюють вимірювані градієнти поверхневого натягу і відповідні течії.

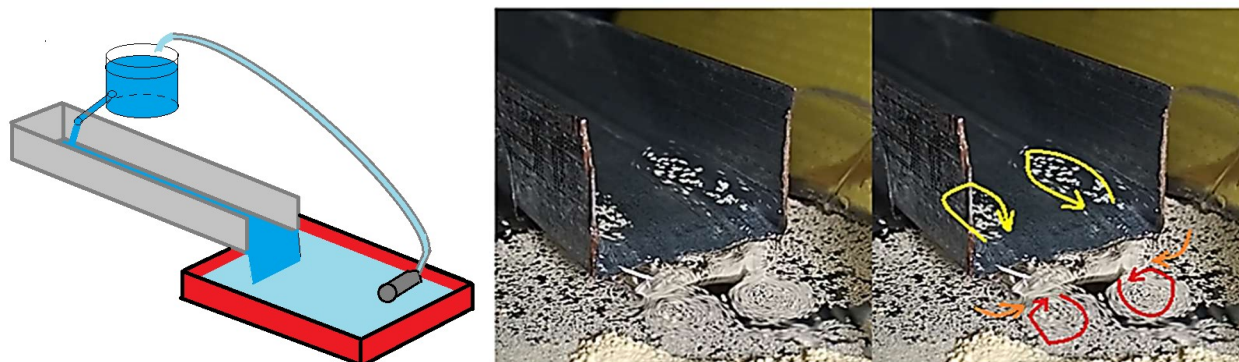


Рис. 1. Експериментальна установка і рух частинок лікоподію

Вже є проекти Marangoni-активних частинок, які самі рухаються по поверхні рідини, служать моделями для майбутніх мікросвормів, мікророботів та мікронасосів [6, 7]. Ці частинки перетворюють локальні градієнти поверхневого натягу на рух або транспорт іншого вантажу.

Тому незважаючи на те, що роботи з ефекту підйому частинок проти потоку не дають конкретних прикладів прикладної користі, виникає все більше доказів того, що подібні явища відіграють роль у процесах неочікуваного переміщення домішок у технологічних середовищах та можуть впливати на безпеку та якість виробництва.

Метою роботи є вивчення фізичних механізмів руху частинок лікоподію на поверхні рідин та пояснення особливостей їх поведінки за різних умов.

Результати дослідження. Схема експериментальної установки для створення рівномірного потоку показана на рис. 1а. З нижньої ємності водяний насос качає воду в верхню ємність. Через трубку в стаціонарному режимі в довгий горизонтальний прямокутний жолоб витікає така ж кількість води, що і викачує насос з нижньої посудини. Тому висота рідини в нижній ємності стала. Посередині жолоба (ширина 27 мм) поставлена металева сітка. В результаті в жолобі в її нижній частині утворюється ламінарна течія по всій її ширині.

Висота жолоба над рівнем води в нижній посудині встановлювався на рівні близько 1 см. Це досягалось шляхом додавання чи віднімання певної кількості води в нижній посудині.

На поверхню води в нижній посудині посипалася невелика кількість порошку лікоподію. Ці частинки мають однаковий розмір 30 мкм і добре плавають на її поверхні. В результаті можна побачити, що частинки можуть з'явитися в жолобі, піднявшись по течії вгору. Це іноді називають «забруднення вгору за течією». Швидкість витікання води регулювалася або швидкістю перекачування насосом, або кутом нахилу жолоба.

На рис.1б зображено фото (стоп-кадр) знаходження частинок в даній системі. На жолобі утворюються два вихори (жовті стрілки). В кожному з них частинки рухаються від водоспаду «вгору за течією» поблизу стінки, а до водоспаду – ближче до середини потоку в жолобі. Біля точки падіння води з водоспаду теж утворюються два вихори (червоні стрілки). Поблизу центру течії вода тече від жолоба. Тому на поверхні води в нижній посудині згідно рівняння Бернуллі (p

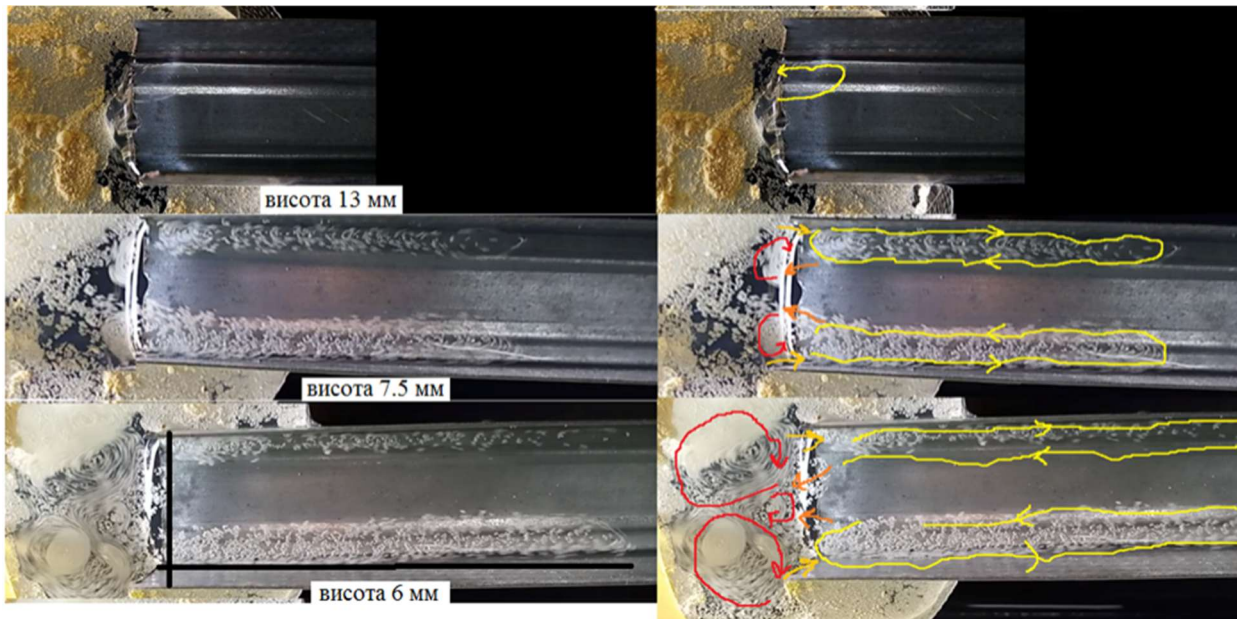


Рис. 2. Розміри вихорів на верхній течії (вид згори).

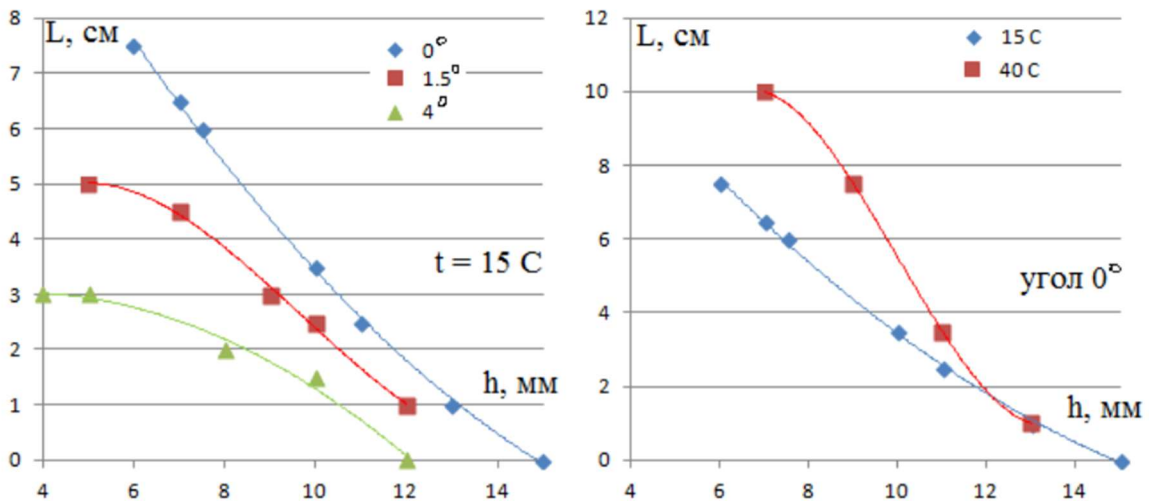


Рис. 3. Вплив нахилу жолоба та температури течії на розміри вихорів вгору за течією

$+\frac{1}{2}\rho v^2 = \text{const}$) в цьому місці виникає область зниженого тиску, куди і намагається рухатися вода з сусідніх областей (помаранчеві і червоні стрілки на рис 2.2). В результаті і утворюються два вихори (червоні стрілки). Висота підйому частинок для даного випадку близько до 10 мм.

Дальність, на яку можуть зайти частинки вгору за течією залежать від різниці рівнів в верхній течії та нижній посудині. На рис. 2 показано розміри вихорів при різних рівнях. Видно, що чим менша різниця рівнів тим більші розміри вихорів, як в нижній посудині (червоні стрілки), так і в жолобі (жовті стрілки). Це можна пояснити тим, що чим більша висота рівнів, тим менша горизонтальна складова швидкості рідини. І тому не виникає суттєва різниця тисків для виникнення вихору.

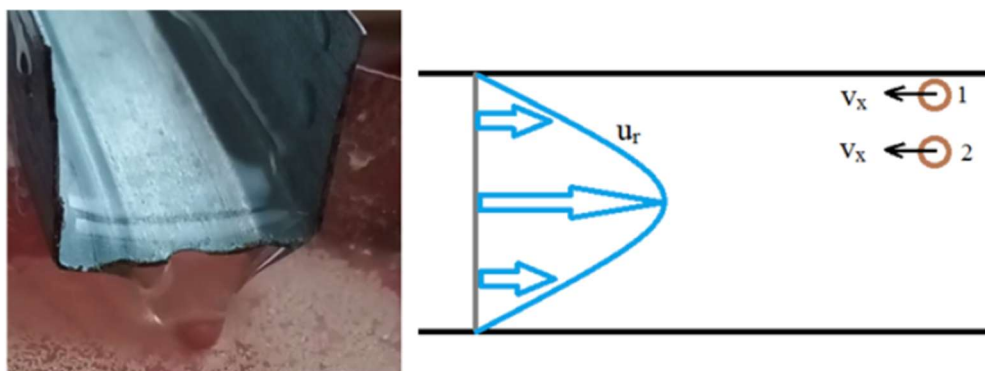


Рис. 4 Структура течії і пояснення руху частинок

Помаранчевими стрілками показано шляхи, вздовж яких рухаються частинки вгору і вниз за течією. Треба зазначити, що частинки не обов'язково спускаються вниз, вони можуть продовжувати рухатися в вихорі.

На рис. 3 показано вплив висота рівнів і кут нахилу жолоба (рисунок зліва) та температура води (рисунок справа) на дальність «забрудження». Отже, чим більше кут, тим на меншу довжину пересуваються частинки вгору за течією. При одній і тій же самій різниці рівнів частинкам важче рухатися. Нагрівання води призводить до полегшення руху частинок із-за зменшення поверхневого натягу.

На рух частинок впливає *швидкість течії*. Жолоб (достатньо довгий) підіймався за дальній кінець, що призводило до пришвидшення витікання води. При швидкій течії частинки не спостерігалися в жолобі. Після повернення жолоба в початковий стан (швидкість течії падає практично до нуля) частинки швидко заходять в жолоб.

Після перекриття (зупинки) потоку частинки, що знаходилися в основній ємності нижче жолоба приблизно на відстані 5 мм, починають одразу підійматися вгору. Хоча течії вже немає. Можливим поясненням є вплив стінок. Тобто впливає поверхневий натяг (рівень води біля стінок за рахунок змочування більший), який змушує наблизитися м'ячик до стінки. У нашому випадку над основною ємністю є жолоб, в якому залишається 2-3 мм водяного шару. Тому збільшення рівня призводить до "притиснення" частинок до області з більш високим рівнем води.

Завдяки в'язкості профіль швидкості ламінарної течії в жолобі є параболічний (рис. 4a):

$$u(r) = u_0 \left(1 - \left(\frac{r}{r_s} \right)^2 \right).$$

Відомо, що при течії в'язкої рідини її швидкість поблизу перешкод мала (на стінках і взагалі дорівнює нулю). Максимальна швидкість всередині течії. За допомогою автотрекера можна оцінити швидкість течії води в центрі жолоба. Для цього на поверхню води помішувався крихітний клаптик паперу, за рухом якого і спостерігали. В результаті маємо для кута нахилу 0° орієнтовну швидкість води 10 см/с в області (рис. 4b) де немає частинок (точка 1) і 4.5 см/с де вони є (точка 2).

Автотрекером вимірюємо і рух частинок в вихорі, що в жолобі. Вона склала 4.5 см/с поблизу стінки, 1.1 см/с в центрі.

Таким чином, частинки приймають участь в двох рухах. Вони рухаються за течією. Тільки частинки поблизу стінок рухаються з меншою швидкістю із-за в'язкості. А також на них діє якась додаткова сила незалежно від їх положення в течії. Тому частинки за рахунок цієї сили можуть рухатися вгору за течією, а частинки ближче до центру течії – вниз за течією.

Бьянчіні та ін. [1] вказують, що частинки зменшують поверхневий натяг поблизу них. Тоді, якщо прийняти це твердження, сила, що змушує їх рухатися в напрямку чистої води, діє на всі частинки незалежно від місця, де вони знаходяться. Ця сила, напевно, пропорційна коефіцієнту поверхневого натягу.

Протидіє цій силі сила в'язкого тертя. В результаті встановлюється більш-менш стала швидкість руху. Позначимо її за v_x . Тоді для **частинки №1** (поблизу стінки) маємо швидкість $v_1 = v_x + \mathbf{0} = v_x$ і напрям вліво (відповідно до рис. 4b)

Для **частинки №2** маємо $v_2 = \mathbf{u}_r - v_x$ і напрям вправо, бо в цій точці $\mathbf{u}_r > v_x$.

Всередині вихору є частинки, які відносно спостерігача практично нерухомі. Тут $\mathbf{u}_r \approx v_x$. В центрі жолоба зазвичай частинок немає. Там $\mathbf{u}_r > v_x$. Тому завдяки стінкам (в'язкість) і зміні поверхневого натягу можливий рух частинок вгору за течією.

Отже, збільшивши кут нахилу жолоба, ми збільшуємо швидкість течії. Тому відстань, на яку заходять частинки зменшується.

Аналіз результатів. Отже, маємо наступну ситуацію. По жолобу тече широка, але невисока ламінарна (по ширині) течія. За рахунок в'язкості води маємо поблизу стінок малу швидкість течії, в центрі- максимальну. За рахунок градієнту поверхневого натягу частинки можуть рухатися в бік чистої рідини. Тобто існує швидкість такого дрейфу, що залежить від концентрації частинок і їх типу. Поблизу стінок швидкість дрейфу переважає швидкість течії і тому частинки рухаються поблизу жолоба вгору за течією. В центрі навпаки. Швидкість течії переважає і частинки повертаються вниз. Утворюється циркуляція частинок на поверхні ламінарного струменя.

Отже існує швидкість **дрейфу частинок уздовж поверхні** v_x , зумовлений градієнтом поверхневого натягу. Якщо $v_x > u(r)$ – частинка рухається вгору; якщо $v_x < u(r)$ – вниз. **Умовою існування циркуляції** є існування такої координати r_c , де $u(r_c) = v_x$. Тоді при $r > r_c$ маємо рух вгору, при $r < r_c$ – рух вниз. Тобто циркуляція існує, якщо $0 < v_x < u_0$.

Якщо: $v_x > u_0 \rightarrow$ всі частинки йдуть вгору, $v_x = 0$ – всі вниз, $v_x \approx u_0 \rightarrow$ зона циркуляції стискається до центру.

Те, що після зупинки потоку частинки продовжують рух – це означає: $v_x \neq 0$ навіть, коли $u = 0$.

Для оцінки швидкості дрейфу частинок потрібно ввести масштаб швидкості, але використовуючи градієнт поверхневого натягу $v_x \sim \frac{b}{\eta} \frac{d\sigma}{dx}$. В роботі [8] швидкість Марангоні в тонкій плівці масштабується приблизно як

$$v_x \approx \frac{\Delta\sigma \cdot b}{\eta \cdot h},$$

де $\Delta\sigma$ – різниця поверхневого натягу, b – товщина шару, де відбувається такий рух, η – динамічна в'язкість води, h – характерна довжина градієнта.

Тут в'язкість сповільнює рух частинок – тому вона в знаменнику, градієнт поверхневого натягу – «рушійний» фактор. Цей масштаб можна отримати з «рівності» сили в'язкого тертя і сили «градієнту поверхневого натягу» $\eta \frac{v_x}{b} \sim \frac{d\sigma}{dx}$.

