

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ТЕХНІЧНОЇ ТЕПЛОФІЗИКИ

ДМИТРЕНКО НАТАЛІЯ ПАВЛІВНА

УДК 532.5;536.2; 544.272

**ТЕПЛОМАСООБМІН ТА ГІДРОДИНАМІКА В МІКРОСИСТЕМАХ З
НЕІДЕАЛЬНИМ СЕРЕДОВИЩЕМ ТА БІОКОНВЕКТИВНИМИ
ТЕЧІЯМИ**

05.14.06 – технічна теплофізика та промислова теплоенергетика

АВТОРЕФЕРАТ
дисертації на здобуття наукового ступеня
доктора технічних наук

Київ – 2023

Дисертацією є рукопис

Робота виконана в Інституті технічної теплофізики НАН України, м. Київ.

Науковий консультант: член-кореспондент Національної академії наук
доктор технічних наук, професор
Авраменко Андрій Олександрович,
Інститут технічної теплофізики НАН України,
заступник директора з наукової роботи.

Офіційні опоненти: член-кореспондент Національної академії наук
України, доктор технічних наук, професор,
Костіков Андрій Олегович,
заступник директора з наукової роботи
Інституту проблем машинобудування
імені А.М. Підгорного
Національної академії наук України;

доктор фізико-математичних наук, професор
Гаврюшенко Дмитро Анатолійович
Київський національний університет
імені Тараса Шевченка, фізичний факультет,
професор кафедри молекулярної фізики;

доктор технічних наук, професор
Туз Валерій Омелянович,
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені
Ігоря Сікорського, завідувач кафедри атомних
електричних станцій і інженерної теплофізики.

Захист відбудеться 20 грудня 2023 р. о 10 годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.224.01 Інституту технічної теплофізики Національної академії України наук за адресою: м. Київ, вул. М.Капніст, 2а.

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Інституту технічної теплофізики НАН України за адресою: м. Київ, вул. М.Капніст, 2 та на сайті <http://ittf.kiev.ua/specializovani-vcheni-radi-2023>

Автореферат розісланий „_____” _____ 2023 р.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради Д 26.224.01
доктор технічних наук



Ж.О. Петрова

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми. На сьогоднішній день розробка складних пристроїв на базі мікро-, нано-, та біооб'єктів потребує серйозного аналізу теплових процесів, що мають місце в зазначених системах. Іще починаючи з 80-х років минулого століття, інтерес до такого напрямку набув актуальності, і його реалізація в основному зводилася до застосування та створення певних одиничних технічних і біохімічних систем. А з 90-х років мікро- та нанотехнології стрімко інтегруються в медицину, фармакологію, біологію, теплоенергетику, приладобудування та ін. І на сьогодні мікро- та нанорозмірні технології є невід'ємними складовими багатьох галузей, які постійно розвиваються, удосконалюються та модифікуються відповідно до потреб науки та промисловості.

Зазвичай мікро- та нанотехнології реалізуються за допомогою мікроканалів. Їх застосовують для транспорту наночастинок, бактерій, молекул ДНК, охолодження мікроелектронних пристроїв, як хімічні реактори для мікроскопічних кількостей речовини. Для охолодження мікроелектронного обладнання використовуються і розробляються мініатюрні теплові труби (розміром 0,1-1 мм), мікро- та мініканали з однофазним і двофазним течіями (розміри 30-300 мкм) та багато іншого.

В процесі розвитку мікро-, біо- та нанотехнологій і впровадження їх в різні галузі людської діяльності (електроніка, хімічна, біологічна, харчова промисловості) все частіше виникають нові задачі пов'язані з серйозним аналізом теплових процесів у мікроканалних системах, наносистемах, біосистемах та робочих тілах з неідеальними фізичними властивостями. Оскільки, нанорозмірні та мікророзмірні системи багаті на нові несподівані закономірності та явища, які безпосередньо пов'язані з розмірними ефектами, що мають місце в мікро- та нано розмірних масштабах.

У звичайних умовах потік рідини чи газу описуються методами механіки суцільного середовища. Однак при наближенні системи до мікромасштабу ситуація суттєво змінюється. Справді, якщо газ невеликої густини (до тисків приблизно 10–20 атм), відповідне число Кнудсена (Kn) мікротечії змінюється в межах: $10^{-2} \leq Kn \leq 10^2$. У цьому діапазоні чисел Кнудсена течія вже не може бути математично описана звичайними рівняннями гідродинаміки.

Навіть класичні задачі теплофізики при переході на мікро- та наномасштаби набули нового розвитку, а саме, фізика кипіння та теплообмін при кипінні. Нові ефекти пов'язані з підвищенням коефіцієнтів тепловіддачі та значне збільшення критичного теплового потоку при використанні нанорідин. Це дозволяє очікувати на появу не тільки нових фізичних закономірностей, раніше не досліджених, а й на істотну зміну деяких класичних підходів для вирішення задач тепломасообміну та гідродинаміки.

Враховуючи все вищезгадане, актуальність даної роботи полягає в тому, що розвинені та модифіковані в ній аналітичні та чисельні методи моделювання тепломасообмінних процесів та гідродинаміки в мікро-, нано- та біо-

осистемах, а також в реальних робочих тілах дозволяють ввести нові аспекти та корективи в розробку та оптимізацію пристроїв і технологій.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами.

Дисертаційна робота виконувалася у відділі «Тепломасообміну та гідродинаміки в елементах теплоенергетичного устаткування» у відповідності з науковою тематикою Інституту технічної теплофізики НАН України. Робота пов'язана з науковими дослідженнями в рамках наступних тем: «Розвиток наукових засад теплової взаємодії будівлі з довкіллям та підвищення її енергоефективності на основі застосування інтелектуальних систем енергозабезпечення» (0120U101228), «Розроблення науково-технічних засад інтенсифікації тепломасообміну в пористих середовищах для матеріалів будівельних конструкцій та теплоенергетичного обладнання» (0120U100454), «Дослідження інтенсифікації тепломасообміну при фазових переходах та дискретно-імпульсному введенні енергії в гетерогенних середовищах методами молекулярного та експериментального моделювання» (0115U001026), «Термогідрравлічна нестійкість потоків теплоносіїв та розробка теплофізичних механізмів подолання її руйнівного впливу на елементи енергетичного обладнання» (0118U002192), «Аеродинаміка та теплообмін в світлопрозорих конструкціях при їх взаємодії з тепловим випромінюванням» (0117U000832), «Основи збільшення ефективності водо-водяних ядерних реакторів за рахунок переходу на надкритичні параметри теплоносія» (0113U001166).

Мета і задачі дослідження: розвиток теорії тепломасообміну та гідродинаміки в мікроканалах, в нанорідинах, в реальних газах (газ Ван дер Ваальса) та біологічних системах на основі аналітичних та чисельних методів.

Для досягнення поставленої мети були поставлені та вирішені наступні **задачі дослідження:**

- визначити розрахункові підходи для реалізації мікро-, нано- та біопотоків в теплообмінному обладнанні;
- дослідити механізми виникнення та розвитку гідродинамічної нестійкості нанорідин в криволінійних каналах з різними граничними умовами;
- розвинути нестационарну теорію теплообміну та гідродинаміки з фазовим переходом першого роду в нанорідинах;
- аналітично дослідити явище ударної хвилі в потоці газу з наночастками та в газі Ван дер Ваальса;
- розвинути теорію конвективних процесів в газі Ван дер Ваальса при вільній конвекції;
- змоделювати нестійкість біоконвективної течії в пористому середовищі при наявності та відсутності адсорбції.

Об'єкт дослідження – мікро- та наномасштабні теплофізичні системи, газ Ван дер Ваальса та біоконвективні течії.

Предмет дослідження – процеси тепломасообміну та гідродинаміки, що мають місце в нано- та мікромасштабних системах, в двофазних середовищах, в газах Ван дер Ваальса та системах біоконвекції.

Методи дослідження. Вирішення поставлених завдань в дисертаційній роботі досягнуто шляхом використання аналітичних методів розв'язку рівнянь математичної фізики, чисельних методів рішення диференціальних рівнянь, методу збурень, методу теорії груп Лі а також експериментально.

Обґрунтованість і достовірність наукових положень, висновків і рекомендацій забезпечується використанням загальноприйнятих методик, що базуються на класичних аналітичних та чисельних методах. Проведена верифікація отриманих в роботі результатів на відповідність канонічним теплофізичним гідродинамічним процесам, а також з результатами сторонніх авторів.

Наукова новизна роботи

1. Аналітичний аналіз на основі методу симетрії основних особливостей теплообміну при стаціонарній течії нестисливого потоку в мікроконфузорі з урахуванням граничних умов ковзання другого порядку дав змогу отримати нові рішення для профілів швидкості і температури, а також для коефіцієнта тертя і числа Нуссельта.
2. Вперше використані модифіковані умови Ренкіна–Гюгоніо для аналітичного дослідження потоку газу з наночастинками під час його проходження через нормальну ударну хвилю. Отримано рішення для умов Ренкіна–Гюгоніо в потоці газу з різною концентрацією наночастинок.
3. Отримали подальший розвиток аналітичні та чисельні методи дослідження процесів теплообміну та гідродинаміки в мікроканалах різної геометрії з урахуванням особливостей граничних умов та фізичних властивостей течії. Виведені нові математичні рішення дають змогу дослідити фізичну структуру мікропотоку та вплив явища проковзування на інтенсивність теплообмінних процесів.
4. Вперше розширено класичну теорію плівкового кипіння нанорідини на нестационарні процеси, та отримано нестационарні характеристики тепломасообмінних та гідродинамічних процесів, що відображують механізми впливу наночастинок на інтенсифікацію теплообміну.
5. Вперше виконаний повний аналіз термогідродинамічної нестійкості шару пари біля вертикальної поверхні на основі підходу Орра–Зоммерфельда, де розглянуте не тільки рівняння збуреної кількості руху, але й збурені рівняння енергії та конвективно-дифузійної концентрації наночастинок.
6. Розвинутий комплекс аналітичних методів дослідження процесів теплообміну та гідродинаміки а газах Ван дер Ваальса. Отримані вирази для розподілу профілів швидкості та температури, а також чисел Нуссельта для реальних газів дають можливість оцінити вплив параметрів Ван дер Ваальса на коефіцієнт тепловіддачі.
7. Вперше розвинена теорія біоконвективної нестійкості з урахуванням властивостей пористого середовища та форми мікроорганізмів, що відображає механізм бактеріального руху та зростання біоплівки в змодельованій системі.

Практичне значення отриманих результатів:

1. Описані в дисертації методи математичного та аналітичного моделювання можуть бути використані для визначення зміни характеристик теплообміну і гідродинаміки течій з різними фізичними властивостями, з різними початковими та граничними умовами їх застосування, з різною геометричною постановкою задачі. Враховуючи результати розрахунків, які висвітлені в дисертаційній роботі, можливо підібрати певні діапазони таких параметрів течій, що можуть забезпечити необхідну інтенсивність теплообмінних процесів в елементах систем охолодження обладнання різного призначення та пристроїв з урахуванням масштабування їх розмірів.

2. Досліджені механізми виникнення відцентрової гідродинамічної нестійкості Діна та Тейлора, що виникають при русі потоку з наночастинками в криволінійних каналах дають можливість визначити режим потоку та регулювати його фізичні характеристики при виготовленні нанорідин з різною основою та з різними нанорозмірними домішками. Також розрахунки дають змогу регулювати характеристики потоку за для швидшого досягнення рівномірної структури нанорідини, тобто скоротити час її виготовлення.

3. Результати досліджень впливу геометричних характеристик мікроканалів на теплообмін та характеристики течії з неідеальними фізичними властивостями є важливими при дослідженні та проектуванні мікроелектронних та мікромеханічних систем різноманітного призначення. Як приклад такого обладнання можна навести різноманітні мікросенсори, мікрофільтри, мікроударні трубки.

4. Розвинена теорія різкого нестационарного переходу до плівкового кипіння нанорідини дозволила визначити вплив наявності наночастинок на теплообмінні характеристики та гідродинаміку процесів кипіння, а також визначити механізми їх інтенсифікації. В результаті це дасть можливість оптимізувати технологічні процеси загартування та охолодження, в яких використовуються нанорідини, а саме, скоротити час, який опрібен для отримання певної структури металу до 20%.

5. Результати дослідження двофазних процесів нанорідин дозволили сформулювати рекомендації щодо здійснення регулярного контролю та подальшого виробничо-технологічного використання гартувальних середовищ для ТОВ «Тотал флюїд менеджмент». Зокрема, нанорідин з функціональними домішками полімерів для оптимізації процесу гартування металевих зразків.

6. Отримані в дисертаційній роботі результати розрахунків в рамках договору «Розрахунок тепломасообмінних та гідродинамічних процесів у мікроканалах сенсорів тиску» були використані при оптимізації вибору конструктивних рішень під час розробки сенсорів тиску, які можуть застосовуватися виробниками датчиків (перетворювачів) тиску в якості чутливих елементів приладів у промисловості. Є акт використання результатів роботи в ДП СКТБ.

7. На основі запропонованих розрахункових методик можна розвинути простий метод розпізнавання видів колонії мікроорганізмів, який базується на формфакторі бактерій для фармацевтичної та харчової промисловості.

Також матеріали дисертаційної роботи використані в розробці методики навчальної дисципліни «Теплоенергетичні установки і системи», «Нанотехнології інтенсифікації процесів тепломасообміну» та «Моделювання теплових і гідродинамічних процесів».

Особистий внесок здобувача. У роботах, що виконані у співавторстві автор брала активну участь у визначенні наукового напрямку досліджень, постановці завдань, у проведенні ряду аналітичних та чисельних досліджень, в обробці результатів моделювання, доказі наукових положень, а також в проведенні експериментальних досліджень та їх обробці. Здобувач брала участь у формулюванні висновків і підготовці до публікації результатів дослідження.

Оглядові та порівняльні наукові результати, що викладені в дисертаційній роботі, отримані автором особисто, на основі проведення аналізу літературних та інформаційних джерел, а також результатів дослідних даних.

Апробація результатів дисертації. Основні наукові, теоретичні положення та практичні результати дисертаційної роботи доповідалися і обговорювалися на чотирьох міжнародних науково-технічних конференціях: Scientific breakthroughs in mathematics and physics. August 2–3, 2023, Wloclawek, Republic of Poland; XII Міжнародна онлайн конференція «Проблеми теплофізики та теплоенергетики» 26-27 жовтня 2021р. в м. Київ; XI Міжнародна конференція «Проблеми теплофізики та теплоенергетики», м. Київ. 21 – 22 травня 2019; X Міжнародна конференція «Проблеми теплофізики та теплоенергетики», м. Київ. 23 – 26 травня 2017 р.

Публікації. За результатами досліджень, які викладені в дисертації, опубліковано **36** наукових праць, серед яких: 2 колективні монографії, 12 статей у наукових фахових виданнях України; до наукометричних баз SCOPUS та WEB OF SCIENCE включено 18 публікацій; 4 тези та доповіді на конференціях.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, семи розділів, висновків, списку використаних літературних джерел з **356** найменувань. Загальний обсяг дисертаційної роботи складає **303** сторінки машинописного тексту. Робота містить **105** рисунків та **3** таблиці.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовано актуальність теми дисертаційної роботи, визначено її зв'язок з науковими програмами, планами і темами, сформульовано мету і основні завдання досліджень, розглянуто об'єкт, предмет та методи досліджень, визначено наукову новизну та практичне значення отриманих результатів. Наведено дані про апробацію результатів дисертаційної роботи. Наведено відомості про особистий внесок автора, опубліковані результати, структуру та обсяг роботи.

У *першому* розділі розглянуто перспективи та особливості застосування мікроканалних систем, нанорідин, газів Ван дер Ваальса та біоконвективних течій в елементах теплотехнічного обладнання. Проведено аналіз сучасних тенденцій розвитку математичних методів моделювання мікро- та нанопотоків в теплообмінних системах. Розглянуті основні принципи та закономірності протікання процесів з фазовими перетвореннями, процесів теплообміну в нанорідинах та в газах з неідеальними фізичними властивостями (газ Ван дер Ваальса) і ефектів біоконвекції.

Огляд літературних джерел свідчить, що зазвичай основними характеристиками потоку через конкретний елемент системи є безрозмірні числа подібності, а саме, числа Рейнольдса, Релея, Маха, Кнудсена, Дарсі.

При вирішенні задач з динаміки руху та теплообміну мікропотоків постає питання вибору розрахункового метода чи моделі, та вибору граничних умов. Мікромасштаб пристроїв унеможливорює використання наближень суцільного середовища, адже потрібно враховувати ефекти проковзування потоку, міжмолекулярні взаємодії, розрідження та властивості стисливості і інші аспекти, які включаються до основних принципів розрахунку такого типу течій. Ефекти проковзування в потоках характеризуються числом Кнудсена (Kn), яке є пропорційним відношенню між середньою довжиною вільного пробігу молекул газу (L) та відстанню між стінками каналу.

Відповідно до числа Кнудсена потік може бути змодельований наступним чином: у діапазоні $Kn < 10^{-3}$ використовується припущення континууму. Такі потоки можна з прийнятною точністю моделювати з використанням рівняння Нав'є–Стокса із звичайними граничними умовами прилипання. В інтервалі $10^{-3} < Kn < 10^{-1}$ режим течії класифікується як режим проковзування. Рівняння Нав'є–Стокса все ще дійсні, за винятком того, що потрібно враховувати швидкість ковзання та тепловий скачок.

Такі особливості в граничних умовах вказують на те, що ефект розрідження спочатку спостерігається на стінці. При числах Кнудсена $10^{-1} < Kn < 10$ потік розглядається як перехідний потік, і припущення про континуум та рівняння Нав'є–Стокса не діють. Молекулярні зіткнення потребують врахування, і їх не можна ігнорувати. Молекули вільно рухаються при числах $Kn, > 10$, і молекулярні зіткнення є незначними порівняно з зіткненнями зі стінками. Таким чином, починаючи приблизно з 50 мкм, для моделювання мікротечій не можна використовувати звичайні гідродинамічні методології.

