

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Філонов Владислав Віталійович

УДК 621.039.524.44

ДИСЕРТАЦІЯ
ПРОГНОЗУВАННЯ РЕЖИМІВ ПОГІРШЕНОГО ТЕПЛООБМІНУ В
ПЕРСПЕКТИВНИХ РЕАКТОРАХ ІV ПОКОЛІННЯ З НАДКРИТИЧНИМИ
ПАРАМЕТРАМИ ТЕПЛОНОСІЯ

143 – Атомна енергетика

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____/Філонов В.В./

Науковий керівник Письменний Євген Миколайович, д.т.н., професор

Київ – 2023

АНОТАЦІЯ

Філонов В.В. Прогнозування режимів погіршеного теплообміну в перспективних реакторах IV покоління з надкритичними параметрами теплоносія. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 143 - Атомна енергетика. – Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського» МОН України, Київ, 2023.

Дисертаційна робота присвячена розробці на основі експериментальних даних спеціальних процедур та інструментів для оцінки режимів погіршеного теплообміну в активній зоні перспективних реакторів IV покоління – водяних реакторів з надкритичними параметрами теплоносія.

У вступі обґрунтовано актуальність розробки спеціальних процедур, подано загальну характеристику роботи, сформульована її мета, основні задачі, об'єкт та предмет досліджень, наведена наукова новизна та практична цінність отриманих результатів, представлено інформацію про особистий внесок здобувача та апробацію роботи, її структуру та обсяг.

У першому розділі приведений критичний огляд сучасного стану досліджень теплообміну при надкритичних параметрах стану теплоносія. Розглянуті основні фізичні аспекти погіршення теплообміну, а також складність структурних досліджень течії. Розглядаються сучасні напрацювання з використання DNS методів. Наведений сучасний стан застосування методів обчислювальної гідродинаміки (CFD) для прогнозування нелінійних задач теплообміну при надкритичних параметрах, а також проблеми відокремлення феномену погіршення тепловіддачі від умов ядерного обігріву у контексті перспективних активних зон. На основі літературного огляду сформульовано мету та завдання дослідження.

Другий розділ присвячений адаптації методу передаточної матриці (TMM) для аналізу нелінійних термо-гідравлічних процесів при надкритичних параметрах теплоносія. Сформовані базові принципи лінеаризації та чисельного розв'язання вихідної системи рівнянь. Запропонований метод фактично знімає обмеження на вид

кореляцій для чисел Ейлера та Нусельта і має покращену стабільність як при застосуванні неявних кореляцій так і при перехідному процесі. Розроблений метод може інтерпретуватися як основа сучасних теплогідравлічних кодів для обґрунтування безпеки перспективних реакторних установок.

Третій розділ присвячений розширенню можливостей методів одновимірної теплогідравліки, які детально описані у другому розділі, шляхом введення диференційних функцій для визначення процесів інтенсивності дисипації та теплообміну. Здійснено логічний перехід від управляючих рівнянь одновимірного підходу до двовимірної осесиметричної постановки у вигляді моделі «вузького каналу». Запропонований альтернативний вигляд для функціональної залежності дотичних напружень, що дозволило підвищити стабільність методу. Завдяки застосуванню понять «базової» та «коригуючої величини, які введені у другому розділі, для отриманої системи вдалося побудувати розв’язок у вигляді суми ряду, коефіцієнти розкладу якого визначаються за допомогою ефективної чисельної процедури. Наведені результати валідації свідчать, що запропонований підхід дозволяє прогнозувати особливості структури течії при погіршеному теплообміні, при значному скороченні розрахункових ресурсів у порівнянні з CFD. Особливістю підходу є те, що він аналогічно і до ТММ дозволяє зняти практично всі обмеження на вигляд та структуру функціональних залежностей для турбулентних характеристик, та дозволяє оперувати як з локальними параметрами так і з середньомасовими характеристиками.

Четвертий розділ присвячений проблемі адаптації існуючого універсального чи спеціалізованого інструментарію теплогідравлічного аналізу для нелінійних задач теплообміну при надкритичних параметрах теплоносія при погіршенні тепловіддачі. Розглянуті складності прогнозу нелінійного теплообміну при надкритичних параметрах інженерними методами розрахункової гідродинаміки. Запропоновано простий спосіб адаптації двозонної температурної пристінкової функції Кадера на основі існуючих зондових досліджень для двоокису вуглецю. Обговорюється проблема імплементації в універсальні пакети обчислювальної гідродинаміки CFD, яка базується на способі вибору опорної координати

пристінкової зони для визначення динамічної швидкості та безрозмірної температури. На прикладі ANSYS CFX показаний один із способів створення спеціальної користувальницької процедури, яка має покращену тенденцію щодо прогнозу аксіального профілю температури при погіршеному теплообміні. У розділі проведено калібрування та валідацію отриманих результатів на основі експериментальних досліджень для вертикальних труб та стержневих збірок імітаторів твел. Також обговорюються особливості запропонованої імплементації, та сформовані рекомендації для застосування та подальшого удосконалення інженерних підходів для прогнозування погіршення теплообміну при надкритичних параметрах теплоносія.

П'ятий розділ присвячений розробці спеціального інструментарію для прогнозу режимів теплообміну з надкритичними параметрами теплоносія в умовах ядерного обігріву. Для цього було виконано спряження теплогідравлічної частини, яка описана у розділі 2 та 3, за рахунок сполучення поля тиску та введення інтегральних характеристик потоку з нейтронофізичною задачею. Розроблений спеціальний інтерфейс спряження із зональною моделлю тепловиділяючого елемента (твел), в якій джерело енерговиділення є результатом розв'язку нейтронофізичної задачі при наперед заданих умовах критичності системи. З метою оптимізації спряжених розрахунків сформовані параметричні профілі енерговиділення, які отримані за допомогою MCNP4C, які сполучаються із чарунковим кодом WIMS5b. У розділі розглянуті особливості прогнозу режимів теплообміну в умовах ядерного обігріву, а також вплив форми погіршеного теплообміну на критичність системи.

У шостому розділі наведені результати оцінки стаціонарного стану перспективного реактора ECC-SMART із застосуванням підходів, які описані у розділах 2-5. Побудована еквівалентна теплогідравлічна схема для попередньої оцінки енерговиділення в тепловиділяючих збірках (ТВЗ). Розглянуті питання імплементації коефіцієнтів переносу та енерговиділення в пристінковій зоні на основі спеціальної пристінкової функції (розділ 4) та оцінок спряженого коду (розділ 5). Застосовані методи дозволили в десятки разів скоротити дискретизацію повної

CFD моделі перспективного реактора, де проточна частина активної зони виконана досить точно.

Наукова новизна одержаних результатів. В роботі наведені результати, які отримані вперше, а саме:

- Побудована адаптація методу передаточної матриці для задач неізотермічної теплогідравліки при екстремально-нелінійній поведінці теплофізичних властивостей теплоносія. На основі введених понять «базової» та «коригуючої» змінних побудовані аналітичні функції елемента, які дають можливість отримати точний розв'язок для абстрактних величин.

- Запропоновано спосіб сумісного розв'язання диференціальних та трансцендентних рівнянь, які дозволяють підвищити надійність розрахунків режимів нелінійного теплообміну із застосуванням неявних, неоднозначних кореляцій.

- Адаптовано надійні методи, які побудовані для одновимірної теплогідравліки, для двовимірної постановки у наближенні «вузького каналу» із застосуванням модифікованого визначення турбулентного переносу, яка базується на нелінійній алгебраїчній моделі турбулентності. На основі диференціальних функцій інтенсивності дисипації енергії та теплообміну, а також поля тиску побудоване 1D-2D спряження запропонованих методів, що дозволило отримати підхід, який вміщає в собі переваги системних кодів та CFD, оскільки дозволяє оперувати як з локальними, так і з інтегральними характеристиками потоку.

- Запропонована проста адаптація двозонної температурної пристінкової функції, показано особливості її імплементації в пакети обчислювальної гідродинаміки. Наведені результати її застосування для прогнозування режимів погіршеного теплообміну.

- На основі розробленої спеціальної процедури спряження теплогідравлічної та нейтронофізичної задачі виконана оцінка впливу погіршеного теплообміну на критичність системи, що дозволило судити про особливості переходу через критичну температуру в умовах ядерного обігріву. Побудовані

параметричні функції профілів енерговиділення, які є характерними для теплообміну при надкритичних параметрах в умовах ядерного обігріву.

Ключові слова: теплообмін, гідродинаміка, турбулентний потік, турбулентна в'язкість, надкритичні параметри, погіршений теплообмін, псевдо-фазовий перехід, поле швидкості, тертя, гідравлічний опір, підйомна сила, температура, температурне поле, аналітичний розв'язок, чисельний експеримент, системний аналіз, CFD, ТММ, пограничний шар, активна зона, надійність, число Рейнольдса, число Нуссельта.

ABSTRACT

Filonov V.V. Prediction of the regimes with deteriorated heat transfer in perspective IV generation reactors with supercritical coolant parameters - Qualification scientific study on the rights of manuscript.

Dissertation for the degree of Doctor of Philosophy of 143 «Nuclear power engineering» specialty. – National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, Education and science ministry of Ukraine, Kyiv, 2023.