Оцінити реальний градієнт поверхневого натягу вкрай важко. Але спробуємо зробити таку оцінку з припущення, що частинки лікоподію просто механічно лежить на поверхні і не змінюють хімічні властивості води. І зменшення поверхневого натягу відбувається за рахунок зменшення поверхні і, відповідно, поверхневої енергії:

$$\sigma_{\text{eff}} = \sigma_0(1 - \phi),$$

де ϕ – частка площі, яка покрита частинками.

Реальна (істинна) густина лікоподію становить близько 1100-1200 кг/м³. Такі частинки повинні тонути, але за рахунок поверхневого натягу вони залишаються на поверхні води. Нам потрібна насипна густина порошку лікоподію (приблизно $\rho = 400 - 500$ кг/м³). Завдяки дрібній фракції (всі частинки мають діаметр близький до $d = 30$ мкм) та високому вмісту жирів спори лікоподію дуже пухкі й легко розпоршуються.

У нас є чашка Петрі діаметром $D = 90$ мм. В $V_{\text{проб}} = 20$ мм³ порошку, який має масу близько 0.01 г знаходиться велика кількість частинок. Для насипу можна вважати, що на одну частинку виділено деякий кубічний простір з ребром куба, що дорівнює діаметру. Тоді площа покриття частинок є відношення об'єму проби $V_{\text{проб}}$ і діаметру частинки, а частка площі, яка покрита частинками:

$$\phi \approx \frac{4V_{\text{проб}}}{d \cdot D^2} = 10\%.$$

Отже, $\sigma_{\text{eff}} \approx 0.9 \sigma_0$.

Методом відриву кільця отримано значення коефіцієнту поверхневого натягу для води $\sigma = 0.070$ Н/м, для води з лікоподієм $\sigma = 0.055$ Н/м. Тож різниця $\approx 21\%$.

Легкі частинки, такі як пил, можуть плавати на воді, оскільки вони не порушують поверхневий натяг води, що є результатом сильного притягання молекул води одна до одної. Однак, деякі пилинки здатні розчинятися в воді. І тоді речовини, такі як лужні метали, можуть збільшити поверхневий натяг води, змінюючи поведінку крапель. А всі неорганічні електроліти (кислоти, луки, солі) збільшують поверхневий натяг води, як розчинника.

Якщо припустити, що $\frac{d\sigma}{dx} \approx \frac{\sigma_0 \phi}{h}$, $b \approx 0.03$ мм (діаметр частинок), $h = 10$ мм,

$\eta = 10^{-3}$ Па·с, в результаті отримаємо: $v_x \sim \frac{b}{\eta} \frac{d\sigma}{dx} \approx \frac{b}{\eta} \frac{\sigma \phi}{h} = 2.2$ см/с.

Це показує, що навіть невелика зміна σ дає помітні швидкості в тонкому шарі – тому ефект Марангоні може піднімати й переміщувати частинки швидко після зупинки потоку.

Наявність жолоба і стінки створює нерівномірний меніск (різний рівень рідини біля стінки через змочування). Частинки, притиснені до меніска, можуть бути «втягнуті» у бік більш високого рівня – і підняті уздовж меніска навіть без видимої течії. Це ефект «Cheerios» [9].

В нашій системі обидва механізми працюють одночасно: Марангоні створює локальні поверхневі течії у тонкому залишковому шарі, а стінки/меніск дають спрямовану капілярну силову компоненту, яка визначає напрямок (до жолоба/стінки).

Висновки. Ефект Б'янчіні – це цікаве й не дуже інтуїтивне гідродинамічне явище, коли дрібні тверді частинки, що рухаються разом із потоком рідини вздовж вертикальної поверхні несподівано починають рухатися вгору проти течії. На поверхні існує зсувна течія з нерівномірною швидкістю: ближче до твердої поверхні швидкість рідини менша, ніж на зовнішньому боці плівки. У результаті частинки «залипають» у локальний тороподібний вихор або приповерхневий повільний шар – і можуть підніматися вище за течією проти основного потоку.

В цій системі працюють одночасно ефект Марангоні та вплив стінки жолоба: ефект Марангоні створює локальні поверхневі течії у тонкому залишковому шарі, а стінки/меніск дають спрямовану капілярну силову компоненту, яка визначає напрямок (до жолоба/стінки).

Дальність підйому частинок визначається швидкістю течії (пряма залежність: чим вона більша, тим дальність підйому більша) і різницею висот в верхній і нижній посудині: (обернена залежність: чим вона менша, тим дальність більша).

Література

1. *Bianchini, Sebastian*, et al. "Upstream contamination by floating particles." *Proceedings of the Royal Society: Mathematical, physical and engineering sciences* 469.2157 (2013): 20130067. <https://doi.org/10.1098/rspa.2013.0067>
2. *Sahir, Aryan Hussain, and Saiham Saif Emon*. Observation of upstream particle movement without the involvement of the Marangoni effect // *PloS one*. 20.3 (2025): e0317312. <https://doi.org/10.1371/journal.pone.0317312>
3. Ефект Марангоні. (Дата звернення: 10.11.2025). URL:uk.wikipedia.org/wiki/Ефект_Марангоні
4. *Wittmann M., et al.*, **Active spheres induce Marangoni flows that drive collective transport at interfaces** // *Eur. Phys. J. E* (2021) 44:15 <https://doi.org/10.1140/epje/s10189-020-00006-5>
5. *Benouaguef I., et al.*, **Solutocapillary Marangoni flow induced in a waterbody by a solute source** // *Journal of Fluid Mechanics* , Volume 922 , 10 September 2021 , A23. <https://doi.org/10.1017/jfm.2021.500>
6. *Koki Yoshida, Hiroaki Onoe* Marangoni-Propulsion Micro-Robots Integrated with a Wireless Photonic Colloidal Crystal Hydrogel Sensor for Exploring the Aquatic

- Environment // Advanced Intelligent Systems (2022). 4, 2100248. <https://doi.org/10.1002/aisy.202100248>.
7. *Bokeon Kwak, Soyounng Choi, Jiyeon Maeng, Joonbum Bae* Marangoni effect inspired robotic self-propulsion over a water surface using a flow-imbibition-powered microfluidic pump // Scientific reports (2021); 11: 17469. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-96553-8>
 8. *Ebrahimi, Arash, Yousef Kazemzadeh, and Ali Akbari*. "Impact of the Marangoni phenomenon on the different Enhanced Oil Recovery methods." Heliyon 10.21 (2024). <https://doi.org/10.1016/j.heliyon.2024.e39919>
 9. *Karpitschka, Stefan, et al.* "Liquid drops attract or repel by the inverted Cheerios effect." Proceedings of the National Academy of Sciences 113.27 (2016): 7403-7407 <https://doi.org/10.1073/pnas.1601411113>.

Дата надходження: 05.03.2026

Дата прийняття до друку: 27.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

O. S. Chernenko, A. M. Katts, M. D. Ilyashenko

Influence of surface phenomena on the motion of dispersed particles

Summary

The work is devoted to the study of the motion of fine particles on liquid surfaces. The mechanisms governing the upstream transport of lycopodium powder particles on the water surface were investigated through experimental observations, and the characteristic patterns of particle behavior under different environmental conditions were analyzed.

At the liquid surface, the flow represents a shear flow with a non-uniform velocity distribution: the liquid velocity near the walls is lower than that in the central region. As a result, particles become trapped within a local toroidal vortex or a near-surface slow-moving layer and can therefore move upstream against the main flow direction. Two effects simultaneously contribute to this behavior. The Marangoni effect, associated with a local decrease in surface tension near the particles, generates localized surface flows within the thin residual layer. In addition, the walls and meniscus create a directed capillary force component that determines the preferential direction of motion toward the channel or wall.

The distance of particle transport upstream is determined by the flow velocity (direct relationship: the higher the velocity, the greater the transport distance) and by the height difference between the upper and lower vessels (inverse relationship: the smaller the height difference, the greater the transport distance).

Keywords: *surface phenomena, particle motion, impurities, colloidal systems.*

УДК 539.16

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361464>**Курятников В. В.**

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова

E-mail: kuryatnikov1@ukr.netORCID iD: <https://orcid.org/0000-0003-3886-4018>**Моделювання процесів масообміну з урахуванням дифузії радіонуклідів в порах та конвекції під час технологічної обробки харчової продукції**

З огляду на високу мобільність радіонуклідів у природних ланцюгах та їх здатність накопичуватися в харчовій продукції, питання ефективного технологічного очищення продуктів харчування набувають особливої актуальності.

Продукти харчування можна вважати ієрархією дисперсних газоподібних, рідких і твердих фаз, дисперсними системами, більшість яких мають пористу та волокнисту структуру, набувають вигляд піни, як то хлібно-булочні вироби.

Вміст радіонуклідів в цих структурах можна змінювати, застосовуючи фізичні процеси масообміну, які лежать в основі технологій їх кулінарної обробки вимочуванням, варінням, солінням та ін. Раціоналізація технологічної обробки кулінарної продукції може дозволити суттєво зменшити її радіоактивність та підвищити рівень харчової безпеки.

Метою дослідження є моделювання процесів масообміну під час технологічної та кулінарної обробки харчової продукції для зниження в ній вмісту радіонуклідів.

Радіаційні забруднення можуть бути розчиненими у воді, і процеси їх знешкодження можуть бути пов'язані із швидкістю виведення їх через пори у масообмінних процесах.

В рамках такого підходу розглянуті механізми фізичних процесів, що супроводжують виведення радіонуклідів з продуктів харчування. Це процеси внутрішньої дифузії сольового розчину радіонукліду в окремих порах, що виходять на зовнішню поверхню харчового продукту, а також конвективно-дифузійні механізми, включаючи стефанівські потоки.

Виконано моделювання процесів масообміну при виведенні радіоізотопів з продуктів харчування у водний розчин в технологіях їх кулінарної обробки. Розглянуті процеси внутріпористої дифузії розчину крізь капілярні пори, що виходять на зовнішню поверхню харчового продукту. Знайдений математичний вираз для дифузійних потоків крізь ці пори.

Показано, що при режимах, що відповідають температурній обробці харчових продуктів в процесах кип'ятіння, відварювання більш слушно описує динаміку радіоактивних домішок у водному розчині конвективно-дифузійна модель. Показана суттєва роль стефанівських потоків у процесі дифузії радіонуклідів і потреба врахування його при моделюванні динаміки процесу.

Ключові слова: радіаційне забруднення, дисперсна фаза, дифузія, моделювання.

Вступ. В результаті збільшення сфери використання радіоактивних речовин у господарчій діяльності країни, діючих ще довгий час наслідків аварії на ЧАЕС, ведення воєнних дій та ін. залишається небезпечним радіаційне забруднення навколишнього середовища і, як наслідок, відбувається забруднення сировини для харчової промисловості.

Радіонукліди, що потрапляють у харчові продукти, можуть мати як природне



походження (радій-226, калій-40, торій-232), так і техногенне (цезій-137, стронцій-90, плутоній-239). Основними джерелами радіоактивного забруднення харчової продукції можуть бути забруднені ґрунти або водні ресурси. Через агробіоценози радіонукліди накопичуються у рослинній та тваринній продукції, а в подальшому — у людському організмі.

Вивчення процесів знешкодження радіаційного забруднення харчової продукції в процесах технологічної та кулінарної її обробки входить до задач радіаційного убезпечення та охорони навколишнього середовища. До цих задач належать моделювання дифузійних процесів виведення радіоактивних забруднень з харчової продукції і оцінки ризиків радіаційного зараження харчових продуктів.

Мета роботи полягає у моделюванні процесів масообміну під час технологічної та кулінарної обробки харчової продукції для зниження в ній вмісту радіонуклідів.

Результати дослідження мають теоретичне значення, оскільки розробка алгоритму для моделювання виведення радіонуклідних забруднень допомагає розширити знання про механізми дифузії радіоактивних речовин, розширити сферу використання методів фізичного моделювання дисперсних систем.

Практичне значення досліджень полягає в розробці моделей дифузії та в прогнозуванні на основі їх критичних режимів фізичних процесів, які пов'язані з радіоактивними забрудненнями. Це має покращити наше розуміння механізмів поширення радіоактивних речовин у довкіллі та надати інструмент для управління ризиками, пов'язаними з радіоактивним забрудненням.

Постановка задачі та методика досліджень. Згідно з міжнародними стандартами та діючими в Україні нормативами [1-4] встановлені максимально допустимі рівні радіаційного забруднення для різних груп продуктів. Перевищення цих рівнів свідчить про небезпечний радіаційний стан продукції та потребує їх вилучення. Контроль здійснюється за допомогою методів радіометрії та спектрометрії — перевіряється наявність ізотопів цезію-137, стронцію-90.

Процеси кулінарної обробки харчової продукції – це складні фізичні та хімічні процеси. Радіаційний контроль харчових продуктів є складовою загального контролю якості та безпечності продукції харчової галузі [5].

В процесах технологічної обробки харчової продукції в них спостерігаються особливі явища та процеси структурних змін [5].

Саме в цей під час термічної або технологічної обробки харчової продукції проходять нелінійні фізико-хімічні процеси, які змінюють не лише хімічний склад, а й текстуру, смак, зовнішній вигляд і навіть поживну цінність продукту [5]. Наприклад, при варінні відбувається теплообмін і масообмін, при солінні — дифузія солей у тканини продукту, при випіканні тіста — розпушування, створення пористої структури. Кулінарні продукти, продукти їжі в процесах їх приготування часто є нерівноважними системами, де протікають хімічні реакції.

Фізичні та хімічні процеси, які відбуваються при цьому мають складний характер. Вони описуються нелінійними диференціальними рівняннями. Складні тривимірні структури утворюють молекули, які мають здатність з'єднуватися між собою, утворюючи білки. Білки, як основні одиниці живих організмів виконують

численні функції в клітинах, які об'єднуються в більш складні утворення .

Нелінійність цих процесів означає, що навіть незначна зміна температури, вологості чи складу продукту може призвести до зовсім іншого результату. І навпаки, при дотриманні оптимальних умов відбуваються синергетичні ефекти, коли продукт структурується, тобто організовується у стійкі утворення [6]. Структури, зокрема комірки Бенара, утворюються самочинно завдяки одночасній дії тепло-масообмінних процесів у відкритих дисипативних системах.

Вивчаючи [6-8] нелінійні, нерівноважні процеси в рамках нелінійної динаміки та аналізу систем навколишнього середовища, фізики складних, нелінійних нерівноважних систем довкілля, які описуються поняттями- неврівноваженість, гідродинамічні нестійкості, дисипація, біфуркації, можна припускати, що складні структури речовини, якими є структура та властивості харчової продукції, можуть утворюватися і залежати від термодинаміки її приготування.

Термодинамічне спряження процесів, зміна ентропії відкритої системи, умови кінетичної необерненості, – ось поняття, які мають описати процеси технологічної обробки харчової продукції.

Постановка задачі включає розгляд знешкодження радіаційного забруднення харчової продукції шляхом масообмінних процесів під час її технологічної та кулінарної обробки. Радіаційні забруднення можуть бути розчиненими у воді, а процеси їх знешкодження можуть бути пов'язані із швидкістю виведення їх через пори у масообмінних процесах.

У роботі обрано за мету дослідити дифузію розчину солі радіоактивної речовини у деякі продукти харчування з пористою структурою у технологічних процесах соління, вимочування, варіння та ін. Теоретичним методом досліджень є метод моделювання процесів масообміну при дифузії сольового розчину по внутрішніх циліндричних порах при низьких температурах та процесів конвективної дифузії з врахуванням стефанівських потоків в процесах випаровування.

Кінетику процесів можна досліджувати, визначаючи радіоактивність харчового продукту на протязі масообмінного процесу за допомогою радіо-дозиметричного та спектрометричного обладнання.

Моделювання дифузії по внутрішніх циліндричних порах. Моделюється процес внутрішньої дифузії сольового розчину по циліндричних порах харчового продукту у процесах його засолювання або вимочування. Будемо вважати, що харчовий продукт має структуру у вигляді довгих циліндричних пор, які рівномірно розподілені по об'єму продукту. Дифузія сольового розчину відбувається через пори, що виходять на зовнішню поверхню. Таким чином, сольовий розчин може проникати у продукт на глибину порядку довжини пори.

В об'ємі харчового продукту відбуваються сорбційні процеси, в технологіях засолювання відбувається адсорбція, а при вимочуванні харчового продукту – десорбція.

Вважаємо, що усі циліндричні пори мають однакові довжину і діаметр. Пори що виходять на зовнішню поверхню харчового продукту, мають заданий розподіл.

Доречно вважати, що кількість пор, що виходять на зовнішню поверхню ха-

рчового продукту, змінюється вдовж координати x в одномірній задачі за експоненціальним законом, тобто пропорційно e^{-bx} , де b – параметр розподілу пор, x – координата із напрямом усередину харчового продукту.