Сучасний розвиток технічних пристроїв постійно потребує створення нових конструкційних рішень, нових матеріалів, нових теплоносіїв з покращеними властивостями та багатьох інших складових. У зв'язку з цим збільшується потужність пристроїв при зменшенні їх розмірів. Така особливість досягається в багатьох випадках завдяки використанню в якості робочого тіла нанорідини.

Зростаючий інтерес до застосування нанорідин в енергетиці пояснюється їх підвищеною теплопровідністю, здатністю інтенсифікувати теплообмін, а також їх використання призводить до збільшення критичного теплового по-

току при процесах кипіння зі зміною шорсткості та змочування теплообмінної поверхні.

Визначення механізмів процесу кипіння нанорідин неможливе без поєднання експериментальних досліджень з аналітичними і математичними рішеннями, які дають змогу оцінити зміну внутрішніх характеристик процесу кипіння, що необхідно для розробки математичних моделей прогнозування теплообміну в складних технологічних лініях.

Гази мають ряд властивостей, які роблять їх незамінними робочими тілами в тій чи іншій галузі промисловості. Основними такими властивостями є їх здатність піддаватися стисненню та гарно розширяться.

При розгляданні багатьох прикладних задач, пов'язаних з використанням газів в якості теплоносіїв, можна використовувати модель ідеального газу для розрахунку їх основних параметрів. У деяких випадках з досить високою точністю. Якщо в технологічних задачах реалізуються досить високі тиски та фазові переходи, то закономірності ідеальних газів вже не працюють в таких випадках, оскільки параметри газу зазнають значних змін.

При проектуванні обладнання, його модернізації, та різній оптимізації, коли визначаються оптимальні робочі умови експлуатації наприклад теплообмінного обладнання необхідно враховувати вплив реальних теплофізичних властивостей газу на процеси. Дослідження показали, що використання рівняння Менделєєва-Клайперона призводить до похибки у визначенні параметрів стану газу близько 55%.

У сучасній науково-технічній літературі відомо понад 150 рівнянь стану реальних газів. Найбільш відомим є наближене рівняння Ван-дер-Ваальса для неідеальних газів. Деякі з рівнянь стану для неідеальних газів зазвичай уточнюють рівняння Ван дер Ваальса. Все більше уваги приділяється пошуку способу моделювання процесу теплообміну реальних газів з урахуванням того, що параметр густини потоку нелінійно залежить від температури і може бути описаний рівнянням стану Ван-дер-Ваальса.

Процес біоконвекції полягає в русі рідкого середовища, який обумовлений спрямованим потоком мікроорганізмів. Така особливість призводить до перерозподілу густини середовища. В результаті цього виникають гідродинамічні процеси в середовищі, подібні до процесів природної конвекції за наявності температурних градієнтів.

Для того, щоб моделювати процеси біоконвекції необхідно враховувати кількість рухомих організмів в даній системі. Існує режим з низькою концентрацією мікроорганізмів, коли нехтується взаємодія між мікроорганізмами і режим з високою концентрацією, коли течія має досить складну картину. Відомо, що під дією молекулярного руху мікроорганізми піднімаються у верхній шар рідини. Коли густина верхнього прошарку (через високу концентрацію мікроорганізмів) перевищує критичне значення, стаціонарна структура рідини стає гідродинамічно нестійкою. В результаті виникнення нестійкості системи, виникає конвективний рух рідини, тобто відбувається процес біоконвекції.

Виходячи з результатів опрацювання літературних джерел, було визначено мету дисертаційної роботи та сформульовані задачі, які в ній вирішуються.

У *другому* розділі розглянуто методи аналітичного та чисельного моделювання тепломасообмінних процесів та гідродинаміки в мікро- та наносистемах.

Рівняння Нав'є - Стокса – це система диференціальних рівнянь, яка описує рух в'язкої ньютонівської рідини. Дана система рівнянь є базисом в гідродинаміці і застосовується при математичному моделюванні широкого спектру технічних задач.

Протягом останніх десятиліть метод кінцевих різниць є одним із найбільш використовуваних чисельних методів. Його популярність пояснюється насамперед відносною простотою математичної ідеї дискретизації. Відповідно до даного методу диференціальна система має бути досліджена на власні значення і проінтегрована, тобто потрібно знайти також власні функції цих рівнянь за заданих граничних умов.

Знаходження власних значень ґрунтоване на звичному різницевому представленні системи диференціальних рівнянь. Представляючи похідні центральними різницями, отримується система однорідних рівнянь алгебри, які містять в складі параметрів число Рейнольдса (Re), хвильове число, параметри поздовжнього градієнта тиску (для градієнтної течії), параметр зовнішньої турбулентності і деякі інші параметри.

При моделюванні процесів мікро- та наномасштабного тепломасопереносу вже не можливо використовувати традиційні закони, як при моделюванні теплообміну та гідродинаміки в макросередовищах. Оскільки вони не дають точного трактування динаміки розвитку течій на мікрорівні. Отже, для моделювання систем в діапазоні $0,01 < Kn < 0,1$ можна використовувати систему рівнянь Нав'є-Стокса з урахуванням граничних умов ковзання на стінках.

Метод ґраток Больцмана – LBM (Lattice Boltzmann Method) використовує кінетичне рівняння Больцмана, відповідні співвідношення на мікроскопічному рівні і рівняння переносу на макроскопічному рівні. Переваги LBM полягають в простих процедурах обчислення, які підходять для паралельних обчислень; легкості і надійності при роботі з багатофазним потоком, складною геометрією. Також метод ґраток Больцмана на відміну інших методів, не вирішує рівняння Нав'є-Стокса, а моделює потік ньютонівської рідини дискретним кінетичним рівнянням Больцмана. Зіткнення найчастіше враховуються за допомогою моделі Батнагара-Гросса-Крука (BGK).

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_i \cdot \frac{\partial f}{\partial x_i} = \frac{1}{\tau} (f^e - f), \quad \frac{\partial g}{\partial t} + v_i \cdot \frac{\partial g}{\partial x_i} = \frac{1}{\tau_T} (g^e - g).$$

Розподіли молекул f^e та енергії g^e в рівновазі задаються відповідно до розподілу Максвелла. Орієнтація частинок відповідно до даної методики, передбачається дискретною, тобто тільки у вузлах заданої ґратки. Для двовимірних постановок задач використовують ґрати типу D2Q9, які є двовимірними

із дев'ятьма швидкісними каналами. Розрахункові вирази макропараметрів на гратці з α швидкісними каналами задаються наступним чином:

$$\rho = \sum_{\alpha} f_{\alpha}, \quad \rho u = \sum_{\alpha} v_{\alpha} f_{\alpha}, \quad p = \frac{1}{3} \sum_{\alpha} (v_{\alpha} - u)^2 f_{\alpha}, \quad \rho e = \sum_{\alpha} g_{\alpha}.$$

Для мікропотоків температура та швидкість ковзання та на стінці в області значень числа Кнудсена $Kn = 0.001 \div 0.1$ визначаються наступними виразами:

$$u_w = A_1 Kn \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_w, \quad T_w = A_1 \frac{Kn}{Pr} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_w, \quad \text{де } \frac{\partial}{\partial n} \text{ – градієнт по безрозмірній нормалі до}$$

стінки, а значення коефіцієнта A_1 має значення від 1,0 до 1,466.

Ренормалізаційногруповий (RNG) аналіз визначає осереднений вплив дрібномасштабних (високочастотних) мод на великомасштабні за допомогою ітераційного осереднення по вузькій смузі спектра хвильових чисел дрібномасштабних мод. Осереднений вплив зводиться до ренормалізації (перенормування) параметрів, які характеризують систему. У разі дослідження турбулізації потоку (втрата його стійкості) такими параметрами є ефективна в'язкість і амплітуда ефективних випадкових сил.

Ренормгруповий підхід ефективний у використанні при низьких та високих числах Рейнольдса (ламінарі, перехідні та повністю турбулентні течії).

Щоб розглядати задачу тепломасообміну та динаміки потоку в просторі хвильових чисел і частоти за допомогою ренормгрупового підходу необхідно «перевести» в цей простір параметри основних рівнянь, що описують процес, який розглядається. Перехід в хвильовий простір можна зробити за допомогою комплексного перетворення Фур'є зазначених параметрів та з подальшою підстановкою отриманих виразів в основну систему рівнянь. Процедура преренормування рівнянь включає два етапи:

1) Розкладання поля швидкості, сили та температури на повільну та швидку частини з подальшим виключенням високочастотних мод шляхом вирішення рівняння для них та підстановкою отриманого рішення у рівняння для повільних мод

2) Перенормування основних параметрів рівняння таким чином, щоб знову отримане рівняння виглядало як вихідне рівняння Нав'є-Стокса. На цьому етапі проводиться ренормалізація коефіцієнта ефективної в'язкості.

Після проведення перенормування основної системи рівнянь, отримаємо вираз для рівняння руху:

$$\frac{\partial u_n}{\partial t} + \frac{\partial u_n u_m}{\partial x_m} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_n} + \frac{\partial}{\partial x_m} \left[(v_0 + v_t) \frac{\partial u_n}{\partial x_m} \right] - v_0 u_n - |\mathbf{V}| u_n + 4 \frac{d^2 - 2}{d^2 - d} v_t \frac{\partial}{\partial x_m} \frac{u_m u_n}{|\mathbf{V}|},$$

який включає поправку для турбулентної перенормованої в'язкості v_t . Рівняння енергії матиме наступний вигляд:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial (T u_n)}{\partial x_n} = \nabla \left[\left(\alpha_0 + \frac{v_t}{Pr_t} \right) \nabla T \right].$$

Одним з методів вивчення процесів нестійкості ламінарного потоку є метод малих збурень. В основі методу збурень потік, що рухається розклада-

ється на основний та збурений, який є накладеним на основний. Збурюючі складові потоку є параметрами гідродинамічних рівнянь.

Для двовимірного потоку форма руху, що збурює, вибирається у вигляді поздовжньої хвилі, що задовольняє рівняння нерозривності:

$$\psi(x, y, t) = \phi_A(y) e^{i(\gamma x - \sigma t)} \quad (1)$$

В виразі (1) параметр γ може мати тільки дійсні значення. В результаті математичних перетворень отримується диференційне рівняння четвертого порядку відносно амплітуди ϕ_A яке має вигляд:

$$(U - C)(\phi_A'' - \gamma^2 \phi_A) U'' \phi_A = -\frac{i}{\tilde{\gamma} \text{Re}} (\phi_A'''' - 2\gamma^2 \phi_A'' + \gamma^4 \phi_A), \quad (2)$$

де $C = c_r + ic_i$, c_r параметр c_r є фазовою швидкістю збурення. А параметр c_i за своїм знаком дає змогу визначити посилення чи згасання збурення. Аналогічно як із параметром σ_i .

Для визначення області стійкості рівняння (2) має бути досліджене на власні значення при нульовому наростанні збурень, що відповідає нейтральній кривій. Основною метою рішення диференційного рівняння (2) є визначення критичного значення числа Рейнольдса, яке є індикатором стійкості течії.

На сьогодні переважна більшість завдань фізико-математичного моделювання процесів тепломасопереносу та гідрогазодинаміки зазвичай зводиться до аналізу та вирішення різноманітних диференціальних рівнянь. При цьому дуже корисним може бути застосування груп симетрій (груп Лі) диференціальних рівнянь. Підхід, що базується на застосуванні груп Лі, уніфікує і значно розширює різні спеціальні методи інтегрування певних типів рівнянь першого порядку, таких як однорідні рівняння, рівняння з змінними, що розділяються, рівняння в повних диференціалах і т. д. Теж твердження справедливе і для систем рівнянь.

Третій розділ присвячений вивченню аспектів теплообміну та гідродинаміки течій в мікроканалах різної геометрії.

Розглядається наступні геометричні форми мікроканалів: мікроконфузор, мікродифузор, плоский мікроканал з стінками, що обертаються, та мікрощілина з незначним кутом розкриття. Основною особливістю потоків в мікроканалах є невиконання умови, коли швидкість потоку на стінці рівна нулю, тобто наявність явища проковзування на стінці.

При моделюванні теплообміну та гідродинаміки в мікроконфузорі основна система диференціальних рівнянь теплообміну та гідродинаміки, яка складалася з рівняння руху, теплообміну та нерозривності, вирішувалася за допомогою граничних умов проковзування другого порядку для параметрів швидкості та температури. Їх можна записати у вигляді

$$u_w = A_1 \text{Kn} \left(\frac{\partial u}{\partial n} \right)_w + A_2 \text{Kn}^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial n^2} \right)_w, \quad T - T_w = A_1 \frac{\text{Kn}}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_w + A_2 \frac{\text{Kn}^2}{\text{Pr}} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial n^2} \right)_w,$$

де коефіцієнт A_1 близький до одиниці, тоді як коефіцієнт A_2 може бути як позитивним, так і від'ємним. В дослідженні використовувалися наступні значення A_2 : позитивне $A_2 = 0,5$ та від'ємне $A_2 = -1,6875$.

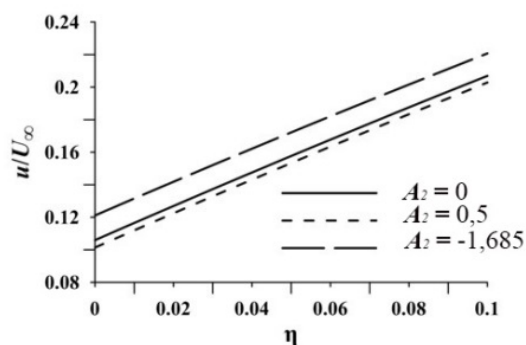


Рис. 1. Профілі швидкості в залежності від η при різних значень параметра A_2 .

A_2 також впливає на стрибок швидкості на стінці (рис. 1). Для позитивних значень параметра A_2 стрибок швидкості зменшується, тоді як для від'ємних значень A_2 стрибок швидкості збільшується.

Таблиця 1. Вплив граничних умов проковзування першого та другого порядку та числа Кнудсена на коефіцієнт тертя

c_f / c_{f0}	Kn		
	0	0,05	0,1
$A_2 = 0$	1	0,957678	0,917437
$A_2 = 0,5$	1	0,958609	0,92109
$A_2 = -1,6875$	1	0,954533	0,905087

У таблиці 1. Показані результати розрахунку впливу граничних умов першого та другого порядку та числа Кнудсена на коефіцієнт тертя. Зі збільшенням числа Кнудсена коефіцієнт тертя зменшується для всіх значень параметра A_2 , тоді як при від'ємному значенні $A_2 = -1,6875$ тенденція зменшення коефіцієнта тертя стає більш вираженою.

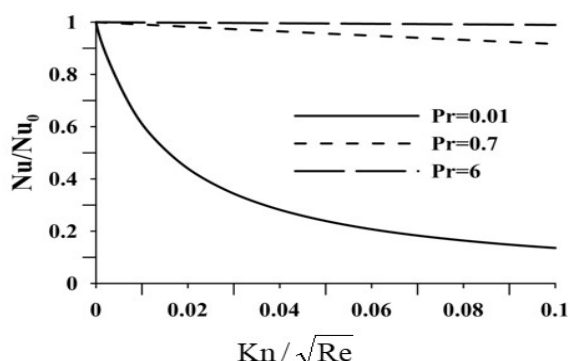


Рис. 2. Нормалізоване число Нуссельта в залежності від числа Кнудсена при різних значеннях числа Прандтля.

Аналітичне моделювання проводилося методом симетрій. В результаті використання методу симетрій отримане рівняння для профілю швидкості:

$$\frac{u}{U} = 3 \tanh\left(\frac{\eta + C_2}{\sqrt{2}}\right) - 2. \quad (3)$$

Аналіз даних, отриманих на основі (3) показав, що збільшення числа Кнудсена спричиняє збільшення стрибка швидкості на стінці. У той же час зміна параметра

В даному випадку тепло передається за допомогою механізму теплопровідності. Використовуючи закон Фур'є, отримане рівняння для числа Нуссельта:

$$Nu = Nu_0 \left(1 + \frac{2}{\pi \sqrt{Re}} \frac{Kn}{Pr}\right)^{-1}. \quad (4)$$

Рівняння (4) показує, що для прискорення потоку, що підлягає потенційному, швидкість теплопередачі не залежить від числа Рейнольдса. Більше того, теплообмін без ковзання також не залежить від числа Пранд-

тля. Рис. 2 демонструє, що зі збільшенням числа Кнудсена швидкість теплообміну зменшується. Це пояснюється послабленням взаємодії потоку рідини зі стінкою каналу внаслідок ефектів проковзування. У цьому випадку ефект ковзання на теплопередачу слабшає із збільшенням числа Прандтля, що можна пояснити зменшенням стрибка температури на стінці при великих числах Прандтля.