The dissertation work is devoted to the development of special procedures and tools for deterioration heat transfer modes assessment in the core of advanced generation IV reactors based on experimental data.

Foreword represents the substantiated relevance of the special procedures development. The general characteristics of the work are given. Its purpose, main objectives, object and subject of research also are formulated. The study scientific originality and practical value of the results obtained are shown. The thesis structure and scope of the work, information on the personal contribution of the applicant and the work approbation are represented.

At first chapter a critical review of the current state of research on heat transfer at supercritical coolant parameters is given. The main physical aspects of heat transfer deterioration, as well as the complexity of structural flow evaluation are considered. Modern practices in the use of DNS methods are considered. The current state of the

application of CFD for the prediction of nonlinear heat transfer problems at supercritical parameters furthermore, the problem of separating the phenomenon from the conditions of nuclear heating in the context of advanced reactor cores are represented. The aim and objectives of the study are formulated based on the literature review.

The second chapter is devoted to the adaptation of the transfer matrix method (TMM) for the analysis of nonlinear thermo-hydraulic processes for the coolant at supercritical parameters. The basic principles of linearization and numerical solution of the initial system of equations are devised. The proposed method actually removes the restrictions on the type of correlations for the Euler and Nusselt numbers and has improved stability both when using implicit correlations and during the transient process. The developed method can be interpreted as the basis of modern codes of thermal hydraulics.

The third chapter is assigned to extend the capabilities of the one-dimensional thermal hydraulics methods, which are described in detail in the second section by introducing differential functions for determining the processes of dissipation intensity and heat transfer. There is a logical transition from the governing equations of the one-dimensional approach to a two-dimensional axisymmetric formulation in the form of a "narrow channel" model. An alternative form for the functional dependence of tangential stresses is proposed, which allows increasing the stability of the method.

Due to the application of the concepts of "base" and "correcting value", which were introduced in the second section, it was possible to construct a solution for the obtained system in the sum of a series, the decomposition coefficients of which are determined by an effective numerical procedure. The presented validation results show that the proposed approach allows predicting the features of the flow structure under the deteriorated heat transfer, with a significant reduction in computational resources compared to CFD. Approach features is that it, similarly to TMM, allows to remove almost all restrictions on functional dependences for turbulent characteristics, and allows to operate both with local parameters and with average mass characteristics.

Fourth chapter represents the problem of adaptation of existing universal or specialized tools of thermal-hydraulic analysis for nonlinear problems of heat transfer at supercritical parameters of the coolant with deterioration of heat transfer. The prediction

difficulties of nonlinear heat transfer at supercritical parameters by engineering methods of computational fluid dynamics are considered.

A simple method of adaptation of the two-zone wall temperature Kader function based on existing probe studies for carbon dioxide is proposed. The problem of implementation in universal CFD computational fluid dynamics packages is discussed, which is based on the method of choosing the wall zone reference coordinate for determining the dynamic velocity and dimensionless temperature. The example of ANSYS CFX shows one of the ways to create a special user procedure, which has an improved tendency to predict the axial temperature profile of the deteriorated heat transfer. In this section, the calibration and validation of the obtained results based on experimental studies for vertical tubes and rod assemblies of fuel element simulators is carried out. The peculiarities of the proposed implementation are also discussed, and recommendations for the application and further improvement of engineering approaches for predicting the deterioration of heat transfer at supercritical parameters of the coolant are formed.

Fifth chapter allocated to the development of special tools for prediction of heat transfer modes with supercritical parameters under nuclear heating conditions. For this purpose, the coupling of the thermohydraulic part described in Sections 2 and 3 was performed by combining the pressure field and setting the integral flow characteristics with the neutron-physical problem.

A special interface was developed for coupling with the zonal model of the fuel element, in which the source of energy release is the result of solving the neutron-physical problem under predetermined conditions of criticality of the system. In order to optimize the coupled calculations, parametric profiles of energy release were formed using MCNP4C and connected with the WIMS5b cell code. In this section, the peculiarities of the heat transfer modes penetration under nuclear heating conditions are considered, as well as the influence of the deteriorated heat transfer form on the criticality of the system.

Sixth chapter represents the results of steady-state assessment of the advanced ECC-SMART reactor using the approaches described in Chapters 2-5. The equivalent thermal-hydraulic scheme for preliminary estimation of the turbulent Prandtl number and energy release in the fuel assembly are build. The issues of implementation of transfer

coefficients and energy release in the near-wall region based on a special near-wall function (Chapter 4) and conjugate code estimates (Chapter 5) are considered. The applied methods made it possible to reduce the discretization of the full CFD model of the advanced reactor by tens of times, where the reactor core flow part is performed quite accurately.

Scientific novelty of the obtained results. The thesis study represents the first obtained results, namely:

- The adaptation of the transfer matrix method for the problems of non-isothermal thermal hydraulics with extreme nonlinear behavior of thermal properties is performed. Based on the introduced concepts of "basic" and "correcting" variables, the analytical functions of the element are derived, which make it possible to obtain an exact solution for abstract quantities.

- A method of joint solution of differential and transcendental equations is proposed, which allows to increase the reliability of calculations of nonlinear heat transfer modes with the use of implicit, controversial correlations.

- Reliable methods constructed for one-dimensional thermal hydraulics are adapted for two-dimensional formulation in the "narrow channel" approximation using a modified definition of turbulent transport based on a nonlinear algebraic turbulence model. On the basis of differential intensity functions of energy dissipation, heat transfer and pressure field, a 1D-2D conjugation of the proposed methods is constructed. It allows to obtain an approach that combines the advantages of system codes and CFD, since it allows to operate with both local and integral characteristics of the flow.

- A simple adaptation of the two-zone wall temperature function is proposed, the features of its implementation in computational fluid dynamics packages are shown. The results of its application for predicting the modes of deteriorated heat transfer are presented.

- Based on the developed special coupling procedure of thermal-hydraulic and neutron-physical problems, the influence of the deteriorated heat transfer on the criticality of the system was assessed. This allowed to conclude about the peculiarities of the transition through the critical temperature under nuclear heating conditions. The parametric

functions of energy release profiles were constructed, which are typical for the heat transfer at supercritical parameters under nuclear heating conditions.

Key words: heat transfer, hydrodynamics, turbulent flow, turbulent viscosity, supercritical parameters, deteriorated heat transfer, pseudo-phase transition, velocity field, friction, hydraulic resistance, buoyancy force, temperature, temperature field, analytical solution, numerical experiment, system analysis, CFD, TMM, boundary layer, reactor core, safety, Reynolds number, Nusselt number.

Публікації, в яких опубліковані основні наукові та практичні результати дисертації:

1) Філонов В.В. Адаптація температурної пристінкової функції для розрахунку теплообміну при надкритичних параметрах теплоносія / Філонов В.В., Письменний Є.М., Разумовський В.Г. // Науковий журнал «Енергетика: економіка, технології, екологія». № 4. 2021. С. 44–53.

URL: <https://doi.org/10.20535/1813-5420.4.2021.257268>.

2) Dubyk Y. Deteriorated heat transfer influence on the stress-strain state of SMR SCWR fuel bundles / Dubyk Y., V. Filonov., O. Kovalenko, Y. Filonova // *ASME J of Nuclear Rad Sci.* Jul 2022. Volume 8(Issue 3): 031105 (8 pages)

URL: <https://doi.org/10.1115/1.4052590> (Q3, Scopus).

3) Filonov V.V. Transfer matrix method for analysis of thermohydraulic Characteristics of supercritical water using channel Approach / V. Filonov, Y. Filonova., Y. Dubyk., E. Pis'mennyi. // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* Volume 187, 15 May 2022. 122531 (14 pages)

<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122531> (Q1, Scopus).

Публікації які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

4) Філонов В. В. Вибір оптимальної двопараметричної моделі турбулентності для CFD аналізу теплообміну при надкритичних параметрах / В. В. Філонов, Є. М. Кондратюк В.А. // Матеріали XV МНПК молодих вчених і студентів. Київ. 2017. С. 43.

5) Razumovskiy V.G. Numerical Analysis of HTD and PD in 3-rod bundle & Benchmark. 3rd RCM on “Understanding and Prediction of Thermal-Hydraulics Phenomena Relevant to Supercritical Water-Cooled Reactors (SCWRs)” / Razumovskiy V.G., Pis'mennyi E.N., Yeryomenko V.K., Koloskov A.E., Filonov V.V. // University of Wisconsin – Madison, Wisconsin, US. 26-29 June 2017. P. 1-23.

6) Filonov V. On experimental investigation of heat transfer deterioration and hydraulic resistance in annular channel and SCWR 3 – rod bundle / V. Filonov, Y. Filonova, V. Razumovskiy, E. Pis'mennyi // Proceedings of the 26th International Conference on Nuclear Engineering ICONE26-81289. London, England. July 22-26. 2018. P.1–8.

7) Філонов В.В. On experimental and computational investigation of heat transfer deterioration and hydraulic resistance in annular channel and SCWR 3-rod bundle / В.В. Філонов, Є.М. Письменний // Матеріали II міжнародної наукової мультидисциплінарної конференції студентів та молодих учених “Modern Technologies: Improving the Present and Impacting the Future”. 2018. С.43

8) Філонов В. В. Применение связки MATLAB + FORTRAN для расширения расчетных возможностей ANSYS CFX / В.В. Філонов, О. В. Коваленко, Ю.С. Філонова // Тезисы VII МНПК "Компьютерная гидромеханика". 2020. С. 74-75.