Тоді рівняння внутрішньої дифузії з врахуванням експоненціального розподілу пор, що виходять на зовнішню поверхню, має вигляд

$$\frac{d^2c}{dx^2} + ae^{-bx} = 0, \quad (1)$$

де c – концентрація сольового розчину всередині пори, a – константа масообміну.

Рівняння (1) підстановкою $c(x)=\eta(\xi)$, $\xi = e^{-bx}$ наводиться до наступного виду

$$\xi\eta'' + \eta' + \frac{a}{b^2}\eta = 0. \quad (2)$$

Розв'язком рівняння (2) є циліндрична функція Бесселя нульового порядку $Z_0(z)$

$$c(x)=\eta(\xi)= Z_0(z), \quad (3)$$

$$Z_0(z) = \sqrt{\frac{2}{\pi z}} \left[A \cos\left(z - \frac{\pi}{4}\right) + B \sin\left(z - \frac{\pi}{4}\right) \right], \quad (4)$$

де
$$z = 2\sqrt{\frac{a}{b^2}} \xi = \frac{2}{b} \sqrt{ae^{-\frac{b}{2}x}}$$

Граничні умови: $x=0, c=c_0; x=R, dc/dx=0$.

З них отримаємо систему рівнянь для визначення коефіцієнтів A і B :

$$A \sin\left(z_1 - \frac{\pi}{4}\right) - B \cos\left(z_1 - \frac{\pi}{4}\right) = 0,$$

$$\sqrt{\frac{2}{\pi z_0}} \left[A \cos\left(z_0 - \frac{\pi}{4}\right) + B \sin\left(z_1 - \frac{\pi}{4}\right) \right] = c_0,$$

звідки знаходимо коефіцієнти A і B :

$$A = \frac{\cos\left(z_1 - \frac{\pi}{4}\right)}{\sin\left(z_1 - \frac{\pi}{4}\right)} B, \quad B = \frac{\cos\left(z_1 - \frac{\pi}{4}\right)\cos\left(z_0 - \frac{\pi}{4}\right)}{\sin\left(z_1 - \frac{\pi}{4}\right)\sin\left(z_0 - \frac{\pi}{4}\right)} - \frac{c_0 \sqrt{\frac{\pi z_0}{2}}}{\sin\left(z_0 - \frac{\pi}{4}\right)}.$$

Тут
$$z_0 = -\frac{2}{b} \sqrt{a}, \quad z_1 = -\frac{2}{b} \sqrt{ae^{-\frac{b}{2}x}}.$$

Потік розчину всередину продукту G_i дорівнює

$$G_i = -D_i \frac{dc}{dx}\Big|_0 = \lambda D_i th(|z_1| - |z_0|) = \lambda D_i th \lambda R. \quad (5)$$

При великих значеннях z величина $th(|z_1| - |z_0|) \rightarrow 1$. Тоді молекулярний потік сольового розчину дорівнює $G_i = \lambda D_i$, де D_i – коефіцієнт внутрішньої дифузії,

λ – параметр, що дорівнює
$$\lambda = \sqrt{\frac{a}{bD_i c_0}}.$$

3. Моделювання конвективної дифузії радіонуклідів у водному середовищі. Механізми перенесення маси середовища, як цілого із швидкістю v , яка являє собою швидкість конвективного потоку, є молярними механізмами. Для молярних механізмів характерні більші швидкості потоків мас. Коли молекулярними механізмами дифузії можна нехтувати, рівняння переносу маси можна записати у вигляді [9]

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \vec{v} \text{grad} C = - \text{div} \vec{j} + I, \quad (6)$$

де C – концентрація радіонуклідів; I – функція джерела; \vec{j} – густина потоку радіонукліду, внаслідок якого відбувається розбавлення суміші.

Крайові умови: на поверхні трубки току механізм масообміну вважаємо молярним і густина потоку радіонукліду

$$j|_{r0} = \beta C,$$

де $\beta = \frac{Nu_D \cdot r}{D}$ – дифузійний критерій Нуссельта, D – коефіцієнт дифузії

Внаслідок стаціонарності усталеного процесу $\frac{\partial C}{\partial t} = 0$.

Функція стоку знаходиться із закону радіоактивного розпаду, оскільки це кількість радіонукліда, яка розпадається за одиницю часу в одиниці об'єму речовини:

$$I = \frac{1}{V} \cdot \frac{dN}{dt} = \frac{dC}{dt} = -\lambda C,$$

де $\lambda = \frac{\ln}{T_{1/2}}$ – константа розпаду ($T_{1/2}$ – період напіврозпаду радіонукліда).

Направимо вісь X вздовж потоку води. Тоді в циліндричних координатах з віссю X у якості циліндричної осі з урахуванням радіальної симетрії:

$$\text{grad} C = \frac{\partial C}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{\partial C}{\partial x} \vec{e}_x$$

$$\text{div} \vec{j} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \vec{j}) + \frac{\partial j}{\partial x}$$

Для молярного механізму дифузії

$$j = \beta C, \quad \text{div} \vec{j} = \frac{\beta C}{r} + \beta \cdot \frac{\partial C}{\partial x}.$$

З урахуванням наведених виразів рівняння (6) придбає вигляд:

$$(v + \beta) \cdot \frac{\partial C}{\partial x} = - \frac{\beta C}{r} - \lambda C, \quad (7)$$

або

$$\frac{\partial C}{\partial x} = -aC, \quad (8)$$

де

$$a = \frac{\beta + \lambda}{v + \beta} \approx \frac{\beta \sqrt{\frac{\pi v}{Q}} + \lambda}{v} \quad (9)$$

оскільки $\beta \ll v$. Розв'язок рівняння (8) має вид

$$C = C_0 e^{-ax}. \quad (10)$$

Отже, зміна концентрації радіонукліда у конвективному потоці відбувається за експоненціальним законом, показник степені якого визначається константою розпаду λ і швидкістю масообміну β . Коефіцієнт масообміну β визначається з критеріального співвідношення

$$Nu_D = \frac{\beta \cdot r}{D}, \quad \text{звідки} \quad \beta = \frac{Nu_D \cdot D}{r}.$$

Тоді розв'язок рівняння (7) можна представити

$$C = C_0 \cdot e^{-\frac{x}{v} \cdot (b + \lambda)}, \quad (11)$$

де b – фактор розбавлення,

$$b = \beta/r = \text{Nu}_D \cdot D/r^2$$

Вважаємо, що радіаційна активність води пропорційна концентрації C радіонукліда у водному розчині. Тому на відстані X від поверхні активність A розчину дорівнює

$$A = A_0 \cdot e^{-\frac{x}{v}(b+\lambda)}, \text{ Бк} \quad (12)$$

Конвективно механізм поширення радіонуклідів має пояснювати процеси переміщення радіоактивної речовини конвективними (молярними) потоками. Роль його має зростати з підвищенням температури. Кип'ятіння, варіння відбуваються, коли дифузійні процеси переходять у турбулентний режим.

Інтенсивність конвективних потоків визначається просторовим масштабом турбулентності l , швидкістю турбулентних пульсацій, яка в свою чергу пов'язана з швидкістю конвективного потоку w . За формулою Прандтля кінематична в'язкість ν_t дорівнює $\nu_t = l^2 \frac{dw}{dy}$, а динамічна в'язкість $\mu = \rho \cdot w \cdot l$, де w - швидкість турбулентних пульсацій $w = l \frac{dw}{dy}$, ρ - густина.

Просторовий масштаб турбулентності l має порядок розмірів, що визначають систему - розмір тіл, що обтікаються, діаметр або ширина каналів, діаметр комірок, зокрема комірок Бенара у структурованій системі харчового продукту.

Якщо у системі протікають процеси фазового перетворення із зміненням об'єму газової фази, з'являється додатковий, стефанівський молярний потік

$$\vec{G}_v c = \vec{w}_c \cdot \frac{p_1}{RT}, \quad (13)$$

де w_c – швидкість стефанівського потоку, p_1 – тиск насиченої водяної пари, p_1/RT – мольна концентрація водяної пари. Стефанівський потік збільшує винесення пари від поверхні. З врахуванням стефанівського потоку повний конвективний потік дорівнюватиме

$$\vec{G}_v = \vec{v} \cdot C + \vec{w}_c \cdot \frac{p_1}{RT}. \quad (14)$$

У випадку $p_1 = 0$ (на великій відстані від поверхні) вважатимемо незмінним.

Визначимо конвективний дифузійний потік (з врахуванням стефанівського) при випаровуванні рідини з плоскої поверхні у газове середовище. Будемо вважати, що конвективний потік у рідині порядку дифузійного потоку пари у межах прикордонного шару, який для пари можна записати

$$G_1 = -\frac{D_{12}}{RT} \frac{dp_1}{dx} + w_c \cdot \frac{p_1}{RT}, \quad (15)$$

а потік повітря має дорівнювати нулю.

$$G_2 = -\frac{D_{12}}{RT} \frac{dp_1}{dx} + w_c \cdot \frac{p_2}{RT} = 0, \quad (16)$$

де D_{12} – коефіцієнт дифузії, w_c – швидкість стефанівського потоку, p_2 - тиск повітря.

Потік G_2 дорівнює потоку пари і спрямований назустріч у бік зменшення парціального тиску повітря p_2 . Тому загальний тиск $P = p_1 + p_2$.

Звідси

$$w_c = -D_{12} \frac{1}{P-p_1} \frac{dp_1}{dx} \quad (17)$$

З врахуванням виразу для швидкості стефанівського потоку потік G_1 дорівнює

$$G_1 = -D_{12} \frac{1}{1-p_1/p} \frac{dp_1}{dx}. \quad (18)$$

Інтегруючи вираз для G_1 , отримаємо

$$G_1 = \frac{1}{x} \frac{D_{12}}{RT} P \ln \frac{1 - \frac{p_1}{P}}{1 - \frac{p_{1\text{пов}}}{P}}. \quad (19)$$

Оцінимо вплив стефанівського потоку при випаровуванні рідини. Відношення повного дифузійного потоку (разом із стефанівським потоком) до чисто дифузійного потоку у газовій фазі

$$k = \frac{\ln \frac{1 - \frac{p_1}{P}}{1 - \frac{p_{1\text{пов}}}{P}}}{\frac{p_{1\text{пов}}}{P} - \frac{p_1}{P}} \quad (20)$$

На рис. 1 приведені залежності коефіцієнта k від відношення тиску пари на поверхні випаровування $p_{1\text{пов}}$ до загального тиску P .

З рис.1 видно, що у випадку, коли $p_1 = 0$, а $p_{1\text{пов}}/P = 0.5$, що відповідає температурі $T=373\text{K}$, відношення $k = 1.4$. Коли $p_{1\text{пов}}/P = 0.95$, відношення k зростає до 3,2. За формулою Прандтля, можна оцінити чисто дифузійний потік у рідині. Користуючись довідниковими даними, знаходимо, що при температурі кипіння води $T = 373 \text{ K}$ відношення кінематичних в'язкостей води і водяної пари складає 35.7. Тобто, можна очікувати, що стефановські потоки майже на два порядки перевищують конвективні дифузійні потоки у рідині.

Це пояснює, чому швидкості таких технологічних процесів, як соління, вимочування малі, а самі ці процеси вимірюються годинами та добами. В них діють молекулярні дифузійні механізми. Проте, технологічні процеси, що пов'язані з кип'ятінням та варінням, характерні великими швидкостями конвективних потоків. При цьому суттєвими є стефанівські потоки, що обумовлені фазовими перетвореннями у системі. Тривалість цих процесів складає хвилини. Зрозуміло, що для виведення радіонуклідів у процесах вимочування потрібні години, а в процесах кип'ятіння – декілька хвилин.

4. Методи виведення радіонуклідів з продуктів харчування. Ці методи базуються на фізико-хімічних процесах дифузії, осмотичного переносу та розчинності радіонуклідів.

Правильний вибір технологічної обробки харчових продуктів з таких, як відварювання, вимочування, бланшування, дозволяє значно знизити вміст радіонуклідів у продуктах. Найбільш результативними є процеси, що забезпечують перехід ізотопів у воду. Так, вимочування та бланшування знижують вміст Cs-137 на 20–

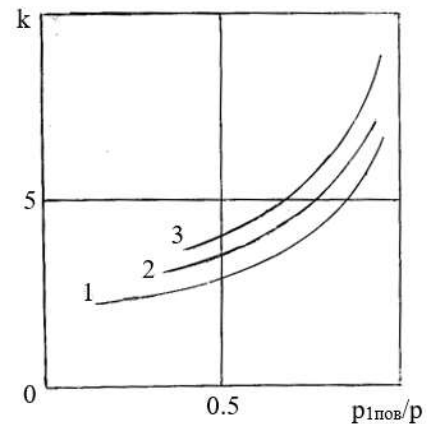


Рис.1 Роль стефанівських потоків при випаровуванні в процесах кип'ятіння та варіння
 1 – $p_1 = 0$; 2 – $p_1 = 0,2 P$; 3 – $p_1 = 0,4 P$

Таблиця 1. Середні значення коефіцієнта технологічної (кулінарної) обробки

Технологічна операція	Коефіцієнт К.т.о
Відварювання м'яса та кип'ятіння 10 хв	0.4
Відварювання риби	0.7
Сепарація молока на вершки	0.1
Переробка молока на сир	0.1
Очищення митої картоплі від шкірки	0.5
Вимочування картоплі впродовж 3—4 год.	0.6
Відварювання грибів	0.2

Таблиця 2. Ступеня зниження радіоізоотопів з харчових продуктів

Продукти	Спосіб зниження	Ступень зниження, разів
Томати, огірки	Промивання	5–7
Капуста	Видалення верхніх листків	До 40
Буряк, морква	Зрізання верхівки	8–12
Картопля	Вимочування впродовж 3-4 год.	5–20
Зерняткові, овес	Дроблення	10–15

40%, соління, маринування огірків знижує вміст цезію-137 до 15%, консервування шпинату і капусти до 20%, кип'ятіння – до 50%.

Відварювання знижує концентрацію радіонуклідів у грибах, м'ясі й овочах до 50-80%. Тушіння томатів, очищеної моркви знижує вміст в них цезію-137 на 50%, очищеного буряка до 30%. У вареному м'ясі зазвичай залишається 40%, а в бульйоні 60% від цезію-137, що міститься в початковому м'ясі. Тому бульйон потрібно злити після 8-10 хвилин кип'ятіння м'яса.

Для оцінки зниження активності продуктів після технологічної і кулінарної обробки використовують [5] коефіцієнт технологічної або кулінарної обробки, який розраховують за формулою:

$$K_{т.о} = A_{т.о} / A_0 \quad (21)$$

де $A_{т.о}$ – питома активність продуктів після технологічної (кулінарної) обробки, Бк/кг; A_0 – питома активність продуктів до обробки, Бк/кг.

Солі цезію мають тенденцію залишатися у водній фазі. Тому переробка молока у продукти тривалого зберігання є ефективним способом зниження вмісту радіонуклідів в кінцевих молочних продуктах. Переробляючи молоко на жирні молочні продукти (вершки, масло), можна істотно понизити вміст радіонуклідів в харчовому ланцюжку. Для цього потрібно кип'ятити його впродовж 8–10 хвилин.

У табл. 2 наведені дані з ступеня зниження радіоізоотопів з харчових продуктів.

Практичне значення роботи полягає в розробці алгоритмів моделі виведення радіонуклідів, придатної для прогнозування критичних режимів фізичних процесів технологічної та кулінарної обробки харчової продукції. Отримані результати можуть бути використані: під час оцінювання безпечності продуктів харчових підприємств із метою зниження вмісту радіонуклідів, а також у випадку розробки рекомендацій щодо раціонального харчування на радіаційно забруднених територіях.

Висновки

У роботі розглянуто радіоактивне забруднення продуктів харчування, встановлені основні механізми знешкодження радіаційного забруднення харчової продукції під час її технологічної та кулінарної обробки, виконано моделювання процесів масообміну при виведенні радіоізотопів з продуктів харчування у водний розчин в технологіях їх кулінарної обробки.

Конвективно-дифузійна модель перенесення радіонуклідів у водному розчині слушно описує динаміку радіоактивних домішок, Показана суттєва роль стеганівських потоків у процесі дифузії радіонуклідів і потреба врахування його при моделюванні динаміки процесу. Розрахунки за конвективно-дифузійною моделлю пояснюють експериментально встановлені швидкості виведення радіоізотопів з харчових продуктів в технологіях їх кулінарної обробки - вимочування, бланшування, подвійне варіння.

Надані приклади технологічних рішень доводять ефективність такого підходу у наукових дослідженнях та демонструють потенціал моделювання для оптимізації харчових технологій.

