

НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ НАУК УКРАЇНИ
ІНСТИТУТ ТЕХНІЧНОЇ ТЕПЛОФІЗИКИ

Кравчук Олександр Вікторович



УДК 536.2, 536.7, 532.5

**ТЕПЛОМАСООБМІН ТА ГІДРОДИНАМІКА ОДНОРІДНИХ ТА НАНО-
РІДИН В МІКРОКАНАЛАХ РІЗНОЇ КОНФІГУРАЦІЇ**

05.14.06 - технічна теплофізика та промислова теплоенергетика

АВТОРЕФЕРАТ
дисертації на здобуття наукового ступеня
кандидата технічних наук

Київ – 2019

Дисертацією є рукопис.

Робота виконана в Інституті технічної теплофізики Національної Академії Наук України.

Науковий
керівник: член кореспондент НАН України, доктор
технічних наук, професор, завідувач відділу
тепломасообміну і гідродинаміки в елементах
теплоенергетичного устаткування інституту
технічної теплофізики НАН України.
Авраменко Андрій Олександрович

Офіційні
опоненти: доктор технічних наук, старший науковий
співробітника, завідувача кафедри
теплоенергетики Національного університету
біоресурсів і природокористування України
Міністерства освіти і науки України
Горобець Валерій Григорович

доктор технічних наук, професор, завідувача
кафедри атомних електричних станцій і
інженерної теплофізики (АЕС і ІТФ) НТУУ «КПІ
ім. Ігоря Сікорського»
Туз Валерій Омелянович

Захист відбудеться «23» жовтня 2019 р. о 14⁰⁰ годині на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 26.224.01 в Інституті технічної теплофізики Національної академії наук України за адресою: 03057, м. Київ, вул. Марії Капніст (Желябова), 2а.

З дисертацією можна ознайомитись в бібліотеці Інституту технічної теплофізики Національної академії наук України за адресою: 03164, м. Київ, вул. Марії Капніст (Желябова), 2а.

Автореферат розісланий « 12 » вересня 2019 року.

Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради Д 26.224.01
доктор технічних наук



Ж.О. Петрова

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

Актуальність теми дослідження. За останні декілька десятиліть спостерігається значне зменшення геометричних розмірів чутливих і виконавчих елементів з метою створення теплофізичних мікроприладів з раніше недосяжними характеристиками щодо чутливості, швидкодії та стабільності роботи. Такі маленькі пристрої зазвичай мають характерний розмір від 1 мм до 1 мікрон, і можуть бути складовими частинами датчиків, двигунів, насосів, турбін, каналів та клапанів. Мікропристрої часто застосовуються для масового, імпульсного та енергетичного транспортування.

Перевага мікроканалів пояснюється їх високим значенням відношення площі поверхні до об'єму і їх невеликим об'ємом. Велике значення відношення площі поверхні до об'єму збільшує швидкість передачі тепла і маси, що робить мікропристрої відмінними інструментами. Вивчення процесів теплообміну в мікроприладах обумовлена тим, що при переході до мікро- і нанорозмірів має місце надвисока щільність тепловиділення і виникає необхідність відведення тепла протягом малих проміжків часу в неоднорідному середовищі.

Експериментальні дослідження тепломасообміну в мікро- і наноканалах ускладнюються їх надзвичайно малими розмірами. Традиційні вимірювальні пристрої доволі дорогі, окрім того вони вносять сильні збурення, порівнянні з вимірюваними величинами. Експериментально вдається виміряти лише інтегральні властивості течії: середні значення температур, витрату рідини при заданому градієнті тиску, профіль швидкості, падіння тиску і т. п.

Потік рідини в малих пристроях відрізняється від макроскопічних машин. Для того щоб розуміти процеси, які відбуваються в мікроканалах, необхідно мати розуміння структури потоку і його механізми. У зв'язку з цим важливе місце при вивченні тепломасообміну в мікро- нанопристроях та нанорідинах відіграє математичне моделювання. Роботу каналів мікроелектромеханічних систем (МЕМС), повітропроводів, сопел, клапанів, турбомашин не завжди можна прогнозувати за допомогою звичайних моделей течії, таких як рівняння Нав'є-Стокса з граничними умовами без проковзування на інтерфейсі рідинна-тверде тіло, яке зазвичай успішно застосовується для пристроїв з більшим розміром потоку. Рівняння Нав'є-Стокса працює лише для певного діапазону чисел Кнудсена. Для таких характерних розмірів число Кнудсена Kn змінюється в межах $10^{-2} \leq Kn \leq 10^2$. У цьому діапазоні чисел Кнудсена течія вже не описується рівняннями гідродинаміки та тепломасообміну суцільних середовищ. В випадках, коли $Kn > 10^{-3}$ з'являються нерівноважні ефекти і слід шукати альтернативні моделі. До них відносяться молекулярна динаміка, метод ґрат Больцмана, пряме моделювання Монте-Карло та інші детерміновані/імовірнісні молекулярні моделі.

Хаджи-Шейх і Спарроу успішно застосовували метод Монте-Карло для розв'язання задач теплопровідності в твердих тілах з урахуванням нелінійних граничних умов. Цей метод раніше не застосовувався для дослідження теплообміну в рідинах та нанорідинах. Модель повної дискретної швидкості частинок, простору і часу в методі ґраток Больцмана була запропонована Харді, що дало можливість спростити моделювання і розширити клас задач, які розв'язуються методом ґраток Больцмана. Враховуючи вище сказане актуальність дисертації полягає в розвитку названих методів і їх застосуванні для задач тепломасообміну та гідродинаміки рідин та нанорідин в мікроканалах.

Зв'язок роботи з планами наукових робіт установи. Робота виконувалася відповідно до тем відділу 1.7.1.862 «Дослідження інтенсифікації тепло масообміну при фазових переходах та дискретно-іпульсному введенні енергії в гетерогенних середовищах методами молекулярного та експериментального моделювання» (2015 – 2019 р. №ДР 0115U001029); 1.7.1.878 «Аеродинаміка та теплообмін в світлопрозорих конструкціях при їх взаємодії з тепловим випромінюванням» (2017 – 2021 р. №ДР 0117U000832); 1.7.1.886 «Термогідравлічна нестійкість потоків теплоносіїв та розробка теплофізичних механізмів подолання її руйнівного впливу на елементи енергетичного обладнання» (2018 – 2019 р. №ДР 0118U002192). Здобувач брав участь у роботі відділу у якості виконавця.

Мета і задачі дослідження. Мета роботи полягає в дослідженні тепломасообміну та гідродинаміки в мікроканалах різноманітної геометрії з потоком однорідної рідини та нанорідин.

Основні задачі дослідження:

1. Проаналізувати сучасний стан аналітичних і чисельних методів аналізу тепломасообміну мікромасштабних теплофізичних систем та визначити необхідність розробки додаткових методів.
2. Розробити стохастичний метод дослідження теплообміну в мікроканалі та межовому шарі при наявності наночасток на базі методу Монте-Карло;
3. Провести комп'ютерне дослідження теплообміну нанорідини в пласкому мікроканалі та в межовому шарі.
4. Дослідити гідродинамічні та теплообмінні процеси при змішаній конвекції в вертикальному пласкому і циліндричному мікроканалах.
5. Провести комп'ютерний експеримент з дослідження відцентрової нестійкості нанорідин з радіальною температурою та неоднорідністю концентрації.
6. Дослідити турбулентний нестисливий потік в пласкому мікроканалі, що обертається.

Об'єкт дослідження – процеси теплообміну та гідродинаміки в мікроканалах з однорідною рідиною і нанорідиною.

Предмет дослідження – методи та засоби дослідження теплообміну та гідродинаміки в мікроканалах з однорідною рідиною і нанорідиною.

Методи дослідження. Методами математичного аналізу та стохастичним методом моделювання, розробленого на базі методу Монте-Карло, проведено дослідження теплообміну в пласкому мікроканалі та межовому шарі. Описаний нами алгоритм дослідження теплообміну застосовувався як для однорідної рідини, так и нанорідин. Перевагою даного алгоритму є швидкодія, завдяки можливості проводити дослідження в локальній області. Отримано значення відносного числа Нуссельта при різних параметрах потоку, проведено аналіз та порівняння результатів з роботами інших авторів. За допомогою методу ґрат Больцмана проведено дослідження змішаної конвекції в вертикальному пласкому та циліндричному мікроканалі, відцентрової нестійкості нанорідин з радіальною температурою та неоднорідністю концентрації, турбулентного нестисливого потоку в пласкому мікроканалі, що обертається. Проведено аналіз отриманих результатів, також показано хорошу узгодженість між аналітичним розв'язком та результатами, отриманими за допомогою методу ґрат Больцмана.

Наукова новизна одержаних результатів:

1. Вперше запропоновано алгоритм дослідження теплообміну однорідної рідини та нанорідин, який базується на методі Монте-Карло.
2. На основі запропонованого методу проведено комп'ютерні експерименти з дослідження теплообміну в пласкому мікроканалі та межовому шарі при різних параметрах потоку. Проведено опрацювання, аналіз результатів моделювання та узагальнення отриманих результатів.
3. Розвинуто метод ґраток Больцмана для проведення дослідження змішаної конвекції в вертикальному та циліндричному пласкому мікроканалі з урахуванням впливу наночасток, що дало можливість отримати профілі швидкостей, температур і значення відносного числа Нуссельта.
4. Вперше досліджено відцентрова нестійкість в зазорі течії нанорідини в криволінійному каналі, утвореному двома концентричними циліндричними поверхнями.
5. Вперше проведено моделювання повністю розвиненого турбулентного потоку в мікроканалі, що обертається, та проведена детальна фізична інтерпретація структури потоку.