9) Filonov V. Transfer Matrix Method for Analysis of Thermohydraulic Characteristics of Supercritical Water Using Channel Approach / V. Filonov, Y. Filonova, V. Razumovskiy, Y. Dubyk // International Symposium on SCWRs. Prague, Czech Republic. March 15-18. 2021. P. 1-14.

10) Філонов В. В. Проста адаптація "класичних" пристінкових функцій температури для розрахунку теплообміну при надкритичних параметрах/ В. В. Філонов, Є. М. Письменний Є.М. // Матеріали XIX МНПК молодих вчених і студентів. 2021. С. 86-87.

11) Filonov V. Concept of velocity and temperature fields comparison at heat transfer deterioration under water supercritical conditions / V. Filonov, Y. Filonova, V. Razumovskiy // 25 th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics. 2021. P. 481–482.

ЗМІСТ

АНОТАЦІЯ.....	2
ЗМІСТ.....	12
ПЕРЕЛІК ОСНОВНИХ УМОВНИХ ПОЗНАК ТА СКОРОЧЕНЬ.....	15
ВСТУП.....	20
РОЗДІЛ 1. СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ ТА МЕТОДИ ПРОГНОЗУВАННЯ	29
1.1 Експериментальні дослідження.....	30
1.2 Застосування прямого чисельного моделювання.....	46
1.3 Проблема узагальнення експериментальних досліджень.....	50
1.4 Сучасний досвід використання CFD методів.....	53
1.5 Проблема відокремлення феномену при розгляді перспективних реакторів.....	61
1.6 Висновки, мета та завдання дослідження.....	63
РОЗДІЛ 2. РОЗРОБКА МЕТОДУ ОДНОВИМІРНОЇ ТЕПЛОГІДРАВЛІКИ ПІДВИЩЕНОЇ СТАБІЛЬНОСТІ З УРАХУВАННЯМ ЕКСТРЕМАЛЬНО- НЕЛІНІЙНОЇ ПОВЕДІНКИ ТЕПЛОФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ.....	66
2.1 Загальний опис прийнятого формалізму та концепції адаптації.....	68
2.2 Опис чисельної процедури оцінки коефіцієнтів розкладу розв'язку.....	77
2.3 Верифікація розрахункової процедури.....	81
2.4 Демонстрація підвищеної стабільності при використанні неявних кореляцій	84
2.5 Аналіз допустимих комбінацій граничних умов (boundary value problem).....	90
2.6 Демонстрація підвищеної стабільності методу при перехідних процесах.....	93
2.7 Висновки до розділу.....	98
РОЗДІЛ 3. РОЗРОБКА НЕЛІНІЙНОГО ДИФЕРЕНЦІЙНОГО МЕТОДУ ПРОГНОЗУВАННЯ ІНТЕНСИВНОСТІ ТЕПЛООБМІНУ ТА ДИСИПАЦІЇ ЕНЕРГІЇ ПРИ НАДКРИТИЧНИХ ПАРАМЕТРАХ.....	100
3.1 Побудова диференційної функції дисипації та теплообміну.....	102

3.2 Побудова чисельного розв'язку	106
3.3 Замикаючі співвідношення для визначення турбулентних коефіцієнтів переносу	113
3.4 Валідація запропонованого методу	121
3.5 Висновки до розділу	135
РОЗДІЛ 4. АДАПТАЦІЯ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ПРИСТІНКОВОЇ ФУНКЦІЇ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ ПОГІРШЕНОГО ТЕПЛООБМІНУ	138
4.1 Адаптація «класичних» температурних пристінкових функцій	139
4.2 Особливості імплементації пристінкової функції	143
4.3 Застосування СПФ для розрахунку теплообміну при надкритичних параметрах у збірках імітаторів твел	150
4.4 Висновки до розділу	156
РОЗДІЛ 5. ОПИС СПЕЦІАЛЬНОГО КОДУ РОЗРАХУНКУ ТЕПЛОГІДРАВЛІЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ТЕПЛОГЕНЕРУЮЧОГО КАНАЛУ В УМОВАХ ЯДЕРНОГО ОБІГРІВУ	158
5.1 Зональна модель тепловиділяючого елемента	158
5.2 Оцінка впливу форми температурного розподілу стінки на розмножуючі властивості чарунки	164
5.3 Аналітична форма профілю енерговиділення при надкритичних параметрах теплоносія	169
5.4 Загальна концепція спряження та спосіб застосування	172
5.5 Висновки до розділу	175
РОЗДІЛ 6. ОЦІНКА НОМІНАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ СТАНУ ПЕРСПЕКТИВНОГО МОДУЛЬНОГО РЕАКТОРА ECC-SMART	176
6.1 Оцінка енерговиділення реактора ECC-SMART	178
6.2 Оцінка параметрів номінального стану ECC-SMART	186
6.3 Висновки до розділу	191
ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ	192
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	195

ДОДАТОК А. ФУНКЦІОНАЛЬНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ЛІНЕАРИЗОВАНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ ДЛЯ ТММ.....	210
ДОДАТОК Б. КАРТИ ЗАСТОСОВНОСТІ КОРЕЛЯЦІЙ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ ТЕПЛООБМІНУ ПРИ НАДКРИТИЧНИХ ПАРАМЕТРАХ.....	217
ДОДАТОК В. ОЦІНКА ВПЛИВУ ФОРМИ ПОГІРШЕНОГО ТЕПЛООБМІНУ НА НАПРУЖЕНИЙ СТАН ІМІТАТОРІВ ТВЕЛ	229
ДОДАТОК Г. ПРАКТИЧНЕ ЗАСТОСУВАННЯ РОЗРОБЛЕНИХ ПІДХОДІВ ТА РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ.....	238
ДОДАТОК Д. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ	240

ПЕРЕЛІК ОСНОВНИХ УМОВНИХ ПОЗНАК ТА СКОРОЧЕНЬ

Познаки:

c – теплоємність, Дж/(кг·К);

D, d – діаметр, м;

E – модуль Юнга, МПа;

f – функція, площа живого перерізу, м;

G – масова витрата, кг/с, масова швидкість

H, h – висота, м;

h – питома ентальпія, Дж/кг;

g – прискорення вільного падіння, м/с²;

L, l – довжина, м;

M – згинальний момент оболонки, Н;

N – нормальна сила оболонки, Н/мм; параметр коригування;

P – периметр;

P, p – тиск, Па;

Q – тепловий потік, Вт; дотична сила, Н/мм;

q – густина теплового потоку, Вт/м²;

R – термічний опір, К/Вт; середній радіус оболонки, мм;

r – теплота пароутворення, Дж/кг;

T, t – температура, К (°C); переміщення, мм;

T^+ - безрозмірна температура;

U^+ - безрозмірна швидкість;

u_τ – динамічна швидкість, м/с;

W, w - швидкість потоку, м/с; переміщення, мм

x, y – вісна та радіальна координати, м;

z, Z – аксіальна координата, м;

y^+ - безрозмірна відстань від стінки;

α – коефіцієнт теплообміну (тепловіддачі), Вт/(м²·К);

Δ – різниця;

δ - товщина, м;

Π – узагальнені змінні

ξ – коефіцієнт опору (тертя, прискорення);

$\varepsilon_t, \varepsilon_q$ – кінематичні коефіцієнти турбулентної в'язкості та переносу тепла, м²/с;

ε - швидкість дисипації енергії турбулентності, м²/с²;

ε – середні поверхневі деформації, повна питома енергія потоку Дж/м³;

ζ – коефіцієнт гідравлічного опору;

Π – узагальнююча теплогідравлічний параметр;

k - кінетична енергія турбулентності м²/с²;

λ – коефіцієнт теплопровідності, Вт/(м·К);

θ - азимутальна координата;

μ – коефіцієнт динамічної в'язкості, Па·с; коефіцієнт Пуассона;

ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості, м²/с;

ρ – густина, кг/м³;

σ – коефіцієнт поверхневого натягу, Н/м; мембранні напруження, МПа;

τ – час, с, дотичні напруження, Па;

χ – згинальні переміщення;

ω – питома швидкість дисипації енергії турбулентності, м²/с³;

Ω – периметр, м;

Eu – число Ейлера;

Gr – число Грасгофа;

Pr – число Прандтля;

Nu – число Нуссельта;

Re – число Рейнольда;

Індекси:

вих, out – вихід;
 вн – внутрішній;
 вх, in – вхід;
 еф – ефективний;
 ж, f – рідина;
 кр – критичний;
 КЛ- класичний
 ст, w – стінка;
 x – аксіальний напрямок;
 a – алгебраїчний;
 ad, 0, p - адіабатичні, ізотермічні та ізобарні умови, відповідно;
 b – граничний (boundary) рівень нормальної тепловіддачі;
 b – середньоентальпійний;
 base – «базова» величина;
 c, cr - розрахункове значення; критичні параметри;
 cor – «коригуюча» величина
 C&F – кореляція Chen & Fang;
 ef – ефективне значення;
 fr, ac - фрикційна та інерційна складові гідравлічного опору;
 global – глобальна матриця;
 h – обігрівна ділянка каналу, гідравлічний;
 in – на «вході»;
 itr – поточна ітерація;
 last – на минулому часовому кроці;
 local – локальна матриця;
 m – значення параметру при максимальній ізобарній теплоємності;
 max – максимальний;
 min – мінімальний;
 new – на наступній ітерації по простору;
 old – на минулій ітерації по простору;