Література

1. Закон України «Про основні принципи та вимоги до безпечності та якості харчових продуктів»: наук.-практ. комент. Київ, 2018. 160 с.
<https://zakon.rada.gov.ua/laws/show/771/97-%D0%B2%D1%80/uk>
2. Норми радіаційної безпеки України. НРБУ-97. К.: МОЗ, 1997. 121с.
<http://www.insc.gov.ua/docs/nrbu97.pdf>
3. Про затвердження державних санітарних правил "Основні санітарні правила забезпечення радіаційної безпеки України" (ОСПУ). Верховна Рада України, док. z0552-05, чинний, поточна редакція від 23.12.2025
<https://zakon.rada.gov.ua/laws/show/z0552-05#>
4. Державні гігієнічні нормативи. Допустимі рівні вмісту радіонуклідів ^{137}Cs і ^{90}Sr у продуктах харчування та питної води (ДР-2006) // Офіційний вісник України. – 2006. – № 29. – С. 142–150.
5. Попова Н. В., Арсеньєва Л. Ю., Мисюра Т. Г. Контроль якості та безпечності продукції галузі: Курс лекцій для студ. напряму 6.051701 "Харчові технології та інженерія" ден. та заоч. форм навч. — К.: НУХТ, 2012.175 с.
6. Анісімов І.О. Синергетика: навч. посіб. Київ: КНУ ім.Т.Г. Шевченка, 2006, 159с.
7. Герасимов О.І. Фізичні основи технологій захисту навколишнього середовища: підручник. Одеса: ОДЕКУ, 2023. – 168 с.
8. Герасимов О.І. Технології захисту навколишнього середовища: підручник/ Одеськ. держ. еколог. ун-т. Одеса: ТЕС, 2019. 268 с.
9. Герасимов О.І., Курятников В.В. Фізичне моделювання в технологіях водоочищення // Фізика аеродисперсних систем. 2023. №61. С.17-31.
DOI: <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2023.61.290835>

Дата надходження: 02.03.2026

Дата прийняття до друку: 17.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

V. V. Kuriatnykov

Modeling of mass transfer processes taking into account radionuclide diffusion in pores and convection during technological processing of food products

Summary

Given the high mobility of radionuclides in natural chains and their ability to accumulate in food products, the issue of effective technological purification of food products is becoming particularly relevant.

Food products can be considered a hierarchy of dispersed gaseous, liquid and solid phases, dispersed systems, most of which have a porous and fibrous structure, taking the form of foam, such as bread and bakery products.

The content of radionuclides in these structures can be changed by applying physical processes of mass transfer, which are the basis of the technologies of their culinary processing by soaking, boiling, salting, etc. Rationalization of technological processing of culinary products can significantly reduce its radioactivity and increase the level of food safety.

The aim of the study is to model mass transfer processes during technological and culinary processing of food products to reduce the content of radionuclides in them.

Radiation contaminants can be dissolved in water, and the processes of their neutralization can be associated with the rate of their removal through pores in mass transfer processes.

Within the framework of this approach, the mechanisms of physical processes accompanying the removal of radionuclides from food products are considered. These are the processes of internal diffusion of a salt solution of the radionuclide in individual pores that open onto the outer surface of the food product, as well as convective-diffusion mechanisms, including Stefan flows.

The modeling of mass transfer processes during the release of radioisotopes from food products into an aqueous solution in the technologies of their culinary processing has been performed. The processes of intraporous diffusion of the solution through capillary pores that extend to the outer surface of the food product have been considered. A mathematical expression for diffusion flows through these pores has been found.

It is shown that at regimes corresponding to the temperature treatment of food products in the processes of boiling, boiling, the dynamics of radioactive impurities in an aqueous solution is more accurately described by the convective-diffusion model. The significant role of Stefan flows in the diffusion process of radionuclides and the need to take it into account when modeling the dynamics of the process are shown.

Keywords: *radiation contamination, dispersed phase, diffusion, modeling.*

ФІЗИКА ГОРІННЯ

УДК 629.7.036.2

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361468>**Козін В. С.***Інститут технічної механіки Національної академії наук України і Державного космічного агентства України, м. Дніпро, Україна**E-mail: kozinvaleri9@gmail.com*

Прискорення запуску твердопаливного ракетного двигуна за рахунок нітрозних газів

Роботу присвячено підвищенню швидкості горіння твердоого ракетного палива (ТРП) в каналі заряду РДТП в початковий момент часу. Це обумовлено тим, що ракетні двигуни стартових прискорювачів повинні споряджатися швидкого горіння порохами. Обрано варіант дворежимного РДТП в якості стартового прискорювача, що не потребує зміни форми каналу паливного заряду. В якості базової оцінки приведено порівняння енергій нагрівання заряду твердоого ракетного палива різними засобами: випромінюванням і заповненням каналу заряду окислювальними або горючими газами. Проведено аналіз випробувань з нагрівання зразків твердих ракетних палив СВЧ випромінюванням. По результатах енергетичного аналізу цих експериментів показана недостатність такого методу нагрівання для оперативного запуску ракет. Проводились також оцінки впливу на запуск ракетного двигуна попереднього заповнення камери згорання нітрозними газами NO_x . У початковий момент розкладання NO_x відбуватиметься швидше, ніж нагрів і розкладання нітрогліцерину, що знаходиться в ТРП. При запропонованій схемі суміші газів нагрівається запальним пристроєм ефективніше, ніж тверде ракетне паливо, що має низьку теплопровідність. Метою роботи є збільшення швидкості горіння в каналі заряду твердопаливного ракетного двигуна РДТП. Використані методи розрахунку внутрішньобалістичних параметрів в камері згорання ракетного двигуна твердоого палива. Розглянуто уявну ситуацію, коли в процесі запалення заряду відбувається одночасно абсорбція і розкладання нітрозних газів, що заповнюють канал заряду. Розраховано позитивний ефект зміни динаміки запуску від наповнення каналу заряду РДТП нітрозними газами на прикладі стартового прискорювача, що зараз використовується. В результаті виявлено збільшення швидкості виходу на режим сталої роботи стартового прискорювача на баліститному паливі. Наукова новизна полягає у одночасному використанні тиску абсорбції і температури розкладання нітрозних газів в розрахунку процесу запуску стартового прискорювача на баліститному ТРП, що є штучним моделюванням. Практичне значення роботи полягає у можливості більш швидкого запуску ракети за допомогою стартового прискорювача, що зараз використовується. Результати можуть бути використані для створення швидкого горіння ТРП реактивних двигунів протитанкових гранат і мінометних мін, що повинні покидати стволи озброєнь дуже швидко.

Ключові слова: ракетний двигун, тверде ракетне паливо, стартовий прискорювач, нітрозні гази, тиск абсорбції, температура розкладання.

Введення. Одним із факторів, який необхідно враховувати при запусках ракет з берега моря, є підвищена вологість повітря над поверхнею води. Відомо, [1], що швидкість звуку в повітрі з вологістю збільшується. Подолання шару вологого повітря, товщина якого залежить від температури оточуючого середовища, з заданим числом Маха потребує збільшення початкової швидкості польоту ракети. Частіше це завдання вирішується застосуванням стартових прискорювачів, що скидаються, рідше застосуванням дворежимних РДТП, коли один з режимів роботи є стартовим, а другий – режим маршового двигуна. Цей ефект може бути досягнутий формуванням камери згоряння у вигляді каналів двох типів, як, наприклад, у твердопаливного прискорювача Р230 ракети «Аріан 5» [2], або заповненням однакового по довжині каналу заряду олисульвальними або горючими газами, після виходу яких назовні режим роботи двигуна зміниться.

Аналіз літературних даних. В роботі [3] показано, що тепловиделення і швидкість горіння двохосновних твердих палив залежать від масового вмісту NO_2 в паливі. Але, збільшення швидкості горіння може бути досягнуто, якщо тверде паливо (ТП), ще до запуску буде [4,5] нагріватися різними засобами, наприклад - радіаційним тепловим потоком, що осцилює. При цьому, потужність випромінювання буде посилюватись віддзеркаленням від стінок двигуна, якщо РДТП виконано у металевому корпусі. Такий спосіб, коли двигун перед стартом підігривається радіаційним тепловим потоком, що осцилює, придатний лише для начального прискорення ракети. Тверде паливо може бути нагріте променистим теплообміном тільки в перші моменти роботи двигуна, поки притік тепла із газової фази не розігріє паливо до тієї ж або більшої температури. В роботі [5] по результатах спроби підпалення зразків твердих ракетних палив баліститного НДП-5А, сумішевого ПД-10/20Е і термопластичного МГТ-2П СВЧ випромінюванням потужністю 1,5 кВт спостерігалось деяке збільшення швидкості горіння (від 4 % до 9 %) НДП-5А після припинення СВЧ нагріву і охолодження палива. Річ у тому, що при нагріві баліститного ТП спершу йдуть процеси розкладання із виділенням NO_2 і NO , початок і закінчення горіння яких відбуваються в димогазовій зоні і зоні полум'я. Вочевидь СВЧ нагрів призвів тільки до процесів розкладання. Заряди знаходились в замкнутій ємності, в атмосфері звичайного повітря. Але в [3] було показано, що найменший тиск початку горіння баліститного ТП дорівнює 2 атм. Випромінювач працював на частоті, що відповідає $\lambda \approx 11$ см. Під впливом СВЧ випромінювання на зразки спостерігався їх нагрів. Ступінь нагріву залежала від тривалості впливу. Найбільша інтенсивність нагріву спостерігалась у зразків ПД-10/20Е стовбчастої форми. Дані по нагріву зразків для різної тривалості впливу на них СВЧ випромінювання наведено в табл. Остаточні явища у вигляді збільшення швидкості горіння баліститного палива, вочевидь, були зумовлені початком виділення NO_2 . Як видно з таблиці, сумішеве паливо, через 6 хвилин опромінювання спалахнуло під дією радіохвиль, довжиною 11 см, збільшуючих радіаційну і, відповідно, абсолютну температуру палива. Для таких хвиль спектральну інтенсивність випромінювання, або щільність потоку потужності, реального тіла, також як і аналогічну характеристику абсолютно чорного тіла, розраховують по формулі Релея-Джинса

Таблиця. Температура зразків ТП після опромінювання СВЧ [5].

Тип ТП	Зразок	Температура зразків ТП, °С, під час впливу СВЧ випромінювання, с						
		10	20	30	60	120	240	360
НДП-5А	стовпчики	–	–	–	–	20-25	30-35	–
	лопатки	–	–	–	–	–	25-30	–
ПД-10/20Е	стовпчики	–	–	–	25-30	30-40	50-60	Спалах
	лопатки	–	–	–	–	20-25	25-35	Спалах
МГТ-2П	стовпчики	–	–	–	–	20-25	25-30	–

$$I_{\lambda} = \frac{C_1}{C_2} \cdot \frac{T_{\lambda}}{\lambda^4}, \quad (1)$$

де λ – довжина хвилі випромінювання; T_{λ} – радіаційна температура; C_1 – перша постійна Планка = $3,74 \cdot 10^{-16}$ Вт·м²; C_2 – друга постійна Планка = $1,44 \cdot 10^{-2}$ м·К. Прийmemo, що висота стовпчика палива ПД–10/20Е становить 11 см, а діаметр 1 см. Відповідно – площа цього зразка $34,54$ см², а об'єм – $8,63$ см³.

Звідси може бути розраховано сумарну потужність опромінювання зразка палива ПД–10/20Е 240 с · $1,5$ кВт = 360 кДж. Відомо, [6], що енергія активації перхлорату амонію дорівнює $307,54$ кДж/моль. Тому, спалах сумішевого палива стався із затримкою, зумовленою низькою теплопровідністю ТРП, меншою ніж теплопровідність сталі в 100 разів. Перед цим, після 240 с нагріву температура лопатки з ПД–10/20Е дорівнювала температурі лопатки з НДП-5А і стовпчика з МГТ-2П. Всі ці палива розігрівалися СВЧ енергією однаково. Баліститне паливо не досягло потрібної температури 50° С для стійкого запуску і виходу двигуна на режим.

Метою даної роботи є збільшення швидкості горіння в каналі заряду твердопаливного ракетного двигуна у початковий період часу, якщо стартовий прискорювач оснащений РДТП на баліститному паливі.

Результати досліджень. Залежність швидкості горіння двохосновних твердих палив від масового вмісту NO_2 визначається формулою

$$U(P) = a \cdot \exp[b \cdot g_{\text{NO}_2}] \cdot P_k^v, \quad (2)$$

де a – коефіцієнт, що залежить від початкової температури палива; $b = 10,0$ для більшості палив; g_{NO_2} – масова концентрація окису азоту в баліститному паливі, в даному випадку. Із збільшенням вмісту NO_2 і калорійності палива зростає швидкість горіння [3].

В складі баліститного палива речовинами, які виділяють NO_2 є нітрогліцерин і нітроклетчатка. Температура спалаху нітрогліцерина також 200° С, чим пояснюється поява модифікованих баліститних твердих ракетних палив, в яких окислювачем є перхлорат амонію. Однак енергія активації запалення хімічних речовин становить більшу величину. Про це свідчать великі цифри потужності випромінювання – порядку мегавата на квадратний метр, в статті [7]. При цьому, в зале-

жності від тиску, при звичайних значеннях щільності і теплоємності порошу різниця початкових температур при проведенні вимірювань становить від десятків до двох сотень градусів [7]. Тобто, у згаданих в [5] експериментах для спалаху баліститного палива в димогазовій зоні не вистачило потужності випромінювання. Це говорить про те, що паливо НДП-5А не було модифікованим, тобто не містило перхлорату амонію. Тому цілком подальших досліджень є вирішення як організувати ріст концентрації NO_2 в процесі горіння в димогазовій зоні над поверхнею ТРП в початковий момент часу для скорішого спалаху паливного заряду і виходу двигуна на режим сталої роботи. Тобто – для скорішого запуску РДТП. Цей процес може бути організований попереднім заповненням КЗ нітрозними газами, які починаючи розкладатись при температурі вище температури повітря можуть створювати необхідну для горіння концентрацію NO над поверхнею ТРП. Тому слід очікувати позитивного ефекту від попереднього наповнення каналу заряду РДТП нітрозними газами з формулою NO_x , де x може дорівнювати 8,0. Для зберігання перед запуском тиск нітрозних газів в каналі заряду може бути невеликим $\sim 0,2$ МПа а початкова температура поверхні палива повинна бути порядку 50°C . При нагріві NO_x відбудеться розкладання нітрозних газів на NO_2 і проміжні продукти розпаду. Буде змінюватись вміст NO в газовій фазі, реакції в якій будуть призводити до збільшення температури і підвищення теплового потоку до поверхні горіння і, відповідно, до підвищення швидкості горіння твердого палива. Проте, нітрозні гази при запуску РДТП після вильоту заглушки з критичного перерізу сопла будуть швидко виходити із двигуна. За цей час відбудеться запуск і вихід РДТП на режим сталої роботи. Розглянемо це на прикладі стартового прискорювача ракети С-125 ПРД-36 (5С45), спорядженого 14-ма одноканальними шашками порошу. Час його роботи становить 4с. Діаметр прискорювача 0,55 м, а довжина $\approx 1,23$ м. Ракета, яку він прискорює, має масу 980кг при масі стартового прискорювача 407 кг [8]. На відмінність від комплексу С-125, ракета якого стартує з відкритих направляючих, зараз цей прискорювач використовується для іншої ракети, яка стартує із «труби» - транспортно-пускового контейнера (ТПК). Не зважаючи на деяку сферичність переднього днища і конусність соплового розрахуємо об'єм прискорювача, як циліндра $V=1,17\text{м}^3$. Різниця між фактичним об'ємом і розрахунковим буде компенсована додатковим тиском. Так як ПРД-36 був спроектований дуже давно, припустимо, що коефіцієнт заповнення паливом цього об'єму був 0,8. Тобто, під тиском в 1 атм. в ньому може знаходитись $1,17 \cdot 0,8 = 0,936$ м³ нітрозних газів. При спалюванні нітрозних газів температура на протязі всієї зони горіння не перевищує величин, при яких утворюються теплові NO_x - при температурах порядку 1000 К, [9], у той час, коли температура полум'я над ТРП може змінюватись від 1750 до 2756 К, [3]. Таким чином, розкладання NO_x може відбуватися ще до початку горіння палива. При запалюванні заряду нітрозні гази відбирають тепло на себе і знижують температуру у початковий момент. На виробництві азотної кислоти глибока воднокислотна абсорбція окислів оксиду азоту для каталітичного знешкодження починається при тиску 3.5 атм. Енергія активації каталітичного знешкодження, як хімічного процесу, менше ніж енергія активації процесу горіння. Значення енергії

активації процесу розкладання конденсованої фази і енергії активації в димогазовій зоні наведені в [3]. Значення енергії активації процесу розкладання конденсованої фази – 140 ± 2.1 кДж/моль, тобто, вищезгадана енергія опромінювання була достатньою для розкладання в зоні спінювання і це – термічна енергія, обумовлена нагрівом. Енергія активації в димогазовій зоні 33.4 ± 2.1 кДж/моль, що є енергією подолання порогу взаємодії хімічно реагуючих речовин, тобто енергія хімічної взаємодії.