Практичне значення отриманих результатів:

1. Описані в дисертації методи можуть використовуватися для визначення характеристик теплообміну і гідродинаміки рідин та нанорідин з різними параметрами течії та різною геометрією каналу. Враховуючи результати розрахунків, які представлені в дисертації, можна підібрати такі параметри рідини, що забезпечать необхідну інтенсивність теплообміну в системах охолодження пристроїв з малими геометричними розмірами.

2. На основі описаного нами алгоритму проведено розрахунки тепло- і вологообміну в будівельних конструкціях, і отримано відповідний акт про використання результатів роботи в ТОВ «Монолітбуд-2001».

3. На основі описаного нами алгоритму проведено розрахунки тепломасообмінних та гідродинамічних процесів у мікроканалах сенсорів тиску, і отримано відповідний акт про використання результатів роботи в ДП СКТБ.

Особистий внесок здобувача. Особистий внесок дисертанта полягає у аналізі сучасного стану проблеми, безпосередній участі у розробленні алгоритму дослідження теплообміну нанорідин на основі методу Монте-Карло та проведенні комп'ютерних експериментів з дослідження теплообміну в пласкому мікроканалі та межовому шарі при різних параметрах потоку. Здобувачем проведено опрацювання, аналіз результатів моделювання та узагальнення отриманих результатів.

Апробація матеріалів дисертації. Основні положення та результати роботи представлені та обговорені на: міжнародній науково-технічній конференції «Сучасні проблеми фізико-математичної освіти і науки». Дослідження в галузі теплофізики дисперсних і полімерних матеріалів, «Монте-Карло моделювання теплообмена наножидкості в каналі», Київ, 2017р; X Міжнародна конференція «Проблеми теплофізики та теплоенергетики». Фундаментальні дослідження в теплофізиці і теплоенергетиці, «Монте-Карло моделювання теплообмена наножидкості в каналі», Київ, 2017р.

Публікації. Основні результати дисертаційної роботи опубліковані у 17 наукових роботах, в тому числі, в 8 статтях спеціалізованих видань, що входять у перелік ДАК МОН України; 1 стаття в закордонних виданнях; в 6 статтях, які представлені у виданнях, включених в перелік наукометричних баз даних: (Scopus, Web of Science (Clarivate Analytics)); 2 тезах доповідей на міжнародних наукових конференціях.

Структура та обсяг роботи. Дисертаційна робота складається зі вступу, 4 розділів, висновків, списку використаних джерел зі 105 найменувань. Дисертація містить 181 сторінку, в тому числі 149 сторінок основного тексту, 57 рисунків і 1 таблицю.

ОСНОВНИЙ ЗМІСТ РОБОТИ

У вступі обґрунтовано актуальність теми дисертаційної роботи, сформульовано мету та задачі дослідження, розкрита наукова новизна та практичне значення отриманих результатів, наведено відомості про апробацію та наявні наукові публікації.

У першому розділі наведено результати критичного огляду літературних джерел щодо стохастичних методів дослідження мікропроцесів теплообміну та гідродинаміки. На основі проведеного аналізу обґрунтовано актуальність вибору теми дисертаційного дослідження, сформульована мета роботи, а також перелік задач, які треба розв'язати для досягнення поставленої мети.

Монте-Карло, розділ експериментальної математики, являється методом прямого моделювання математичних відносин шляхом випадкових процесів. Метод Монте-Карло є надзвичайно корисним, коли (1) не існує жодної іншої зручний метод, (2) необхідна проста процедура, щоб перевірити обґрунтованість нового методу, і (3) в деяких випадках, необхідна швидка обчислювальна процедура. Дійсно, приємно бачити, що процедура Монте-Карло, для деяких завдань, може привести до набагато швидшого рішення, ніж, наприклад, методом кінцевих різниць.

Хаджі-Шейх і Спарроу (1969) надали загальний огляд методу Монте-Карло. Вони запропонували деякі методи для зміщення методів вибору однієї змінної для обліку залежності від декількох змінних. Хаджі-Шейх (1988) надав повний огляд літератури, що стосується методу Монте-Карло для теплопередачі, включно по дату публікації. Фермер і Хоуелл (1998) спробували кількісно визначити та порівняти різні загальні стратегії, доступні для використання в програмуванні моделювання Монте-Карло, і порівняли класи проблем, які зазвичай зустрічаються.

Рівняння переносу (для тепла, маси, імпульсу) можна моделювати в різних масштабах. У макроскопічному масштабі використовуються диференціальні рівняння в частинних похідних (PDE), такі як рівняння Нав'є-Стокса. Аналітично подібні рівняння складно розв'язувати через нелінійність, складну геометрію та граничні умови. За допомогою чисельних схем, таких як метод скінченних різниць (FDM), метод скінченних об'ємів (FVM), метод скінченних елементів (FEM), PDE перетворюється на систему алгебраїчних рівнянь. Зазвичай ми вирішуємо ці рівняння ітераційно, доки не отримаємо задовільних результатів.

Другий підхід – моделювати маленькі частинки в мікроскопічному масштабі. Такий підхід називається молекулярна динаміка. Але для моделювання задачі, яка цікава в макроскопічному масштабі, буде надто багато даних для обробки.

Метод ґрат Больцмана закриває розрив між макромасштабом та мікромасштабом. Цей метод розглядає поведінку набору частинок як поведінку одного цілого. LBM базується на мікроскопічних моделях та мезоскопічних кінетичних рівняннях. Фундаментальною ідеєю LBM є побудова спрощених кінетичних моделей, що включають основну фізику мікроскопічних процесів, так що макроскопічні усереднені властивості описуються макроскопічними рівняннями. Причиною, чому LBM стає все більш популярним у сфері обчислювальної гідродинаміки (експоненціальне зростання кількості статей за темою LBM), є те, що LBM обчислюється локально. Він має високу ступінь розпаралелювання, отже ідеальний для паралельних обчислень.

Важливе спрощення LBM було зроблено Хігера та Хіменесом (1989), які лінеаризували оператор зіткнення, припустивши, що розподіл близький до стану локальної рівноваги. Видозмінений підхід до оператора зіткнень, який є лінійно стабільним, був запропонований Хігером та ін (1989). Релаксаційний термін відомий як оператор зіткнення Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) (Bhatnagar та ін., 1954) і був незалежно запропонований декількома авторами (Qian 1990. Chen та ін., 1991).

Араш Каримипур зі співавторами вивчали теплопередачу в ламінарному потоці, яка відбувається за рахунок вимушеної конвекції нанорідини вода-Si в мікроканалі за допомогою методу ґрат Больцмана. Встановлено, що прогнози на основі моделі добре узгоджуються з попередніми дослідженнями. Вплив швидкості проковзування на стінці та стрибка температури нанорідини вперше вивчались методом ґрат Больцмана. Проаналізовано роботи Авраменка А.О., Тирінова А.І. з дослідження теплообміну і гідродинаміки за допомогою методу ґрат Больцмана.

Математичний апарат ренормалізаційно групового аналізу вперше з'явився в квантовій теорії поля. Однак, згодом виявилось, що даний математичний підхід не пов'язаний з квантовою природою фізичних процесів і може бути використаний для різних задач зі стохастичними полями. В результаті, апарат ренормалізаційної групи був застосований до завдань фазових переходів другого роду К. Вільсоном (Нобелівська премія, 1982). Далі метод ренормгруп був поширений на задачі теорії полімерів, випадкових блукань, магнітну гідродинаміку і теорію турбулентності. Останньому питанню присвячена робота Авраменка А.О., Баска Б.І., Дмитренко Н.П., Ковецької М.М., Тирінова А.І. та Давиденка Б.В., яка була опублікована в 2013 році.

В другому розділі розглянуто теоретичні моделі та методи моделювання тепломасообмінних процесів та гідродинаміки в мікросистемах.

Рівняння Нав'є-Стокса - система диференціальних рівнянь в часткових похідних, що описує рух в'язкої ньютонівської рідини. В 2009 році Бонжорно представив узагальнюючу математичну модель для опису конвекційного тепло- та масопереносу в рідинах з урахуванням впливу наночасток, яка є системою модифікованих рівнянь Нав'є-Стокса і Фур'є-Кіргофа. Ці рівняння є одними з найважливіших в гідродинаміці і застосовуються в математичному моделюванні багатьох природних явищ і технічних задач в широкому діапазоні характерних розмірів систем.

Труднощі дослідження мікромасштабного тепломасопереносу полягає в тому, що застосування законів, що традиційно використовуються при моделюванні теплопередачі та гідродинаміки в макросередовищах, недостатньо точно описують дійсну поведінку мікропотоків. Характер мікропереносу в них залежить не стільки від ефектів розрідженості, що є результатом зниження щільності, а більше залежить від зменшення лінійних масштабів.