р, ехр - розрахункове та експериментальне значення;
 R – кореляція Розумовського;
 real – поточне значення;
 ref – опорне значення;
 sign – збереження знаку;

Скорочення:

АЕС – атомна електрична станція;
 АкЗ – активна зона;
 АТГП – аномальні теплогідравлічні процеси;
 ВВЕР – водо-водяний енергетичний реактор;
 КТВ – коефіцієнт тепловіддачі;
 КТП – коефіцієнт теплопередавання;
 МАГАТЕ – Міжнародне агенство з атомної енергії;
 МКО – метод контрольного об'єму;
 МСЕ – метод скінчених елементів;
 НКП – надкритичні параметри;
 НКТ – надкритичний тиск;
 ОІВТ – об'єднаний інститут високих температур;
 ПТВ – погіршена тепловіддача;
 ПТО – погіршений теплообмін;
 РУ – реакторна установка;
 СБ – система безпеки;
 СЛАР – система лінійних алгебраїчних рівнянь;
 СО – система охолодження;
 СПФ – спеціальна пристінкова функція;
 СУЗ – система управління захистом;
 твел – тепловиділяючий елемент;
 ТВЗ – тепловидільна (паливна) збірка;

УПФ – універсальна пристінкова функція;

ЯЕУ – ядерна енергетична установка;

BVP – boundary value problem;

BWR – Boiling Water Reactor (реактор з киплячою водою);

CFD - Computational Fluid Dynamics (обчислювальна гідродинаміка);

DNS – Direct Numerical Simulation;

EVT – Eddy Viscosity Transport;

EVTE – Eddy Viscosity Transport Equation;

FSI – Fluid-Solid Interaction;

HE – Heat equation;

High-Re – high Reynolds number formulation;

HTC – Heat transfer coefficient;

ID – Inner diameter (внутрішній діаметр);

IVP – Initial Value Problem;

Low-Re – low Reynolds number formulation;

NIST – National Institute of Standards and Technology;

PWR – Pressurized Water Reactor (реактор з водою під високим тиском);

RANS - Reynolds Average Navie–Stokes (рівняння Нав'є-Стокса, осереднені по Рейнольдсу);

RNG - Renormalization Group (метод ренормалізаційних груп);

SCWR – Supercritical Water Reactor (реактор надкритичного тиску);

SMR – Small Modular Reactor;

SST–Shear Stress Transport (перенос дотичних напружень);

TE –Thermal equation;

TMM – Transfer Matrix Method;

ВСТУП

Актуальність теми. Реактори четвертого покоління представляють собою набір теоретичних конструкцій, які широко вивчаються різними науковими групами у передових країнах з ядерною промисловістю. Більшість з цих проєктів, за виключенням реактора БН-800, орієнтовно будуть доступні для енергетичного використання наприкінці 2030 років. Своє майбутнє атомна енергетика вбачає в шести революційних концептах, кожен з яких по-своєму зсуває парадигму атомної енергетики [1,2]. Одним із перспективних проєктів є реактори четвертого покоління з надкритичними параметрами теплоносія. В переважній більшості в якості теплоносія розглядається вода [3]. Такі концепти мають багато переваг, проте всі вони поки нівелюються двома проблемними задачами: матеріалознавства та теплообміну. Розв'язання першої потребує створення високотемпературних сталей [4,5], які витримуватимуть агресивне середовище води надкритичних переметів [6]. Теплофізична проблема має комплексний характер, рішення якої базується на натурному або прецизійному (DNS) дослідженні та створенні надійних інструментів прогнозування областей погіршеного теплообміну. На сьогоднішній день світове співтовариство має досить широку базу експериментальних даних, які в першому наближенні дають можливість кількісно оцінити вплив погіршення тепловіддачі на температурний режим гріючої стінки. Проте повноти та якості таких експериментів в порівнянні з первинною експериментальною базою реакторів другого покоління недостатньо для масштабування та переносу на реактори четвертого покоління. До того ж ці експериментальні дослідження не дають можливості всебічно оцінити причини феномену погіршення теплообміну. Лише завдяки унікальним зонovým дослідженням [7], а також аналізу модельних задач на основі DNS [8,9] вдалося виокремити основні фактори впливу на погіршення тепловіддачі, а також зміну структури потоку. До того ж специфіка використання теплоносіїв з надкритичними параметрами в перспективних активних зонах значно відрізняється від сучасних парових котлів НКТ. В першу чергу це пов'язано з зворотними зв'язками, які можуть

суттєво впливати на стаціонарне значення теплового потоку. Сучасні експериментальні дослідження не враховують ці зв'язки, а лише дають змогу аналізувати вплив профілю енерговиділення в збірках.

На відміну від парових котлів з надкритичними параметрами робочого тіла, розгляд погіршеного теплообміну, як відокремленого феномену є досить неочевидним підходом при обґрунтуванні концептів РУ з НКП. В межах зміни температури трубного дзеркала котла при погіршенні теплообміну, сумарний тепловий потік при складному теплообміні практично не змінюється. В реакторах ця залежність значно жорсткіша, а амплітуда зміни температури стінки може суттєво впливати на швидкість реакції ділення в паливі. Тобто зворотні зв'язки в принципі можуть слугувати «демпфером» при утворенні умов для погіршеного теплообміну. До того ж важливим є розуміння того, яким чином погіршений теплообмін впливає на конструкційну надійність перспективних ТВЗ. Всі ці аспекти є виключно специфікою атомної індустрії, тому феномен погіршеного теплообміну не може розглядатися лише з теплофізичної точки зору. Такі особливості потребують досить обережну інтерпретацію існуючих експериментальних досліджень у відношенні до перспективних реакторів, оскільки існуючі результати для погіршеного теплообміну отримані для постійного, температуро-незалежного теплового потоку. Вищезазначені особливості набувають ще більшу значимість для перспективних модульних реакторів SMR, в яких оперативний запас на реагування значно зменшується.

Саме тому набуває популярності створення спеціальних розрахункових моделей та адаптації існуючих кодів, які б дали можливість оцінювати стан перспективної активної зони у зв'язаній теплофізичній та нейтронофізичній постановці з урахуванням екстремально – нелінійної поведінки теплофізичних властивостей. Тут є декілька основних проблем. По-перше, це адаптація нодальних кодів, яка базується на імплементації неявної кореляції для числа Нусельта та Ейлера, а також для критичного теплового потоку. В цьому випадку складність визначається видом неявної кореляції, а також обмеженістю коду як з точки зору алгоритмів, а так і при визначенні теплофізичних властивостей. Досить часто не

вдається отримати навіть експериментальне значення точок, на яких була отримана узагальнююча залежність при використанні неявного чисельного методу. Тобто незначна похибка чисельної процедури коду може суттєво «підсилювати» похибку апроксимації експериментальних точок. По-друге, не існує єдиної точки зору на принципову придатність не тільки концепції вихрової в'язкості, але й RANS в цілому у випадку розрахункової гідродинаміки.

Актуальною науковою проблемою є створення нових або адаптація існуючих методів розрахункової гідродинаміки та теплообміну для покращеного прогнозування характеристик режиму погіршеного теплообміну в перспективній активній зоні на основі існуючих експериментальних досліджень. Важливою характеристикою таких методів повинна бути однозначність критерію безпечної експлуатації перспективної активної зони, а також консервативний спосіб оцінки, який застосовується контрольовано, тобто без «закриття» існуючої невизначеності.

Для України розробка власних моделей, програмних комплексів та підходів є чи не єдиною можливістю бути залученими до створення перспективних реакторів чи наукового прогресу в атомній енергетиці. Справа в тому, що незважаючи на досить потужну наукову школу та матеріальну базу (у тому числі дослідження), які були сфокусовані в Україні в кінці XX століття та на великий парк атомних енергоблоків, розробка власних програмних продуктів носить дуже епізодичний характер. Як правило, такі програмні продукти чи коди у реальному застосуванні не виходять за межі тієї організації, в якій вони розроблені. Таким чином, здебільшого українські спеціалісти залежать від імпорту кодів, нові версії яких не завжди доступні для спеціалізованих установ. Ті версії, що доступні для спеціалістів та експертів у галузі аналітичної підтримки АЕС не завжди можуть коректно описувати ті фізичні процеси, які є актуальними на сьогодні, не кажучи вже про проблеми перспективних реакторів. Із-за фактичної відсутності школи розробників спеціалізованих продуктів широкого застосування для атомної енергетики виникають дві проблеми. Перша з них – це складність формування експертної оцінки шляхом перевірки результатів обґрунтування принципово нової технології яка потенційно може бути впроваджена в Україні (проблема відсутності сучасного,

вітчизняного інструментарію). До сьогодні ця проблема частково вирішується завдяки зв'язкам окремих виконавців чи участі в міжнародних організаціях чи проєктах. Друга проблема притаманна спеціалізованим закладам у сфері освіти і пов'язана з тим, що викладачі в силу обмеженості досвіду вирішення передових проблем (які потребують не тільки аналізу розрахункових результатів, але й підтвердження їх на основі експериментів принаймні для основних феноменів) значно «розширюють» область застосування кодів. Це все проявляється в тому, що проводиться аналіз глибоких фізичних процесів на прикладі отриманих результатів тим кодом, який в принципі не здатний моделювати такі фізичні явища, а може лише використовувати узагальнення у вигляді емпіричних кореляцій для розрахунку інтегральних характеристик. Очевидно, що це породжує хибні уявлення і в принципі приводить до аналогічної ситуації, що сталася на початку XXI із CFD методами, коли стала поширюватися думка, що вони є альтернативою експерименту.