Наступною задачею, що розглядається є моделювання потоку в мікродифузорі. Припускається, що рух потоку в мікродифузорі є стійким і суто радіальним. Вирішення рівняння руху з граничними умовами ковзання дає вираз для профілю швидкості:

$$u = \frac{Q_D}{r} \frac{\cos(2\phi) - \cos(2\phi_0) + 4Kn \sin(2\phi_0)}{(1 + 4Kn \phi_0) \sin(2\phi_0) - 2\phi_0 \cos(2\phi_0)} \quad (5)$$

та для коефіцієнту тертя:

$$c_f = \frac{\tau_w r^2}{2Q_D \mu} = \frac{\sin(2\phi_0)}{(1 + 4Kn \phi_0) \sin(2\phi_0) - 2\phi_0 \cos(2\phi_0)}. \quad (6)$$

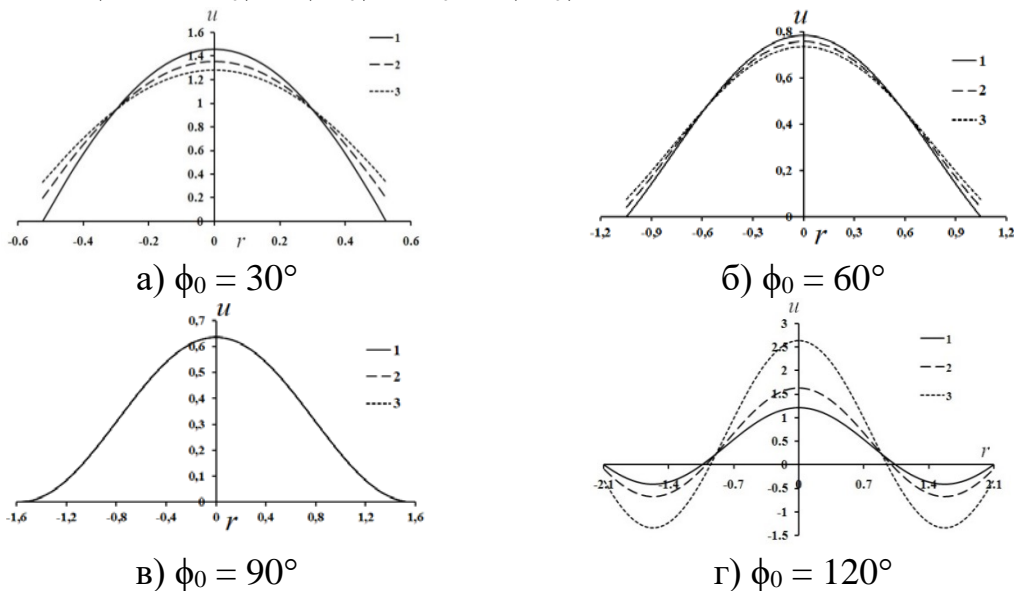


Рис. 3 Профіль швидкості: 1 - $Kn=0$, 2 - $Kn=0,05$, 3 - $Kn=0,1$.

Розрахунки на основі рівняння (5) показали (рис. 3), що вплив ефекту проковзування залежить від кута розкриття дифузора. Чим більше кут розкриття, тим менше стрибок швидкості на стінці. Це обумовлено тим, що зі збільшенням кута розкриття форма профілю швидкості наближається до відривної епюри. Тобто можна зробити висновок, що з наближенням до області відриву ефекти проковзування нівелюються. З рівняння для швидкості (5) зрозуміло, що при $\phi_0 = 90^\circ$ ефект проковзування повністю вироджується. Це значення ϕ_0 відповідає точці початку відриву, що отримуємо з рівняння для дотичного напруження на стінках дифузора.

Аналіз рівняння (6) показав, що коефіцієнт тертя залежить від двох величин, а саме, від кута розкриття дифузора та від числа Кнудсена. Зі збільшенням кута розкриття дифузора коефіцієнт тертя прямує до нуля і вироджу-

ється при $\phi_0 = 90^\circ$. Потім він знову зростає, але природно має протилежний знак. При цьому в разі $\phi_0 < 90^\circ$ зі збільшенням значення числа Кнудсена температура падає, а при $\phi_0 > 90^\circ$ спостерігається інверсія цього ефекту.

Аналіз нещодавніх досліджень потоку рідини та теплообміну в мікроканалах, які обертаються показав, що вони проводились у прямих та криволінійних каналах круглого та прямокутного перерізу з різними граничними та початковими умовами. У той же час плоскі обертові мікроканали не привертали уваги дослідників. Однак термогідравлічні проблеми в плоских обертових мікроканалах з різними граничними умовами є цікавими та важливими для розуміння процесів тепло- і масообміну в сучасному біомедичному обладнанні.

В дисертації наведено дослідження процесу примусової конвекції в ламінарному потоці у плоскому мікроканалі, що обертається, з граничними умовами ковзання другого порядку на стінках. Задача вирішується аналітично та чисельно з використанням методології LBM.

Моделювався стійкий обертовий потік в мікроканалі шириною $2h$, коли початок декартових координат знаходиться в середині каналу. Постійний градієнт тиску накладається у напрямку X .

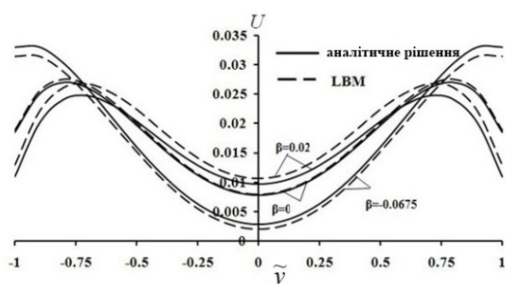


Рис. 4. Профілі швидкості для різних значень параметра β при $\text{Kn} = 0,2$, $\text{Re}_\Omega = 5$.

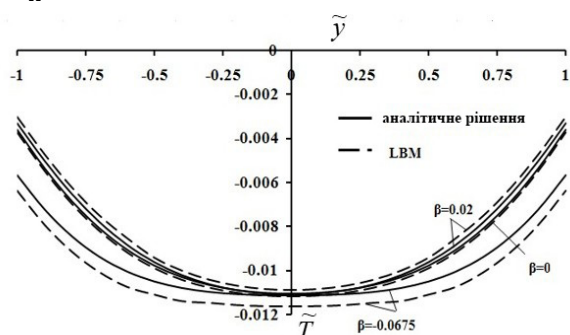


Рис 5. Температурні профілі для різних значень параметра β при $\text{Kn}=0.2$, $\text{Re}_\Omega = 5$.

де $\tilde{y} = \frac{y}{h}$, $\tilde{u} = \frac{u}{U}$, $\tilde{w} = \frac{w}{U}$, $U = \left(-\frac{dp}{dx} \right) \frac{h^2}{\rho\nu}$, $\omega = \text{Re}_\Omega = \frac{\Omega h^2}{\nu}$, $\tilde{T} = \frac{a\vartheta}{Ah^2U}$.

Градієнт температури осьової стінки постійний $\partial T_w / \partial x = A$, а отже, температура стінки лінійно змінюється в напрямку потоку. З огляду на цю лінійну зміну та враховуючи той факт, що форма температурного профілю в поперечному перерізі каналу (тобто вздовж осі y) повинна бути незалежною від координати y для повністю розвинутого ламінарного потоку. Розрахункова система диференціальних рівнянь, яка описує процеси теплообміну та гідродинаміки в поставленій задачі, має вигляд:

$$\begin{aligned} 0 &= 1 + \frac{d^2 \tilde{u}}{d\tilde{y}^2} + 2\text{Re}_\Omega \tilde{w}, \\ 0 &= \frac{d^2 \tilde{w}}{d\tilde{y}^2} - 2\text{Re}_\Omega \tilde{u}, \\ \tilde{u} &= \frac{d^2 \tilde{T}}{d\tilde{y}^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

Система (7) вирішувалася для двох видів граничних умов ковзання, а саме, першого та другого порядку точності. Граничні умови ковзання другого порядку можна записати як:

$$\begin{aligned} \tilde{u} &= -\text{Kn} \frac{d\tilde{u}}{d\tilde{y}} + A_2 \text{Kn}^2 \frac{d^2\tilde{u}}{d\tilde{y}^2}, & \tilde{w} &= -\text{Kn} \frac{d\tilde{w}}{d\tilde{y}} + A_2 \text{Kn}^2 \frac{d^2\tilde{w}}{d\tilde{y}^2}, \\ \tilde{T} &= -\frac{\text{Kn}}{\text{Pr}} \frac{d\tilde{T}}{d\tilde{y}} + A_2 \frac{\text{Kn}^2}{\text{Pr}} \frac{d^2\tilde{T}}{d\tilde{y}^2} \quad \text{при} \quad \tilde{y} = 1, \\ \tilde{u} &= \text{Kn} \frac{d\tilde{u}}{d\tilde{y}} + A_2 \text{Kn}^2 \frac{d^2\tilde{u}}{d\tilde{y}^2}, & \tilde{w} &= \text{Kn} \frac{d\tilde{w}}{d\tilde{y}} + A_2 \text{Kn}^2 \frac{d^2\tilde{w}}{d\tilde{y}^2}, \\ \tilde{T} &= \frac{\text{Kn}}{\text{Pr}} \frac{d\tilde{T}}{d\tilde{y}} + A_2 \frac{\text{Kn}^2}{\text{Pr}} \frac{d^2\tilde{T}}{d\tilde{y}^2} \quad \text{при} \quad \tilde{y} = -1. \end{aligned}$$

Результати розрахунків показали, що при малих значеннях обертового числа Рейнольдса (Re_Ω) профіль швидкості має правильну параболічну форму. При від'ємному значенні параметру β ($\beta = A_2 \text{Kn}^2$) розподіл швидкості має більш заповнену форму, а стрибок швидкості на стінці каналу є більш значним. Якщо параметр β змінюється з від'ємного значення на позитивне, тоді стрибок швидкості на стінці зменшується. Посилення швидкості обертання (рис. 4) посилює деформацію форми профілю швидкості. Правильний параболічний профіль перетворюється на М-подібний. Можна зробити висновок, що при високій швидкості обертання зворотний потік з'являється в центральній області каналу, швидкість потоку стає від'ємною.

Очевидно, що зміна параметра β від від'ємних до позитивних значень спричинює зменшення різниці температур на стінці та в центрі каналу. Скачок температури на стінці також зменшується (рис. 5). Збільшення швидкості обертання спричинює зменшення різниці температур, іншими словами, температурний профіль стає більш рівномірними. Та сама тенденція і для малих швидкостей обертання ($\text{Re}_\Omega = 0,0001$ та $\text{Re}_\Omega = 1$), а саме, нормоване число Нуссельта зменшується із збільшенням ковзання потоку на стінці.

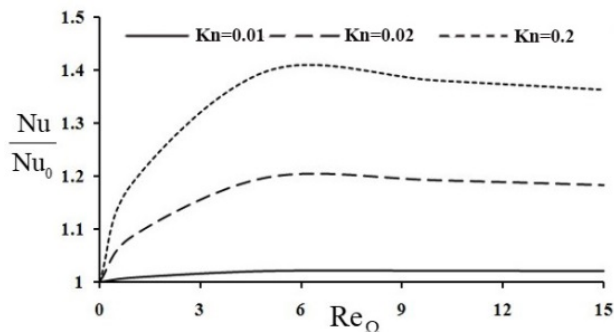


Рис. 6. Залежність числа Нуссельта від швидкості обертання мікроканалу.

Поступове збільшення швидкості обертання призводить до посилення тепловіддачі зі збільшенням ковзання. Ця тенденція спостерігається до тих пір, поки обертове число Рейнольдса не досягне значення $\text{Re}_\Omega \approx 6$ (рис.6). Подальше збільшення Re_Ω спричиняє незначне (близько 4%) погіршення тепловіддачі (тобто зменшення нормованого числа Нуссельта). Отже, інтенсивність погіршення тепловіддачі зростає із збільшенням чисел Кнудсена.

Ще одним типом мікротечії, який змодельований в дисертації, є мікро-щілина з невеликим кутом розкриття. Розглядалася плоска течія в'язкої рідини у вузькій щілині, нижня стінка якої рухається з постійною швидкістю у напрямку від широкої частини щілини до вузької. Кут розкриття щілини вважається малим. Поточну висоту щілини задаємо формулою $h = h_0(1 + kx/l)$, k є постійним коефіцієнтом. При складанні рівнянь руху в'язкої рідини, що захоплюється в клиноподібну щілину рухомою стінкою візьмемо до уваги тонкість щілини і непроникність стінок, які обмежують щілину.

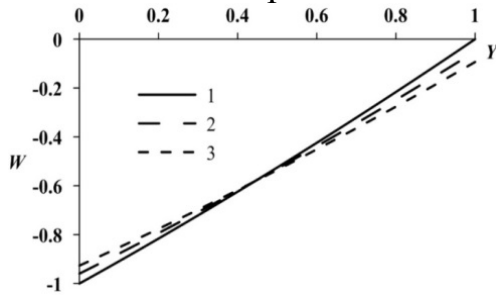


Рис. 7. Профілі швидкостей при $A=0.01:1$ – $Kn=0$, 2 – $Kn=0.05$, 3 – $Kn=0.1$.

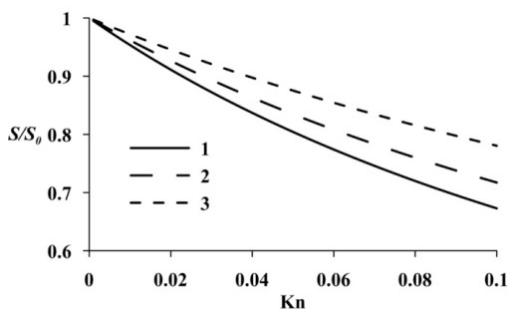


Рис. 8. Залежність відносної підтримуючої сили від числа Кнудсена:

1 – $k=0.5$; 2 – $k=1.2$; 3 – $k=3$.

при великих значеннях параметра A тенденція впливу проковзування змінюється. В випадку великих значеннях числа Кнудсена градієнт тиску «проштовхує» або «гальмує» потік сильніше через проковзування та ослаблення взаємодії потоку та стінки. Тому при конфузорному типі течії ($A > 0$) для $Kn > 0$ швидкість потоку по всьому перерізу більша, ніж для потоку без проковзування. При дифузорному потоці ($A < 0$) швидкість менша для $Kn > 0$. Крім того, при $A < 0$ біля нерухомої стінки спостерігається утворення зони зворотних течій. Причому ширина цієї зони збільшується зі зростанням значення Кнудсена (рис 7). Це збільшення обумовлено збільшенням швидкості потоку на нерухомій стінці через проковзування. Також отриманий вираз для визначення сили, яка підтримує верхню стінку каналу. Аналіз отриманих даних показав, що зі зростанням значення числа Кнудсена величина підтримуючої сили зменшується. Це очевидно, тому що при цьому вплив потоку на стінку слабшає. Зі зростанням кута розкриття каналу (коефіцієнта k) вплив ефекту проковзування слабшає. Тобто потік стає більш вертикальним і проковзуван-

Це дозволить вважати поперечну швидкість v знехтувано малою, порівняно з поздовжньою швидкістю u , а похідну $\partial^2 u / \partial y^2$ значно більшою, ніж $\partial^2 u / \partial x^2$. Також конвективні члени в рівнянні руху не враховуються.

Результат моделювання показав, що зі зростанням інтенсивності проковзування (збільшення значення числа Кнудсена) зміна тиску слабшає. Вочевидь, це зумовлено ослабленням взаємодії потоку зі стінкою. В результаті зменшується гідравлічний опір. На рис. 7 показані аналітичні профілі безрозмірної швидкості

$$W = -\frac{1 + Kn_h - Y}{1 + 2Kn_h} + A(Y^2 - Y - Kn_h),$$

де $W = u/U$, $Y = y/h$.

У випадку, що розглядається, течія має як дифузорний, так і конфузорний характер. Розрахунки показали, що

ня вже не так позначається на величині підтримуючої сили (рис. 8).

Сучасний розвиток технічних пристроїв постійно потребує створення нових конструкційних рішень, нових матеріалів, нових теплоносіїв з покращеними властивостями та багатьох інших складових. У зв'язку з цим збільшується потужність пристроїв при зменшенні їх розмірів. Така особливість досягається в багатьох випадках завдяки використанню в якості робочого тіла нанорідин. Твердими частинками таких рідин є метали (мідь, титан, золото та інші), а також їх оксиди. Також зустрічаються нанорідини з твердими частинками у вигляді вуглецевих нанотрубок. Базовими рідинами таких розчинів є вода, олії, різні холодоагенти.

В *четвертому розділі* розглядаються питання динаміки руху, теплообміну нанопотоків та їх нестійкість.

Вперше в дисертації проведено розрахунок процесу проходження газу з наночастинками через нормальну ударну хвилю. Зазначений процес описаний на основі модифікованої системи рівнянь Ренкіна – Гюгоніо, яка включає наступні рівняння:

$$\rho_{1\Sigma}U_1 = \rho_{2\Sigma}U_2, \quad p_1 + \rho_{1\Sigma}U_1^2 = p_2 + \rho_{2\Sigma}U_2^2, \quad h_{1\Sigma} + \frac{U_1^2}{2} = h_{2\Sigma} + \frac{U_2^2}{2}. \quad (8)$$

Тут індекс "Σ" позначає фізичні властивості нанорідин (тобто газів з наночастинками). Для потоку газу з наночастинками система рівнянь (8) доповнена умовою збереження концентрації наночастинок

$$\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi, \quad \rho_\Sigma = (1 - \varphi)\rho + \varphi\rho_p, \quad (c\rho)_\Sigma = c\rho(1 - \varphi) + c_p\rho_p\varphi, \quad (9)$$

які враховують внесок наночастинок у відповідні фізичні властивості нанорідин.

Очевидно, що за умови нульової концентрації наночастинок $\varphi = 0$ ці рівняння зводяться до класичної системи Ренкіна – Гюгоніо. Отримане рівняння (10) є умовою стрибка Ренкіна – Гюгоніо для нанорідин, яке іноді називають також рівнянням ударної адіабати:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\frac{p_2}{p_1} \left(\frac{p_2}{p_1} + 1 + \left(2 \frac{\rho_p}{\rho_1} - \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \varphi + k \left(\frac{p_2}{p_1} + 1 + \left(1 + \left(2 \frac{c_p \rho_p}{c \rho_1} - 3 \right) \frac{p_2}{p_1} \right) \varphi + 2 \left(\frac{c_p \rho_p}{c \rho_1} - 1 \right) \left(\frac{p_p}{p_1} - \frac{p_2}{p_1} \right) \varphi^2 \right) \right)}{\frac{p_2}{p_1} \left(k + 1 - \frac{p_2}{p_1} (k - 1) \right) + \left(2k \frac{c_p \rho_p}{c \rho_1} + \frac{p_2}{p_1} \left(k \left(\frac{p_2}{p_1} - 3 \right) + 2 \frac{\rho_p}{\rho_1} - \frac{p_2}{p_1} - 1 \right) \varphi \right) + 2k \left(\frac{c_p \rho_p}{c \rho_1} - \frac{p_2}{p_1} \right) \left(\frac{p_p}{p_1} - 1 \right) \varphi^2}. \quad (10)$$

Таким чином, розрахунки дали змогу виявити, що через наявність наночастинок раптове підвищення тиску в нанорідині, яка проходить через ударну хвилю, не може бути таким сильним, як у відповідній чистій рідині для тих самих значень ρ_2/ρ_1 . Іншими словами, збільшення концентрації наночастинок призводить до слабшого стрибка тиску в нормальній ударній хвилі (рис.9). Збільшення густини наночастинок викликає якісно подібний ефект. При високій концентрації наночастинок ($\varphi > 0,1$) їх абсолютні значення практично перестають впливати на ударні адіабатичні умови.