Представлено модель Бонжорно для плоского каналу зі стаціонарним потоком нанорідин, а також для граничного шару на плоскій пластині з врахуванням проковзування.

На практиці часто виникає ситуація, коли необхідно мати інформацію про фізичний процес в локальній точці. В цьому випадку дуже корисним є метод Монте-Карло. Для дослідження теплообміну в потоці нанорідин на гідродинамічно стабілізованій ділянці плоского каналу з використанням методу Монте-Карло необхідно було привести систему рівнянь Бонжорно до безрозмірного виду:

$$\text{PeRC}(\varphi) \left(u \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) = K(\varphi) \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) +$$

$$\frac{\overline{\rho c}}{\text{Le}} \left(\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + D \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial \theta}{\partial x} + \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) \right), \quad (1)$$

$$\text{Pe} \left(\pi \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) = \frac{1}{\text{Le}} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + D \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) \right). \quad (2)$$

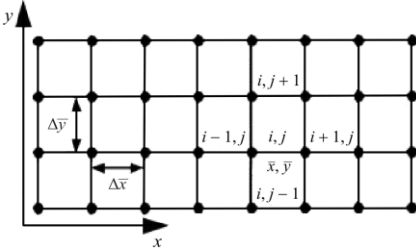


Рис. 1 Плоский канал з накладеною сіткою.

Основною складовою частиною розв'язання диференціальних рівнянь методом Монте-Карло являється процедура випадкового блукання. Зазвичай процес випадкового блукання моделюється на решітці таким чином, щоб в кожен момент часу відбувається "перескок" броунівської частинки з одного вузла в другий сусідній вузол. Накладемо на плоский канал квадратну сітку з розмірами вічок $\Delta \bar{x}$ і $\Delta \bar{y}$,

як показано на рис. 1. Частинка, що знаходиться в точці (i, j) , може перейти в одну з точок $(i+1, j)$, $(i, j+1)$, $(i-1, j)$ або $(i, j-1)$ з ймовірностями P_{x+} , P_{y+} , P_{x-} и P_{y-} відповідно.

Представивши рівняння (1) в кінцевих різницях можна виразили температуру в будь-якій точці сітки через температури сусідніх точок. Температура внутрішньої точки визначається як сума усереднених температур граничних точок, досягнутих випадково блукаючими частинками, і середнього значення параметра S , який накопичується на кожному кроці. Наприклад, при першому запуску випадково блукаючої частки з точки (i, j) вона зробить g_1 кроків. Тоді параметр $S(1)$ буде мати значення $\sum_{m=1}^{g_1} S_m$. При N -му запуску $S(N) = \sum_{m=1}^{g_N} S_m$. В результаті, формула для визначення температури приймає вигляд

$$\theta(i, j) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \theta_w(n) + \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left(\sum_{m=1}^{g_n} S_m \right). \quad (3)$$

Виразивши з кінцево-різницевого виду рівняння (2) об'ємну частку наночастинок в будь-якій точці сітки $\varphi(i, j)$ через значення об'ємних часток в

сусідніх точках, отримуємо, що об'ємна частка наночастинок в певній точці $\varphi(i, j)$ буде рівна

$$\varphi(i, j) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \varphi_w(n) + \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \left(\sum_{m=1}^{g_n} F_m \right). \quad (4)$$

Перш ніж перейти безпосередньо до знаходження об'ємної частки наночастинок в пласкому каналі, необхідно знати частку наночастинок в точці, розташованій на відстані Δn від границі - $\varphi_{\Delta n}$. Задамо об'ємні частки наночастинок на верхній і нижній границях рівні частці наночастинок на вході в канал. Далі виконаємо процедуру обчислення об'ємних часток наночастинок $\varphi_{\Delta n}^{\text{old}}$ уздовж каналу. Заповнивши масив об'ємних часток наночастинок $\varphi_{\Delta n}^{\text{old}}$, ми перевизначаємо об'ємні частки наночастинок на верхній і нижній стінках каналу φ_w^{old} . Замінивши значення φ_w на φ_w^{old} , повторюємо вище описану процедуру і знаходимо новий масив об'ємних часток $\varphi_{\Delta n}^{\text{new}}$ і φ_w^{new} . Враховуючи значення нев'язки, можна або знову перезаписати об'ємні частки уздовж верхньої і нижньої стінок каналу і повторити обчислення $\varphi_{\Delta n}$ або зупинитися. За допомогою рівняння (5) обчислюємо величину нев'язки:

$$\varepsilon = \frac{\varphi_{\Delta n}^{\text{new}} - \varphi_{\Delta n}^{\text{old}}}{\varphi_{\Delta n}^{\text{old}}}. \quad (5)$$

Якщо найбільшого значення нев'язки $\varepsilon_{\text{max}} < 0.01$, то процедура обчислення об'ємних часток уздовж стінок припиняється.

Основна ідея методу ґрат Больцмана, що часто використовується для моделювання мікро- та мезомасштабних систем, полягає в тому, що положення часток передбачається дискретним, тобто частка може займати положення тільки у вузлах заданих ґрат. Напрями руху часток також вважаються дискретними.

Форма комірок ґрат може бути обрана довільно, але для декартових координат найбільш прийнятними є прямокутні ґрати. Найчастіше при двовимірному моделюванні використовують ґрати D2Q9 на дев'ять каналів руху, а при тривимірному D3Q15 на п'ятнадцять каналів.

Рівняння, що описує рух молекул в наближенні BGK (Bhatnagar–Gross–Krook) наступний вигляд

$$\frac{f(x_i + \Delta x_i, t + \Delta t) - f(x_i, t)}{\Delta t} = \frac{f^e - f}{\tau} \quad (6)$$

де рівноважним розподіл для швидкостей та температур визначаються зі співвідношень

$$\begin{aligned}\tilde{f}_{i,j}^e &= w_j \tilde{\rho} \left[1 + \frac{3(e_j \cdot \tilde{u})}{c^2} + \frac{9(e_j \cdot \tilde{u})^2}{2c^4} - \frac{3\tilde{u}^2}{2c^2} \right], \\ \tilde{g}_j^e &= w_j \tilde{T} \left[1 + \frac{3(e_j \cdot \tilde{u})}{c^2} + \frac{9(e_j \cdot \tilde{u})^2}{2c^4} - \frac{3\tilde{u}^2}{2c^2} \right].\end{aligned}\quad (7)$$

Для ґрат вирази для розрахунку макропараметрів мають наступний вигляд

$$\tilde{\rho} = \sum_j \tilde{f}_j, \quad \tilde{\rho}\tilde{u} = \sum_j \tilde{v}_j \tilde{f}_j, \quad \tilde{p} = \frac{1}{3} \sum_j (\tilde{v}_j - \tilde{u})^2 \tilde{f}_j, \quad (8)$$

Для верифікації цих методів можна використати перевірені традиційні підходи. Один з таких підходів це метод збурень, який дуже часто застосовується для вивчення гідродинамічної та теплової нестійкості.

Третій розділ присвячено дослідженню гідродинаміки та теплообміну за допомогою методу ґрат Больцмана та аналітичних розв'язків; зокрема досліджено змішану конвекцію в вертикальному пласкому та циліндричному мікроканалах, відцентрова нестійкість нанорідин з радіальною температурою та неоднорідністю концентрації, турбулентний нестисливий потік в пласкому мікроканалі, що обертається.

Для випадку двовимірної змішаної природної та вимушеної конвекції у повністю розвиненому ламінарному потоці у вертикальному каналі отримано профілі швидкості для різних чисел Кнудсена в вертикальному мікроканалі. В результаті виявилось, що різниця між аналітичними та чисельними рішеннями незначна, менше 1%. Збільшення числа Кнудсена означає збільшення швидкості проковзування (стрибок швидкості) на стінці для числа Релея 0.01. Проте, форма профілю швидкості в центральній частині каналу залежить не тільки від числа Кнудсена, але і від числа Релея.

Можна спостерігати сильне прискорення потоку поблизу стінки, викликане вільним конвекційним потоком. У той же час, вимога постійності витрати маси у поперечному перерізі каналу призводить до зменшення швидкості поблизу центра каналу, так що профіль швидкості стає М-подібним. Збільшення числа Релея призводить до збільшення стрибка швидкості на стінці, що, в свою чергу, можна пояснити прискоренням локального потоку біля стінки як через посилення сили Архімеда і ослаблення взаємодії потоку і стінки при $\text{Kn} > 0$.

Досліджено вплив різних значень числа Релея на температурні профілі при $\text{Pr} = 1$. Для всіх чисел Кнудсена, при яких проводилось дослідження в роботі, $\text{Kn} = 0, 0.05$ і 0.1 , збільшення числа Релея викликає згладжування температурних профілів. Іншими словами, локальна температура рідини в поперечному перерізі

каналу прямує до температури стінки. Крім того, на відміну від профілів швидкості, для більших чисел Рейля стрибок температури на стінці також зменшується. Ця тенденція стосується всіх чисел Кнудсена, вивчених у даній роботі.