Дана дисертація має стратегічну мету стати однією з таких робіт, що стануть основою для розробки чи розширення можливостей вже існуючих програмних комплексів [10], які у майбутньому можуть бути корисними у вітчизняній інженерній практиці, та дадуть можливість вирішувати актуальні задачі з урахуванням світових трендів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами темами. Тематика дисертаційної роботи відповідає пріоритетному напрямку розвитку науки і техніки України. Окремі результати пов'язані з науково-дослідницькою роботою, що проводилася на кафедрі атомної енергетики КПІ ім. І. Сікорського: №2207, «Дослідження теплогідравлічних процесів в елементах систем тепловідведення для перспективних об'єктів атомної енергетики, реєстраційний номер 0221U107187, також в рамках Euratom Research and training programme 2019-2020, ECC-SMART (Grant Agreement No 945234), на базі ТОВ «ІПП-Центр».

Мета і завдання дослідження. Підвищення надійності прогнозування режимів погіршеного теплообміну аналітичними інструментами в зв'язаній тепло- та нейтронофізичній постановці для перспективних активних зон реакторів

четвертого покоління. Для досягнення цієї мети були поставлені та вирішені наступні задачі:

1. Узагальнити сучасний стан досліджень та проблематику обґрунтування безпеки реакторів четвертого покоління з надкритичними параметрами теплоносія в контексті інженерної практики.
2. Побудувати надійний чисельний алгоритм для розв'язання одновимірної системи гідродинамічних рівнянь з урахуванням екстремально-нелінійної поведінки теплофізичних властивостей для канального наближення з урахуванням можливості модельного розрахунку процесів інтенсивності дисипації та теплообміну, які базуються на фізичних процесах.
3. Адаптувати існуючі температурні пристінкові функції які враховують особливості середовища з надкритичними параметрами стану теплоносія в примежовому шарі.
4. Розробити спеціальні процедури для зв'язаного тепло- та нейтронофізичного аналізу стану перспективної активної зони з урахуванням просторових особливостей.
5. На основі розробленого інструментарію виконати оцінку теплогідродинамічного стану референтної конструкції перспективної активної зони при погіршенні тепловіддачі.
6. Проаналізувати вплив форми погіршеного теплообміну на характеристики елементарного тепловиділяючого каналу.

Об'єктом дослідження є процеси теплообміну та гідродинаміки в елементарних каналах та теплообмінних пучках при надкритичних параметрах теплоносія.

Предметом дослідження є закономірності гідродинамічних процесів при наявності екстремальної нелінійної залежності теплофізичних властивостей теплоносія та конкуренції сил біля стінки з урахуванням умов ядерного обігріву.

Методи дослідження. Аналіз гідродинамічних процесів здійснювався на основі методів розрахункової гідродинаміки та напівемпіричної теорії

турбулентності. Отримані результати зіставлялися з вітчизняними та зарубіжними експериментальними даними.

Наукова новизна одержаних результатів. В роботі наведені результати, які отримані вперше, а саме:

- побудована адаптація методу передаточної матриці для задач неізотермічної теплогідравліки при екстремально-нелінійній поведінці теплофізичних властивостей. На основі введених понять «базової» та «коригуючої» змінних побудовані аналітичні функції елементу, які дають можливість отримати точний розв'язок для абстрактних величин;

- запропоновано спосіб сумісного розв'язання диференціальних та трансцендентних рівнянь, які дозволяють підвищити надійність розрахунків режимів нелінійного теплообміну із застосуванням неявних, неоднозначних кореляцій;

- адаптовано надійні методи, які побудовані для одновимірної теплогідравліки, для двовимірної постановки у наближенні «вузького каналу» із застосуванням модифікованого визначення турбулентного переносу, яка базується на нелінійній алгебраїчній моделі турбулентності. На основі диференціальних функцій інтенсивності дисипації енергії та теплообміну, а також поля тиску побудоване 1D-2D спряження запропонованих методів, що дозволило отримати підхід, який вміщає в собі переваги системних кодів та CFD, оскільки дозволяє оперувати як з локальними, так і з інтегральними характеристиками потоку;

- запропонована проста адаптація двозонної температурної пристінкової функції, показано особливості її імплементації в пакети обчислювальної гідродинаміки. Наведені результати її застосування для прогнозування режимів погіршеного теплообміну;

- На основі розробленої спеціальної процедури спряження теплогідравлічної та нейтронофізичної задачі виконана оцінка впливу погіршеного теплообміну на критичність системи, що дозволило судити про особливості переходу через критичну температуру в умовах ядерного обігріву. Побудовані

параметричні функції профілів енерговиділення, які є характерними для теплообміну при надкритичних параметрах в умовах ядерного обігріву.

Практичне значення отриманих результатів. Отримані результати можуть бути використанні при проектуванні перспективних активних зон реакторів з надкритичними параметрами теплоносія. Наведені алгоритми та підходи можуть стати основою спеціалізованого коду, або ж бути доробком для адаптації існуючих кодів поліпшеної оцінки типу RELAP, або CFD методів для підвищення їх прогностичних можливостей та оптимізації розрахунків.

Особистий внесок здобувача. Дисертаційна робота виконана на кафедрі Атомної енергетики та на базі ТОВ «ІПП-Центр» - підприємства, яке спеціалізується на вирішенні науково-технічних проблем в енергетичній та газотранспортній галузях, та є розробником спеціалізованих методів та програмних продуктів. Підприємство ТОВ «ІПП-Центр» є одним із основних постачальників послуг для ДП НАЕК «Енергоатом» в області науково-технічної та інжинірингової підтримки АЕС України при перепризначенні термінів експлуатації та роботі енергоблоків АЕС у понадпроектні терміни. Робота виконана під науковим керівництвом д.т.н., проф. Письменного Є.М., який допомагав у виокремленні основних фізичних аспектів, які притаманні процесам, що розглядаються.

Особистий внесок здобувача полягає в:

- постановці мети та задачі дослідження, виокремленні проблематики розгляду погіршеного теплообміну в умовах перспективних активних зон;
- у підготовці бази даних по експериментальним дослідженням в яких особливу увагу приділено режимам з погіршеним теплообміном;
- в розробці та реалізації відповідних математичних підходів, які наведені у дисертації. Повна формалізація й автоматизація лінеаризації, та узагальнення її на будь яку систему диференціальних рівнянь;
- визначенні оптимальних форм та змінних, які суттєво поліпшують конвергентність та стабільність запропонованих підходів.
- розробці бібліотеки кореляцій для гідравлічного опору, коефіцієнту тепловіддачі, а також турбулентного числа Прандтля;

- автоматичній побудові карт застосовності експериментальних узагальнень для тепловіддачі;
- розробці та реалізації спеціальних поправок для температурної пристінкової функції;
- реалізації концепції параметричних функцій полів енерговиділення;
- розробці способу наскрізної ітерації для спряжених розрахунків із використанням одновимірної, двовимірної теплогідравліки за нейтронофізичною частиною;
- в підборі верифікаційних та валідаційних тестів;
- застосуванні підходів для оцінки номінальних параметрів стану перспективної активної зони з надкритичними параметрами теплоносія.

Апробація результатів дисертації. Основні результати роботи доповідалися на XV-й міжнародній науково-практичній конференції аспірантів, магістрантів, студентів "Сучасні проблеми наукового забезпечення енергетики" (Україна, м. Київ, квітень 2017), на конференції «Комп'ютерна гідромеханіка» (Україна, м. Київ, вересень 2020), на III та IV координаційних нарадах МАГATE «Understanding and Prediction of Thermal-Hydraulics Phenomena Relevant to Supercritical Water-Cooled Reactors (SCWRs)» (США, Вісконсін, м. Медісон, липень 2017 та Австрія, м. Відень, січень 2019), частина результатів доповідалася на 26 міжнародній конференції ICONE-26 (Великобританія, м. Лондон, липень 2018), на міжнародному симпозіумі по надкритичним реакторам ISSCWR-10 (Чехія, м. Прага), на міжнародній конференції механіки рідини ICTAM 2020+1 (Італія, м. Мілан).

Публікації. Основні результати дисертаційної роботи представлені у 11 публікаціях наукових робіт, серед яких: 2 статті у міжнародних журналах, які індексуються у наукометричній базі даних Scopus (Q1 та Q3), 1 стаття у фаховому виданні України, а також 8 тез доповідей на міжнародних конференціях та симпозіумах.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота складається зі вступу, шести розділів, висновків, списку використаних джерел та чотирьох додатків. Повний

обсяг дисертації 242 сторінки, 101 ілюстрація, 15 таблиць, та 5 додатків на 34-ох сторінках. Список літератури включає 142 найменування.