Також визначено залежність між швидкістю потоку до ударної хвилі та після неї, вводячи поняття коефіцієнта швидкості $\lambda = V/a_{s\Sigma}$, $a_{s\Sigma} = a_s/\sqrt{1-\varphi}$.

Як видно з рис. 10, збільшення концентрації наночастинок приблизно до $\varphi \approx 0.1$ зменшує співвідношення λ_1/λ_2 . При подальшому збільшенні концентрації наночастинок співвідношення λ_1/λ_2 зростає.

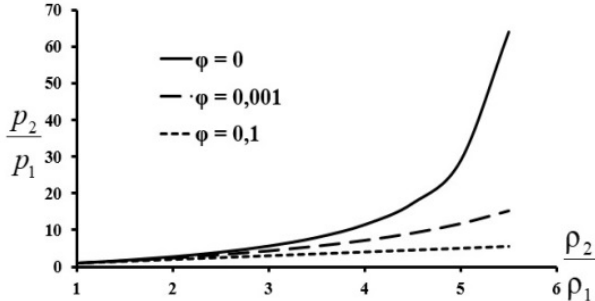


Рис. 9. Залежність стрибка тиску в ударній хвилі від збільшення густини для різних концентрацій наночастинок.

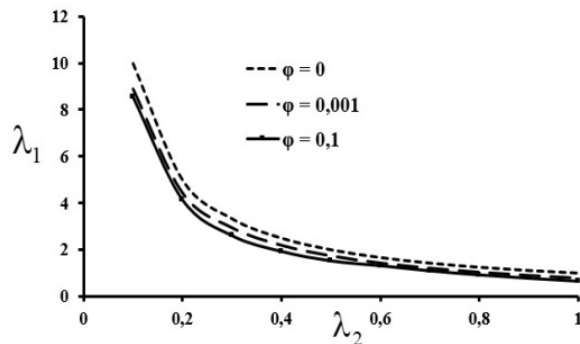


Рис. 10. Залежність коефіцієнта швидкості λ_1 від λ_2 для різних концентрацій наночастинок.

наночастинок.

На основі методу збурень розраховані особливості гідродинамічної нестійкості Діна нанорідини в криволінійному каналі. Криволінійний канал розглядається як зазор між двома циліндрами. Рух нанорідини обумовленими азимутальним градієнтом тиску. Врахування градієнта температур змушує до рівнянь руху додати рівняння енергії. Розрахунок градієнта температури неможливий без наявності енергетичного рівняння в математичній моделі. Також математична модель доповнюється наступним рівнянням концентрації наночастинок:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + v \frac{\partial \varphi}{\partial r} + w \frac{\partial \varphi}{\partial z} = D_B \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right) + \frac{D_T}{T_r} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right),$$

що дає змогу враховувати ефекти Броунівської і термофоретичної дифузії.

Ця залежність λ_1/λ_2 від φ має екстремум, як значення збільшення асимптотичної густини ударної хвилі. Однак точки екстремуму для цих залежностей не збігаються, оскільки коливання густини та теплоємності наночастинок мало впливають на розподіл залежності λ_1/λ_2 від φ .

При створенні нанорідин з забезпеченням їх фізичних властивостей використовують різні методи. Одним із них є відцентровий метод.

Використання відцентрового методу продукує виникнення відцентрової нестійкості нанопотоку. Також відцентрова нестійкість різної фізичної природи може виникати в нанорідинах в той час, коли вони застосовуються в різних технологічних процесах. Відцентрова нестійкість спричиняє утворення вихорів Діна та Тейлора, на появу яких впливає не тільки відцентрова сила, а і температура та концентрації наночастинок.

При відцентровому русі нанорідини виникають неосесімметричні збурення. Розрахункова система рівнянь доповнюється рівнянням стану для нанорідини:

$$\rho = \phi \rho_p + (1 - \phi) \rho_{f0} (1 - \xi(T - T_r)). \quad (11)$$

Для дослідження нанопотоку на відцентрову нестійкість використовувався лінійний аналіз на основі методу збурень. В результаті отримуємо систему рівнянь для амплітуд збурень:

$$(DD^* - \tilde{\gamma}^2) \tilde{u}_A = D^* \tilde{u}_0 \tilde{v}_{AR}, \quad (12)$$

$$(DD^* - \tilde{\gamma}^2)^2 \tilde{v}_{AR} = \frac{\gamma^2 \tilde{u}_0}{\xi} \text{De}^2 (2\tilde{u}_A - \tilde{u}_0 (N\tilde{T}_{AR} - M\phi_A)), \quad (13)$$

$$(D^*D - \tilde{\gamma}^2) \tilde{T}_{AR} = D\tilde{T}_0 \tilde{v}_{AR} - \frac{1}{\text{Le}} ((2AD\tilde{T}_0 + D\phi_0) D\tilde{T}_{AR} + D\tilde{T}_0 D\phi_A), \quad (14)$$

$$(D^*D - \tilde{\gamma}^2) \phi_A + A \text{Pr} (D^*D - \tilde{\gamma}^2) \tilde{T}_{AR} = \text{Sc} D\phi_0 \tilde{v}_{AR}, \quad (15)$$

де $\tilde{T} = \frac{T - T_1}{T_2 - T_1}$, $A = \frac{T_2 - T_1}{T_r} \frac{D_T}{D_B}$, $N = \xi(T_2 - T_1) \text{Pr}$, $M = \frac{\rho_p}{\rho_{f0}} - 1$, $\text{Pr} = \frac{\mu(\rho c)_{f0}}{\rho_{f0} k}$,

$\text{Sc} = \frac{\mu}{\rho_{f0} D_B}$, $D = \frac{d}{dr}$, $D^* = D + \frac{1 - \eta}{\xi}$, $\tilde{v}_{AR} = \text{Re} v_A$, $\tilde{T}_{AR} = \frac{T_A}{\text{Pr}}$, $\text{Re} = \frac{U_m h \rho_{f0}}{\mu}$,

$\text{De}_{\text{кр}} = \text{Re} \sqrt{\frac{R_2 - R_1}{R_2}}$, $\eta = \frac{R_1}{R_2}$.

Критерій гідродинамічної нестійкості визначається за допомогою рішення задачі на власні значення для рівнянь з певними граничними умовами на обох циліндричних поверхнях:

$$\tilde{u}_A = \tilde{v}_{AR} = D\tilde{u}_A = 0 \text{ при } \tilde{r} = \pm \frac{1}{2}.$$

На рис. 11 зображено залежність відносного числа Діна ($\text{De}_{cr}/\text{De}_{cr0}$) від комплексу, що описує відносну густину наночастинок (M). Із графіка видно, що потік втрачає свою стійкість, коли відносна густина наночастинок збільшується. Такий ефект спостерігається в зв'язку з тим, що наночастинок є збудниками нових збурень в потоці.

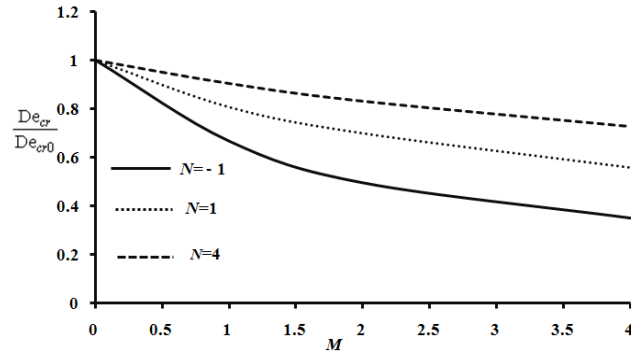


Рис. 11. Відносне критичне число Діна в залежності від параметра M .

стабілізуючого ефекту температурної неоднорідності, при $N < 0$. При цьому тенденції впливу комплексів M і N протилежні. Тобто спостерігається на фо-

Розрахунки також показали, що відносне зменшення параметру стійкості (критичного числа Діна) стає слабкішим у зв'язку зі збільшенням температурної нерівномірності.

Виявлено, що співвідношення $\text{De}_{cr}/\text{De}_{cr0}$ має максимальне значення при $\eta = 0,3$. Найбільш стрімке зниження критичного числа Діна відбувається за рахунок впливу

ні стабілізуючого ефекту комплексу N дестабілізуючий вплив комплексу M проявляється більш значуще. Вплив параметра M на стійкість нанопотоку слабшає при збільшенні параметру N . Така обставина була врахована при розрахунках. Зміна знаку комплексу M спричиняє відповідну зміну знаку параметра A (теплової нерівномірності). Також треба зазначити, що вплив параметра M суттєво зменшується при зменшенні відносної ширини радіального зазору мікроканалу. Очевидно, що при великих значеннях ширини радіального зазору мікроканалу (η) нанопотік стає менш стійким, ніж при низьких значеннях η .

Розглянуті також основні положення нестійкості Тейлора потоку нанорідини в криволінійному каналі, утвореному двома концентричними циліндричними поверхнями з внутрішньою поверхнею, що обертається.

Система рівнянь амплітуд збурень аналогічна (12) – (15) задачі про нестійкість Діна. Тільки рівняння (13) буде мати наступний вигляд:

$$(DD^* - \tilde{\gamma}^2) \tilde{v}_{AR} = \frac{\tilde{\gamma}^2 \tilde{u}_0}{\xi} \text{Ta}^2 \eta (2\tilde{u}_A - \tilde{u}_0 (N\tilde{T}_{AR} - M\Phi_A)). \quad (16)$$

Густина в складі відцентрової сили виражається таким чином:

$$\rho = \rho + \rho' = \rho_{f0} - \rho_{f0} \xi \tilde{T}_A + \underbrace{\rho_{f0} \left(\frac{\rho_p}{\rho_{f0}} - 1 \right)}_{\rho'} \Phi_A = \rho_{f0} (1 - N\tilde{T}_{AR} + M\Phi_A).$$

Результати розрахунків показали найбільш стрімке зменшення відношення $\text{Ta}_{cr}/\text{Ta}_{cr0}$ можемо спостерігати при умові стабілізуючого ефекту нерівномірності температури (параметр N), в області $N < 0$. Тут фактори M і N викликають протилежні тенденції, коли стабілізуючий вплив параметра N перекривається значно більшим дестабілізуючим впливом параметра M (рис. 12).

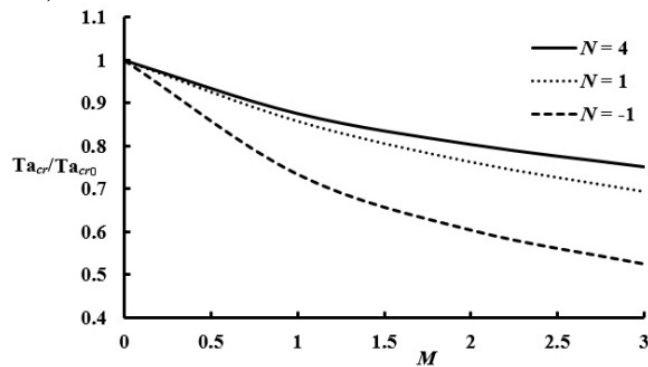


Рис. 12. Відносне критичне число Тейлора в залежності від параметра M .

стітким при збільшенні значень параметра A , тобто, коли вплив термічної дифузії посилюється, що в свою чергу є результатом збільшення нерівномірності температури. Також можна зазначити, що ефект параметра M має слабший вплив зі зменшенням відносної ширини зазору.

Після того, як параметр N стає позитивним, обидва чинники діють в одному напрямку і вплив параметра M зменшується. Зміна знаку комплексу N спричиняє відповідну зміну знаку комплексу A (температурна нерівномірність).

Вплив параметра A на відцентрову нестійкість є таким, що нанопотік стає менш

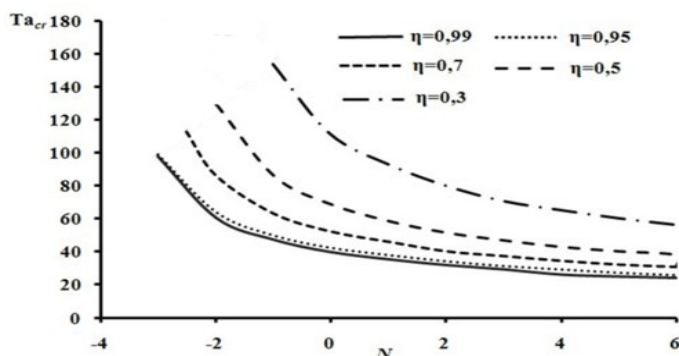


Рис. 13. Залежність критичного числа Гейлора від параметра N для різних значень η .

Такий ефект можна пояснити тим, що при великих значеннях η потік більш нестійкий, ніж при менших значеннях. Також розрахунки показали, що позитивний градієнт температури (N) порушує стійкість потоку, в той час як від'ємний градієнт температури навпаки робить його стійким (рис. 13). Це призводить до того, що позитивний градієнт температури викликає зменшення густини в області увігнутої стінки і сприяє генерації вторинних вихрових структур в цій області. Від'ємний градієнт температури викликає протилежне явище.

Також виявлено, що збільшення параметру η ($\eta = R_1/R_2$) призводить до втрати стійкості потоком. Тобто, чим вужче криволінійний зазор, тим потік менш стійкий.

В четвертому розділі також моделювалася тривимірною нестационарна нестислива двокомпонентна турбулентна течія з градієнтом тиску за допомогою методу ренормалізаційних груп. Припускалося, що тверді частинки є однорідними за геометричним розміром і формою. Об'ємна концентрація наночастинок частинок дуже мала, тому, їх вплив на течію рідини дорівнює дії додаткової сили на одиницю об'єму. Значення числа Рейнольдса відносно руху між частинками і рідиною мале в порівнянні з одиницею, тому допускаємо, що сила взаємодії між частинками і рідиною прямо пропорційна відносній швидкості

В результаті процедури пренормування системи рівнянь турбулентного потоку отримано вираз для перенормованої турбулентної в'язкості, який показує, що присутність другої фази (тверді частинки) призводить до зменшення вихрової в'язкості.

Очевидно, що збільшення концентрації твердих частинок часток, які становлять тверду фазу в потоці, призводить до зменшення турбулентності, оскільки наночастинки сприяють затуханню пульсацій. Також виявлено, що більш високі рівні турбулентності в потоці вимагають більш високих значень концентрації наночастинок, при яких турбулентність вироджується.

П'ятий розділ присвячений аналітичному та експериментальному дослідженню фазових переходів в нанорідинах.

Для початку розглядалася задача по моделюванню конвективної теплопередачі та динаміки потоку рідини при миттєвому переході до плівкового кипіння з урахуванням нестационарної природи цього процесу. Для розв'язку поставленої задачі використані два аналітичні підходи: метод Хевісайда та техніка симетрії (групи Лі).

Задача, що моделюється, зосереджена на проблемі конвективної теплопередачі між шаром (тобто плівкою) пари і вертикальною плоскою стінкою, коли тепловий потік раптово подається на стінку. Щільність теплового потоку вища за критичний тепловий потік. В результаті на стінці утворюється пароізоляційна плівка з товщиною δ . Припускаємо, що парова плівка виникає миттєво, і це явище можна описати як ступінчасту функцію, а саме як функцію Хевісайда. Після появи, плівка пари рухається вгору вздовж стінки під впливом сили плавучості (Архімеда). У цій ситуації профілі швидкості та температури поводяться як нестационарні функції, які асимптотично спрямовані до своїх стаціонарних розподілів, описаних відомими рішеннями Бромлі та Еліона.

Температура на межі розділу пара-рідина (тобто при $y = \delta$) дорівнює температурі насичення при даному тиску. Температура стінки вище температури рідини. Розрахункова система рівнянь має вигляд:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g \frac{\Delta \rho}{\rho} \quad \frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (17)$$

Задача розв'язується для двох видів граничних умов. Отже, для першого випадку використані наступні початкові та граничні умови Бромлі:

$$t=0 \quad u=0, \quad T=T_w, \quad t>0 \quad \begin{cases} u=0, \quad T=T_w, \quad \text{при } y=0 \\ \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\tilde{y}=\delta} = 0, \quad T=T_\infty, \quad \text{при } u=\delta. \end{cases}$$

У другому випадку використані початкові та граничні умови Еліона для нерухомої рідини на межі пара-рідина:

$$t=0 \quad u=0, \quad T=T_\infty, \quad t>0 \quad \begin{cases} u=0, \quad T=T_w, \quad \text{при } y=0 \\ u=0, \quad T=T_\infty, \quad \text{при } y=\delta. \end{cases}$$

Запропонована модель є розширенням класичних моделей Бромлі і Еліона на нестационарні режими з додаванням початкових умов. Застосуємо метод Хевісайда та метод симетрій для вирішення рівняння теплообміну в (17). В результаті застосування методу Хевісайда отриманий наступний вираз для розподілу безрозмірної температури $T^* = (T - T_\infty) / \Delta T$ в паровій плівці:

$$T^* = 1 - \tilde{T} = 1 - \tilde{y} - \frac{2}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \sin(\pi(\tilde{y}(1+k) - k))}{(1+k)} \exp(-(1+k)^2 \pi^2 t^*), \quad (18)$$

а автотельне рішення (метод симетрій) дало наступний вираз:

$$T^* = 1 - \frac{\operatorname{erf}(\eta/2)}{\operatorname{erf}(\eta_\delta/2)} = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{y}{2}\right) / \operatorname{erf}\left(\frac{1}{2\sqrt{t^*}}\right). \quad (19)$$

Нестационарний розподіл температури, розрахований за рівняннями (18) та (19) показано на рис. 14. Для малих значень часу криві, прогнозовані рівняннями (18) та (19) практично збігаються.