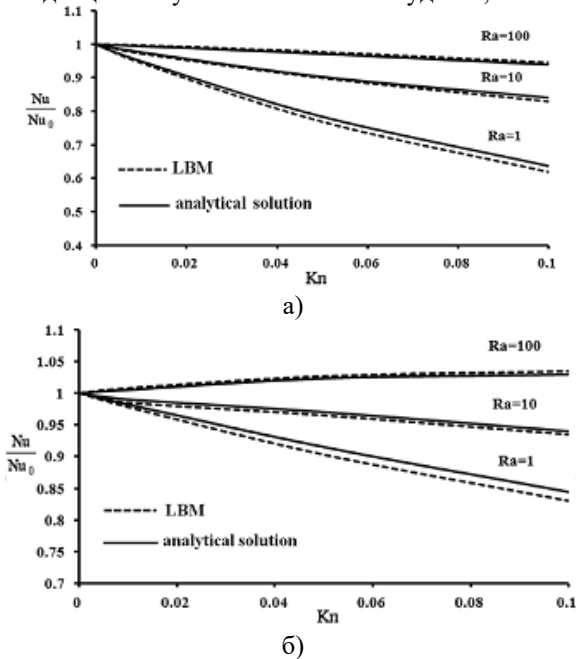


Рис. 2. Залежність відносного числа Нуссельта від чисел Рейля та Кнудсена: а) $Pr = 0.5$; б) $Pr = 10$.

дуже великих значень числа Прандтля стрибок температури на стіні практично вироджується. Збільшення числа Рейля супроводжується збільшенням швидкості біля стінки, що викликає збільшення теплопередачі. З цієї причини теплова взаємодія в цьому випадку практично не залежить від проковзування, а швидкість біля стінки набагато вище, ніж для $Kn = 0$. Ці два чинники викликають збільшення відносного числа Нуссельта.

Проведемо аналіз отриманих нами результатів для змішаної конвекції в вертикальному циліндричному мікроканалі. Вплив чисел Ra , Kn та Pr на число Нуссельта можна розділити на дві різні групи. Для всіх комбінацій чисел Ra , Kn і Pr , за винятком випадку $Pr = 10$ і $Ra = 200$, збільшення числа Кнудсена зменшує швидкість передачі тепла. Це пояснюється збільшенням стрибка температури на стінці, що, в свою чергу, призводить до погіршення умов теплової взаємодії між рідиною та стінкою.

Для конкретної комбінації безрозмірних чисел $Pr = 10$ і $Ra = 200$, збільшення чисел Прандтля і Рейля призводить до послаблення ефекту проковзування. Як ми вже говорили вище, при збільшенні числа Прандтля стрибок температури на стінці зменшується. Фактично, для дуже високих чисел Прандтля стрибок температури на стінці каналу зникає. Збільшення числа Рейля призводить

Як видно з рис. 2, вплив безрозмірних чисел Ra , Kn і Pr на число Нуссельта розпадається на два різних випадки. Для всіх комбінацій чисел Ra , Kn і Pr , за винятком випадку $Pr = 10$ і $Ra = 100$ (рис. 2б), збільшення числа Кнудсена зменшує швидкість теплопередачі. Це відбувається через збільшення стрибка температури на стінці, що, в свою чергу, призводить до погіршення умов теплової взаємодії між потоком і стінкою. Для окремих випадків, коли $Pr = 10$ і $Ra = 100$ (рис. 2б) збільшення чисел Прандтля і Рейля послаблює вплив проковзування. Як вже було сказано, при збільшенні числа Прандтля стрибок температури на стінки зменшується. Для

до збільшення швидкості біля стінки, що супроводжується інтенсифікацією теплопередачі. Це є причиною того, що теплова взаємодія в цих умовах нечутлива до ефекту проковзування, в той час як швидкість біля стінки в даних умовах набагато вище, ніж для $K_n = 0$. Спільний вплив цих двох чинників підвищує нормоване число Нуссельта.

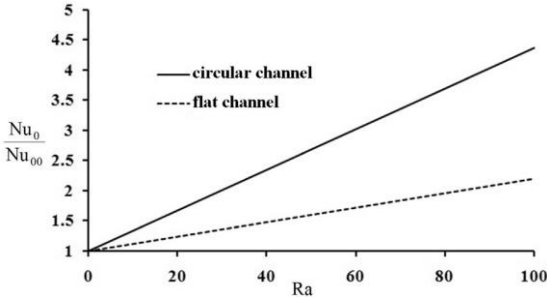


Рис 3. Нормоване число Нуссельта у вертикальному циліндричному та плоскому мікроканалах.

що рідина в циліндричному каналі контактує зі стінкою по всьому поперечному перерізі, тоді як у нескінченно широкому плоскому каналі лише дві стінки контактують з рідиною, що значно послаблює вплив природної конвекції.

На рис. 3 показано що безпосередній вплив природної конвекції в циліндричному каналі значно сильніший, ніж у плоскому каналі. Наприклад, для $Ra = 100$ відношення Nu_0/Nu_{00} рівне 4.37 для циліндричного каналу і 2.2 для плоского каналу. Фізична інтерпретація цього явища полягає в тому,

Форма поперечного перерізу мікроканалу значно впливає на швидкість теплопередачі для випадку змішаної (природної та вимушеної) конвекції за відсутності ефектів проковзування. Якщо ефекти проковзування присутні, форма поперечного перерізу каналу практично не впливає на теплопередачу за відсутності природної конвекції при $Ra = 0$. Однак для $Ra = 200$ і $Pr \geq 1$ результати для одного поперечного перетину каналу не можна екстраполювати на інший поперечний переріз.

При вивченні відцентрової нестійкості в зазорі течії нанорідини в криволінійному каналі, утвореному двома концентричними циліндричними поверхнями, було розглянуто два випадки. По-перше, було розглянуто течію з внутрішньою поверхнею, по-друге – течію в криволінійному каналі з рухомими стінками, коли рух рідини здійснюється за рахунок азимутального сталого градієнту тиску. В першому випадку критерієм нестійкості є число Тейлора, а другому – число Діна.

Розрахунки течії нанорідини на основі методу ґрат Больцмана дозволили отримати незбурені та збурені характеристики гідродинаміки та тепло- і масообміну у зазорі утвореному двома концентричними циліндричними поверхнями з внутрішньою поверхнею, що обертається.

При певних значеннях чисел Тейлора та Діна в потоці можуть розвиватися вихорі, поява яких обумовлена відцентровою нестійкістю. Аналіз показує, що ця нестійкість залежить від безрозмірних комплексів η , N , M , A , Pr , Sc , які можна розписати таким чином:

$$N = \alpha(T_2 - T_1)Pr, \quad M = \frac{\rho_p}{\rho_{f0}} - 1, \quad (9)$$

$$Pr = \frac{\mu(\rho c)_{f0}}{\rho_{f0} k}, \quad Sc = \frac{\mu}{\rho_f D_B}, \quad (10)$$

$$\eta = \frac{R_1}{R_2}, \quad A = \frac{T_2 - T_1}{T_r} \frac{D_T}{D_B}. \quad (11)$$

На рис. 4 видно, що відносне зменшення критичного числа Тейлора слабшає зі зростанням неоднорідності температури. На рис. 5 і на всіх рисунках нижче було розраховано співвідношення Ta_{cr}/Ta_{cr0} для $\eta = 0.3$. Максимальне зменшення співвідношення Ta_{cr}/Ta_{cr0} було зафіксовано за умови стабілізуючого впливу неоднорідності температури, де $N < 0$.

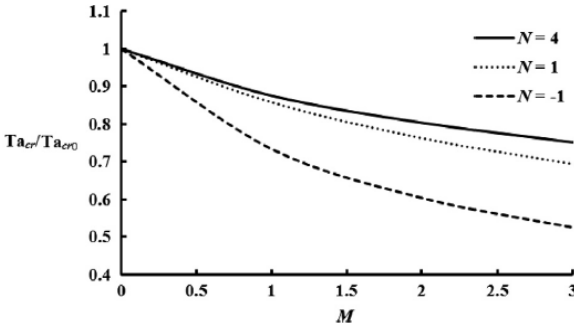


Рис. 4. Відносне критичне число Тейлора як функція параметра M

Розрахунки показали, що стійкість потоку зменшується зі збільшенням відносної щільності M , яка може бути віднесена до додаткових збурень, які наночастинки вводять в потік.

Вплив числа Прандтля на відцентрову нестійкість проявляється по-різному для випадків стійких ($N < 0$) і нестійких ($N > 0$) температурних градієнтів.

При від'ємному температурному градієнті критичне число Тейлора збільшується зі збільшенням числа Прандтля, тобто потік стає більш стійким. У разі позитивних температурних градієнтів, збільшення числа Прандтля призводить до втрати стійкості течії. Ця тенденція може бути пов'язана з ефектом теплопровідності, який з'являється в знаменнику числа Прандтля. Для $N < 0$ збільшення числа Прандтля може бути викликано зниженою теплопровідністю, що додатково призводить до зниження температури в безпосередній близькості від увігнутої поверхні. Це, в свою чергу, тягне за собою збільшення щільності нанорідини і, отже, збільшення критичних значень числа Тейлора. Для $N > 0$ зменшення теплопровідності зменшує швидкість зниження температури біля

увігнутої стінки, яка викликає зниження щільності і відповідно дестабілізує потік. Вплив числа Прандтля на критичне число Тейлора послаблює в невеликих радіальних зазорах як додатні, так і від'ємні температурні градієнти.