Тоді складові NO_x виходять із складу суміші як окремі молекули. Для ефективного використання в КЗ прискорювача нітрозні гази повинні знаходитись в його вільному об'ємі під тиском 2 атм. – мінімальному значенню, з якого починається горіння баліститного ТРП. Запальний пристрій двигуна потрібно розміщувати в критичному перерізі сопла так, щоб після запалення і підвищення тиску в КЗ він вилетав назовні. Тоді у вільному просторі прискорювача тиск підніметься до 3.5 атм. а температура до 1000 К, що призведе до виділення з NO_x молекул NO_2 . При збільшенні NO_2 і тиску тепловий потік в зоні спінювання зростає і це призводить до збільшення швидкості горіння палива, [3]. Визначити щільність NO_x неможливо, бо це – суміш газів різного складу. Тому для розрахунків приймемо щільність NO_2 $\rho = 2.05 \cdot 10^{-3}$ кг/м³. Під тиском в 2 атм. в камері згорання ПРД-36 буде знаходитись приблизно 468 літрів, або 0.96 кг нітрозних газів. Припустимо, що запалювальний пристрій цього двигуна не є газогенератором (інакше він не вилетить через критичний переріз сопла), а розкидає пігулки горящої речовини по поверхні 14-ти шашок. Тоді вказані вище значення тиску і температури будуть досягнуті. Відповідно, питомий імпульс

$$I_{y0} \approx \omega_a = \sqrt{\frac{2n}{n-1} RT_k [1 - (p_a / p_k)^{\frac{n-1}{n}}]}, \quad (3)$$

де R – газова стала, Дж/моль·град; T_k - температура газоподібних продуктів в камері згорання; p_k - тиск в КЗ; p_a - тиск на зрізі сопла; n - середній показник ізоентропи розширення продуктів згорання в реактивному соплі.

Для двохатомних газів $n = 1.4$. Підставляючи в рівняння (3) значення для NO_x , одержимо $I_{y0} \approx \omega_a = 132.18$ м/с. Помножуючи цю швидкість на масу нітрозних газів, припускаючи, що вони будуть виходити з прискорювача протягом однієї секунди, розрахуємо момент кількості руху нітрозних газів $m_z \cdot \omega_a = 126,89$ кг·м/с, де m_z – маса газів продуктів згорання. Сумарна маса ракета + прискорювач дорівнює 1387кг.

За правилом постійності суми моментів кількості руху, за одну секунду ракета з прискорювачем переміститься на 0.09м. Об'єм газів, що вийде за цей час в ТПК буде трохи більше 0.02 м³. Тобто, 0,04 від об'єму NO_x в камері згорання. Інші 95% газів будуть горіти разом з ТРП. Це – крайній випадок. Реальний тиск на зрізі сопла буде більшим за атмосферний. Але він залежить від характеристики сопла прискорювача ПРД-36, яка не відома і явно розрахована на більшу масу продуктів згорання. Тому у подальших розрахунках будемо використовувати ту швидкість, що одержана вище, для приблизної оцінки. Для подальших розрахунків скористаємося співвідношеннями [10]

$$\sqrt{2 \cdot E} = \omega_a, \quad (4),$$

де ω_a – швидкість витікання 1кг продуктів згорання із сопла, м/с; E – кінетична енергія газу в КЗ;

$$m_z \cdot \Delta Q = E, \quad (5),$$

де ΔQ – питома кількість тепла.

По формулі (4) $E = 8735.77$ Дж. Тоді, за формулою (5) $\Delta Q = 9,09$ Дж/г.

Відомо, що молекулярна теплоємність для двоатомних газів $C_v = 20.74$ Дж/г·моль·°К. $\Delta Q / C_v = \Delta T = 0.438$ К – приріст питомої температури в КЗ. Тоді для 0.96 кг NO₂ приріст температури буде 420 К. Такий приріст температури стає наслідком додавання тепла ΔQ газам в камері згорання, результатом якого є кінетична енергія E газу в КЗ. Інша частина тепла, пропорційна $\Delta T = 1000 - 420 = 580$ К піде на підвищення внутрішньої енергії, яка буде передаватись поверхні баліститного ТРП. Пропорційно температурі паливу буде передаватись теплова енергія на рівні $E_1 \approx 12$ кДж, що становить приблизно 8,6% від енергії активації процесу розкладання конденсованої фази, наведеної вище, і може мати результатом збільшення швидкості горіння баліститного ТРП на приблизно 9%, як і у випадку нагріву твердого палива СВЧ випромінюванням. Як стверджується в [3], у двоосновних палив порівняно вузький діапазон регулювання швидкості горіння. Тому таке припущення – ймовірно. Цей ефект збільшення швидкості горіння може бути досягнутий при використанні будь якого нагрітого газу, проте саме тиск абсорбції і температура розкладання NO_x визначили параметри результату.

Висновки. Додавання нітрозних газів в КЗ прискорювача на баліститному ТРП або нітрогліцериновому пороху може мати результатом збільшення швидкості горіння на приблизно 9% , як і у випадку нагріву твердого палива СВЧ випромінюванням. Тільки цей процес буде проходити за 1с.

В даній роботі запропоновано збільшення швидкості горіння в каналі заряду твердопаливного ракетного двигуна у початковий період часу, якщо стартовий прискорювач оснащений РДТП на баліститному паливі шляхом попереднього заповнення камери згорання нітрозними газами. Наведені розрахунки свідчать про позитивний результат такого рішення.

Література

1. *Friend, D. G.* Speed of Sound as a Thermodynamic Property of Fluids. Experimental Methods in the Physical Sciences, Vol. 39, Academic Press, 2001. DOI: 10.1016/S1079-4042(01)80090-4
2. *Sokol G.I., Kozin V.S.* Assessment of the possibility of introducing a solid propellant accelerator P230 of the Ariane 5 rocket as a Helmholtz resonator. Космічна наука і технологія. 2024. №6 (151). С. 31-35. [https:// doi.org/10.15407/knit.2024.06.31](https://doi.org/10.15407/knit.2024.06.31).

3. *Aoki I., Kubota N.* Combustion wave structures of high and low energy double-base propellants. «AIAA Pap.» .1980, № 1165, 8 pp. DOI:10.2514/6.1980-1165
4. Спосіб напівнатурного моделювання роботи ракетного двигуна твердого палива. *Козін В.С.* Пат. 99129 Україна: МПК G01N 33/22, G01B 15/00, F02K 9/96. № и 2014 10647; заявл.: 29.09.2014, опубл. 25.05.2015, Бюл. № 10.
5. *Козлов А. Н., Мишлявкин А. М., Одинцов Ю. Т. и др.* Экспериментальное исследование воздействия СВЧ-излучения на образцы топлива твердотопливных ракетных двигателей // Известия Челябинского научного центра УрО РАН. 2007. Вып. 4(38). С. 14–18.
6. *Сарнер С.* Химия ракетных топлив: пер. с англ. М.: Мир, 1969. 488 с.:
7. *Novozhilov B. V.* Combustion of Energetic Materials in an Acoustic Field (Review) // Combustion, Explosion and Shock Waves. 2005. Vol. 41, No. 6. P. 709–726. DOI: 10.1007/s10573-005-0082-3.
8. *Ганин С., Коровин В., Карпенко А., Ангельский Р.* Ракетные комплексы ПВО страны. Авиация и космонавтика. 2012. №12. С.25-26.
9. *Lamoureux N., Desgroux P., El Bakali A., Pauwels J. F.* Experimental and numerical study of the role of NCN in prompt-NO formation in low-pressure CH₄-O₂-N₂ and C₂H₂-O₂-N₂ flames // Combustion and Flame. 2010. Vol. 157, № 10. P. 1929 –1941. doi:10.1016/j.combustflame.2010.03.013
10. *Орлов Б.В, Мазинг Г.Ю.* Термодинамические и баллистические основы проектирования ракетных двигателей на твёрдом топливе. М.: Машиностроение, 1979. 390 с.

Дата надходження: 15.01.2026

Дата прийняття до друку: 17.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

V. S. Kozin

Increase of speeds burning of solid propellant filling by gases oxides of nitrogen NO_x of combustion chamber

Summary

Work is sanctified to the increase of speed of burning of solid propellant (SPRE) in initial moment of time in the channel of charge of SPRE. It is conditioned by that the rocket engines of the starting accelerating must be equipped by quickly burning gunpowders. The variant of dual-mode SPRE is select as a starting accelerating that does not need the change of form of channel of fuel charge. As a base estimation comparison over of energies of heating of charge of hard rocket fuel is brought by different facilities: by a radiation and filling of channel of charge by oxidizing or combustible gases. The analysis of the tests is conducted from heating of standards fuels in combustion chamber (CC) of super high frequency solid rocket propellant (SRP) to the radiations. On the results of power analysis of these experiments the shown insufficiency of such method of heating is for the operative start of rockets. This analysis was conducted also for estimation of influence on the start of rocket engine of the previous filling by gases oxides of nitrogen NO_x of combustion chamber. In initial moment of decomposition NO_x will take place quicker than warmed decomposition of glycerines nitrite, that is in SRP. At an

offer chart mixture of gases is heated by the used for setting fire device more effective than hard rocket fuel that has a subzero heat-conducting. The aim of the work is an increase of speed of burning of solid-propellant rocket engines (SPRE) in the channel of charge. The methods of calculation of internal ballistics parameters are used in a combustion chamber of rocket engine of solid-propellant. An imaginary situation is considered, when in the process of inflammation of charge there are simultaneously absorption and decomposition of gases oxides of nitrogen that fill the channel of charge. The positive effect of change of dynamics of start is expected from filling of channel of charge of SPRE by of gases oxides of nitrogen on the example of the starting accelerating that is now used. As a result the increase of speed of exit is educed on the mode of permanent operations of the starting accelerating on a nonmetallic fuel. A scientific novelty consists in the simultaneous use of pressure of absorption and temperature of decomposition of gases oxides of nitrogen in the calculation of process of start of the starting accelerating on nonmetallic of SRP, that is an artificial design. A practical value consists in possibility of more rapid start of one of rockets by means of the starting accelerating that is now used. Results can be drawn on for creation of quickly burning of SRP of ramjets of antitank grenades and mortar mines, that must abandon the barrels of armaments very quickly.

Keywords: *rocket engine, solid propellant, starting accelerating, gases oxides of nitrogen, pressure of absorption, temperature of decomposition.*

УДК 662.612:662.637.5

<https://doi.org/10.18524/0367-1631.2026.64.361470>**Назарчук Б. В.¹, Німич А. В.², Панченко Д. Ю.³, Шевчук В. Г.⁴, Сидоров О. Є.⁵**^{1,2,3,4} Військова академія, м. Одеса⁵ Одеський національний університет імені І. І. МечниковаE-mail: shevchukoniph@gmail.comORCID iD: ¹ <https://orcid.org/0000-0001-5023-2094>² <https://orcid.org/0000-0003-3314-5356>³ <https://orcid.org/0000-0002-4798-4719>⁴ <https://orcid.org/0000-0003-0666-0539>⁵ <https://orcid.org/0009-0003-5555-7033>

Експериментальне дослідження спалахування та горіння крапель суспензійних пальних

В роботі експериментально досліджено процес спалахування та горіння крапель суспензій порошкоподібного бору різної дисперсності (аморфного та кристалічного) і гасу (марки ТС-1). Показано двохстадійний процес — вигорання рідкої зв'язки і подальше спалахування і горіння твердого борного залишку. Виявлена аналогія процесів спалахування і горіння твердого залишку і штучних конгломератів бору. Запропонована методика розрахунку обох стадій горіння крапель суспензійного пального і показано, що повне перетворення за час менше 20 мс (що становить практичний інтерес), можливо для крапель діаметром не більше 50 мкм.

Ключові слова: суспензії, бор, крапля, спалахування, горіння.

Досягнення сучасних технологій виготовлення суспензій забезпечили можливість створення суспензійних пальних (СП) із вмістом конденсованої фази до 50% за масою і вище. Їх застосування може дозволити реалізувати переваги рідинної схеми подачі пального. Водночас очевидно, що при такому високому вмісті к-фази в СП процеси його розпилення та перетворення в камері згорання реактивного двигуна повинні мати суттєві специфічні особливості порівняно з рідкими пальними. Що стосується процесу перетворення, ці відмінності обумовлені насамперед значною різницею в часі затримки займання та горіння рідин, які реагують у паровій фазі, та твердих пальних, що реагують гетерогенно. Тому серед першочергових завдань, що виникають при визначенні принципової можливості та перспективності використання СП для двигунів різного призначення, є наступні: встановлення фізичної картини розвитку процесу перетворення, визначення критичних умов займання, а також часових характеристик спалахування та горіння залежно від виду твердого пального та параметрів рідкого пального і середовища.

В даній роботі в якості твердого пального вибрано бор як один із найбільш перспективних високоенергетичних компонентів в складі конденсованих ракетних пальних [1].



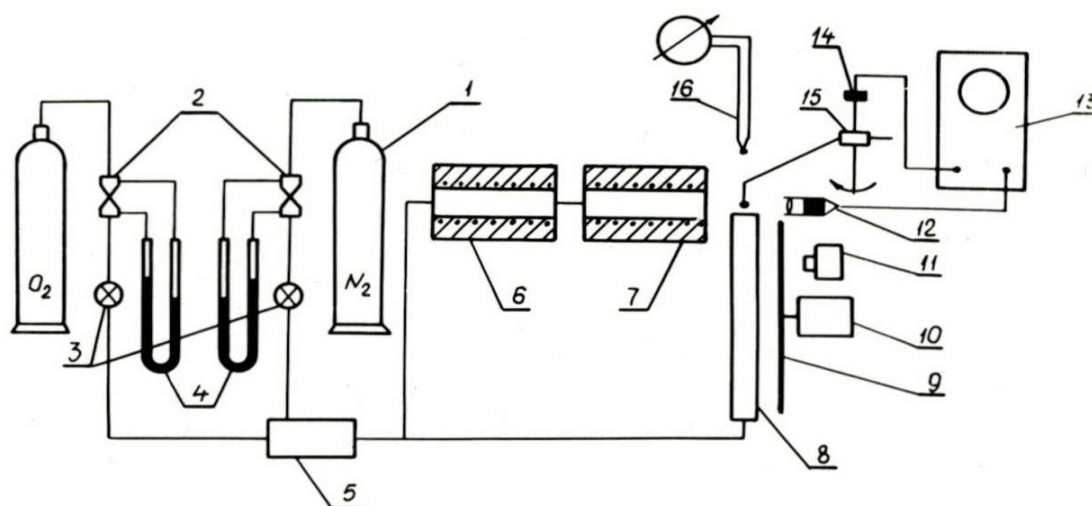


Рис. 1 Принципова схема експериментальної установки.

1. газові балони; 2. газові крани; 3. газовий лічильник; 4. манометри; 5. змішувач газів; 6, 7. електричні печі; 8. реакційна труба; 10. обтюратор; 11. кінокамера; 12. фотодіод; 13. осцилограф; 15. система вводу крапель; 16. термопара.

Як показав досвід вивчення спалахування та горіння різних дисперсних систем бора [1-5], такі роботи доцільно починати з дослідження поодиноких крапель суспензій. В даній роботі наведено методику експериментів, результати досліджень критичних умов займання поодиноких крапель суспензій, що різняться вмістом і розмірами частинок бора в СП, та часів горіння крапель суспензії (50% бора + 50% гасу) в кисневмісних середовищах.

Експериментальне дослідження спалахування та горіння суспензійних пальних виконувалося за методом підвішеної краплі на установці, принципову схему якої наведено на рис. 1. Крапля суспензії вводилася в окислювальний газ, який прогрівався в електронагрівальних печах до максимальної температури $T_{max} = 1280$ К. Система подачі газів дозволяла змінювати об'ємний вміст кисню в суміші $O_2 + N_2$ у діапазоні $m_{O_2\infty} = 0.05 \div 1.0$ з відносною похибкою 2%. Система реєстрації забезпечувала одночасну фіксацію світлового потоку від частинки на підвісі та газофазного факела зв'язки фотодіодом, температури центра краплі – хромель-алюмелевою термопарою з діаметром спаю $d = 200$ мкм із записом на шлейфовий осцилограф, а також паралельну кінозйомку (швидкість зйомки до 48 кадр/с). Часи горіння визначалися за результатами кінозйомки процесу горіння крапель на підвісі та при їх падінні після перегорання підвісу у вертикальній трубі фотореєстратором із безперервною протяжкою плівки (швидкість протяжки 25 мм/с). У досліджах використовувалися краплі, діаметр яких лежав у діапазоні $d_{ко} = 0.6 \div 2.0$ мм.