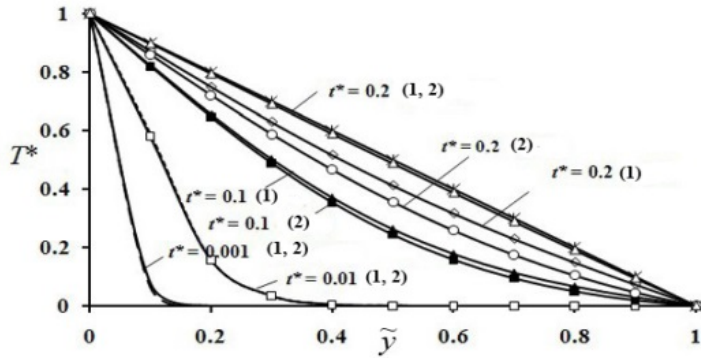


Рис. 14. Нестационарний розподіл температури, розрахований за 1 – рівняння (18); 2 – рівняння (19).

кості подібна до динаміки температурних профілів (рис. 14): для малих і великих значень часу розрахунки дали досить близькі дані для обох методів, тоді як найбільша різниця спостерігається при $t^* \approx 0,5$. Крім того, як і у випадку з температурними профілями, для малих значень часу рішення у вигляді рядів вимагає великої кількості доданків, тоді як автотельне рішення має просту математичну форму.

Далі була змодельована аналогічна задача конвективного теплообміну, як і попередня, але для випадку нанорідини з нанорозмірними часточками оксиду алюмінію з масовою концентрацією 5%. Потік нанорідини та тепловіддача в паровій плівці описувалися наступною математичною моделлю:

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + g \rho_f, \quad (20)$$

$$\rho \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(k \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \rho_p c_p \left(D_B \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} + \frac{D_T}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \frac{\partial T}{\partial y} \right), \quad (21)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left(D_B \frac{\partial \phi}{\partial y} + \frac{D_T}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \right). \quad (22)$$

Рівняння (20) – (22) доповнюються додатковими співвідношеннями:

$$\mu = \frac{\mu_v}{(1-\phi)^{2.5}}, \quad D_B = \frac{k_B T}{3\pi\mu d_p}, \quad D_T = \xi \frac{\mu}{\rho} \phi, \quad \rho = (1-\phi)\rho_v + \phi\rho_p, \quad \rho c = (1-\phi)(c\rho)_v + \phi(c\rho)_p, \\ \xi = (1-\phi)\xi_v + \phi\xi_p.$$

Граничні умови відповідно до Бромлі:

$$t = 0 \quad u = 0, \quad T = T_\infty, \quad \phi = \phi_\infty, \quad (23)$$

$$t > 0 \quad \begin{cases} u = 0, \quad T = T_w, \quad \left(D_B \frac{d\phi}{dy} \right)_{y=0} = - \left(\frac{D_T}{T_\infty} \frac{dT}{dy} \right)_{y=0} \text{ при } y = 0 \\ \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=\delta} = 0, \quad T = T_\infty, \quad \phi = \phi_\infty \text{ при } y = \delta \end{cases} \quad (24)$$

Граничні умови, запропоновані Еліоном:

$$t = 0 \quad u = 0, \quad T = T_\infty, \quad \phi = \phi_\infty, \quad (25)$$

Потім криві, обчислені за рівнянням (18) мають тенденцію до стійких профілів швидше, ніж ті, що є результатом рівняння (19). Найбільш суттєва різниця спостерігається при $t^* \approx 0.2$ (де $t^* = \tilde{t} / \text{Pr} = ta / \delta^2$).

З подальшим збільшенням часу ця різниця зменшується і практично зникає при $t^* \approx 2.5$. Якісно динаміка нестационарних профілів швидкості

$$t > 0 \quad \begin{cases} u = 0, T = T_w, \left(D_B \frac{d\varphi}{dy} \right)_{y=0} = - \left(\frac{D_T}{T_\infty} \frac{dT}{dy} \right)_{y=0} & \text{при } y = 0 \\ u = 0, T = T_\infty, \varphi = \varphi_\infty & \text{при } y = \delta \end{cases} \quad (26)$$

Використаний аналіз симетрій, щоб отримати автономні рішення наведеної диференційної системи (20) – (22). Результати аналітичного рішення рівняння розподілу температури в паровій плівці з наночастинками оксиду алюмінію з об'ємною концентрацією 5%, представлені на рис. 15.

Отримані результати показали, що при малих значеннях часу ($t^* = 0.01$ і $t^* = 0.05$) крива розподілу температури в паровій плівці з наночастинками має більший прогин порівняно з чистою парою. Це свідчить про те, що пара з наночастинками нагрівається гірше, ніж чиста пара. Цей ефект обумовлений різними фізичними властивостями (густиною та в'язкістю) чистої пари та пари з наночастинками.

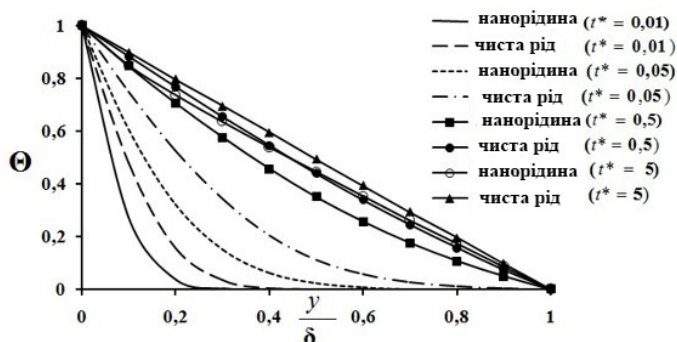


Рис. 15. Нестационарний розподіл температури по паровій плівці з наночастинками.

Також перехід до стаціонарного розподілу температури сповільнюється в парах з наночастинками. Причина полягає в тому, що парова плівка з наночастинками є менш стабільною в порівнянні з плівкою чистої пари. Наявність наночастинок у рідині погіршує утворення парової плівки, оскільки наночастинки забирають на себе основний тепловий потік, тому нагрівання нанорідини займає більше часу. Зі збільшенням часу цей ефект майже зникає. Пара нагрівається, і форма температурних профілів має тенденцію до лінійної.

Отримані нестационарні профілі швидкості вказують, що динаміка зміни профілів швидкості для пари з наночастинками ($\varphi = 5\%$) при урахуванні умов Бромлі (рис 16) та Еліона практично така ж, як і для чистої пари.

Зі збільшенням часу ($\tilde{t} = tv/\delta^2$) парова плівка нагрівається, що сприяє збільшенню її швидкості (рис. 16). У випадку нанорідини швидкість у паровій плівці нижча порівняно з чистою рідиною. Така динаміка розвитку профілю швидкості в паровій плівці зумовлена різницею значень густини та в'язкості цих двох потоків, а також тим, що парові плівки з наночастинками менш стабільні (швидше руйнуються) порівняно з чистою парою. Розподіл профілю швидкості парової плівки якісно узгоджується з розподілом температури (рис. 15).

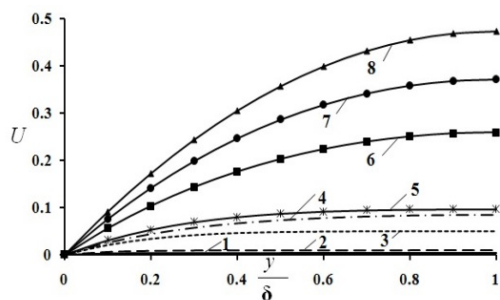


Рис. 16. Нестационарні профілі швидкості з урахуванням граничних умов Бромлі: 1 – нанорідина $\tilde{t}=0,05$; 2 – нанорідина $\tilde{t}=0,1$; 3 – чиста рідина $\tilde{t}=0,05$; 4 – нанорідина $\tilde{t}=1$; 5 – чиста рідина $\tilde{t}=0,1$; 6 – нанорідина $\tilde{t}=5$; 7 – чиста рідина $\tilde{t}=1$; 8 – чиста рідина $\tilde{t}=5$.

Розрахунки коефіцієнта тертя залежно від часу процесу з урахуванням граничних умов Бромлі та Еліона та наявністю наночастинок показали, що коефіцієнт тертя зростає з часом, оскільки градієнт швидкості на стінці також збільшується. Також виявлено, що зі збільшенням концентрації наночастинок коефіцієнт тертя зменшується. Збільшення концентрації наночастинок у парі призводить до більш швидкого досягнення стійкого значення коефіцієнта тертя.

Далі було визначено розподіл числа Нуссельта. Нормоване число Нуссельта визначалося на основі отриманого співвідношення:

$$\overline{Nu} = \frac{Nu}{Nu_0} = \frac{K(\varphi(0)) \left(\frac{d\Theta}{d\eta} \right)_{\eta=0}}{\sqrt{t^*}},$$

$$\text{де } K(\varphi) = \frac{k_T + 2 + 2\varphi(k_T - 1)}{k_T + 2 - \varphi(k_T - 1)}, \quad k_T = \frac{k_p}{k_v}, \quad \eta = y \sqrt{\frac{\rho_v c_v}{k_v t}}, \quad \frac{T - T_\infty}{T_w - T_\infty} = \Theta(\eta).$$

На рис. 17 показано, що із збільшенням часу процесу нагрівання число Нуссельта прогресує від нескінченності до стаціонарного значення. Вплив концентрації наночастинок є значним.

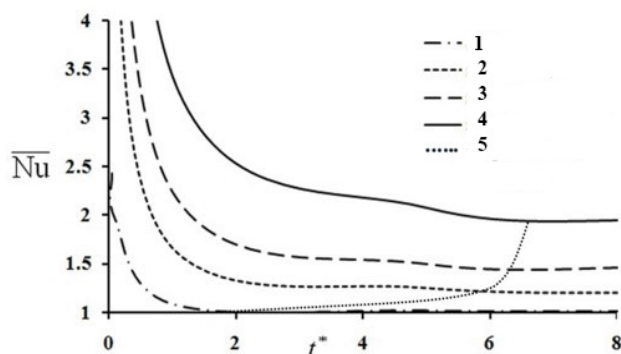


Рис. 17. Нормалізоване число Нуссельта в залежності від t^* : 1 – чиста рідина; 2 – нанорідина ($\varphi = 5\%$); 3 – нанорідина ($\varphi = 10\%$); 4 – нанорідина ($\varphi = 20\%$); 5 – вихід на стаціонарне значення

Збільшення об'ємної концентрації наночастинок призводить до посилення теплопередачі і, отже, до збільшення числа Нуссельта.

Збільшення концентрації наночастинок спричиняє збільшення часу, необхідного для того, щоб число Нуссельта набуло стійкого значення (пунктирна лінія на рис. 17 проведена через точки, де число Нуссельта досягає стаціонарного значення для різних концентрацій наночастинок). Цей ефект пояснюється тим, що збільшення концентрації наночастинок у паровій плівці сприяє втраті її стійкості. Оскільки самі наночастинок поглинають частину тепла, це спричиняє пізніший перехід температурних профілів у парі

до їх стаціонарного розподілу. Експериментальне дослідження різкого закипання нанорідини було проведене з метою розглянути динаміку зміни в часі коефіцієнта тепловіддачі на поверхні циліндричного металевго зонда, нагрітого до температури $T = 810 \text{ }^\circ\text{C}$ і зануреного у водно-полімерну охолоджуючу рідину. Дослідження проводилося на експериментальній установці рис. 18.

У центрі циліндричного зонда, виготовленого зі сталі 12Cr18Ni9Ti діаметром 10 мм і висотою 50 мм, розташована хромо/алюмінева термопара. Термопару з електродами NiCr/NiAl діаметром $d = 0,3$ мм поміщають у захисну тонку капілярну трубку діаметром $d = 1,5$ мм.

Похибка вимірювання термопару не перевищує: $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ (за умови, що температура не перевищує $300 \text{ }^\circ\text{C}$) та $1 \text{ }^\circ\text{C}$ (у діапазоні температур від 300 до $1100 \text{ }^\circ\text{C}$).

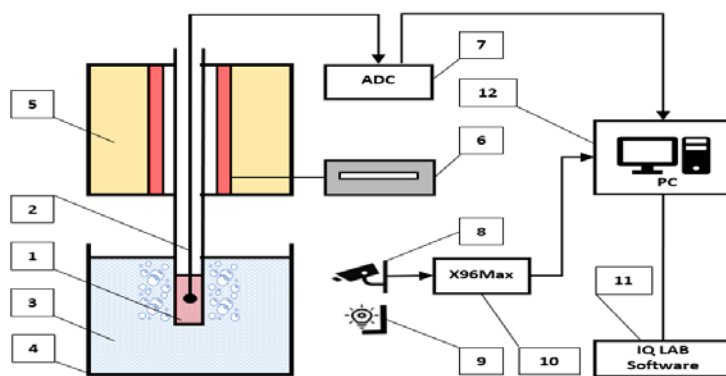


Рис. 18. Схема експериментальної установки: 1 - тепловий зонд; 2 - термопара управління; 3 - охолоджуюча рідина; 4 - прозора скляна ємність; 5 - нагрівальна піч; 6 - регулювання температури; 7 - аналого-цифровий перетворювач (АЦП); 8 - веб-камера; 9 - освітлення для веб-камери; 10 - відеоадаптер; 11 - програмне забезпечення для обробки даних (IQ Lab); 12 - комп'ютер.

Надійність теплового контакту термопару з металом зонда забезпечується мідно-нікелевим припоєм (температура плавлення коливається від 850 до $910 \text{ }^\circ\text{C}$). Об'єм рідини в прозорому скляному посуді становить $0,3 \text{ дм}^3$. В якості основи (чистий теплоносій) була дистильована вода. Нанорідина, що використовується як охолоджуюча рідина, складалася з дистильованої води з додаванням наночастинок поліакриламід (ПАА).

Експериментальні розподіли коефіцієнта тепловіддачі на рис. 19 дозволяють оцінити ефективність процесу теплопередачі чистої рідини та порівняти його з таким же у нанорідині з різними ваговими концентраціями наночастинок. У разі чистої рідини інтенсивність теплообміну зменшується швидше порівняно з рідинами, що містять наночастинок полімерів. Збільшення вагової концентрації наночастинок сприяє затримці коефіцієнта тепловіддачі, що досягає свого стійкого рівня, але тривалість затримки зменшується.

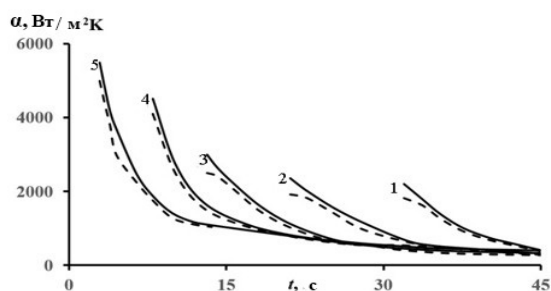


Рис. 19. Розподіл коефіцієнта тепло-віддачі в залежності від часу охолодження зонда: 1 – вода + 0.1% PAA; 2 – вода + 0.05% PAA; 3 – вода + 0.03% PAA; 4 – вода + 0.006% PAA; 5 – дистильована вода. Пунктирні лінії – експериментальні дані, суцільна лінія – дані по моделі (20) – (22).

Експериментальні дані, представлені на рис. 19, якісно узгоджуються з прогнозами, отриманими з використанням теоретичної моделі і підтверджують зміни механізму теплопередачі при швидкому охолодженні поверхні залежно від концентрації наночастинок у охолоджуючій рідині.

В дисертації також наведено розв'язок задачі стійкості шару пари з наночастинок біля вертикальної пласкої пластини.

Потік пари в плівці носить ламінарний характер і направлений вгору в напрямку осі абсцис. Рідина поза паровою плівкою містить наночастинок, концентрація яких ϕ_δ . Товщина парової плівки мала в порівнянні з довжиною стінки. Температура пари і температура рідини на зовнішньому кордоні плівки, тобто при $y = \delta$, дорівнює температурі насичення при даному тиску. Температура стінки вище температури рідини. Отже, при визначенні критеріїв стійкості можна зосередити зусилля тільки на рішенні задачі про власні значення для розрахункової системи рівнянь. При наявності в парі наночастинок густина його не є постійною і залежить від концентрації наночастинок.

Критерієм стійкості в даній задачі є критичне число Архімеда. Розрахунки, коли (рідина нерухома), показали, що критичне значення числа Архімеда $Ar_{cr} = 92357$, а критичне значення хвильового числа $r_{cr} = 1,02$. Для цього розрахунку використовувалися різні методи перевірки чисельного коду і вибору основних функцій для першого методу. Результати, отримані на основі методу колокацій, добре узгоджуються з результатами, отриманими з використанням CHEBFUN (відхилення менше 1%).

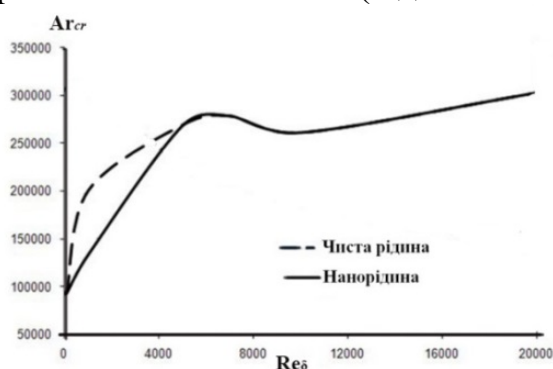


Рис. 20. Залежність числа Архімеда та критичного хвильового числа від числа Рейнольдса.