Нами розглянуто вплив на критичні значення числа Діна, його можна представити в виді

$$De = Re \sqrt{\frac{h}{R_2}}. \quad (12)$$

Критичне число Діна залежить від безрозмірних параметрів η , N , M , A , Le , Pr , Sc .

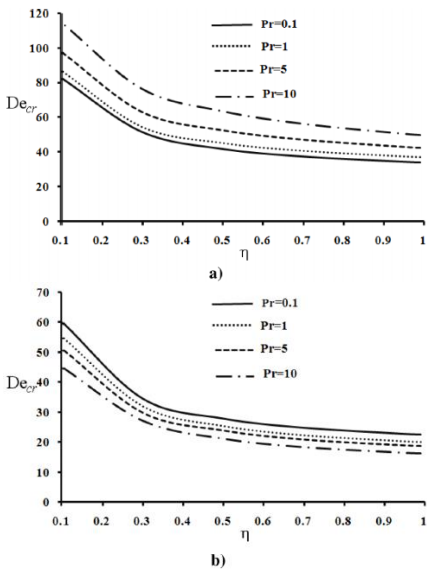


Рис. 5. Вплив числа Прандтля на критичне число Діна. (a) $N = -1$, (b) $N = 1$.

температури рідини над увігнутими поверхнями.

У свою чергу це призводить до збільшення густини рідини, а отже, до збільшення критичних чисел Діна. При $N > 0$ знижена теплопровідність зменшує швидкість зниження температури на увігнутій стінці, що викликає зменшення густини і, нарешті, дестабілізацію потоку. Вплив числа Прандтля на критичне число Діна зменшується для менших радіальних проміжків як для додатних, так і для від'ємних температурних градієнтів.

Дослідження впливу числа Прандтля на відцентрову нестабільність показали, що цей ефект проявляється по-різному в області стабільних температурних градієнтів ($N < 0$) та області нестабільних температурних градієнтів ($N > 0$). Враховуючи від'ємні (стабільні) температурні градієнти, критичне число Діна (рис. 5 (a)) зростає із зростанням числа Прандтля, стійкість потоку зростає. Враховуючи додатні градієнти температури (рис. 5 (b)), збільшення числа Прандтля тягне за собою дестабілізацію потоку. Ця тенденція може бути пояснена зміною теплопровідності, яка стоїть у знаменнику числа Прандтля. Коли $N < 0$ збільшення числа Прандтля може бути викликане зменшенням теплопровідності. Це послаблює інтенсивність теплопровідності. Як наслідок, збільшення числа Прандтля призводить до зниження

Як видно з рис. 6, зменшення відносного критичного числа Діна, яке залежить від числа Шмідта, досить значне до значення $Sc \approx 50$. Після чого зменшення критичного числа Діна уповільнюється і стає лінійним. В той же час впливом градієнта температури на відносне критичне число Діна можна знехтувати.

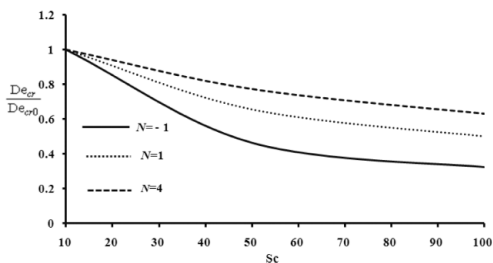


Рис. 6. Відносне критичне число Діна як функція числа Шмідта

Також нами було проведено моделювання повністю розвинутого турбулентного потоку в мікроканалі, що обертається, та проведення детальної фізичної інтерпретації структури потоку. В якості метода моделювання, аналітичне рішення було використано в спрощеній двовірній (2D) постановці задачі в поєднанні з тривимірним (3D) числовим рішенням, що базується на

методі LBM. Турбулентність моделюється на базі моделі Смогорінського, яка була пристосована до LBM.

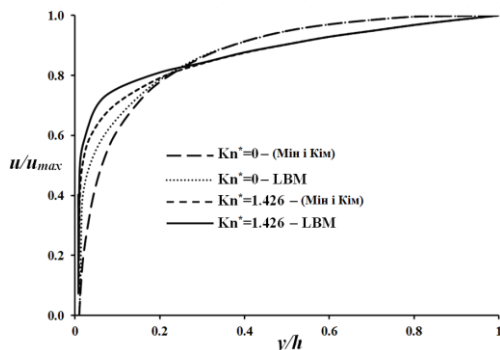


Рис. 7. Профіль x -компоненти швидкості для граничних умов без проковзування ($Kn^* = 0$), і для $Kn^* = 1.426$ в каналі, що не обертається ($\Omega = 0$).

Для перевірки чисельної моделі ми спочатку виконували обчислення в каналі, що не обертається ($\Omega = 0$). Результати цих обчислень, отримані на підставі аналітичної моделі та методу LBM, зображені на рисунку 7 для граничних умов без проковзування і з проковзуванням, тобто для $Kn^* = 0$ і $Kn^* = 1.426$, використовуючи нормалізацію локальної швидкості відносно центральної (максимальної) швидкості. Це значення числа Кнудсена було обрано для порівняння наших обчислень та результатів прямого чисельного моделювання, отриманих Мін і Кім. В даних

розрахунках число Рейнольдса $Re = u_m d_e / \nu$ дорівнювало 14700, де u_m середня швидкість у каналі. Існують очевидні відмінності між профілями, розрахованими на основі аналітичного рішення та методу град Больцмана. Такі відмінності між аналітичними та числовими рішеннями можна пояснити тим, що лінеаризована модель турбулентної в'язкості не може враховувати всі аспекти спаду

турбулентності в області поблизу стінки. Добре відомо, що спад турбулентності поблизу стінки експоненціально залежить від відстані до стінки.

Профілів швидкості, виконаних у даному дослідженні на основі LBM, у порівнянні з результатами прямого чисельного моделювання, отриманими Мін і Кім. Обидва набори профілів швидкості демонструють дуже хорошу узгодженість, що підтверджує високу точність моделювання потоку з проковзуванням за допомогою методу LBM у даній роботі.

Проаналізувавши результати дослідження стає очевидним що збільшення сили Коріоліса (тобто кутової швидкості) призводить до зменшення x -компоненти швидкості потоку в центральній частині каналу, що в результаті призводить до появи зворотного потоку, що характеризується від'ємними значеннями швидкості потоку. Найбільш значний вплив числа Кнудсена можна спостерігати поблизу стінки.

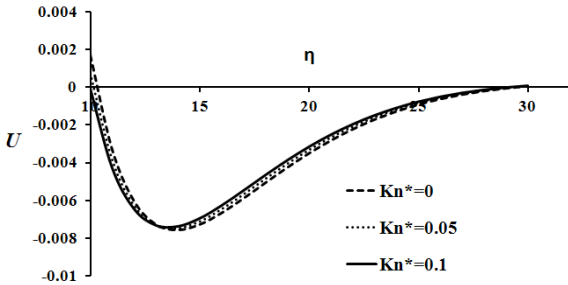


Рис.8. Профіль швидкості x -компоненти поблизу стінки для $\Omega = 1$ та різні значення числа Кнудсена.

На рис. 8 можна побачити, що при більших значеннях параметра Ω межа зворотного потоку $(y/h)_R$ зміщується ближче до стіни. Варіація координати $(y/h)_R$ залежно від збільшення параметра Ω нелінійно. Ця залежність може бути апроксимована емпіричним рівнянням, дійсним у діапазоні $\Omega = 0.055 - 0.5$

$$\left(\frac{y}{h}\right)_R = 2.17 - 31.26\Omega + 218.4\Omega^2 - 762.9\Omega^3 + 1288\Omega^4 - 826.8\Omega^5. \quad (13)$$

При $\Omega > 0.95$ поблизу центру каналу виникає область додатних швидкостей течії. Отже, область зворотного потоку зміщується у бік стінки каналу, тоді як максимальна інтенсивність зворотного потоку зменшується, що показано на рис. 8.

Як можна було очікувати, збільшення числа Кнудсена призводить до збільшення стрибка швидкості на стінці. У цьому випадку, чим більше числа Кнудсена, тим ближче переміщується максимальна швидкість до стінки, і тим більший стрибок швидкості після максимальної точки. Всі обговорені перетворення профілю швидкості обумовлені стрибком швидкості на стінці та сталістю масової витрати.

Профілі швидкості поблизу стінки, обчислені за допомогою методу град Больцмана, показані на рисунку 9. З цього поля видно, що, як і x -компонента

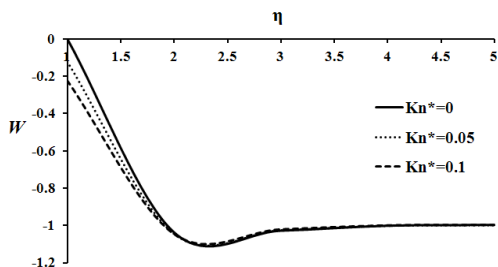


Рис. 9. Профілі швидкості z -компоненти поблизу стінки для $\Omega = 10$ та різних значень числа Кнудсена

швидкості потоку, величина стрибка швидкості на стінці зростає зі збільшенням числа Кнудсена. Коли безрозмірна координата перевищує значення $\eta \approx 3$, відмінності між профілями швидкості стають практично незначними. Таким чином, незначні розбіжності між аналітичними та числовими обчисленнями для W -компоненти швидкості потоку зникають раніше, ніж розбіжності обчислень для U -компоненти швидкості потоку

Четвертий розділ присвячено дослідженню теплообміну в плоскому мікроканалі та межовому шарі за допомогою методу Монте-Карло.