Представлена робота є логічним продовженням магістерської дисертації, яка була успішно захищена автором на кафедрі АЕС і ІТФ у 2018 році (з 2022 року кафедра Атомної енергетики). Окрему подяку хочеться висловити науковому співробітнику Розумовському В.Г., який зміг зацікавити, а згодом передати унікальний накопичений досвід, отриманий при експериментальних дослідженнях, за плідну співпрацю та підтримку ідей впродовж останніх 6 років. Також справедливим буде зауважити, що завдяки дворічному, дуже змістовному спілкуванню упродовж 2015-2017 року з професором факультету прикладної математики КПІ ім. І. Сікорського Ориняком І.В., вдалося перейняти його досвід вирішення нелінійних задач, а також формалізувати його ідею щодо концепції «базового» та «коригуючого» розв'язку для задачі неізотермічного руху газів. Вдячний за плідні дискусії, а також неочевидні ідеї, які частково реалізовані та узагальнені в даній роботі та мають значний потенціал для подальшої наукової діяльності.

РОЗДІЛ 1. СУЧАСНИЙ СТАН ДОСЛІДЖЕНЬ ТА МЕТОДИ ПРОГНОЗУВАННЯ

Проблема застосування сучасних надбань в області теплообміну при надкритичних параметрах стає значно актуальнішою в контексті перспективних атомних реакторів. Одним із перспективних проєктів реакторів четвертого покоління по праву вважається концепція з надкритичними параметрами теплоносія (концепт SCWR). Особливості даного типу реакторів вже близько 10 років обговорюються в координаційних проєктах під егідою МАГАТЕ [11, 12], в яких виділені основні переваги та недоліки, а також основні фізичні проблеми концепту, які узагальнено можна представити у вигляді рис. 1.1.



Рисунок 1.1 – Загальна проблематика концепту реакторів четвертого покоління за надкритичними параметрами

До основної переваги «великих» енергетичних реакторів такого концепту можна віднести як раз великий досвід для корпусних реакторів PWR (ВВЕР) і BWR. Це дозволяє поступово розвивати атомну енергетику, що впливає з точки зору покладеного прагматизму галузі. Деякої мірою відокремленою задачею є розвиток концепції малих модульних реакторів SMR SCWP, яка в майбутньому дозволить

вирішити проблему економічності та маневреності атомної енергетики. Загальна особливість SMR [13] полягає в тому, що кожна концепція в більшій мірі є конструктивно новою, з меншою кількістю оперативного запасу на реагування. Наукове та технічне вирішення цієї проблеми вимагає створення надійних пасивних систем безпеки разом із самозахищеністю активної зони шляхом зворотних зв'язків у широкому діапазоні режимних параметрів. Також це вимагає додаткових натурних випробувань, та створення надійних аналітичних методів прогнозування. При проєктуванні важливо мати такі надійні розрахункові інструменти, які за прийнятний час аналізу дозволяють провести серію параметричних досліджень з допустимою точністю, результати яких легко інтерпретуються. Кінцевим підсумком параметричного дослідження є оцінка конструктивної надійності концепції.

В даному розділі наведений критичний огляд основних складових, які є визначальною частиною якості прогнозування теплогідрравлічного стану перспективної активної зони в контексті погіршеного теплообміну (теплофізична проблема, див. рис. 1.1), а саме: експериментальні дослідження, сучасний стан прямого чисельного моделювання, проблема узагальнення експериментів, сучасний досвід та підходи у застосуванні CFD, а також проблематика відокремлення досліджень від реальних умов ядерного обігріву.

1.1 Експериментальні дослідження

Однією з ключових теплофізичних проблем концепції SCWR generation IV є явище погіршення теплообміну (ПГТ / DHT), яка в першому наближенні може трактуватися як аналог кризи теплообміну в докритичній області. З точки зору запасу до кризи теплообміну в двофазної області для сучасних паливних збірок суттєвих проблем не виникає, оскільки існує велика експериментальна база виробників ядерного палива [14,15], а також доволі прийнятною для галузевої практики є теорія кризи теплообміну. Варто відзначити, що для сучасних докритичних реакторів типу PWR криза теплообміну за нормальної експлуатації

неможлива (гіпотетичним виключенням є аномальні теплогідравлічні процеси, АТПП [16]).

Погіршений теплообмін у закритичній області являється багатфакторною проблемою, яка визначається не лише екстремальною нелінійністю теплофізичних властивостей, а й нелінійним турбулентним переносом. Зв'язок турбулентного перенесення імпульсу та енергії в цьому випадку має більш складну залежність, ніж при аналогії Рейнольдса та значною мірою визначається балансом сил плавучості, інерційності та термічного прискорення [17]. Це є важлива особливість цього типу неізотермічного течії. Отже, феномен погіршення теплообміну необхідно досліджувати комплексно, включаючи структуру турбулентного потоку.

На сьогоднішній день існує дуже обмежена кількість комплексних експериментальних досліджень незважаючи на те, що явище «погіршений теплообмін» було виявлено Стириковичем та Шицманом [18] ще у середині минулого століття. Це пов'язано зі складністю організації експерименту, досягнення повторюваності результатів, і навіть із забезпеченням необхідного рівня інструментальної точності, що й сьогодні для такого роду експериментів є проблемою.

З гідравлічної точки зору складно оцінити локальні значення істинного тертя та інерційні складові гідравлічного опору, оскільки для вимірювання доступний лише повний перепад. Дослідження структури потоку вимагає застосування мікросенсорів, що дозволяють локально, без збурення (принаймні без суттєвого) потоку, вимірювати швидкість та температуру [19]. У цьому способі є суттєві обмеження, які пов'язані з геометричним масштабом, а також з досліджуванним середовищем. Наприклад, у надкритичному потоці води значно вищі температури, ніж для діоксиду вуглецю, в той же час надкритичне середовище більш агресивне до корозії, отже, технологія термоанемометрії не застосовується. Додаткові складності в обох випадках виникають в околі точки псевдофазового переходу, а також при дослідженнях каналів з геометричним масштабом $2\div 5$ мм, який характерний для міжтвельного простору реактора. Всі ці складності вимагають застосування спеціальних підходів при підготовці середовища, а також спеціальних методів

вимірювання і прогнозування «вузьких» місць, що потребують додаткових досліджень.

Умовно, існуючі експериментальні дослідження можна розділити на чотири основні категорії:

1) Комплексні експериментальні дослідження, які включають в себе вимірювання характеристик профілю швидкості та температури в радіальному напрямку [20-22], а також гідравлічного опору (та опору тертя) та аксіального температурного профілю (унікальні дослідження). В цьому випадку досліджуються як теплогідравлічний стан потоку при широкій зміні режимних параметрів, так і вплив орієнтації потоку відносно сили тяжіння [19,23].

2) Експериментальні дослідження, які дають можливість оцінити температурний профіль, а також гідравлічний опір, включаючи опір тертя (повні експериментальні дослідження).

3) «Температурні» експерименти, до яких відноситься переважна більшість сучасних досліджень [11,12], які характеризуються аналізом температурного поля не тільки в аксіальному напрямку, але й в азимутальному [24]. Здебільшого нові дослідження стосуються стержневих збірок [25,26], в яких імітується нерівномірність енерговиділення [27], або ж різна конфігурація навивок – інтенсифікаторів теплообміну [25-28].

4) «Індикаторні» експерименти, основна мета яких ідентифікувати початок погіршеного теплообміну для різного набору режимних параметрів шляхом візуальної зміни кольору гріючої поверхні труби [29]. Такі експериментальні дослідження є актуальними у випадку створення критерію початку переходу теплообміну від нормального до погіршеного.

Перший тип експериментальних досліджень є унікальним, оскільки дає можливість вивчати структуру турбулентного потоку, яка і визначає температурний та гідравлічний режим неізотермічного потоку.

Наведені нижче експериментальні дослідження були завершені на початку 2000 років і по суті на сьогоднішній день не мають аналогів. Отримані результати досліджень дають можливість судити про структуру турбулентного потоку при

погіршеному теплообміні. Отримі в OIBT експериментальні дані є референтним набором для варіації в першу чергу CFD кодів. Проведено комплексні дослідження тепловіддачі, гідравлічного опору, полів швидкості і температури при нагріванні двоокису вуглецю у вертикальній трубі для підйомного та опускного руху середовища. Варто зауважити, що двоокис вуглецю та різного роду фреони (R134) не розглядаються в якості теплоносіїв в атомних реакторах, проте являються більш придатними для досліджень, оскільки критичні характеристики значно нижчі ніж у води, тобто поліпшуються вимоги до експериментального стенду. Наприклад для CO_2 критична температура $\sim 304 \text{ K}$ при тиску $\sim 7.38 \text{ МПа}$, тобто вимоги в першу чергу як для пневматичних стендів з точки зору безпеки. Характер зміни теплофізичних властивостей подібний для всіх флюїдів у надкритичному стані, які зазначені вище (рис. 1.2).