Розрахунки критеріїв стійкості виконані для наступних діапазонів безрозмірних параметрів: $Pr = 0.1-10$, $Sc = 10-10000$, $Le = Sc/300$, $\phi_\delta = 0,01-0,3$. Результати розрахунків критичного числа Архімеда нанорідин представлено на рис. 20. Головною особливістю цих результатів є те, що критичне число Архімеда практично не залежить від перерахованих вище параметрів. Це означає, що введення додаткових

рівнянь тягне за собою однозначну зміну нейтральної кривої стійкості. З рис. 20 можна також побачити, що в режимі спокою рідкої фази наночастинки не впливають на стійкість парової плівки. При збільшенні Re_δ (швидкості рідкої фази) до 3000 посилюється дестабілізаційний вплив наночастинок на стійкість плівки. Тому додавання наночастинок викликає дестабілізацію плівки.

Починаючи зі значення $Re_\delta \approx 3000$, починає зменшуватися вплив наночастинок на стійкість плівки, це означає, що швидкість рідкої фази починає відігравати вирішальну роль у поведінці плівки. Для $Re_\delta > 7000$ нейтральні криві стійкості чистої рідини і нанорідин збігаються, і при подальшому збільшенні числа Рейнольдса вплив наночастинок на стійкість плівки зникає.

Також розрахунки показали, що збільшенні швидкості рідини (збільшення Re_δ) значення критичного числа Архімеда спочатку збільшуються приблизно до точки $Re_\delta = 7000$, потім зменшуються в області значень $Re_\delta = 7000-12000$, і далі знову монотонно збільшуються. Така поведінка функції критерію стійкості обумовлено двома факторами, такими як зміна форми незбуреного профілю швидкості і збільшенням числа Рейнольдса. На першому сегменті кривої ($Re_\delta = 0-7000$) зовнішня частина профілю швидкості в паровому шарі стає більш гладкою зі збільшенням Re_δ . Відповідно до другої теореми Релея про стійкість потоку, це призводить до стабілізації потоку, і як наслідок, до збільшення критичного числа Архімеда. В зазначеному діапазоні чисел Рейнольдса переважний вплив на Ar_{cr} складає форма незбуреного профілю швидкості. Далі, в діапазоні $Re_\delta = 7000 - 12000$, збільшення числа Рейнольдса має більш істотний вплив. При $Re_\delta > 12000$ профіль незбуреної швидкості близький до лінійного, що призводить до стабілізації потоку, як в потоці Куетта.

Шостий розділ присвячений дослідженню теплообміну та гідродинаміки в газах Ван дер Ваальса.

Спочатку був аналітично змодельований випадок проходження потоку газу Ван дер Ваальса через ударну хвилю. Даний процес адіабатичний. При цьому ентальпія потоку до і після розриву його параметрів не змінюється і ефектами поверхневого тертя можна знехтувати. Процес проходження газу через пряму ударну хвилю можна описати системою рівнянь Ренкіна-Гюгоніо (8), доповнивши її рівнянням стану газу Ван дер Ваальса:

$$\left(p + \frac{a_v}{v^2}\right)(V - b) = \left(p + a_v \rho^2\right) \left(\frac{1}{\rho} - b\right) = RT. \quad (27)$$

При виключенні теплоємності і температури з рівняння для ентальпії отримаємо рівняння ударної адіабати:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{1 + \left(1 - 2B - 8A \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1\right)\right) \frac{\rho_2}{\rho_1} + k \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} - 1\right) \left(2A \frac{\rho_2}{\rho_1} + 1\right)}{(k+1) - (k+2B-1) \frac{\rho_2}{\rho_1}} \quad (28)$$

Далі буде показано вплив зміни параметрів A , що враховує додатковий тиск, і B , що враховує об'єм незаповнений молекулами ($A = a_v \rho_1^2 / p_1$, $B = \rho_1 b$), на поведінку ударної адіабати. Відомо, що за умови $a_v = 0$, $b > 0$ газ завжди нагрівається як відбувається в стрибку ущільнення. Тому проаналізуємо спочатку зазначений випадок. На рис. 21 показана залежність (28) за умови $a_v = 0$. Як було сказано вище, зі збільшенням незаповненого об'єму асимптота зміщується в бік менших значень ρ_2 / ρ_1 . Отже, в цьому випадку тиск повинен рости швидше.

Рис. 21 показує як впливає зміна параметра A (додатковий тиск) на поведінку ударної адіабати за умови $B = \text{idem}$. Зміна параметра A ніяким чином не впливає на положення асимптоти ударної адіабати. Збільшення значення параметра A лише уповільнює зростання тиску в скачку ущільнення.

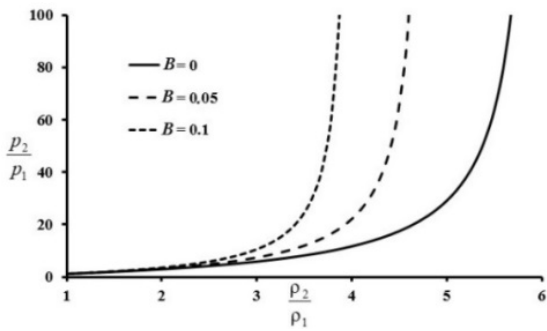


Рис. 21. Стрибок тиску в ударній хвилі в залежності від збільшення щільності за різних параметрів B .

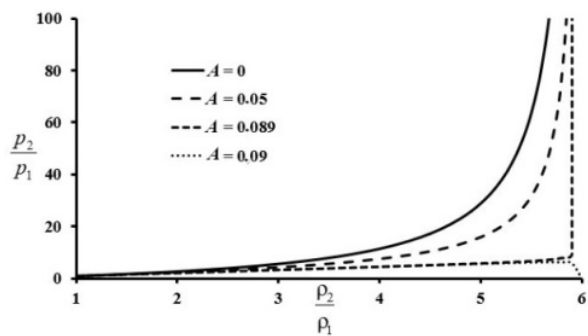


Рис. 22. Залежність стрибка тиску в ударній хвилі від збільшення густини для різних параметрів A .

Тобто можна зробити висновок, що виникнення молекулярного «додаткового» тиску безпосередньо перед стрибком уповільнює зростання тиску після нього. Крім того, аналіз рис. 22 показує, що запропонована модель має обмеження. Тобто існує граничне значення параметра A_{cr} , вище якого дана модель дає не фізичні результати, а саме, в ударній адіабаті з'являється максимум. Виникнення і положення цього максимуму залежить від комбінації значень параметрів A і B . З ростом значення параметра B значення A_{cr} зростає.

Максимум на «нефізичній» ударній адіабаті виникає, коли значення $(\rho_2 / \rho_1)_{\max}$ переходить від комплексних значень до дійсних. Як показали розрахунки при показнику адіабати $k = 1.4$ для $B = 0$ $A_{cr} = 0,9$, для $B = 0,05$ $A_{cr} = 0,113$, для $B = 0,1$ $A_{cr} = 0,135$.

Число Маха для газу Ван дер Ваальса визначається за наступним співвідношенням:

$$\text{Ma}_1 = \sqrt{\frac{2(k\lambda_1 - B + A(4 - k))}{k(k+1) - k(k-1)\lambda_1^2 - 2B + 2A(4 - k)}}.$$

Також в шостому розділі запропонований комплекс аналітичних методів дослідження процесу природної конвекції газу Ван дер Ваальса над вер-

тикальною пластиною. Даний комплекс складається з рішення методом симетрії, спрощеним аналітичним методом та методом інтегральних співвідношень.

Задача по дослідженню впливу теплофізичних властивостей газу Ван дер Ваальса на теплообмін при природній конвекції над вертикальною нагрітою стінкою, що обігривається з постійною температурою, яка розміщена в великому об'ємі газу з температурою T_∞ спочатку розглядається з використанням методу симетрії. Моделювалася двовимірною задачею, вважаючи, що в напрямку x пластина нескінченна. Припускається, що фізичні параметри газу (виключаючи густину) постійні.

Тоді система рівнянь, яка описує стаціонарний процес природної конвекції газу Ван дер Ваальса біля вертикальної нагрітої стінки, має вигляд:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (29)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g \left(1 - \frac{\rho}{\rho_\infty} \right), \quad (30)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \quad (31)$$

Система вирішується за таких граничних умов:

$$u = 0, \quad v = 0, \quad T = T_w, \quad \text{при } y = 0, \quad \text{та } u = 0, \quad v = 0, \quad T = T_\infty, \quad \text{при } y \rightarrow \infty. \quad (32)$$

Система рівнянь (29) – (31) доповнюється рівнянням стану Ван дер Ваальса, яке безрозмірному вигляді запишемо наступним чином:

$$\left(Z + \frac{Wa_a}{Z} \right) \left(1 - \frac{Wa_b}{Z} \right) = 1, \quad \text{де } Z = \frac{p}{RT\rho}, \quad Wa_a = \frac{a_v p}{R^2 T^2}, \quad Wa_b = \frac{bp}{RT} - \text{безрозмірний}$$

термодинамічний параметр та числа Ван дер Ваальса.

Аналіз симетрії використано, щоб вивести систему звичайних диференціальних рівнянь для профілю швидкості та температури для різних значень параметрів Wa_a та Wa_b . В результаті маємо

$$f''' + 3ff'' - 2f'^2 + \frac{1}{B\Delta T} \left(1 - \frac{1}{1 + Wa_a - Wa_b} \left(\frac{1}{1 + B\Delta T\theta} - \frac{Wa_b}{(1 + B\Delta T\theta)^2} + \frac{Wa_a}{(1 + B\Delta T\theta)^3} \right) \right) = 0, \quad (33)$$

$$\theta'' + 3Pr f \theta' = 0, \quad (34)$$

де параметри Ван дер Ваальса Wa_a і Wa_b складені з використанням значень параметрів на зовнішній границі примежового шару.

Вирішувалася система рівнянь (29) – (31) з урахуванням граничних умов.

$$f = 0, \quad f' = 0, \quad \theta = 1, \quad \text{при } \eta = 0, \quad \text{та } f' = 0, \quad \theta = 0 \quad \text{при } \eta \rightarrow \infty. \quad (35)$$

В результаті рішення задачі були отримані профілі швидкості, температури, числа Нуссельта для різних значень параметрів Wa_a та Wa_b

Аналіз результатів показав, що збільшення параметра Wa_a призводить до збільшення швидкості. Це пов'язано зі збільшенням підйомної сили, так як

параметр a_v в рівнянні Ван дер Ваальса характеризує додатковий тиск, що виникає в пристінному шарі. В результаті збільшується швидкість в примежовому шарі. Зі збільшенням параметра Wa_b швидкість зменшується, що пов'язано з впливом параметра b в рівнянні Ван дер Ваальса. Параметр b пов'язаний зі збільшенням додаткового об'єму, не заповненого молекулами газу. Збільшення параметра b викликає зменшення сили Архімеда і уповільнення потоку.

Як видно з рис. 19 збільшення параметра Wa_a викликає збільшення коефіцієнта тепловіддачі, що пов'язано зі збільшенням швидкості потоку в пристінному шарі. Збільшення параметра Wa_b викликає зменшення швидкості потоку, що призводить до зменшення коефіцієнта тепловіддачі (рис. 20). При цьому спостерігається різке зменшення чисел Нуссельта для великих значень параметра Wa_b . Зі збільшенням значення параметра Wa_a вплив параметра Wa_b слабшає.

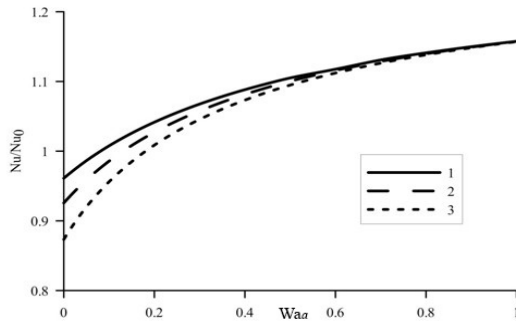


Рис. 23. Зміна відносного числа Нуссельта від параметра Wa_a :
1— $Wa_b=0,1$; 2— $Wa_b=0,2$; 3— $Wa_b=0,3$.

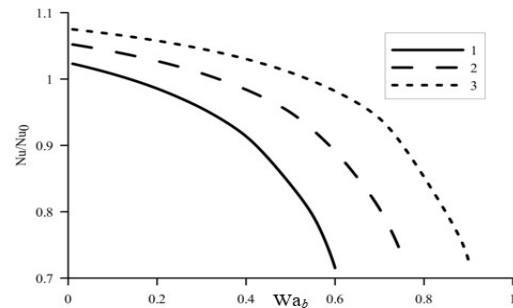


Рис. 24. Зміна відносного числа Нуссельта від параметра Wa_b :
1— $Wa_a=0,1$; 2— $Wa_a=0,2$; 3— $Wa_a=0,3$.

Для аналітичного рішення задачі природної конвекції газу Ван дер Ваальса відповідно до спрощеного аналітичного методу використаємо рівняння руху у безрозмірній формі, яке має вигляд:

$$\frac{d^2 U}{d\eta^2} = -\left(1 - \frac{\rho}{\rho_\infty}\right), \quad (36)$$

$$\text{де } U = \frac{u\mu}{g\rho_\infty\delta^2}, \quad \eta = \frac{y}{\delta}.$$

Вважалось, що температура в рухомому шарі газу задається виразом:

$$\theta = \theta_w \left(1 - \tilde{y}/\tilde{\delta}\right)^2.$$

Проведено перевірку спрощеного рівняння Ван дер Ваальса стану для етилену. Цей газ має такі значення параметрів у критичній точці та константи

$$a_v \text{ і } b \text{ у рівняннях Ван дер Ваальсаа саме, } a_v = 588.3 \frac{\text{Па} \cdot \text{м}^6}{\text{кг}^2}, \quad b = 0.002079 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

Проведений розрахунок зміни густини газу на основі рівняння ідеального газу, рівняння Ван дер Ваальса та спрощеного рівняння Ван -дер -Ваальса проведений для недокритично перегрітого етилену. Очевидно, що

спрошене рівняння Ван-дер-Ваальса $\rho = \frac{p}{RT} - \frac{bp^2}{R^2T^2} + \frac{ap^2}{R^3T^3}$ є більш точним, ніж рівняння ідеального газу і добре узгоджується з рівнянням Ван-дер-Ваальса виду $\left(p + n^2 \frac{a_*}{V_m^2}\right)(V_m - nb_*) = R_m T$ до тиску $p = 40$ бар (або $p/p_{cr} = 0,4$) і $T = T_{cr} = 284,4$ К.

Відносна неточність спрощеного рівняння Ван-дер-Ваальса становить близько 8%, тоді як відносна неточність рівняння ідеального газу становила 22,7%. Для зазначених показників тиску та температури значення обох чисел Ван-дер-Ваальса для етилену складають $Wa_a = 2,78 \cdot 10^{-6}$ та $Wa_b = 9,03 \cdot 10^{-7}$.

Далі визначене співвідношення густин ρ/ρ_∞ у рівнянні (36). В результаті отримали:

$$\frac{d^2U}{d\eta^2} = - \left(1 - \frac{Z}{1 + \xi\theta} \left(1 - \frac{Wa_b}{1 + \xi\theta} + \frac{Wa_a}{(1 + \xi\theta)^2} \right) \right), \quad (37)$$

де коефіцієнт стисливості Z і числа Ван-дер-Ваальса базуються на параметрах на зовнішній межі примежового шару, $\xi = 1/T_\infty$.

Після інтегрування двічі рівняння (37) з граничними умовами $U = 0$, для $\eta = 0$ і $\eta = 1$ визначимо середню швидкість потоку по ширині вільного конвективного шару газу.

Відповідно до методу інтегральних співвідношень поля температур і швидкостей можна описати диференційними рівняннями в наближенні примежового шару аналогічно системі (29) – (31).

Граничні умови задаються таким же чином, як для методу симетрій. Задача також доповнюється рівнянням стану. Для кожного газу константи Ван-дер-Ваальса вираховуються індивідуально і залежать від критичних параметрів газу.

В ході математичних перетворень отримане інтегральне рівняння руху:

$$\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uw}{\partial y} = v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + g \left(1 - \frac{Cl}{1 + \xi\Delta T\theta} \left(1 - \frac{Wa_b}{1 + \xi\Delta T\theta} + \frac{Wa_a}{(1 + \xi\Delta T\theta)^2} \right) \right). \quad (38)$$

Інтегрування (38) по товщині примежового шару з урахуванням граничних умов дає:

$$\frac{d(\delta U^2)}{dx} \int_0^1 w^2 d\eta = -v \left(\frac{\partial w}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} \frac{U}{\delta} + g\delta \int_0^1 \left(1 - \frac{Z}{1 + \xi\Delta T\theta} \left(1 - \frac{Wa_b}{1 + \xi\Delta T\theta} + \frac{Wa_a}{(1 + \xi\Delta T\theta)^2} \right) \right) d\eta.$$

Також інтегрування рівняння енергії дає:

$$\frac{d(U\delta)}{dx} \int_0^1 \tilde{U}\theta d\eta = -\frac{a}{\delta} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)_{\eta=0}.$$

В результаті використання методу симетрій, спрощеного аналітичного методу та методу симетрій отриманий вираз для числа Нуссельта.

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \sqrt[4]{\frac{1 + 3Wa_a - 2Wa_b}{1 + Wa_a - Wa_b}}$$

Як і очікувалося результати дослідження впливу рівняння стану Ван дер Ваальса на характеристики конвективного теплообміну на основі методу симетрій, спрощеного аналітичного методу та методу інтегральних співвідношень практично співпадають. А саме, розрахунки показали, що збільшення безрозмірного числа Wa_a спричиняє прискорення потоку в пристінковому шарі, що супроводжується посиленням теплообміну, а збільшення безрозмірного числа Wa_b викликає уповільнення потоку в пристінковому шарі, що супроводжується зменшенням швидкості теплопередачі. Таким чином, посилення тепловіддачі викликане ефектами, врахованими рівнянням стану Ван дер Ваальса, і знехтуваними рівнянням ідеального газу.