На рис. 2 представлено характерну реєстрограму процесу займання та горіння краплі суспензії, підвішеної на спаї термопари. Момент введення краплі у високотемпературний потік відповідає на осцилограмі (ОГ) різкому зменшенню сигналу від фотодіода (ФД) – крива 2. Після короткого ($\tau \cong 0.2$ с) проміжку часу

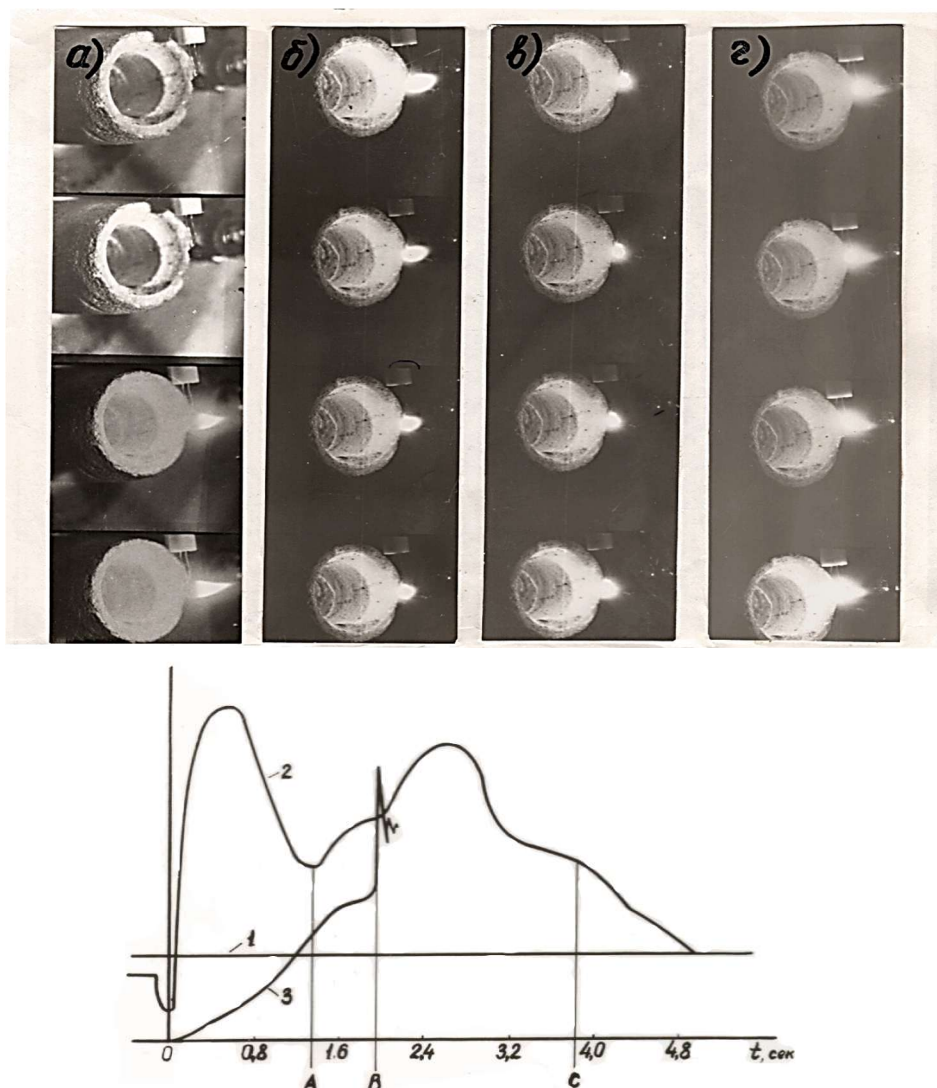


Рис. 2 Регістрограма процесу спалахування та горіння краплі суспензії (50% В+50% Т-б). Діаметр краплі $d_k = 2$ мм. $T_\infty = 1100$ К; $m_{O_2\infty} = 0.4$.
Осцилограма: швидкість протяжки – 25 мм/с. Криві: 1 – T_∞ ; 2 – ФД; 3 – ТП.
Кінограма – швидкість зйомки 32 кадр/с.

фотодіод фіксує різке збільшення світлового потоку, одночасно починається прогрів центра краплі (крива 2, 3 — точка О), а на кінограмі (КГ) поблизу краплі з'являється факел газофазного полум'я (кадри "а"). Вигорання вуглеводневої зв'язки, що супроводжується прогрівом твердого залишку, припиняється через $\tau \approx 1.4$ с (ділянка ОА на осцилограмі, КГ – кадри "б"). Подальше збільшення температури залишку (ОГ – ділянка АВ, КГ – кадри "в") обумовлене виключно саморозігрівом ($T_A > T_\infty$) і завершується його спалахуванням, тобто переходом процесу в самопідтримуваний високотемпературний режим (ОГ – точка В). Необхідно відзначити, що в усіх дослідах моменти закінчення вигорання зв'язки і спалахування конденсованого залишку були розділені помітним проміжком часу $\tau_{з.в.}$. Подальший аналіз кривої 3 на ОГ неможливий, так як термопара перегорає практично миттєво. Час горіння залишку (ОГ – ділянка ВС, КГ – кадри "г") легко визначити за показаннями фотодіода і кінограмі ($\tau_r \approx 1.9$ с).

Такий характер розвитку процесу, типовий для всіх випадків, коли при зміні початкового діаметра краплі, складу горючого і параметрів окислювального газу були забезпечені умови, необхідні для інтенсивного горіння борного залишку, дозволяє сформулювати висновок про двостадійність горіння суспензійного пального.

Перша стадія включає в себе випаровування рідкої зв'язки, її запалення і горіння в газовій фазі. Друга стадія – запалення і горіння твердого залишку. Тобто час повного перетворення краплі суспензійного горючого складається з часу вигорання зв'язки, затримки запалення і горіння борного залишку.

Кінозйомка крапель СП показала, що їхній розмір на стадії вигорання зв'язки в повітрі (або інертного випаровування в азоті) при температурах середовища до 1250 К не змінюється. Тому природно очікувати, що при цьому не змінюється і густина конденсованого залишку. Тоді першу стадію перетворення СП можна описати як процес дифузійного горіння рідкого палива, що випаровується з зовнішньої поверхні стаціонарної пористої частинки, а другу стадію моделювати запалюванням і горінням конгломерату частинок бора відповідної густини, скориставшись результатами досліджень, виконаних раніше (див., наприклад, [4]).

Для перевірки гіпотези про аналогію другої стадії горіння СП і процесів запалювання та горіння конгломератів частинок бору проводилося порівняння: 1) динамічних картин у передполум'яний період і критичних умов спалахування крапель вихідних суспензій і твердих залишків попередньо висушених в інертній атмосфері частинок СП і штучно приготованих конгломератів; 2) часів горіння борного залишку і конгломератів частинок бору. Критичними умовами спалахування крапель СП тут і надалі будемо називати такі параметри середовища, при яких забезпечувалося самопідтримуюче горіння твердої фази суспензії, оскільки саме вона є основним енергоносієм палива. Оскільки для всіх марок досліджених суспензій навіть при максимальній температурі, реалізованій на установці, спалахування в повітрі не спостерігалось, в досліді визначався мінімальний вміст кисню, необхідний для запалювання залишку.

На рис. 3 наведено типовий вигляд осцилограми передполум'яного процесу для попередньо висушених крапель СП. Аналогічний вигляд має цей процес і для штучних конгломератів, які виготовлялися з тих же порошоків бору та гліцерину в якості зв'язки, котрий потім видалявся в процесі сушки.

Результати експериментального визначення критичних мольних вмістів кисню в середовищі, необхідних для спалахування, наведено в табл. 1. З таблиці випливає, що тепловиділення при згорянні зв'язки не змінює критичних умов запалювання залишків суспензій. (У надкритичних умовах теплопередача від газофазного факела зв'язки помітно скорочує час затримки запалювання борного залишку порівняно з попередньо висушеною краплею СП).

Причому ці умови незначно відрізняються від граничних концентрацій кисню, необхідних для запалювання конгломератів частинок бору. Дуже слабо впливає на параметри запалювання і дисперсний склад порошокоподібного бору, на основі якого приготовлені суспензії і конгломерати. Все це дозволяє припустити, що, в першому наближенні, рівень критичних температур запалювання

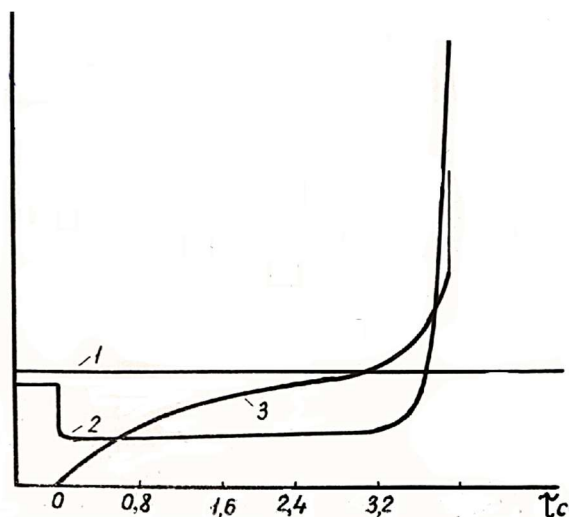


Рис. 3. Осцилограма передспалахувального процесу: твердий залишок. ($\rho = 0.6 \text{ г/см}^3$). $d_k = 2 \text{ мм}$. $T_\infty = 1100 \text{ К}$; $m_{O_2\infty} = 0.5$. Криві: 1. T_∞ ; 2. ФД; 3. ТП.

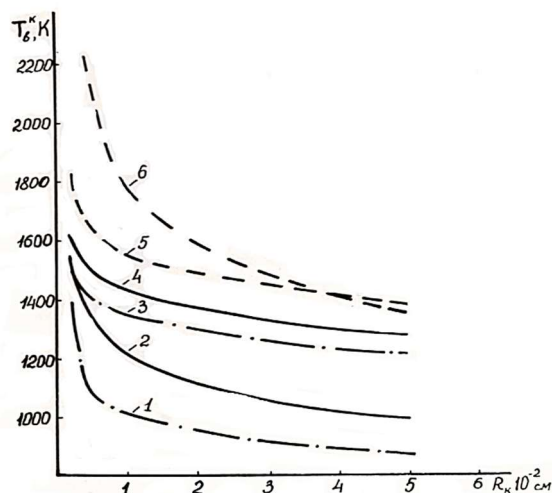


Рис. 4 Експериментальна залежність температури спалахування конгломерату частинок бору від його розміру в повітрі. $\rho_k = 0.6$; теплове спалахування – криві 1, 2, 6. Термокінетичне спалахування – 3, 4, 5. Криві: 1, 3 – $d_0 = 0.22 \text{ мкм}$; 5, 6 – $d_0 = 10 \text{ мкм}$; 2, 4 – 20% з $d_1 = 0.22 \text{ мкм}$ + 80% з $d_2 = 10 \text{ мкм}$

може бути оцінений за даними розрахунку цих величин для конгломератів частинок бору відповідної густини.

На рис. 4 представлені розрахункові температури запалювання конгломератів, утворених сумішшю порошків бору двох фракцій — аморфного $d_0 = 0.22 \text{ мкм}$ (20% за масою) і крупнодисперсного 10 мкм (80% за масою). Розрахунки виконані для двох граничних режимів запалювання: крива 2 — тепловий режим запалювання, коли порушення теплової рівноваги забезпечується накопиченням тепла при саморозігріві до початку помітного випаровування плівки оксиду бору, що покриває кожну частинку в конгломераті; крива 4 – термокінетичний режим спалахування, коли порушення процесу обумовлене одночасно тепловим і кінетичним (в результаті випаровування оксиду з усіх частинок, що становлять конгломерат) механізмами самоприскорення [6]. На цьому ж рисунку наведено критичні умови запалювання конгломератів частинок аморфного бору – криві 1, 3 – і крупнодисперсного бору – криві 5, 6. Співставлення груп кривих 1, 2, 6 і 3, 4, 5 свідчить про те, що і при тепловому, і при термокінетичному режимах спалахування конгломератів частинок біфракційного порошку бору визначається його дрібнодисперсною складовою. Рівень температур запалювання конгломератів у діапазоні розмірів, що становлять практичний інтерес, достатньо високий – критична температура для конгломератів розміром $R_k = 25 \text{ мкм}$ лежить в інтервалі $T_b = 1500 - 1600 \text{ К}$, і різко зростає зі зменшенням їх діаметра, прагнучи до температур спалахування поодиноких частинок бору.

Таблиця 1. Характеристики СП та конгломератів частинок бору та критичні умови їх спалахування.

СП	№	Склад борної основи						
	1	$d_0 = 4.9 \text{ мкм} - 40\% + d_0 = 0.22 \text{ мкм} - 10\% + d_0 = 2.8 \text{ мкм} - 50\%$						
	2	$d_0 = 4.9 \text{ мкм} - 33.6\% + d_0 = 0.22 \text{ мкм} - 8.4\% + d_0 = 2.8 \text{ мкм} - 58\%$						
	3	$d_0 = 1 \text{ мкм} - 40\% + d_0 = 2.8 \text{ мкм} - 56\%$						
	4	$d_0 = 0.22 \text{ мкм} - 10\% + d_0 = 3.9 \text{ мкм} - 42\% + d_0 = 2.8 \text{ мкм} - 48\%$						
	5	$d_0 = 10 \text{ мкм} - 44\% + d_0 = 0.22 \text{ мкм} - 8\% + d_0 = 2.8 \text{ мкм} - 48\%$						
Конгломерати	1	$d_0 = 10 \text{ мкм} - 40\% + d_0 = 0.22 \text{ мкм} - 10\% + \text{гліцерин}$						
	2	$d_0 = 4.9 \text{ мкм} - 40\% + d_0 = 0.22 \text{ мкм} - 10\% + \text{гліцерин}$						
СП	№1	№2	№3	№4	№5	№6	Конгломерати	
							№1	№2
Густина залишку	0.60	0.504	0.528	0.6	0.624	0.588	0.6	0.6
$T_{\infty}, \text{ К}$	1275	1275	1275	1100	1100	1100	1100	1100
$m_{O_2\infty}^{\text{кр}}(\text{СП})$	0.25	0.22	0.26	0.27	0.25	0.24	-	-
$m_{O_2}^{\text{кр}}(\text{залишок})$	0.25	0.22	0.27	0.27	0.25	0.24	0.28	0.25

Зупинимося тепер на способі розрахунку часу вигорання зв'язки на першій стадії горіння СП. Як уже відзначалося вище, такий розрахунок можна провести в припущенні про квазістаціонарне горіння рідкого горючого, що випаровується з поверхні пористої частинки постійного розміру. Спрощену оцінку часу випаровування зв'язки отримаємо із запису рівняння теплового балансу для краплі суспензії:

$$J_{\text{св}} (\Delta H_{\text{вип}} + C_p (T - T_k)) = 4\pi r^2 \lambda \frac{dT}{dr} \tag{1.1}$$

Інтегрування цього рівняння в межах приведеної плівки дає:

$$\tau_{\text{вип}} = \frac{\kappa_{\text{св}} \rho_{\text{с}} C_p}{6 Nu \lambda \ln(1 - \frac{C_p (T_{\infty} - T_k)}{\Delta H_{\text{вип}}})} d_k^2,$$

де $J_{\text{св}}$, $\Delta H_{\text{вип}}$, C_p , $\kappa_{\text{св}}$ – мольний потік, теплота випаровування, теплоємність та масова доля зв'язки відповідно; $\rho_{\text{с}}$ – густина суспензії; λ – коефіцієнт теплопровідності газу; Nu – число Нуссельта; T_{∞} – температура середовища; T_k – температура кипіння зв'язуючого; d_k – діаметр краплі.

Розрахунковий час випаровування зв'язки з краплі суспензії діаметром $d_k = 2 \text{ мм}$ становить для умов наших дослідів $\tau_{\text{вип}} = 1.46 \text{ с}$, що достатньо близько до експерименту (див. рис. 5).

Рис. 5 ілюструє часи випаровування для крапель суспензії малих розмірів. Як бачимо, час першої стадії вигорання СП (складної гранули) квадратично залежить від розміру крапель і може давати значний внесок у сумарний час перетворення суспензії.

На завершення наведемо результати дослідів із визначення часів горіння конденсованого залишку СП та конгломератів частинок бору (див. табл. 2). Порівняння відносних часів горіння «сухих» залишків і конгломератів між собою

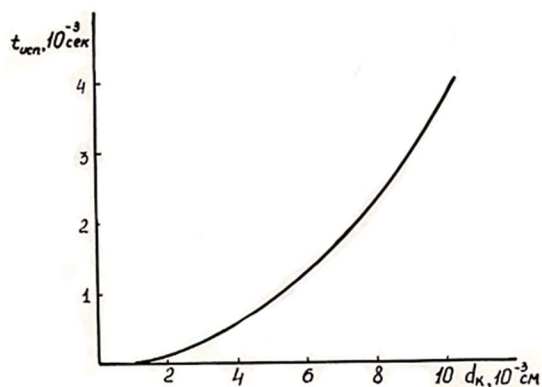


Рис. 5 Розрахункова залежність часу випаровування зв'язки від діаметра краплі суспензії: $T_{\infty} = 1100 \text{ K}$; $\kappa_{\text{СВ}} = 0.5$; $\rho_{\text{с}} = 1.2 \text{ г/см}^3$.