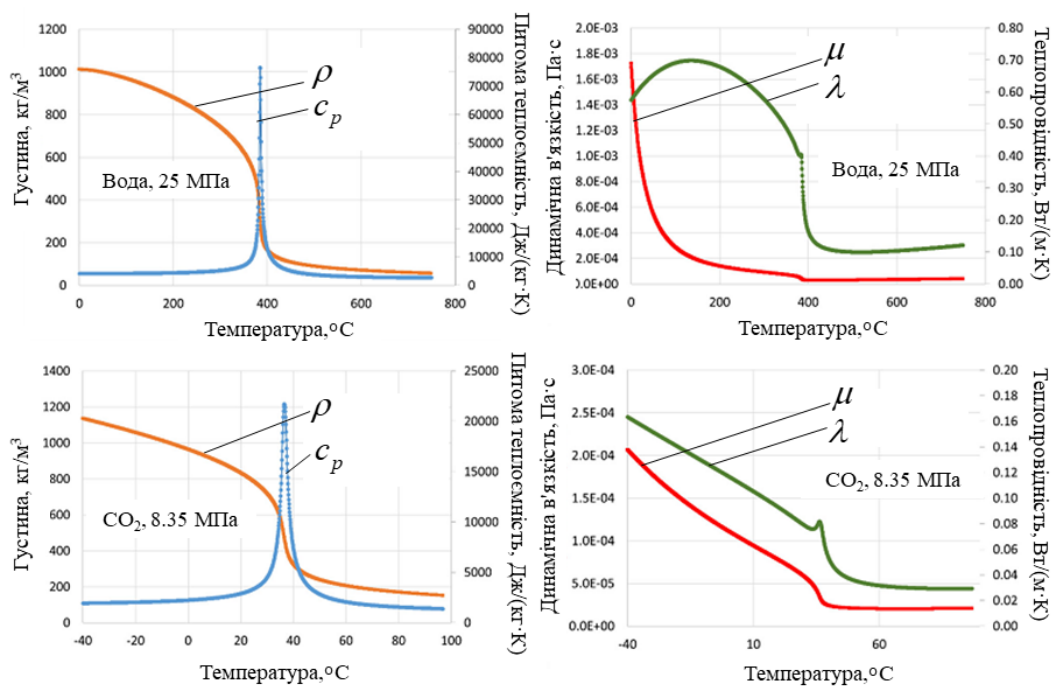


Рисунок 1.2 – Зміна основних теплофізичних властивостей надкритичних флюїдів (води та вуглекислоти) [30]

Вимірювання проводились на замкненій експериментальній установці [23] з циркуляційним насосом відцентрового типу (що дозволяло мати менші пульсації потоку в порівнянні з дослідженнями на воді, що важливо є для досліджень

турбулентної структури потоку). Загальний вигляд експериментальної секції показаний на рис. 1.3. Дослідна ділянка - це труба з нержавіючої сталі 12X18H10T (X - Cr; H - Ni; T - Ti) з внутрішнім діаметром $d = 22.7$ мм, товщиною стінки 1.3 мм (внутрішня поверхня полірована). Загальна довжина труби 5215 мм ($230d$). Дослідна ділянка призначена для дослідження як підйомного, так і опускного течій. З обох його кінців передбачені ділянки гідродинамічної стабілізації потоку довжиною по $50d$.

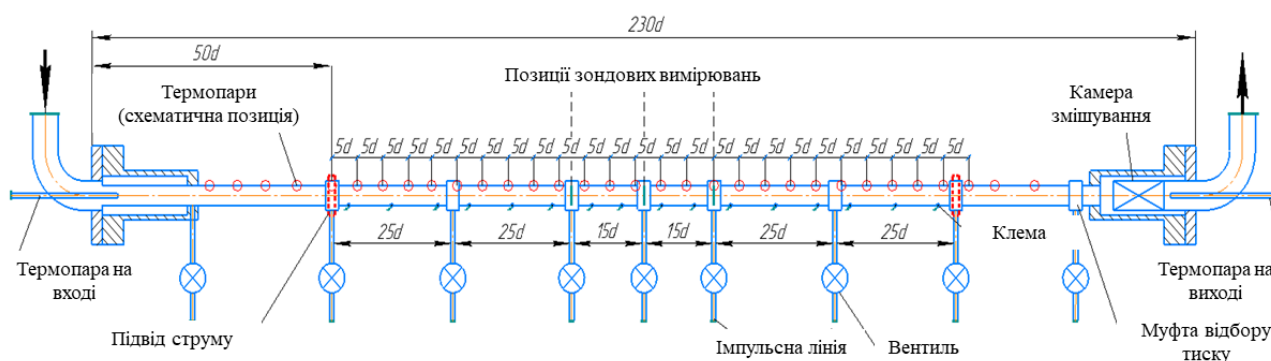


Рисунок 1.3 – Загальний вигляд тестової секції [31]

Зона обігріву становила $130d$. Енерговиділення в дослідній ділянці імітувалося шляхом безпосереднього пропускання по стінці змінного електричного струму, який підводився до труби за допомогою двох рухомих струмопідводів. Це дало можливість змінювати початок і довжину ділянки обігріву в широких межах. При проведенні дослідів тиск в робочій ділянці з похибкою $0,2\%$ автоматично підтримувався через систему термокомпресії за допомогою регулятора ДРТ-2.

Для вимірювання температури стінки труби застосовувалися термопари типу хромель-алюміній з діаметром дроту $0,5$ мм, які були привареними до стінки у 27-ми поперечних перерізах в зоні обігріву з кроком $5d$. Декілька таких термопар були встановлені на ділянках стабілізації для контролю вхідної та вихідної температури рідини. Похибка градування термопар складала $\pm 0,5$ °C при $T < 200$ °C. Вдовж зони обігріву в поперечних перерізах $0; 25; 50; 65; 80; 105$ і $130d$ через стінку труби відбувався відбір статичного тиску через отвір діаметром $0,5$ мм. У перерізах $50, 65$ та $80d$ зони обігріву через стінку вводилися радіальні зонди для дослідження

структур потоків. Отвори для введення зондів зміщені відносно один одного по колу на 120° . Конструктивна схема зондів показана на рис. 1.4. Для вимірювання локальної швидкості потоку використовувалася трубка Піто, яка була виготовлена з нержавіючого капіляру зовнішнім діаметром 0,5 мм та товщиною стінки 0,1 мм [23]. Мікротермопари проградуйовані з похибкою 0.1°C в інтервалі $10-90^\circ\text{C}$.

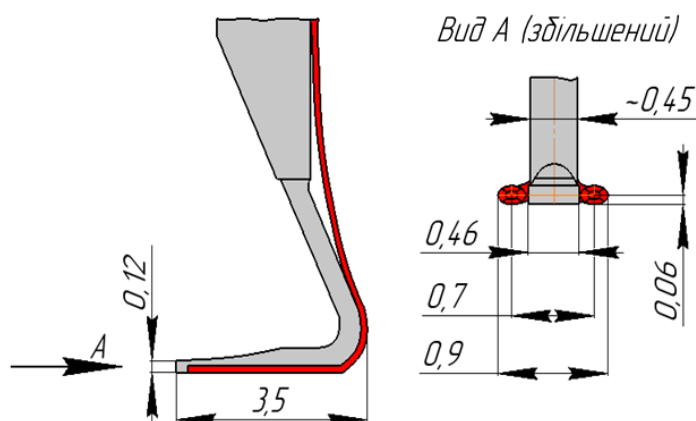


Рисунок 1.4 Загальний вигляд вимірювального зонда [19,23]

Зондові вимірювання проводилися в межах дальнього радіусу від місця введення. Точність позиціонування зонда складала 0.01 мм. Перепади тиску труби і на імпульсних лініях вимірювалися за допомогою ємнісного датчика з чутливістю $\sim 3\text{Па}$. Загальна інструментальна і розрахункова точність обробки експериментальних вимірювань представлена в табл.2.1.

Експериментальні дослідження проводилися при робочому тиску 9 МПа ($p/p_{\text{кр}} = 1.22$), масова швидкість $800 \div 2000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, вхідні ентальпія - $520 \div 650 \text{ кДж/кг}$, та тепловий потік - $40 \div 450 \text{ кВт/м}^2$. Мінімальна відстань зондових вимірювань від стінки, що обігрівається, складає $\sim 0.06 \text{ мм}$ (відповідає $y^+ \geq 50 \div 100$). В межах від $y^+ \geq 0-50$ (див. рис. 1.5) відбувалася екстраполяція експериментальних даних кубічними сплайнами.