В сьомому розділі наведені результати дослідження нестійкості біоконвективної течії в пористих середовищах. Наведено рішення задач нестійкості біоконвективного потоку в пористому середовищі при відсутності та наявності умов адсорбції та розглянуті біоконвективні ефекти пористому шарі заданої висоти.

Континуальна модель біоконвекції в пористому середовищі включає рівняння руху, масообміну для нестисливої рідини і рівняння збереження мікроорганізмів. В якості закону опору використовується закон Дарсі для пористих середовищ. Система рівнянь має наступний вигляд:

$$c_a \rho \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\mu u}{K}, \quad c_a \rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\mu v}{K}, \quad c_a \rho \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\mu w}{K} - N_s V \Delta \rho g, \quad (39)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial N_s}{\partial t} = -\text{div}(N_s \vec{V} + N_s W_c \vec{s} - D \text{grad} N_s) - R_a, \quad \frac{\partial N_c}{\partial t} = R_a, \quad (40)$$

де $\Delta \rho = \rho_m - \rho$, $K = \frac{d^2 \phi^3}{180(1-\phi)^2}$. Тут ϕ – пористість середовища пов'язана з концен-

трацією адсорбованих мікроорганізмів наступним співвідношенням: $\phi = \phi_0 - N_c V$. Швидкість адсорбції визначається наступним виразом:

$$R_a = k_a N_s - k_d N_c.$$

Для розв'язання задачі нестійкості біоконвективної течії накладемо на основне поле фізичних величин збурення. Поле швидкостей рідини яке виникає в результаті нестійкості, володіє ненульовим закрученням і призводить до відхилення траєкторії руху мікроорганізмів від вертикального напрямку. Відповідно до методу збурень отримаємо наступну систему рівнянь:

$$c_a \rho \frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{\mu u'}{K}, \quad c_a \rho \frac{\partial v'}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial y} - \frac{\mu v'}{K}, \quad (41)$$

$$c_a \rho \frac{\partial w'}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{\mu w'}{K} - N' V \Delta \rho g, \quad (42)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z} = 0, \quad (43)$$

$$\frac{\partial N'}{\partial t} = -\text{div}[N_0(\vec{V}' + W_c \vec{s}') + N' W_c \vec{s}_0 - D \text{grad} N'], \quad (44)$$

яка має бути досліджена на стійкість. Так як розглядається нескінченна область, то зручно зосередити всі незалежні аргументи на «хвильовій» функції, а амплітуди задати як постійні величини.

Після підстановки виразів амплітуд в систему (41) – (44) з наступним виключенням амплітуд, отримаємо дисперсне рівняння:

$$\kappa^2(D\kappa^2 + ikW_c + \sigma)(\mu + c_a\rho K\sigma) = BN_0gKW_c\Delta\rho V(\kappa_x^2 + \kappa_y^2)\left[\kappa_z^2(1 + \alpha_1) + (\kappa_x^2 + \kappa_y^2)(1 - \alpha_1)\right], \quad (45)$$

де $\kappa^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2 + \kappa_z^2$.

По суті, це лінійне рівняння відносно K , рішення якого має вигляд:

$$K = \frac{\kappa^4}{(\kappa^2 - \kappa_z^2)\left[\kappa_z^2(1 + \alpha_1) + (\kappa^2 - \kappa_z^2)(1 - \alpha_1)\right]} \frac{D\mu}{BN_0gW_c\Delta\rho V}. \quad (46)$$

Мінімізуючи це співвідношення щодо κ і κ_z , отримана умова виникнення нестійкості, яку в безрозмірній формі можна представити таким чином:

$$(Da_{1/\gamma})_{crit} = K_{crit} \gamma^2 = \begin{cases} (1 - \alpha_1)^{-1}, & \alpha_1 = 0 \dots 1/3, \\ 8\alpha_1(1 + \alpha_1)^{-2}, & \alpha_1 = 1/3 \dots 1. \end{cases} \quad (47)$$

У графічному вигляді критичне число Дарсі представлено на рис. 25, з якого видно, що воно монотонно збільшується від 1 до 2 в міру зростання ексцентриситету α_1 від нуля до одиниці.

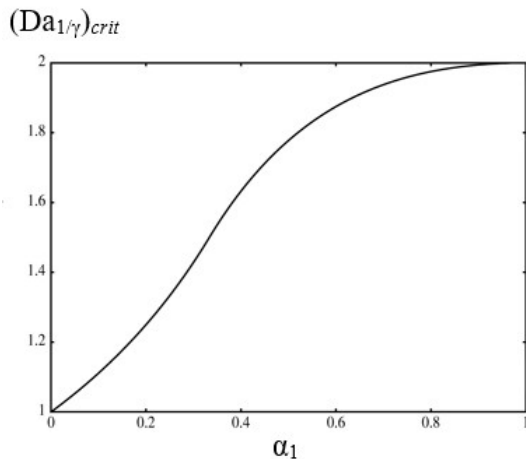


Рис. 25. Критичне число Дарсі.

Випадок $\alpha_1 = 0$ відповідає сферичному мікроорганізму, $\alpha_1 = 1$ відповідає сильно витягнутому мікроорганізму, схожому на циліндр. Це означає, що системи, наповнені видовженими мікроорганізмами, мають більш широкий діапазон стабільності (щодо K) в порівнянні з системами заповненими сферичними мікроорганізмами.

Якщо проаналізувати отриманий безрозмірний критерій нестійкості, то можна зробити наступні висновки. Пористе середовище, насичене рідиною має критичне значення проникності, тобто середовище стійке, якщо його проникливість досить мала. Для того щоб біоконвекція розвивалася, проникність повинна бути більшою ніж це критичне значення.

Досліджено випадок нестійкості біоконвекції, коли враховуються ефекти адсорбції та десорбції пористим середовищем.

Розрахунки критичного значення числа Дарсі показали, що даний параметр залежить лише від форми мікроорганізму і не залежить від швидкостей адсорбції і десорбції.

Знаючи критичне число Дарсі можна обчислити критичне значення початкової пористості в чисельному вигляді, вирішивши наступне рівняння:

$$\frac{\left((\phi_0)_{crit} - \frac{K_{dep}}{K_{decl}} (N_0 V) \right)^3}{180 \left[1 - \left((\phi_0)_{crit} - \frac{K_{dep}}{K_{decl}} (N_0 V) \right) \right]^2} = \frac{Da_{cr}}{(\gamma d)^2}. \quad (48)$$

Таким чином, критичне значення початкової пористості $(\phi_0)_{crit}$ залежить від чотирьох безрозмірних параметрів, а саме, від ексцентриситету форми мікроорганізму, об'ємної частки мікроорганізмів $N_0 V$, відношення коефіцієнтів адсорбції і десорбції K_{dep}/K_{decl} і безрозмірного параметра γd .

Розрахунки показали, що система стійка (біоконвекція відсутня) якщо $0 \leq \phi_0 \leq (\phi_0)_{crit}$. Якщо початкова пористість більша ніж $(\phi_0)_{crit}$, то система нестійка, і біоконвекція розвивається.

Далі аналізується варіант, коли відсутня адсорбція мікроорганізмів пористим середовищем $N = N_s$, $N_c = 0$), коли область дослідження обмежена по висоті (в напрямку z) і не обмежена в горизонтальній площині ($x - y$). В цьому випадку є вертикальний шар, обмежений площинами $z = 0$ і $z = H$, в якому концентрація мікроорганізмів розподілена по стаціонарному закону. Для визначення цього закону припускалося, що в початковому стані є стаціонарний вертикальний потік мікроорганізмів, спрямований вгору.

Для знаходження критеріїв стійкості вирішується завдання на власні значення. З цією метою зручно використовувати метод Гальоркіна. Отримуємо систему однорідних лінійних алгебраїчних рівнянь. Звідси визначаємо значення Біоконвективного числа Релея (R_K) на нейтральній кривій за наступним виразом:

$$R_K = \frac{(10 + \bar{\kappa}^2) \bar{\kappa}^2 (120 - 10Q^2 + Q^4) + 360Q^2 - 20Q^4 + 2Q^6}{\bar{\kappa}^2 (10 - Q^2)} \times \\ \times \left\{ 30Q^{-3} [1 + G\bar{\kappa}^2 (1 - \alpha_1)] \left[\exp(Q) (-16 + 8Q - Q^2) + \right. \right. \\ \left. \left. + 16 + 8Q + Q^2 \right] + 120G(1 + \alpha_1) Q^{-1} (\exp(Q^2) - 1) \right\}^{-1}, \quad (49)$$

де $Q = \frac{W_c H}{D}$ – параметр, що враховує товщину пористого шару,

$$R_K = \frac{N^* V Q}{\exp(Q) - 1} \frac{g K H^2 W_c \Delta \rho}{\mu D^2}, \quad G = \frac{D B_g}{H^2}.$$

Для окремого випадку, коли Q прямує до нуля і $G = 0$ з (49) слідує що $R_K = 12 + \bar{\kappa}^2$. Отже, мінімальне значення R_K досягається при $\bar{\kappa} = 0$. Це означає, що в даному випадку критичне хвильове число дорівнює нулю, а критичне значення параметра R_K рівне $R_K = 12$.

Для значень Q і G необхідні чисельні обчислення. Дослідивши чисельно співвідношення (49) на мінімум щодо хвильового числа k , отримаємо критичні значення параметра R_K як функцію безрозмірних величин Q , G і α_1 .

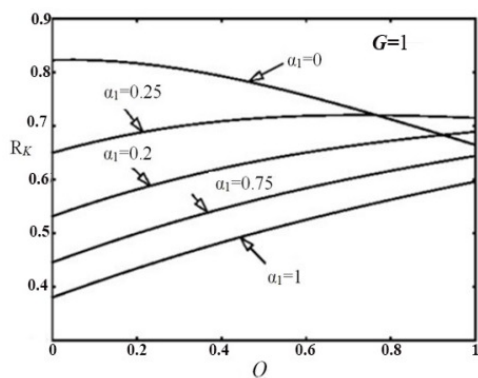


Рис. 26. Залежність критичного біоконвективного числа Релея від товщини пористого шару.

На рис. 26 представлені критичні значення біоконвективного числа Релея R_K в залежності від товщини пористого шару та від параметру форми мікроорганізму. Розрахунки показали, що збільшення товщини пористого шару сприяє збільшенню стійкості біоконвективної течії. Такий ефект спостерігається для всіх видовжених мікроорганізмів. Винятком є мікроорганізми сферичної форми. В даному випадку стійкість течії, де переважають бактерії сферичної форми падає незалежно від товщини пористої структури.

ВИСНОВКИ

1. Розвинений комплекс аналітичних підходів до дослідження процесів тепломасообміну та гідродинаміки, що враховують режими течій, ефекти відхилення від ідеальних течій, просторові та часові особливості, які мають місце в елементах теплообмінного обладнання.
2. Аналітичний аналіз основних особливостей теплообміну при стаціонарній течії нестисливого потоку на основі методу симетрій в мікроконфузорі з урахуванням граничних умов ковзання другого порядку показав, що збільшення числа Кнудсена призводить до зменшення інтенсивності теплообміну (числа Нуссельта). Визначено, що позитивне значення коефіцієнта в граничних умовах другого порядку зменшує стрибок швидкості на стінці на 4 %, в той час як від'ємне значення збільшує стрибок швидкості на 12 %.
3. В результаті аналітичного дослідження гідродинаміки розвитку потоку в мікродифузорі виявлено, що зміна кута розкриття мікроканалу змінює характер руху потоку. Встановлено, що при досягненні кута розкриття 90° ефекти проковзування нівелюються. Подальше збільшення кута розкриття сприяє розвитку зворотних течій. При цьому ефекти проковзування включаються в динаміку потоку з протилежним напрямком.
4. Вперше використані модифіковані умови Ренкіна–Гюгоніо для аналітичного дослідження потоку газу з наночастинками під час його проходження через нормальну ударну хвилю. На основі розрахункових даних виявлено,

що збільшення концентрації наночастинок збільшує загальну густину наногазу і тим самим послаблює стрибок тиску в ударній хвилі. Визначено, що при значенні граничної зміни густини $\rho_2/\rho_1 = 4$, коли концентрація твердих наночастинок $\varphi = 0,1 \%$, стрибок тиску в ударній хвилі зменшується на 35%. В разі, коли $\varphi = 10 \%$, стрибок тиску зменшується на 65% в порівнянні з аналогічними значеннями для повітря.

5. Дослідження осесиметричної (відцентрової) нестійкості потоку нанорідини з температурною нерівномірністю методом збурень дали змогу виявити ряд дестабілізуючих ефектів в потоці, а саме, ті, які продукують самі наночастинок, та ті, що викликані різницею температури зовнішньої та внутрішньої поверхні криволінійного каналу та зміною ширини криволінійного каналу.

6. Набула розвитку математична модель теплообміну нестисливого потоку в плоскому мікроканалі, що обертається. Вперше отримані узагальнюючі залежності, які дозволяють обчислити гідродинамічні та теплофізичні параметри потоку з урахуванням граничних умов другого порядку точності. Встановлено, що збільшення швидкості обертання мікроканалю до значення обертального числа Рейнольдса $Re_\Omega = 6$ сприяє зростанню числа Нуссельта зі збільшенням числа Кнудсена. Подальше збільшення швидкості обертання ($Re_\Omega > 6$) для випадку великих значень числа Кнудсена ($Kn = 0,2$) призводить до погіршення інтенсивності теплообміну на 4%.

7. Адаптовано метод ґраток Больцмана до розрахунку теплообміну в плоскому обертальному мікроканалі. Порівняльний аналіз результатів математичного моделювання з використанням методу ґраток Больцмана та результатів аналітичного моделювання теплообміну в плоскому мікроканалі показав, що розбіжність результатів по числу Нуссельта для аналітичного та математичного моделювання не перевищує 5%.

8. Виконано аналіз результатів аналітичного дослідження потоку в'язкої рідини у мікрощілині з рухомою нижньою стінкою. Встановлено, що у випадку збільшення ефекту проковзування градієнт тиску «проштовхує» або «гальмує» потік сильніше, оскільки відбувається ослаблення взаємодії потоку та стінки. Крім того, в області дифузрного типу мікротечії біля нерухомої стінки виявлено утворення зони зворотних течій, величина якої збільшується зі збільшенням ефекту проковзування.

9. Використовуючи метод ренормалізаційних груп, досліджений вплив наночастинок на турбулентну в'язкість потоку. Виявлено, що збільшення концентрації частинок, які становлять тверду фазу або полімерних добавок, призводить до зменшення турбулентних пульсацій та до зменшення опору турбулентного потоку.

10. Вперше розширено класичну теорію двофазного кипіння на нестационарні процеси з урахуванням впливу об'ємної концентрації наночастинок. Для процесу різкого переходу до плівкового кипіння отримано нові аналітичні залежності для профілів швидкості, температури, коефіцієнта тертя, та числа Нуссельта.

11. Аналіз результатів моделювання різкого утворення парової плівки показав інтенсифікацію процесу теплообміну при збільшенні концентрації наночастинок. Визначено час виходу на стаціонарний режим теплофізичних параметрів нанорідини з різною концентрацією твердих нанодомішок. Виявлено, що час виходу на стаціонарний режим коефіцієнта тепловіддачі збільшується у три рази для нанорідини з концентрацією наночастинок $\phi = 5\%$ в порівнянні з чистою рідиною. Подальше збільшення концентрації наночастинок дає незначне збільшення часу виходу на стаціонарний режим коефіцієнта тепловіддачі.

12. На основі методу лінійних збурень вперше отримано рівняння Орра-Зомерфельда для прогнозу критеріїв гідродинамічної стійкості в парових шарах, що утворюються при кипінні нанорідин у зворотному кільцево-дисперсному режимі. Розрахунки показали, що саме в області чисел Рейнольдса для парової плівки $0 < Re_\delta < 7000$ проявляється дестабілізуючий вплив наночастинок. Максимальний дестабілізуючий ефект виявлений при $Re_\delta \sim 3000$.

13. Запропонований комплекс аналітичних методів дослідження теплообміну та гідродинаміки в газах Ван дер Ваальса. Отримані результати показали, що нелінійні ефекти в газі, які описуються числами Ван дер Ваальса сприяють прискоренню або уповільненню потоку, викликає в свою чергу відповідне посилення або погіршення тепловіддачі. Також на основі отриманих результатів розрахунку можна визначити межі адекватного застосування спрощених рівнянь Ван дер Ваальса для задач теплообміну при вільній конвекції.

14. Розвинена модель суцільного середовища для розрахунку процесу нестійкості біоконвекції в пористому середовищі. Отримані нові умови виникнення гідродинамічної нестійкості біоконвективного потоку в пористій структурі, а саме, вираз для критичного значення пористості, та вираз для критичного значення проникненості середовища. На основі отриманих результатів дано рекомендації по оптимізації пористих структур, які можуть бути ефективними для пригнічення ефектів біоконвекції.