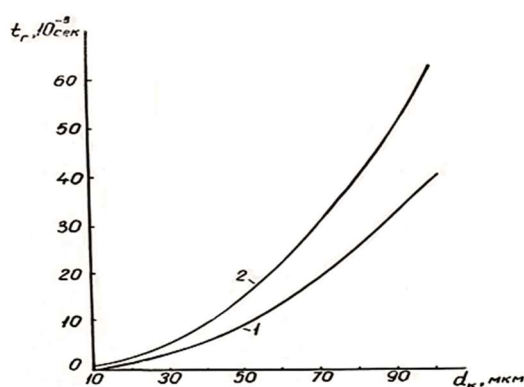


Рис. 6 Розрахункова залежність часу горіння конгломерату частинок бору від його діаметра: $T_{\infty} = 1500 \text{ K}$, $m_{O_2\infty} = 0.21$; 1. $\rho = 0.6 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$; 2. $\rho = 2.34 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}$

Таблиця 2. Час горіння крапель суспензій та конгломератів.

$m_{O_2\infty}$	$\tau_r/d_{\text{к0}}^2, \text{с/мм}^2$			
	експеримент			розрахунок
	СП №1	конгломерати		конгломерати
0.8	1.637 ± 0.04	$d_0 = 4.9 \text{ мкм}$	$d_0 = 10 \text{ мкм}$	1.750
		1.67 ± 0.08	1.68 ± 0.09	
1.0	1.332 ± 0.05	1.317 ± 0.015	1.391 ± 0.08	1.280

Примітка. Значення часу горіння, наведені в табл. 2, розраховані в припущенні, що конгломерат частинок бору сплавляється в монолітну краплю.

та з результатами розрахунку цих часів для конгломератів частинок за дифузійною газофазною моделлю горіння бору [5] дозволяє відзначити їхню добру узгодженість.

Тому часи горіння конденсованої фази дрібних крапель суспензії можна оцінити, скориставшись результатами розрахунку інтенсивного горіння конгломератів частинок за моделлю газофазного горіння бору [6]. На рис. 6 нанесено розрахункові часи горіння конгломератів частинок бору в повітрі, отримані за двома припущеннями: перше – при горінні конгломерата його густина не змінюється – крива 1, і друге – після запалювання конгломерат сплавляється в монолітну краплю – крива 2. Природно очікувати, що зі зменшенням розміру конгломерата ймовірність його сплавлення зростає. Крім того, часи горіння краплі бору становлять собою оцінку зверху. З рисунка випливає, що часи горіння конгломератів реальних розмірів достатньо високі. Тому при жорстких вимогах до часу перебування горючого в камері згоряння потрібна така організація подачі СП, при якій розмір крапель у розпилі був би обмежений зверху. Так, для крапель суспензії діаметром 50 мкм розрахункове сумарний час вигорання зв'язки та твердого залишку становить $\tau = 16.5 \text{ мс}$. Необхідно враховувати також, що зі змен-

шенням розміру конденсованого залишку зростає температура його запалювання, а, отже, і вклад часу затримки спалахування к-фази в загальний час перетворення.

Таким чином, для реалізації ефективного спалювання суспензійних горючих на основі бору в камерах реактивних двигунів необхідний цілеспрямований систематичний пошук шляхів управління окремими стадіями процесу [7-11], в тому числі подачею горючого, спалахуванням та горінням зв'язуючого та конденсованого залишку.

Література

1. Ягодников Д.А. Воспламенение и горение порошкообразных металлов. Издательство МГТУ им. Н.С. Баумана, 2009, 431с.
2. Полищук Д.И., Золотко А.Н., Шевчук В.Г. О воспламенении частиц бору. *Arhivum Thermodynamiki I Spalania*. 1976, v.7, №1, p.82-87.
3. Zolotko, A.N., Klyachko, L.A., Kopeika, K.M. et al. Critical ignition conditions for boron particles suspended in a gas. *Combust Explos Shock Waves* **13**, 31–36 (1977). <https://doi.org/10.1007/BF00756014>
4. Shevchuk, V.G., Zolotko, A.N. & Polishchuk, D.I. Ignition of packed boron particles. *Combust Explos Shock Waves* **11**, 189–192 (1975). <https://doi.org/10.1007/BF00756716>
5. Vovchuk, Y.I., Zolotko, A.N., Klyachko, L.A. et al. High-temperature combustion of an immobile boron particle in an oxygen-bearing medium. *Combust Explos Shock Waves* **11**, 471–476 (1975). <https://doi.org/10.1007/BF00744913>
6. Клячко Л.А., Яковлева Т.А., Золотко А.Н. Время горения частиц бору с учетом влияния диффузионного и кинетического факторов.- В сб. горение конденсированных систем. Черноголовка, 1972.
7. Goroshin S.V., Ageev N.D., Shoshin J.L., Shevchuk V.G. The Premixed Laminar flames in the boron dust clouds // *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion*. 1993. v.2, P.469-477. DOI:10.1615/INTJENERGETICMATERIALSCHEMPROP.V2.I1-6.290
8. Горліченко, М. Г., Шевчук, В. Г., Німич, А. В., Полищук, Д. Д. (2023). Низькотемпературне хлорування бору. *Фізика аеродисперсних систем*, (61), 89–92. <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2023.61.291124>
9. Bulanin, F.K., Sidorov, A.E., Poletaev, N.I. et al. Augmentation of Aluminum and Boron Ignition. *Combust Explos Shock Waves* **57**, 190–195 (2021). <https://doi.org/10.1134/S0010508221020076>
10. Boichuk, L.V., Shevchuk, V.G., Shvets, A.I. Flame Propagation in Two-Component Aluminum–Boron Gas Suspensions. *Combustion, Explosion, and Shock Waves* **38**, 651–654 (2002). <https://doi.org/10.1023/A:1021136126730>
11. Калінчак, В. В., Черненко, О. С., Конійка, О. К. (2023). Критичні умови займання частинок бора в хлорі. *Фізика аеродисперсних систем*, (61), 93–101. <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2023.61.291126>

Дата надходження: 11.01.2026

Дата прийняття до друку: 17.04.2026

Дата публікації: 28.05.2026

B. V. Nazarchuk, A. V. Nimych, D. Yu. Panchenko., V. G. Shevchuk, O. Ye. Sydorov

Experimental study of ignition and combustion of slurry fuel droplets

Summary

The paper presents an experimental investigation of the ignition and combustion processes of droplets of slurry fuels based on powdered boron of different particle sizes and structures (amorphous and crystalline) mixed with kerosene fuel TS-1. A two-stage combustion process was observed, including the burnout of the liquid binder followed by the ignition and combustion of the solid boron residue. An analogy between the ignition and combustion processes of the solid residue and artificially prepared boron conglomerates was established. A calculation procedure for both combustion stages of slurry fuel droplets is proposed. It is shown that complete conversion within less than 20 ms, which is of practical interest, is achievable for droplets with diameters not exceeding 50 μm .

Keywords: *slurry fuels, boron, droplet, ignition, combustion.*

ІМЕННИЙ ПОКАЖЧИК

Бекшаєв О. Я.	8	Мукмінов І. І.	21
Бошков Л. З.	41	Назарчук Б. В.	142
Бошкова І. Л.	65	Німич А. В.	142
Британ А. В.	74		
Вергун Л. Ю.	74	Орловська С. Г.	91
Волгушева Н. В.	65	Панченко Д. Ю.	142
Волчок В. О.	41		
Воробйов Н. О.	41	Свечнікова О. С.	74
Годик К. О.	81	Сидоров О. Є.	142
Гречановський А. П.	56	Симоненко Ю. М.	30
Грудка Б. Г.	30	Страутман А. А.	51
Дойков Д. М.	101	Тюрін О. В.	8
Дойков М. Д.	101		
Єрохін Д. М.	41	Фатєєва К. О.	65
Житнюк С. В.	51	Черненко О. С.	115
Жуков С. О.	8	Шевчук В. Г.	142
Ільяшенко М. Д.	115		
Катц А. М.	115		
Козін В. С.	134		
Комендант С. Г.	41		
Кравченко Є. О.	65		
Крятов А. Г.	65		
Курятников В. В.	124		

NAME INDEX

Bekshaev A. Y.	8	Vergun L.	74
Boshkov L. Z.	41	Volchok V. O.	41
Boshkova I. L.	65	Volgusheva N. V.	65
Brytan A.	81	Vorobjov N. O.	41
Chernenko O. S.	115	Yerokhin D. M.	41
Doikov D.	101	Zhukov S. O.	8
Doikov M	101	Zhytნიუk S. V.	51
Fatieieva K. O	65		
Hodyk K.	81		
Hrechanovskyi A. P.	56		
Hrudka B. H.	30		
Ilyashenko M. D.	115		
Katts A. M.	115		
Komendant S. H.	41		
Kozin V. S.	134		
Kravchenko Ye. O.	65		
Kriatov A. H.	65		
Kuriatnykov V. V.	124		
Mukminov I. I.	21		
Nazarchuk B. V.	142		
Nimich A. V.	142		
Orlovska S. G .	91		
Panchenko D. Yu.	142		
Shevchuk V. G.	142		
Strautman A. A.	51		
Svechnikova O.	74		
Symonenko Iu. M	30		
Tyurin O. V.	8		

ІНФОРМАЦІЯ ДЛЯ АВТОРІВ

Загальна інформація

Під час подання рукопису до видання автори мають підтвердити його відповідність усім встановленим вимогам, вказаним нижче. У разі виявлення невідповідності поданої роботи цим вимогам редакція повертатиме авторам матеріали на доопрацювання.

До збірника подаються статті, які раніше не були опубліковані і не надсилались до розгляду редакціям інших видань.

Форма подання: рукописи подаються авторами шляхом:

- надсилання на одну з електронних адрес: teplophys@onu.edu.ua, chernalex@ukr.net, svetor25@gmail.com
- завантаження через онлайн-систему подання рукописів за допомогою опції «Подати рукопис» на сайті видання (необхідно зареєструватись).

Мови видання: українська та англійська.

Організаційні витрати: науковий збірник «Фізика аеродисперсних систем» не стягує плату за подання, рецензування, обробку або публікацію статті. Публікація статті у збірнику повністю **безкоштовна**.

Один автор може мати лише одну публікацію в одному випуску (зокрема написану у співавторстві).

Файл подання є документом у текстовому редакторі *Microsoft Word*, гарнітура *Times New Roman*. Текст статті набирається 14-м розміром кеглю з одинарним міжрядковим інтервалом. Поля сторінок: ліве, праве, верхнє, нижнє — 20 мм.

Обсяг статті, включаючи рисунки, таблиці, літературу, анотації, не повинен перевищувати 10 сторінок.

Усі ілюстрації, графіки, таблиці розміщуються безпосередньо в тексті, там де вони повинні бути за змістом.

Оформлення рукопису

Матеріал статті повинен бути викладений в такій послідовності:

- 1) індекс УДК;
- 2) прізвища та ініціали авторів;
- 3) назва організації (й), що представляє(ють) статтю (якщо організацій більше, ніж одна, після прізвища кожного автора ставиться знак виноски (1, 2 і т. д.), а нижче вказуються всі організації, назви міст, електронна пошта одного з авторів. Нижче **обов'язкове зазначення ORCID iD** для кожного автора;

4) назва статті;

5) анотація;

6) текст статті;

7) література;

8) анотація на мові, відмінній від мови оригіналу статті, з прізвищами і ініціалами авторів і назвою статті.

Індекс УДК (Універсальної десятикової класифікації) подається у правому верхньому кутку першої сторінки окремим рядком.

Прізвища авторів друкуються жирним шрифтом, курсивом, кегль 14; назва організацій і ORCID iD — курсивом, кегль 12; назва статті — прямим жирним шрифтом, кегль 14. Міжрядкова відстань між УДК, прізвищами авторів і назвою статті 1,5 інтервалу.

Анотації та ключові слова: Перед основним текстом статті подається анотація мовою статті обсягом не менше 1800 знаків, включно з ключовими словами (курсив, 12 кегль). Слово «Анотація» не пишеться. Після анотації з нового рядка зазначаються ключові слова (не менше 3, але не більше 8 слів або фраз).

Після переліку літературних джерел надається анотація мовою, відмінною від мови статті: для англійської статті — українською, для україномовної статті — англійською. По центру рядка жирним шрифтом курсивом наводяться прізвища та ініціали авторів, рядком нижче — прямим жирним шрифтом друкується назва статті; кегль 14. Текст анотації друкується 12 кеглем. По центру рядка набирається слово Анотація або Summary, в залежності від мови анотації. Нижче курсивом друкується текст анотації разом з ключовими словами обсягом не менше 1800 знаків.

Структура статті повинна відповідати вимогам МОН України і складатися з таких частин:

1. Вступ :
 - Постановка проблеми.
 - Аналіз останніх досліджень та публікацій.
 - Формулювання цілі статті.
2. Виклад основного матеріалу.
3. Висновки.
4. Список літератури

Виклад основного матеріалу (за бажанням авторів) також може бути структурований (наприклад, Експериментальні дослідження..., Моделювання..., Результати та обговорення.. і таке інше).

Формули: Формули набираються 14 кеглем, вирівнювання по центру; нумерація праворуч у дужках. Розміри формул однакові по всьому тексту. Слід уникати індексів у індексів і ступенів у ступенів. Застосовується скрізна нумерація формул: (1), (2) і

так далі. Грецькі букви та позначення хімічних формул завжди прямі. Вектори і мат-риці набирати напівжирним прямим шрифтом (стрілка над вектором не використовується). Індеси (латинські букви) у формулах набираються курсивом, за винятком скорочень слів типу *min*, *max*, *eff*, а також нуля, які набирається прямим шрифтом. Прямим шрифтом набираються також функції, наприклад $\sin 2x$, $\cos \omega t$ тощо.

Таблиці. Таблиці нумерують тільки якщо їх більше однієї. Відступ до таблиці і після неї — 2 інтервали. За необхідності таблиці можуть мати заголовки і примітку. Таблиці вставляються як окремі об'єкти MS Word або Excel, вирівняні по центру.

Ілюстрації. Ілюстрації виконуються по ходу викладення тексту статті по мірі їх згадки в тексті в rсh або іншому поширеному форматі. Під рисунком друкується відповідний підпис. Написи, що ускладнюють сприйняття рисунку, замінювати цифровими або буквеними позначеннями і переносити в текст статті або в підпис під рисунком. Усі позначення на рисунку повинні відповідати позначенням в тексті. Нумерацію кривих на рисунку вести зверху вниз, зліва направо. Розмір рисунка повинен бути не менше 50x50 мм і не більше 100x100 мм.

Література. Після тексту статті через 2 інтервали друкується список літературних джерел (відповідно до ДСТУ 8302:2015), використаних у статті, на мові оригіналу рукопису. Назви праць у списку літератури розташовуються за порядком згадування в тексті. Посилання на літературні джерела подаються у тексті статті, обов'яз-

ково у квадратних дужках, нумеровані арабськими цифрами. Цифра в дужках позначає номер публікації в списку літератури. При наявності у джерела DOI його обов'язково наводять у бібліографічному описі.

Приклади оформлення літературних джерел

Книги, зокрема монографії, підручники, навчальні посібники

Калинчак В. В., Черненко А.С. Теплофизика горения пылеугольного топлива : монография. Одеса : Одес. нац. ун-т им. И. И. Мечникова, 2017. 225 с. <https://dspace.onu.edu.ua/handle/123456789/24761>

Булавін Л. А., Забашта Ю. Ф. Фізична механіка полімерів. Київ : Київський університет, 1999. 226 с.

Малишев В. В., Кретов В. В., Гладка Т. М. Технічна термодинаміка та теплопередача. Київ : Університет «Україна», 2015. 258 с.

Williams A. Combustion and gasification of coal. CRC Press, 2000. 272 p.

Теплотехніка: основи термодинаміки, теорія теплообміну / О. С. Миронов та ін. Дніпропетровськ : ЕНЕМ, 2001. 424 с.

Врагов А. П. Гідромеханічні процеси та обладнання хімічних і нафтопереробних виробництв : навч. посіб. Суми : Алан-Екс, 2003. 232 с. URL: <http://ebooks.znu.edu.ua/files/Bibliobooks/Inshi20/0013604.pdf>

Книги за редакцією

Кінетика випаровування крапель / за заг. ред. Н. К. Охріменко. Київ : Інтерсервіс, 2025. 378 с.

Василенко С. М., Українець А. І., Олішевський В. В. Основи тепломасообміну : підручник / за ред. І. С. Гулого. Київ : НУХТ, 2004. 250с.