В основі описаного нами вперше алгоритму лежить система диференціальних рівнянь Бонжорно. Для плоского мікроканалу маємо систему рівняння (4), (6) для опису теплообміну та переносу наночастинок. Алгоритм дослідження теплообміну складається з декількох ітерацій. Спершу задаємо граничні умови на стінках мікроканалу і на вхідному отворі, а також задаємо профіль швидкості, для плоского мікроканалу ми задаємо параболічний профіль швидкості. На першій ітерації необхідно визначити температуру однорідної рідини, без наночастинок. Далі розраховується об'ємна частка наночастинок на відстані Δl від нижньої границі $\Phi_{\Delta l}$ з врахуванням максимально допустимої величини нев'язки. Потім визначається об'ємна частка наночастинок в мікроканалі. На третій ітерації визначається температура нанорідини.

Всі комп'ютерні експерименти проводилися при наступних умовах: температура на верхній і нижній стінках каналу $\theta_w = 0$, вхідний потік нанорідини має температуру $\theta_l = 1$ і профіль швидкості течії визначається параболічним законом. Обчисливши коефіцієнт тепловіддачі, як похідну температури по координаті поблизу стінки, ми можемо поррахувати число Нуссельта

$$\text{Nu} = \frac{\alpha H}{k_f}, \quad \text{Nu}_0 = \frac{\alpha_0 H}{k_f}. \quad (14)$$

На рис. 10 представлені результати розрахунків відносного числа Нуссельта Nu/Nu_0 для $\bar{x} = 1$, при наступних параметрах: $\text{Pr} = 1$, $\text{Re} = 1$, $\text{Le} = 10$, $\text{RC} = 1$, $\bar{rc} = 1.048$, $D = 0.05$. З цього малюнка видно, що додавання незначної кількості наночастинок в рідину призводить до значного збільшення теплообміну в

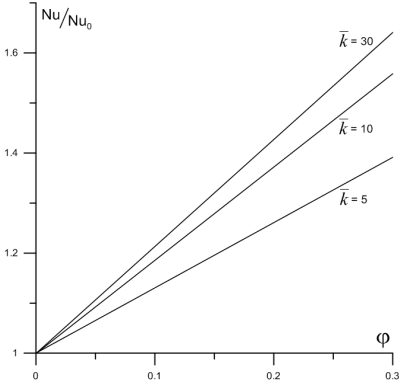


Рис. 10. Залежності відносного числа Нуссельта від об'ємної частки наночастинок в потоці рідини на вході в канал, при різних безрозмірних коефіцієнтах теплопровідності використовуємо аналітичний розподіл швидкостей в пограничному шарі на плоскій пластині, яку обтікає рідина в поздовжньому напрямку.

ній. При цьому тепловіддача збільшується за лінійним законом, а залежність відносного числа Нуссельта від безрозмірного коефіцієнта теплопровідності є нелінійною за характером, тобто зі зростанням теплопровідності нанорідин швидкість збільшення теплообміну в ній зменшується. Даний результат обумовлений вибором функціональної залежності для ефективної теплопровідності нанорідин $K(\varphi)$.

Для дослідження теплообміну нанорідини в граничному шарі на плоскій пластині. Як і в попередньому підрозділі ми нехтуємо впливом наночастинок на профіль швидкості течії рідини. Тому в даній задачі ми

$$f(\eta) = 2\eta - 2\eta^3 + \eta^4 \quad (15)$$

Безрозмірна система рівнянь (16) – (17) розв'язувалась при граничних умовах (18) на плоскій пластині.

$$\text{PeRC}(\varphi) \left(\bar{u} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \text{Re} + \bar{v} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) = K(\varphi) \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + \frac{\bar{\rho}c}{\text{Le}} \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} + D \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)^2 \right), \quad (16)$$

$$\text{Pe} \left(\bar{u} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \text{Re} + \bar{v} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right) = \frac{1}{\text{Le}} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} + D \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \right), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \bar{u} = \bar{v} = 0, \quad \theta = 0, \\ \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right)_w = - \left(D \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)_w \quad \text{при } \eta = 0, \end{aligned} \quad (18)$$

$$\bar{u} = 1, \quad \bar{v} = \bar{v}_\infty, \quad \theta = 1$$

$$\varphi = \varphi_\infty \quad \text{при } \eta = 1.$$

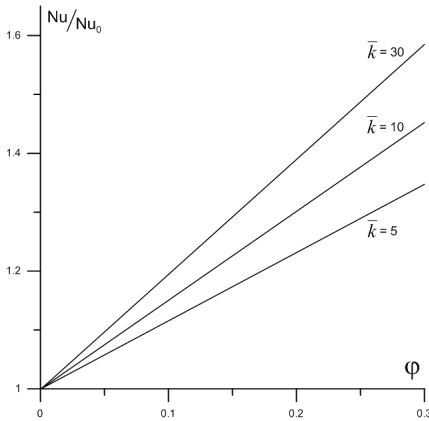


Рис. 11. Залежності відносного числа Нуссельта від об'ємної частки наночастинок в потоці рідини поза межами граничного шару, при різних безрозмірних коефіцієнтах теплопровідності

В роботі досліджена залежність об'ємної частки наночастинок від безрозмірної координати η для різних значень φ_∞ . Результати були отримані для $Re = 10^7$ і $Pr = 10$. Однак збільшення числа Шмідта, Sc і Sc_T , від 100 до 10000 слабо впливає на форму профілів об'ємної частки наночастинок. При збільшенні φ_∞ , різниця між φ_∞ (об'ємною часткою на зовнішньому краю граничного шару) і $\varphi(0)$ (об'ємною часткою на стінці) зменшується. Наприклад, для $\varphi_\infty = 0.01$ значення об'ємної частки на стінці становить $\varphi(0) = 0.06$; іншими словами, об'ємна частка наночастинок в поперечному перерізі граничного шару відрізняється в 6 разів. Для ($\varphi_\infty = 0.4$, збільшення концентрації наночастинок у граничному шарі становить лише 9%, тобто $\varphi(0) = 0.45$).

Профілі температурні нанорідини при різних значеннях φ_∞ та при $Re = 10^7$, $Pr = 10$, $Sc = Sc_T = 10000$, $Pr_t = Sc_{Bt} = Sc_{Tt} = 1$, $D = 0.05$, $\rho_p/\rho_f = 3.98195$ і $\rho_p c_p/\rho_f c_f = 0.728$ представлені на рис. 12. Як видно з рисунка 12, повнота профілю температури зменшується зі зростанням об'ємної частки наночастинок на зовнішньому краю граничного шару, особливо області біля пластини. Повнота профілю швидкості характеризується коефіцієнтом форми

Послідовність ітерацій залишається незмінною. Спершу задаємо граничні умови і профілі швидкостей. Для граничного шару профілі швидкостей задаються наступним чином

$$\bar{u} = f'(\eta),$$

$$\bar{v} = (\eta f'(\eta) - f(\eta)) \frac{\gamma^2}{Re}. \quad (19)$$

На рис. 11 представлені результати розрахунків відносного числа Нуссельта Nu/Nu_0 для $\xi = 5000$, при наступних параметрах: $Pr = 1$, $Re = 1000$, $Le = 10$, $RC = 1$, $\overline{\rho c} = 1.048$, $D = 0.05$.

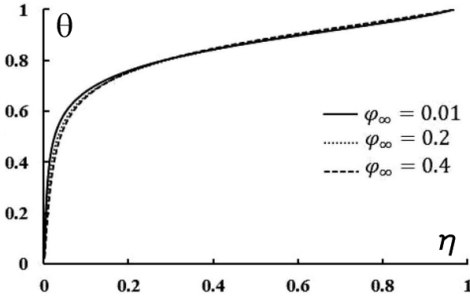


Рис. 12. Профілі температури нанорідини в турбулентному граничному шарі

$H = \delta_1/\delta_2$, де δ_1 - товщина зміщення, а δ_2 - товщина імпульсу. Зменшення повноти профілю означає, що площа під профілем стає меншою, а коефіцієнт форми зростає. Це пояснюється тим, що біля стіни найвища концентрація наночастинок. Отже, в районі стінки відбувається сильне гасіння турбулентних пульсацій, що призводить до зменшення повноти профілю температури у цій області.