УМОВНІ ПОЗНАЧЕННЯ

a_v, b – константи Ван дер Ваальса; a_s – швидкість звуку, м/с; $a_{s\Sigma}^*$ – швидкість звуку в нанорідині, м/с; c – питома теплоємність, Дж/(кг·К); D_g – параметр орієнтації мікроорганізму, с; c_a – коефіцієнт прискорення; c_f – коефіцієнт тертя; c_p – ізобарна теплоємність, Дж/(кг·К); D – безрозмірний коефіцієнт дифузії; D – коефіцієнт дифузії мікроорганізмів, м²/с, D_B, D_T – броунівські коефіцієнти дифузії і термодифузії; d – ефективний діаметр волокон, що складають пористе середовище м; d – мірність простору; d_p – діаметр частинок, м; F – Фур'є образ соленоїдальної сили; F – сила, кг·м/с²; f – функція розподілу молекул за напрямками ґрат; g – прискорення вільного падіння, м/с²; h – ентальпія, Дж; K – проникненість середовища, м²; K – кінетична енергія, Дж; k – показник адиабати; k_a – коефіцієнт, що характеризує швидкість адсорбції мікроорганізмів, k_d – коефіцієнт, що характеризує швидкість десорбції мікроорганізмів, k_B – постійна Больцмана; L – довжина вільного пробігу молекул, м; M – відносна густина; N – градієнт температури; N_c – концентрація адсорбованих мікроорганізмів пористим матеріалом, 1/м³; N_s – концентрація рухомих мікроорганізмів, %; n – безрозмірна координата, нормальна до поверхні стінки; p – тиск, Па; q – щільність теплового потоку, Вт/м²; Q_D – витрата через дифузор, м³/с; r – радіальна координата; R – універсальна газова стала; t – час, с; T – температура, °С; T_w – температура на стінці, °С; U – швидкість потоку, м/с; u, v, w – компоненти швидкості; V – об'єм, м³; Z – коефіцієнт стисливості.

Грецькі символи: α – коефіцієнт тепловіддачі; $A, \gamma, \kappa, \sigma, \nu$ – хвильові числа, δ – товщина шару, мм; ε – швидкість дисипації енергії; ϕ – поперечна координата, ϕ_A – амплітуда град; λ – коефіцієнт швидкості ($\lambda = U/a$), μ – коефіцієнт динамічної в'язкості, кг/(м с); ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості, м²/с; ρ – густина, кг/м³; ρ' – густина збурень. ϕ – концентрація наночастинок, %; η – автомобельна змінна; θ – безрозмірна температура; ω – частота обертання, об/хв.; τ – час релаксації, с.

Індекси: 0 – початкове значення параметру; 1 – значення перед ударною хвилею; 2 – значення після ударної хвилі; cr – критичне значення; f – рідина; m, n, mn – проєкції на координати; p – частинка; t – турбулентний параметр w – параметр поблизу стінок

ПЕРЕЛІК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Монографії:

1. А.А. Авраменко, Б.И. Басок, Н.П. Дмитренко, М.М. Ковецкая, А.И. Тыринов, Б.В. Давыденко. Ренормализационно групповой анализ турбулентности. Киев: Издательско-полиграфический центр «Экспресс» 2013. - 298 с. [монографія]. (Вклад здобувача – ренормалізаційногрупове перетворення рівнянь руху та теплообміну з урахуванням пористості середовища).

2. А.А. Авраменко, Б.И. Басок, Б.В. Давыденко, В.В. Гоцуленко, А.И. Тыринов, Н.П. Дмитренко. Термогидродинамическая и термоакустическая неустойчивость потока теплоносителя. Издательство: Симоненко А.И. 2020 – 385 с. [монографія]. *Вклад здобувача – (Розрахунок гідродинамічної нестійкості Діна та Тейлора для нанорідини в криволінійному каналі з температурною нерівномірністю).*
Статті в фахових виданнях України
3. А.А. Авраменко, Дмитренко Н.П., Тиринов А.И. Исследование гидродинамической неустойчивости потока в пористой среде на основе метода ренормализационных групп. Доповіді Національної Академії Наук України. 2016. №1. С. 47 – 56. [фахове видання]. *(Вклад здобувача – постановка задачі, проведення чисельних розрахунків, узагальнення та аналіз результатів).*
4. А.О. Авраменко, Тиринов А.І., Дмитренко Н.П., Кравчук О.В. Застосування методу ґраток Больцмана до аналізу течії нанорідини в каналі між коаксіальними циліндрами. Промышленная теплотехника. 2016. – Т. 38. №3. – С. 3 – 9. [фахове видання]. *(Вклад здобувача - вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).*
5. А.О. Авраменко, А.І. Тиринов, Н.П. Дмитренко, О.В. Кравчук. Застосування методу ґраток Больцмана до аналізу течії нанорідини в криволінійному каналі з радіальною нерівномірністю температури та концентрації наночастинок. Доповіді Національної Академії Наук України. 2017. №1, С. 52 – 59. [фахове видання]. *(Вклад здобувача - вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).*
6. Дмитренко Н.П. Основные аспекты процесса биоконвекции в наножидкостях и пористых средах. Промышленная теплотехника. – 2017. – Т. 39, №5. –С. 10 – 16.
7. А.О. Авраменко, М.М. Ковецька, Н.П. Дмитренко, Ю.Ю. Ковецька. Вплив пористого середовища при плівковому кипінні рідини. Теплофізика та теплоенергетика. – 2021. – Т. 43, №3. – С. 7-15. *Вклад здобувача – (Постановка задачі, участь в обробці результатів).*
8. А.А. Avramenko, I.V. Shevchuk, N.P. Dmitrenko O.I. Skitsko, L.V. Plakhotnia. Heat transfer at natural convection of van der waals gas. Thermophysics and Thermal Power Engineering. – 2022. – 44, №1. С. – 5-13. *Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).*
9. А.О. Авраменко, М.М. Ковецька, Н.П. Дмитренко, Ю.Ю. Ковецька. Природна конвекція реального газу біля вертикальної нагрітої пластини. Теплофізика та теплоенергетика. – 2022. – Т. 44, №4. – С. 24-30. *Вклад здобувача – (Постановка задачі, участь в обробці результатів)*
Опубліковані праці апробаційного характеру
10. Тыринов А.И, Авраменко А.А., Басок Б.И., Дмитренко Н.П., Коваленко В.М., Кузнецов А.В. Молекулярное моделирование регулирования нанопотока воды через нанотрубку. Промышленная теплотехника. 2011. Т.

- 33, №5. С. 5 – 13. [фахове видання]. (Вклад здобувача –, проведення розрахунків, узагальнення та аналіз результатів).
11. Авраменко А.А., Басок Б.И., Тыринов А.И., Дмитренко Н.П., Коваленко В.М., Кузнецов А.В. Моделирование движения молекул воды через углеродную и силиконовую нанотрубки. Доповіді Національної Академії Наук України. 2012. №4. С. 81–86. [фахове видання]. (Вклад здобувача – Вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).
 12. Авраменко А.А., Дмитренко Н.П., Ковецкая Ю.Ю. Неустойчивость потока в пористом микроканале. Промышленная теплотехника. 2017. Т. 39, №1. С. 14 – 17. [фахове видання]. (Вклад здобувача – постановка задачі, проведення чисельних розрахунків, узагальнення та аналіз результатів).
 13. Avramenko A.A., Dmitrenko N.P., Kovetskaya Y.Y. Linear and nonlinear instability of flow in channel occupied porous media. Промышленная теплотехника. 2017. Т. 39, №3. – Р. 40-45. [фахове видання]. (Вклад здобувача – постановка задачі, проведення чисельних розрахунків, узагальнення та аналіз результатів).
 14. Авраменко А.О., Дмитренко Н.П., Ковецька Ю.Ю., Кондратьева О.О. особливості теплообміну в пласкому пористому мікроканалі. Теплофізика та теплоенергетика. 2020 Т. 42, №1 С. 12-18. [фахове видання]. (Вклад здобувача – постановка задачі, узагальнення та аналіз результатів).
Статті у наукових періодичних виданнях інших держав з напрямку, з якого підготовлено дисертацію
 15. A.A. Avramenko, A.I. Tyrinov, I.V. Shevchuk, N.P. Dmitrenko. Dean instability of nanofluids with radial temperature and concentration nonuniformity. Physic of fluids. 2016. Vol. 28. P. 034104-1 – 0.4104-16. Quartile: Q1 [іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus, ISI Web of Science]. Вклад здобувача – (Вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).
 16. А.А. Авраменко, Дмитренко Н.П., Тиринов А.И. Ренормгрупповой анализ устойчивости турбулентных потоков в пористых средах. Инженерно-физический журнал. 2016. Т. 89. №3. С. 580 – 594 Quartile: Q3 [іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus, ISI Web of Science]. Вклад здобувача – (проведення перенормування рівняння теплообміну)
 17. A.A. Avramenko, N.P. Dmitrenko, A.I. Tyrinov. Renormalization Group Analysis of the Stability of Turbulent Flows in Porous Media. Journal of Engineering Physics and Thermophysics. 2016. Vol. 89 – P. 592-605. Quartile: Q2 [іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача - Вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).
 18. A.A. Avramenko, A.I. Tyrinov, I.V. Shevchuk, N.P. Dmitrenko. Centrifugal instability of nanofluids with radial temperature and concentration non-uniformity between co-axial rotating cylinders. European Journal of Mechanics - B/Fluids. 2016. Vol. 60. P. 90–98. Quartile: Q2 [Міжнародні наукоме-

- тричні бази: ISI Web of Science]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).*
19. A.A. Avramenko, A.I. Tyrinov, I.V. Shevchuk, N.P. Dmitrenko, A.V. Kravchuk, V.I. Shevchuk. Mixed convection in a vertical flat microchannel. *Int. Journal of heat and mass transfer*. 2017, V.106, - P. 1164-1173. Quartile: Q1. *[іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – постановка задачі, участь в обробці результатів).*
 20. Avramenko A. A., Dmitrenko N. P., Kravchuk A. B., Kovetskaya Yu. Yu., Tyrinov A. I.. Hydrodynamics of a Nonstationary Flow in a Microcylinder Beginning Sudden Rotation. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*. 2018. Vol. 91, No. 6. P. 1452 – 1462. Quartile: Q2. *[іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).*
 21. A.A. Avramenko, N. P. Dmitrenko, I. V. Shevchuk, A. I. Tyrinov, V. I. Shevchuk. Heat transfer of incompressible flow in a rotating microchannel with slip boundary conditions of second order. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*. 2019. Vol. 29 No. 5. pp. 1786-1814. Quartile: Q1. *[іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).*
 22. A. Avramenko, I.V. Shevchuk, N.P. Dmitrenko, Yu. Yu. Kovetska, A.I. Tyrinov. Unsteady theory of heat transfer and fluid flow during instantaneous transition to film boiling. *International Journal of Thermal Sciences*. 2020. V.153, p. 106345. Quartile: Q1. *[іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів)*
 23. A. A. Avramenko, A. I. Tyrinov I., V. Shevchuk, N. P. Dmitrenko. Comparison analysis of analytical and lattice Boltzmann methods for simulation of turbulence decay in flows in converging and diverging channels. *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*. 2021 Vol. 101, Is. 5 p 2-15. Quartile: Q3. *[іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – постановка задачі, участь в обробці результатів).*
 24. A.A. Avramenko, N.P. Dmitrenko, I.V. Shevchuk. Heat transfer and hydrodynamics of slip confusor flow under second-order boundary conditions. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*. 2021. 144. P. 955–961. Quartile: Q1. *[іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).*
 25. A.A. Avramenko, I.V. Shevchuk N.P. Dmitrenko, A.A. Moskalenko, P.N. Logvinenko. Unsteady convective heat transfer in nanofluids at instantaneous transition to film boiling. *International Journal of Thermal Sciences*. 2021. 164 106873. Quartile: Q1. *[іноземне видання; Міжнародні наукометричні*

- бази: Scopus]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).
26. A.A. Avramenko, I.V. Shevchuk, Yu.Yu. Kovetskaya, N.P. Dmitrenko An Integral Method for Natural Convection of Van Der Waals Gases over a Vertical Plate. *Energies* 2021. 14(15):4537 Quartile: Q1 [іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – участь в обробці результатів).
27. A.A. Avramenko, I.V. Shevchuk, A.I. Tyrinov, M.M. Kovetskaya, N.P. Dmitrenko. Simulation of the lubricant flow in thin slot channels with a moving wall under slip boundary conditions. *Phys. of Fluids*. 2022. 34, 032009 Quartile: Q1 [іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, участь в обробці результатів).
28. A.A. Avramenko, I.V. Shevchuk, M.M. Kovetskaya, N.P. Dmitrenko. Symmetry and self-similar analysis of natural convection of van der Waals gases over a vertical plate. *International Journal of heat and mass transfer*. 2022. 195. 123114. Quartile: Q1. [іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задач, участь в обробці результатів).
29. A.A. Avramenko, I.V. Shevchuk, N.P. Dmitrenko Shock waves in gas flows with nanoparticles. *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*. 2022 147. P.12709–12719. Quartile: Q1. [іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).
30. A. A. Avramenko, I. V. Shevchuk, N. P. Dmitrenko Shock Wave in van der Waals Gas. *Journal of Non-Equilibrium Thermodynamics*. 2022. 47. 3. Quartile: Q2 [іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів).
31. A. A. Avramenko, A. I. Tyrinov I., V. Shevchuk, N. P. Dmitrenko. Oblique shock wave in turbulent flow. *Journal of Non - Equilibrium Thermodynamics*. 2023. Quartile: Q2 [іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – вибір та адаптація чисельних моделей, постановка задачі, участь в обробці результатів)
32. A.A. Avramenko, N.P. Dmitrenko, I.V. Shevchuk. Fluid flow in a micro-diffuser at small Reynolds numbers. *International Journal of Turbo & Jet-Engines*. 2023. Quartile: Q3 [іноземне видання; Міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Вклад здобувача – співавторство наукових положень).

Тези та доповіді на конференціях

33. Дмитренко Н.П. Аналітичне моделювання нестационарного теплообміну при миттєвому переході до плівкового кипіння. *SCIENTIFIC BREAKTHROUGHS IN MATHEMATICS AND PHYSICS* August 2–3, 2023 Wloclawek, Republic of Poland 2023. P. 7-11.

34. Дмитренко Н.П., Кондратьєва О.О., Волошина І.В. Нестационарний конвективний теплообмін у нанорідинах при миттєвому переході до плівкового кипіння. 26-27 жовтня 2021р. в м. Київ XII Міжнародна онлайн конференція «Проблеми теплофізики та теплоенергетики». С. 24 – 25. *(Вклад здобувача – співавторство наведених положень)*.
35. Дмитренко Н.П., Кондратьєва О.О. Використання методу лінійних збурень до аналізу нестійкості потоку з наночастинками між циліндрами, що обертаються. XI Міжнародна конференція «Проблеми теплофізики та теплоенергетики», м. Київ. 21 – 22 травня 2019. Теплофізика та теплоенергетика. Т.41, №5, 2019, С. 25-26. *(Вклад здобувача – співавторство наведених положень)*.
36. Дмитренко Н.П. Аналіз течії нанорідини в каналі між коаксіальними циліндрами. X Міжнародна конференція «Проблеми теплофізики та теплоенергетики», м. Київ. 23 – 26 травня 2017 року. Промышленная тепло-техника. Т.39, №7, 2017. С 38 – 39.

АНОТАЦІЯ

Дмитренко Н.П. Тепломасообмін та гідродинаміка в мікросистемах з неідеальним середовищем та біоконвективними течіями – рукопис.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора технічних наук за спеціальністю 05.14.06 – «Технічна теплофізика і промислова теплоенергетика». Інститут технічної теплофізики НАН України, Київ

В дисертаційній роботі розглядаються завдання, що пов'язані з розвитком підходів аналітичного та чисельного моделювання мікропотоків, нанопотоків, потоків газу Ван дер Ваальса та біоконвективних течій.

Запропоновано методи для розрахунку різних аспектів теплообміну та гідродинаміки в мікро- та нанопотоках. Використовуючи зазначені розрахункові методи, було вирішено ряд задач теплообміну та гідродинаміки в мікродифузорі та мікроконфузорі. Отримано вирази для розподілу поля швидкості та температури та числа Нуссельта для дослідження потоку в пласкому мікроканалі, що обертається. Розглянуто особливості процесів нестійкості Діна та Тейлора нанорідини. Наведено математичні та експериментальні результати дослідження спонтанного переходу до плівкового кипіння нанорідини. Досліджено стаціонарну ламінарну течію і теплообмін в плівці пари на вертикальній поверхні та отриманий параметр стійкості нанорідини при фазових перетвореннях. Запропоновано комплекс аналітичних методів досліджено процесу природної конвекції газу Ван дер Ваальса над вертикальною нагрітою поверхнею. Представлено результати дослідження нестійкості біоконвективних ефектів в пористих середовищах.

Ключові слова: аналітичне моделювання, аналітичні перетворення, плівкове кипіння, нанорідина, мікроканал, ударна хвиля, газ Ван дер Ваальса, біоконвекція, нестійкість, проковзування.

SUMMARY

Dmytrenko N.P. Heat and mass transfer and hydrodynamics in microsystems with a nonideal environment and bioconvective currents. – The manuscript.

The thesis for the degree of doctor of technical sciences, specialty 05.14.06 - "Technical thermal physics and industrial combined heat and power, "Institute of Engineering Thermophysics NAS Ukraine, Kyiv.

In the dissertation problems related to the development of analytical and numerical modeling of microflows, nanoflows, Van der Waals gas flows, and bioconvective flows are considered. The dissertation examines tasks related to the development of analytical and numerical modeling approaches for microflows, nanoflows, van der Waals gas flows, and bioconvective flows.

Methods for calculating various aspects of heat transfer and hydrodynamics in micro- and nanoflows are proposed. Using the specified calculation methods, a number of problems of heat exchange and hydrodynamics in the microdiffuser and microconfuser were solved. Expressions for the distribution of the velocity and temperature fields and the Nusselt number for the study of flow in a rotating flat microchannel are derived. The peculiarities of the processes of Dean and Taylor instability of nanofluid are considered. Mathematical and experimental results of the study of the spontaneous transition to film boiling of a nanofluid are given. Stationary laminar flow and heat exchange in a vapor film on a vertical surface and the obtained nanofluid stability parameter during phase transformations were studied. A complex of analytical methods was proposed to investigate the process of natural Van der Waals gas convection over a vertical heated surface. The results of the study of instability of bioconvective effects in porous media are presented.

Key words: analytical modeling, analytical transformations, film boiling, nanofluid, microchannel, shock wave, Van der Waals gas, bioconvection, instability, slippage.