Статті у періодичному виданні:

Клепко V. V., Lysenkov E. A. Features of percolation transition in systems on the basis of oligoglycols and carbon nanotubes. *Ukr. J. Phys.* 2015. Vol. 60, no. 9. P. 944–949. <https://doi.org/10.15407/ujpe60.09.0944>

Spectral and kinetic luminescence characteristics of emulsion microcrystals AgBr(I) with adsorbed organic dye / A. V. Tyurin et al. *Ukr. J. Phys. Opt.* 2023. Vol. 24, iss. 4. P. 04008–04020. <https://doi.org/10.3116/16091833/24/4/04008/2023>

Фізичні аспекти пожежовибухонебезпеки горючого пилу. Частина 2. Автохвильові режими горіння / А. Е. Сидоров та ін. *Фізика аеродисперсних систем.* 2023. Вип. 61. С. 102–115. <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2023.61.291133>

Investigation of the pure ammonia flames in a novel two-stage burner / M. Srinivasarao et al. *Combustion and Flame.* 2025. Vol. 276. Article 114131. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2025.114131>

Тези, матеріали конференцій:

Орловська С. Г. Вплив концентрації палива на високотемпературний тепломасообмін і горіння газозависів вуглецевих частинок. *Теплова енергетика: шляхи реновації та розвитку* : зб. наук. пр. XXI Міжнар. наук.-практ. конф. (Київ, 16–17 жовт. 2025 р.). 2025. С. 27–32. <https://doi.org/10.48126/conf2025>

Терещенко Ю. М., Юдін І. І. Температурна ефективність змішування потоків в залежності від ступеня двоконтурності. *XXX Міжнародний конгрес двигунобудівників, 2–5 вересня 2025 р.* : тези доп. Харків : Нац. аерокосмічний ун-т «Харк. авіац. ін-т», 2025. С. 10–11. <https://doi.org/10.32620/IPEC.25>

Mokretskyy V., Volchyn I. Results of REDUXCO combustion catalyst testing at cement plant. *Youth scientific achievements to the 21st century nutrition problem solution* :

87 International scientific conference of young scientist and students (April 15–16, 2021) : book of abstracts. Kyiv : NUFT, 2021. Part 2. P. 283–284. <https://conference.nuft.edu.ua/young/Books%20of%20abstracts/2021/Part%202.pdf>

Автореферат дисертації

Опятьюк В. В. Особливості випаровування та горіння краплин водопаливних емульсій важких вуглеводнів : автореф. дис. ... канд. фіз.-мат. наук : 01.04.17. Одеса, 2012. 20 с.

Стандарт

Протипожежна техніка. Терміни та визначення основних понять: ДСТУ 2273:2006. [Чинний від 01.07.2007]. Київ : Держ. стандарт. 2007. 28 с.

Національний стандарт України. Інформація та документація. Бібліографічне посилення. Загальні положення та правила складання: ДСТУ 8302:2015. [Чинний від 2016-07-01]. Київ : УкрНДНЦ, 2016. 17 с.

Рівень самоцитування не повинен перевищувати 20%.

Авторські права та ліцензування

Подання рукопису статті до редакції збірника «*Фізика аеродисперсних систем*» передбачає збереження автором усіх авторських прав з наданням Одеському національному університету імені І. І. Мечникова, як видавцю збірника, права першої публікації статті, яка одночасно буде ліцензована на умовах Creative Commons Attribution 4.0 (CC BY 4.0) International Public License.

Авторські права на макет, форматування, дизайн та обкладинку видання належать Одеському національному університетові імені І. І. Мечникова — засновнику та видавцю збірника «*Фізика аеродисперсних систем*».

Усі матеріали публікуються керуючись доброю волею; водночас, висловлені авторами думки відображають їхні власні опінії і можуть не співпадати з точкою зору редакційної команди чи засновника.

GUIDELINES FOR AUTHORS

General Provisions

When submitting a manuscript to the publication, authors must confirm its compliance with all the established requirements listed below. If the submitted work is found to be inconsistent with these requirements, the editorial office will return the materials to the authors for revision.

The collection accepts articles that **have not been previously published** and have not been submitted for consideration to the editorial boards of other journals.

Submission Path: Manuscripts are submitted by authors via:

- Emailing to either of these addresses: teplophys@onu.edu.ua, chernalex@ukr.net, svetor25@gmail.com
- Uploading through the online manuscript submission system using the option "Submit a manuscript" (once registered on the website).

Publication Languages: Ukrainian and English.

Operational Expenses: "Physics of Aerodisperse Systems" does not charge any fees for submission, review, processing, or publication; nor it does charge for access to the published content. **Publication is completely free of charge.**

Any author may have only a single publication published in one issue of the publication (including co-authored works).

Submission Guidelines

- **Submission File:** The document must be in Microsoft Word format, using the **Times New Roman** font.
- **Text Size:** 14 pt with **single line spacing**.
- **Page Margins:** Left, right, top, and bottom — 20 mm.
- **Volume:** The article length, including figures, tables, references, and abstracts, should not exceed **10 pages**.
- **Placement of Elements:** All illustrations, graphs, and tables must be placed directly within the text at their relevant locations according to the content.

Manuscript Formatting

The article material should be presented in the following sequence:

1. **UDC index;**
2. **Authors' surnames and initials;**
3. **Affiliation(s):** The name of the organization(s) presenting the article. If there is more than one organization, use numerical superscripts 1, 2, etc.) after each author's name. Below, list all organizations, city names, and the email address of the corresponding author. Each author's **ORCID iD** must be provided;
4. **Article title;**
5. **Abstract** (in the language of the article);
6. **Main text** of the article;
7. **References;**
8. **Summary** in a language different from the original article language, including authors' surnames/initials and the article title.

Formatting Details:

- **UDC Index** (Universal Decimal Classification) is placed in the upper right corner of the first page as a separate line.
- **Authors' surnames** are printed in **bold italics**, 14 pt font.
- **Affiliations and ORCID iDs** are in *italics*, 12 pt font.
- **The article title** is in **bold, non-italicized (upright) font**, 14 pt.
- The line spacing between the UDC, authors' names, and the article title should be **1.5 intervals**.

Abstracts and Keywords:

- **Initial Abstract:** Before the main text, provide an abstract in the language of the article. It must be at least **1800 characters** long, including keywords (*italics*, 12 pt font). The word "Abstract" is not written before this section.
- **Keywords:** Listed on a new line following the abstract (minimum 3, maximum 8 words or phrases).
- **Final Summary:** Following the list of references, provide a summary in the alternative language (in the Ukrainian language for articles written in English or in English for articles written in Ukrainian).
 - The **authors' surnames and initials** are centered in ***bold italics***.
 - The **article title** is placed on the next line in **bold upright font**, 14 pt.
 - The word "**Abstract**" (in Ukrainian) or "**Summary**" (in English) depending on the original language of the article is center aligned.
 - The text of the summary, including keywords, is printed below in *italics*, 12 pt font, with a minimum volume of **1800 characters**.

Article Structure

The article must comply with the requirements of the Ministry of Education and Science of Ukraine and consist of the following sections:

- **Introduction**
 - Problem statement.
 - Analysis of recent research and publications.
 - Formulation of the article's objective.
- **Main Body** (Presentation of the main material).
- **Conclusions**
- **References**

At the authors' discretion, the **main body** may also be structured into sub-sections (e.g., Experimental Studies, Modeling, Results and Discussion, etc.).

Formulas

- **Formatting:** Formulas should be 14 pt, centered, with numbering in parentheses on the right.
- **Consistency:** Sizes must be uniform throughout the text. Avoid using nested indices (indices of indices) or nested exponents (powers of powers).
- **Numbering:** Continuous numbering is used: (1), (2), etc.
- **Style:** * Greek letters and chemical formulas are always **upright**.
 - Vectors and matrices are set in **bold upright font** (do not use arrows over vectors).
 - Latin indices are *italicized*, except for abbreviations such as "min", "max", "eff", or the number "0", which are upright.
 - Functions (e.g., $\sin 2x$, $\cos \omega t$) are also upright.

Tables

- **Numbering:** Tables are numbered only if there is more than one.
- **Spacing:** Provide a 2-interval space before and after each table.
- **Header/Notes:** Tables may include a title and footnotes if necessary.
- **Format:** Insert tables as separate MS Word or Excel objects, centered on the page.

Illustrations

- **Placement:** Figures should be placed within the text as they are mentioned.
- **Format:** Files should be in .pcx or other common formats.
- **Captions:** Each figure must have a corresponding caption below it.
- **Clarity:** Replace complex text on drawings with numerical or letter designations, explaining them in the main text or the caption. All designations in the figures must match those in the text.
- **Curve Numbering:** Number curves from top to bottom and left to right.
- **Size:** Dimensions should be between 50x50 mm and 100x100 mm.

References

- **Formatting:** The list of references (according to DSTU 8302:2015) is placed 2 intervals after the main text, in the original language of the source.
- **Order:** Sources must be listed in the order they are first mentioned in the text.
- **Citations:** In-text citations must be in square brackets with Arabic numerals corresponding to the reference list.
- **DOI:** If a source has a DOI, it **must** be included in the bibliographic description.

Reference Examples

Books, including monographs, guidances, text-books and manuals:

1. Kalinchak V. V., Chernenko A. S. *Teplofizika gorennya pyleugolnogo topliva: monografiya* [Thermophysics of pulverized coal combustion: a monograph]. Odesa : Odeskiy natsionalnyi universitet imeni I. I. Mechnikova, 2017. 225 p. <https://dspace.onu.edu.ua/handle/123456789/24761> [in Russian].
2. Bulavin L. A., Zabashta Yu. F. *Fizychna mekhanika polimeriv* [Physical Mechanics of Polymers]. Kyiv : Kyiv University, 1999. 226 p. [in Ukrainian].
3. Malyshev V. V., Kretov V. V., Gladka T. M. *Tekhnichna termodynamika ta teploperedacha* [Technical Thermodynamics and Heat Transfer]. Kyiv : "Ukraina" University, 2015. 258 p. [in Ukrainian].
4. Williams A. *Combustion and Gasification of Coal*. CRC Press, 2000. 272 p.
5. *Teplotekhnika: osnovy termodynamiky, teoriia teploobminu* [Heat engineering: fundamentals of thermodynamics, theory of heat exchange] / O. S. Myronov et al. Dnipropetrovsk : ENEM, 2001. 424 p. [in Ukrainian].
6. Vragov A. P. *Hidromekhanichni protsesy ta obladnannia khimichnykh i naftererobnykh vyrobnytstv: navchalnyi posibnyk* [Hydromechanical processes and equipment of chemical and oil refining industries: a manual. Sumy : Alan-Eks, 2003. 232 p. URL: <http://ebooks.znu.edu.ua/files/Bibliobooks/Inshi20/0013604.pdf> [in Ukrainian].

Edited Books:

1. *Kinetyka vyparovuvannia krapel* [Kinetics of droplet evaporation] / ed. N. K. Okhrimenko. Kyiv : Interservice, 2025. 378 p. [in Ukrainian].
2. Vasylenko S. M., Ukrainets A. I., Olishevskiy V. V. *Osnovy teplomasoobminu: pidruchnyk* [Fundamentals of heat and mass transfer: a textbook] / ed. I. S. Gulyi. Kyiv: NUFT, 2004. 250 p. [in Ukrainian].

Articles in Periodicals:

1. Klepko V. V., Lysenkov E. A. Features of percolation transition in systems on the basis of oligoglycols and carbon nanotubes. *Ukr. J. Phys.* 2015. Vol. 60, no. 9. P. 944–949. <https://doi.org/10.15407/ujpe60.09.0944>
2. Spectral and kinetic luminescence characteristics of emulsion microcrystals AgBr(I) with adsorbed organic dye / A. V. Tyurin et al. *Ukr. J. Phys. Opt.* 2023. Vol. 24, iss. 4. P. 04008–04020. <https://doi.org/10.3116/16091833/24/4/04008/2023>
3. Fizychni aspekty pozhezhovybukhonebezpeky horiuchoho pyly. Chastyna 2. Avtokhvylovi rezhymy horinnia [Physical aspects of fire and explosion hazards of combustible dust. Part 2. Autowave combustion modes] / A. E. Sydorov et al. *Physics of Aerodisperse Systems*. 2023. Iss. 61. P. 102–115. <https://doi.org/10.18524/0367-1631.2023.61.291133> [in Ukrainian].
4. Investigation of the pure ammonia flames in a novel two-stage burner / M. Srinivasara et al. *Combustion and Flame*. 2025. Vol. 276. Article 114131. <https://doi.org/10.1016/j.combustflame.2025.114131>

Conference Proceedings and Papers:

1. Orlovska S. G. Vplyv kontsentratsii palyva na vysokotemperaturnyi teplomasoobmin i horinnia hazozavysiv vuhletsevykh chastynok [Influence of fuel concentration on high-temperature heat and mass transfer and combustion of carbon particle gas suspensions]. *Teplova enerhetyka: shliakhy renovatsii ta rozvytku: zbirnyk naukovykh prats 21 Mizhnarodnoi naukovo-praktychnoi konferentsii (kyiv, 16–17 zhovtnia 2025 r.)* [Thermal Power Engineering: Methods

- of Renovation and Development: proceedings of the 21st scientific-practical conference (Kyiv, October 16–17, 2025). 2025. P. 27–32. <https://doi.org/10.48126/conf2025> [in Ukrainian].
2. Tereshchenko Yu. M., Yudin I. I. Temperaturna efektyvnist zmishuvannia potokiv v zalezhnosti vid stupenia dvokonturnosti [Temperature efficiency of flow mixing depending on the bypass ratio]. *30 Mizhnarodnyi kongres dvyhunobudivnykiv, 2–5 veresnia 2025 r.: tezy dopovidei* [The 30th International Congress of Engine Builders, September 2–5, 2025: book of abstracts]. Kharkiv : National Aerospace Univ. "Kharkiv Aviation Institute", 2025. P. 10–11. <https://doi.org/10.32620/IPEC.25> [in Ukrainian].
 3. Mokretskyy V., Volchyn I. Results of REDUXCO combustion catalyst testing at cement plant. *Youth scientific achievements to the 21st century nutrition problem solution : 87 International scientific conference of young scientist and students (April 15–16, 2021) : book of abstracts*. Kyiv : NUFT, 2021. Part 2. P. 283–284. <https://conference.nuft.edu.ua/young/Books%20of%20abstracts/2021/Part%202.pdf>

Extended Abstract of a Thesis/Dissertation

1. Opyatyuk V. V. Osoblyvosti vyparovuvannia ta horinnia kraplyn vodopalyvnykh emulsii vazhkykh vuhlevodniv: avtoreferat dysertatsii ... kandydata fizyko-matematychnykh nauk: 01.04.07 [Features of evaporation and combustion of droplets of heavy hydrocarbon water-fuel emulsions: an extended abstract of the CandSc thesis: 01.04.17]. Odesa, 2012. 20 p. [in Ukrainian].

Standard

1. Protypozhezhna tekhnika. terminy ta vyznachennia osnovnykh poniat: DSTU 2273:2006 [Firefighting Equipment. Terms and Definitions of Basic Concepts: State Standard of Ukraine (DSTU) 2273:2006]. [Effective as of 01.07.2007]. Kyiv : Derzhstandart. 2007. 28 p. [in Ukrainian].
2. Natsionalnyi standart Ukrainy. Informatsiia ta dokumentatsiia. Bibliografichne posylannia. Zahalni polozhennia ta pravyla skladannia: DSTU 8302:2015 [The National Standard of Ukraine. Information and Documentation. Bibliographic Reference. General Provisions and Rules of Creating: State Standard of Ukraine (DSTU) 8302:2015. [Effective as of 01.07.2016]. Kyiv : UkrNDNC, 2016. 17 p. [in Ukrainian].

The self-citation level must not exceed 20%.

Copyright & Licensing

Submitting a manuscript to *Physics of Aerodisperse Systems* implies the author retains copyright, while granting Odesa I. I. Mechnikov National University, the publisher of the periodical, the right for first publication, which is simultaneously licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 (CC BY 4.0) International Public License.

Odesa I. I. Mechnikov National University, as the founder and publisher of the periodical, holds the copyright in the layout, formatting, design, and cover art of *Physics of Aerodisperse Systems*.

All content is published in good faith, and opinions expressed by contributors are their own and do not necessarily represent the views of the editorial team or the founder.

Наукове видання

Фізика аеродисперсних систем
Випуск 64 (2026)

Науковий збірник

Українською та англійською мовами

Головний редактор **В. В. Калінчак**

Підп. до друку 25.05.2026. Формат 60x84/16.
Умов.-друк. арк. 9,4. Наклад 50 пр.
Зам. № 3163.

Видавець:

Одеський національний університет імені І. І. Мечникова
вул. Змієнка Всеволода, буд. 2, м. Одеса, 65001, Україна
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 8592 від 23.03.2026 р.
Тел.: (048) 723 28 39, e-mail: druk@onu.edu.ua

Надруковано з готового оригінал-макету

Виготовлювач:

Видавничий дім «Гельветика»
вул. Інглезі, 6/1, Одеса, 65101, Україна
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
ДК No 7623 від 22.06.2022 р
Тел.: +38 (095) 934 48 28, +38 (097) 723 06 08
E-mail: mailbox@helvetica.ua