Система диференціальних рівнянь для дослідження тепло-масо обміну в граничному шарі з турбулентною течією має наступний вигляд

$$\begin{aligned}
 \text{PeRC}(\varphi) \left(\bar{u} \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \text{Re} + \bar{v} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right) &= K(\varphi) \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + \frac{\partial \bar{a}_t}{\partial \eta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + \bar{a}_t \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \\
 &+ \frac{\bar{\rho}c}{\text{Le}} \left((1 + \bar{D}_{Br}) \frac{\partial \theta}{\partial \eta} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} + D(1 + \bar{D}_{Tr}) \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)^2 \right), \quad (20) \\
 &\text{Pe} \left(\bar{u} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \text{Re} + \bar{v} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} \right) \\
 &= \frac{1}{\text{Le}} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} + \frac{\partial \bar{D}_{Br}}{\partial \eta} \frac{\partial \varphi}{\partial \eta} + \bar{D}_{Br} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \eta^2} + D \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + \frac{\partial \bar{D}_{Tr}}{\partial \eta} \frac{\partial \theta}{\partial \eta} + \bar{D}_{Tr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \right) \right) \quad (21)
 \end{aligned}$$

Залежності відносного числа Нуссельта від об'ємної частки наночастинок в турбулентному потоці нанорідини при $\text{Pr} = 10$, $\text{Sc} = \text{Sc}_T = 10000$, $\text{Pr}_t = \text{Sc}_{Br} = \text{Sc}_{Tr} = 1$, $D = 0.05$, $\rho_p/\rho_f = 3.98195$ і $\rho_p c_p/\rho_f c_f = 0.728$. представлені на рис. 13. Значення відносного числа Нуссельта, які були отримані експериментальним шляхом, зображені хрестиком на рис. 13. Відносні числа Нуссельта, отримані експериментальним шляхом, відображають більшу інтенсивність теплообміну нанорідин на стінці каналу в порівнянні з отриманими нами результатами. Залежність відносного числа Нуссельта від об'ємної частки наночастинок φ_∞ носить нелінійних характер.

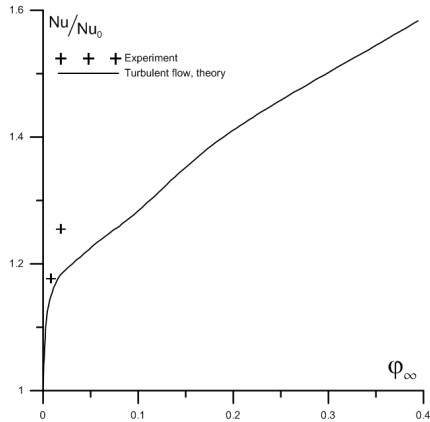


Рис. 13. Залежності відносного числа Нуссельта від об'ємної частки наночастинок в турбулентному потоці нанорідини поза межами граничного шару

ВИСНОВКИ

1. Розроблено стохастичний метод дослідження теплообміну в мікроканалі та межовому шарі при наявності наночастинок на базі методу Монте-Карло. Запропонований алгоритм може застосовуватися як для однорідної рідини, так і нанорідин. Проведено комп'ютерне дослідження теплообміну нанорідини в плоскому мікроканалі та в межовому шарі.

2. Результати моделювання змішаної конвекції в мікроканалах показали хорошу узгодженість результатів, отриманих на основі методу ґрат Больцмана та аналітичних розрахунків, що дає можливість застосовувати метод ґрат Больцмана для моделювання гідродинаміки і теплообміну в об'єктах з складної геометрією.

3. Розрахунки для змішаної конвекції показали:

- В той час як зміна значень числа Релея приводить до зміни характеристик потоку в центральній частині каналу, зміна значень числа Кнудсена в першу чергу впливає на зміни характеристик в пристіночній області.

- Варіація значень числа Прандтля практично не впливає на профілі швидкості для всіх значень числа Релея та Кнудсена.

- Загалом, збільшення числа Кнудсена зменшує швидкість теплопередачі, через утворення скачка швидкості і температури на стінці каналу. Ця тенденція порушується при відносно високих значеннях чисел Прандтля та Релея (для плоского $Pr = 10$ і $Ra = 100$; для циліндричного $Pr = 10$ і $Ra = 200$).

- Форма поперечного перерізу мікроканалу значно впливає на швидкість теплопередачі для випадку змішаної конвекції за відсутності ефектів проковзування. Якщо ефекти проковзування присутні, форма поперечного перерізу каналу

практично не впливає на теплопередачу за відсутності природної конвекції при $Ra = 0$.

4. Результати досліджень відцентрової нестійкості нанорідин продемонстрували сильну залежність умов нестійкості від форми профілів температури та концентрації наночастинок. Зокрема:

- Стійкість потоку зменшується зі збільшенням відносної щільності наночастинок, яка може бути віднесена до додаткових збурень, які наночастинок вводять в потік.

- Вплив числа Прандтля на відцентрову нестійкість в криволінійному каналі проявляється по-різному для випадків стійких (температура внутрішньої стінки більша температури зовнішньої стінки) і нестійких (температура внутрішньої стінки менша температури зовнішньої стінки) температурних градієнтів. При від'ємному температурному градієнті критичне число Тейлора збільшується зі збільшенням числа Прандтля, тобто потік стає більш стійким. У разі додатних температурних градієнтів, збільшення числа Прандтля призводить до втрати стійкості течії.

- Більш високі значення числа Шмідта викликають зниження стабільності потоку і для позитивних і негативних температурних градієнтів.

- При від'ємних (стабільних) температурних градієнтах, критичне число Діна зростає із зростанням числа Прандтля, тобто стійкість потоку зростає. При додатному градієнті температури спостерігається зворотна тенденція.

5. Моделювання повністю розвинутого турбулентного потоку в мікроканалі, що обертається показало:

- Збільшення сили Кориоліса (тобто кутової швидкості) призводить до зменшення поздовжньої компоненти швидкості потоку в центральній частині каналу, що призводить до появи вторинних зворотних течій, що характеризується від'ємним значеннями швидкості потоку.

- Швидкість зростання гідравлічного опору з ростом швидкості обертання залежить від значень числа Кнудсена. Зі збільшенням значення числа Кнудсена швидкість зростання гідравлічного опору зменшується, що обумовлено зменшенням взаємодії між потоком і стінками каналу.

6. Розрахунки методом Монте-Карло показали, що додавання незначної кількості наночастинок в рідину призводить до збільшення теплообміну (при об'ємній частці наночастинок 0,05 тепловіддача збільшується на 10%). В ламінарному потоці тепловіддача збільшується за лінійним законом від об'ємної частки наночастинок. Залежність відносного числа Нуссельта від безрозмірного коефіцієнта теплопровідності є нелінійною за характером, тобто зі зростанням теплопровідності нанорідин швидкість збільшення тепловіддачі зменшується.

7. Залежності відносного числа Нуссельта від об'ємної частки наночастинок в турбулентному потоці нанорідини носить нелінійний характер. Вплив значень чисел Шмідта, Льюїса, Рейнольдса та Прандтля на зміну відносного коефіцієнта тепловіддачі незначний.

СПИСОК ОПУБЛІКОВАНИХ ПРАЦЬ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Перелік публікацій:

Наукові праці, в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:

1. Авраменко, А. О., Тирінов, А. І., Дмитренко, Н. П., & Кравчук, О. В. (2016). Застосування методу ґраток Больцмана до аналізу течії нанорідини в каналі між коаксіальними циліндрами. *Промышленная теплотехника*, 38(3), с. 3-9. doi: <https://doi.org/10.31472/ihe.3.2016.01> [фахове видання]. (Автором апробовано метод ґраток Больцмана до аналізу течії нанорідини в каналі між коаксіальними циліндрами).
2. Авраменко, А. А., Ковецкая, М. М., Ковецкая, Ю. Ю., Кравчук, А. В., & Олейник, Л. В. (2016). Теплообмен при течении воды сверхкритического давления в тепловыделяющей сборке в нестационарных режимах. *Промышленная теплотехника*, 38(3), с. 59-68. doi: [doi: https://doi.org/10.31472/ihe.5.2016.06](https://doi.org/10.31472/ihe.5.2016.06) [фахове видання]. (Автором взято участь в чисельному моделюванні теплообміну при плинні воді надкритичного тиску в семистрижневій тепловідляючій збірці).
3. Авраменко, А. О., Тирінов, А. І., Дмитренко, Н. П., & Кравчук, О. В. (2016). Динаміка розгінної течії в мікроциліндрі, що починає раптово обертатися. *Промышленная теплотехника*, 38(6), с. 14-20. doi: <https://doi.org/10.31472/ihe.6.2016.02> [фахове видання]. (Автором взято участь в теоретичному дослідженні розгінної течії нестисливої рідини з раптовим початком обертання мікроциліндра).
4. Кравчук, А. В. (2016). Монте-Карло моделирование теплообмена наножидкости в канале. *Промышленная теплотехника*, 38(6), с. 21-29. doi: <https://doi.org/10.31472/ihe.6.2016.03> [фахове видання].
5. Авраменко, А. О., Тирінов, А. І., Дмитренко, Н. П., & Кравчук, О. В. (2016). Застосування методу ґраток Больцмана до аналізу течії нанорідини в каналі між коаксіальними циліндрами. *Промышленная теплотехника*, 38(3), с. 3-9. doi: <https://doi.org/10.31472/ihe.3.2016.01> [фахове видання]. (Автором взято участь в дослідженні потоку Тейлора-Куетта нанорідин в криволінійному каналі).
6. Avramenko, A. A., Tyrinov, A. I., Shevchuk, I. V., Dmitrenko, N. P., Kravchuk, A. V., & Shevchuk, V. I. (2017). Mixed convection in a vertical flat microchannel. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 106, 1164-1173 [міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Автором взято участь в чисельному моделюванні змішаної конвекції в вертикальному пласкому мікроканалі).
7. Avramenko, A. A., Tyrinov, A. I., Shevchuk, I. V., Dmitrenko, N. P., Kravchuk, A. V., & Shevchuk, V. I. (2017). Mixed convection in a vertical circular microchannel. *International Journal of Thermal Sciences*, 121, 1-12 [міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Автором взято участь в чисельному моделюванні змішаної конвекції в вертикальному циліндричному мікроканалі).
8. Кравчук, А. В., & Авраменко, А. А. (2017). Применение метода Монте-Карло к решению задачи теплообмена в наножидкостях. *Инженерно-физический*

журнал, 90(5), 1167-1174 [фахове видання]. (Автором запропоновано та апробовано методику дослідження теплообміну в нанорідинах).

9. Kravchuk, A. V., & Avramenko, A. A. (2017). Application of the Monte Carlo Method to the Solution of Heat Transfer Problem in Nanofluids. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 90(5), 1107-1114 [міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Автором запропоновано та апробовано методику дослідження теплообміну в нанорідинах).

10. Avramenko, A. A., Shevchuk, I. V., Kravchuk, A. V., Tyrinov, A. I., & Shevchuk, V. I. (2018). Application of renormalization group analysis to two-phase turbulent flows with solid dust particles. *Journal of Mathematical Physics*, 59(7), 073101 [міжнародні наукометричні бази: Web of Science]. (Автором взято участь в аналітичних розрахунках).

11. Avramenko, A. A., Dmitrenko, N. P., Kravchuk, A. B., Kovetskaya, Y. Y., & Tyrinov, A. I. (2018). Hydrodynamics of a Nonstationary Flow in a Microcylinder Beginning Sudden Rotation. *Journal of Engineering Physics and Thermophysics*, 91(6), 1452-1461 [міжнародні наукометричні бази: Scopus]. (Автором взято участь в теоретичному дослідженні прискорення потоку рідини в мікроциліндрі, що починає раптово обертатися).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

12. Кравчук А.В. (2017) Монте–Карло моделирование теплообмена наножидкости в канале. *Тези доповідей X міжнародної конференція «Проблеми теплофізики та теплоенергетики».*(с. 53). Київ, 23 – 26 травня.

13. Кравчук А.В. (2017) Монте–Карло моделирование теплообмена наножидкости в канале. *Тези доповідей міжнародної науково-практична конференція «Сучасні проблеми фізико-математичної освіти і науки».* (с 256). Київ, 25 – 26 травня.

Наукові праці, які додатково відображають наукові результати дисертації:

14. Авраменко, А. А., Ковецкая, М. М., Кравчук, А. В., & Ковецкая, Ю. Ю. (2016). Перспективные исследования инновационных технологий ядерных энергетических установок. *Промышленная теплотехника*, 38(4), с. 47-62.

15. Авраменко, А. А., Тыринов, А. И., Дмитренко, Н. П., & Кравчук, А. В. (2016). Влияние ионов примеси на количество водородных связей. *Промышленная теплотехника*, 38(2), с. 20-25.

16. Авраменко, А. А., Ковецкая, М. М., Кравчук, А. В., & Ковецкая, Ю. Ю. (2016). Теплофизические исследования для оценки безопасности перспективных ядерных энергетических установок. *Ядерная та радіаційна безпека*, № 2, с. 14-19.

17. Ковецкая М. М., Кондратьева Е. А., Ковецкая Ю. Ю., Кравчук А. В., Скицько А. И., Сорокина Т. В. (2016). Режимы ухудшенного теплообмена при течении воды сверхкритического давления в каналах с пучками стержней. *Ядерная энергетика та довілля*, с. 201626.

АНОТАЦІЯ

Кравчук О.В. Тепломасообмін та гідродинаміка однорідних та нанорідин в мікроканалах різної конфігурації – На правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.14.06 – технічна теплофізика та промислова теплоенергетика. – Інститут технічної теплофізики Національна академія наук України. Київ, 2019.

Дисертація присвячена дослідженню мікропроцесів тепломасообміну та гідродинаміки однорідних та нано-рідин в мікроканалах різної конфігурації. В роботі описано розроблений нами стохастичний метод дослідження теплообміну в мікроканалі та межовому шарі при наявності наночасток на базі методу Монте-Карло. Проведено комп'ютерне дослідження теплообміну нанорідини в пласкому мікроканалі та в межовому шарі. Розрахунки методом Монте-Карло показали, що зі збільшенням поздовжньої координати вирівнюється профіль температури і концентрації. При збільшенні об'ємної долі наночастинок на вході каналу спостерігається лінійний ріст, але нелінійний ріст спостерігається зі збільшенням теплопровідності нанорідин. І нелінійне падіння спостерігається зі збільшенням числа Прандтля, оскільки збільшується в'язкість. Основний результат, який було отримано за допомогою методу Монте-Карло, свідчить про те, що додавання незначної кількості наночастинок в рідину призводить до збільшення теплообміну (при об'ємній частці наночасток 0,05 тепловіддача збільшується на 10%). Аналогічні ефекти спостерігаються як для плаского мікроканалу так и для межового шару.

Досліджено гідродинаміку та теплообмін при змішаній конвекції в вертикальному пласкому і циліндричному мікроканалах за допомогою методу ґрат Больцмана, а також проведено порівняння з аналітичними розрахунками. Зміна значень числа Релея приводить до зміни характеристик потоку в центральній частині каналу, зміна значень числа Кнудсена в першу чергу впливає на зміни характеристик в пристіночній області. При великих значеннях Прандтля висока швидкість потоку. При таких параметрах зникає стрибок температури, і ефект проковзування не працює, що приводить до збільшення значення числа Нуссельта.

Проведено комп'ютерні експерименти з дослідження відцентрової нестійкості нанорідин з радіальною температурою та неоднорідністю концентрації. Досліджено турбулентний нестисливий потік в пласкому мікроканалі, що обертається. Збільшення сили Коріоліса призводить до появи зворотних потоків, які призводять до появи нестійкості. Зі збільшенням кутової швидкості обертання спостерігається зростання гідравлічного опору, але чим більше значення Кнудсена тим ріст гідравлічного опору зменшується через ефект проковзування. Результати роботи можна застосовувати для вибору режиму роботи різних мікроприладів, наприклад: датчиків, двигунів, насосів, турбін, каналів та клапанів.

Ключові слова: *однорідна рідина, нанорідина, стохастичні методи моделювання, метод Монте-Карло, метод ґрат Больцмана, ренормалізаційно-груповий аналіз, тепломасообмін та гідродинаміка.*

SUMMARY

Kravchuk O.V. Heat-mass transfer and hydrodynamics of homogeneous and nano-fluids in microchannels of various configurations - On the rights of the manuscript.

Dissertation for candidate of technical sciences scientific degree, specialty 05.14.06 – Technical thermal physics and industrial heat power engineering (144 – Power engineering). Institute of Engineering Thermophysics of the National Academy of Sciences of Ukraine. Kiev. 2019.

The dissertation is devoted to the research of microprocesses of heat and mass transfer and hydrodynamics of homogeneous liquids and nanofluids in channels of different geometry. In this paper, we describe the stochastic method of studying the heat transfer in the microchannel and the boundary layer in the presence of nanoparticles based on the Monte Carlo method. Computer-aided research of heat transfer of nanofluids in a planar microchannel and in a boundary layer was carried out. Monte Carlo calculations have shown that with the increase of the longitudinal coordinate, the profile of temperature and concentration is aligned. When increasing the volume fraction of nanoparticles at the channel entrance, linear growth is observed, but nonlinear growth is observed with an increase in the thermal conductivity of nanofluids. And a nonlinear drop is observed with the increase in the Prandtl number, as the viscosity increases. The main result obtained with the Monte Carlo method is that the addition of a small amount of nanoparticles to the fluid leads to an increase in heat transfer (with 0.05 volume fraction of nanoparticles heat transfer is increased by 10%). Similar effects are observed for both the flat microchannel and the boundary layer.

Hydrodynamics and heat exchange under mixed convection in vertical planar and cylindrical microchannels using Lattice Boltzmann method have been investigated, as well as a comparison with analytical calculations. Changing the values of the Rayleigh number leads to a change in the characteristics of the flow in the central part of the channel, the change in the values of the Knudsen number primarily affects the changes in characteristics in the wall area. At high Prandtl values, high flow rate. With such parameters, the temperature jump disappears, and the slip effect does not work, which results in an increase in the value of the Nusselt number.

Computer experiments were conducted to investigate the centrifugal instability of nanofluids with radial temperature and heterogeneity of concentration. The turbulent incompressible flow in a planar rotating microchannel is investigated. Increasing the Coriolis force leads to the appearance of reverse flows that lead to instability. With an increase in the angular speed of rotation, the growth of hydraulic resistance is observed, but the greater the value of Knudsen, the growth of hydraulic resistance decreases due to the effect of slipping. The results of the work can be used to select the mode of operation of various micro devices, such as: sensors, motors, pumps, turbines, ducts and valves.

Key words: *homogeneous fluid, nanofluids, stochastic modeling methods, Monte Carlo method, Boltzmann lattice method, renormalization-group analysis, heat transfer and hydrodynamics.*