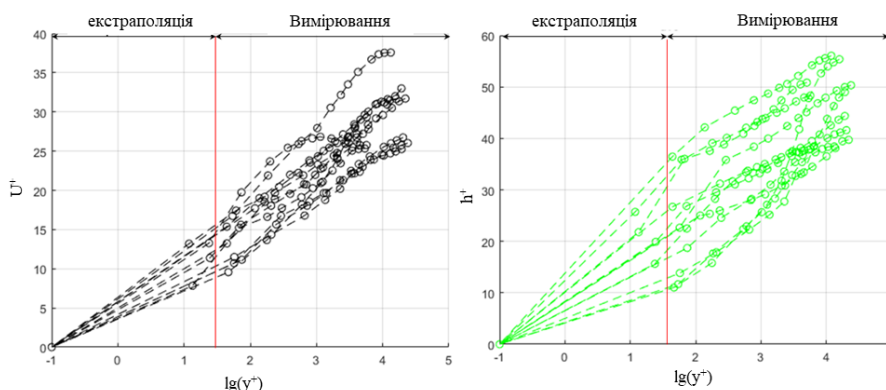


Рисунок 1.5 – Профілі температури та ентальпії (загальний набір отриманих даних)

Таблиця 1.1 – Похибка вимірювання та пост-обробки експериментальних даних

	Параметр	Максимальна похибка
Вимірювання	Рівень тиску	$\pm 0.2\%$
	Температура потоку (зона стабілізації)	$\pm 0.5^{\circ}\text{C}$ ($T < 200^{\circ}\text{C}$)
	Температура (зонд)	$\pm 0.02^{\circ}\text{C}$ ($T < 200^{\circ}\text{C}$)
	Швидкість (зонд)	$\pm 2-3\%$ ($\pm 1.5\%$ тиск)
	Відстань до стінки	± 0.01 мм
Пост-обробка (розрахунок)	Витрата	$\pm 4.0\%$
	Профіль ентальпії	$\pm 4.0\%$
	Профіль теплового потоку	$\pm 4.0\%$
	Профіль дотичних напружень	$\pm 4.0\%$

Автори крім класичного аксіального профілю температури дають радіальний профіль швидкості і температури, а також поле ентальпії [17,19, 23]. Ці дані можуть застосовуватися як калібрувальні для нових моделей, також для аналізу впливу конкретної складової (терму) в рівняннях руху (наприклад сила тяжіння). На рис. 1.6 представлені результати вимірювань для одного з режимів погіршеної тепловіддачі, який був виконаний як при підйомному, так і при опускному русі теплоносія.

Варто відзначити, що ці експериментальні дослідження є унікальними, оскільки дають можливість аналізувати структуру потоку при погіршеному теплообміні. На сьогоднішній день складається дуже дивна ситуація, оскільки ці вимірювання «випали» з уваги наукової спільноти і, на жаль, вони практично не застосовувалися для валідації та адаптації розрахункових кодів. В даній роботі ці

фундаментальні експериментальні дослідження взяті за основу для верифікації запропонованих математичних моделей. Також те, що отримані результати повністю підтвердили справедливості методу «двох перепадів», яка була розроблена тією ж групою вчених для визначення опору тертя надкритичного потоку при суттєвому впливу термічного прискорення.

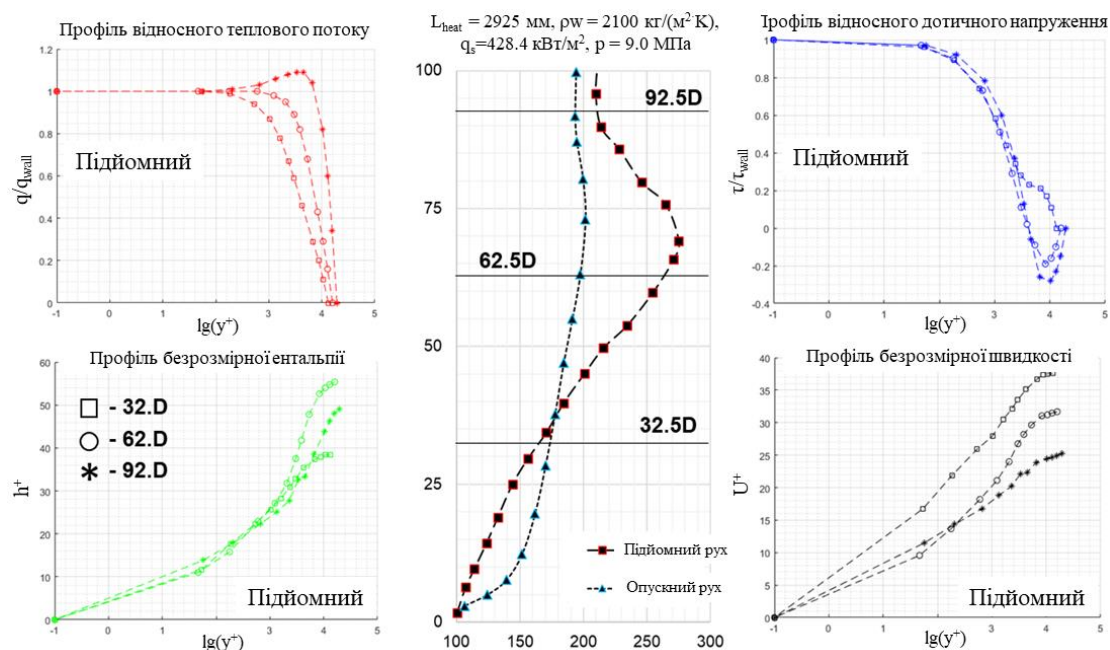


Рисунок 1.6 – Експериментальні профілі при погіршеному теплообміні для режиму підйомного та опускного руху надкритичного середовища

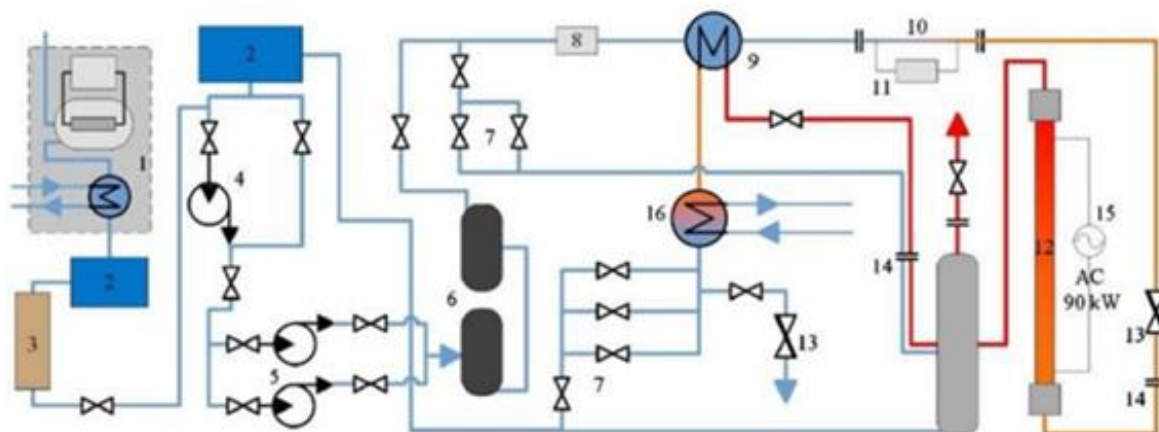
До умовної другої групи експериментальних досліджень відносяться результати, які були отримані під керівництвом д.т.н, професора Орнадського А.П., одним із вихованців якого є Розумовський В.Г., який і адаптував метод «двох перепадів» для дослідження гідравлічних характеристик в гладких трубах саме для води.

Унікальність експериментальних досліджень, які свого часу були проведені на базі КПІ ім. І. Сікорського [25,32] полягає в тому, що, незважаючи на наявність локальних турбулізаторів у вигляді чотирьох шнеків з кроком 400 мм на кожному стержні, спостерігаються режими погіршеного теплообміну з локальним підвищенням температури на більш ніж 100 К. Свого часу ці результати викликали

занепокоєння серед дослідників, оскільки вважалося, що локальна закрутка потоку поліпшує умови тепловідводу від гріючої стінки, але після консультацій з П.Л. Кірілловим достовірність цих результатів була підтверджена аналогічними дослідженнями, деякі з яких на сьогоднішній день вважаються вже класичними [33-35] з точки зору атестації можливих аналітичних методів (бенчмаркінг [11]).

З точки зору прогнозування температурного поля стінки, що обігривається, отримані режими ПТВ для збірок показові, оскільки дозволяють судити о можливостях моделей турбулентності при їх використанні для моделей з геометрією, наближеною до реальної чарунки активної зони. Багато експериментальних досліджень було проведено в КПІ ім. І. Сікорського на різних тестових секціях, циркуляційний контур яких представлений на рис. 1.7. Експериментальний стенд складається із замкнутого контуру труб з нержавіючої сталі з примусовою циркуляцією води. Найбільш показові режими отримані на тестових секціях (1R, 3R, 7R). Для позиціонування стержнів у збірках 1R, 3R та 7R використовували спеціальні шнеки. Крім того, вони забезпечували закрутку потоку, що сприяло турбулізації. Основні характеристики експериментального стенду наступні. Максимальний розрахунковий тиск контуру становить 28 МПа, максимальна температура - 600 °С. Циркуляційний контур призначений для дослідження характеристик теплопередачі та втрати тиску в трубах, кільцях, 3 -х стержневих і 7-ми стержневих пучках при надкритичних тисках. Стенд складається з підсилювального та двох плунжерних насосів. Крім того, існує набір клапанів регулювання тиску, трубчастий попередній нагрівач, електричний нагрівач потужністю 75 кВт, джерело живлення змінного струму 120 кВт ($60 \text{ В} \times 2000 \text{ А}$) або блок постійного струму 90 кВт ($18/36\text{В} \times 5000/2500\text{А}$). Для вимірювання масової витрати використовується витратомір турбінного типу.

Експерименти проводилися на гладкій вертикальній трубці А з довжиною нагріву 600 мм та діаметром 8,11/6,28 мм, а також на вертикальній трубці Б з ділянкою нагріву 600 мм та діаметром 12,28/9,50 мм (див. рис. 1.8).



1 – електричний дистильатор; 2 – резервуар-акумулятор; 3 – іонообмінний фільтр; 4 – бустерний насос; 5 – плунжерний насос; 6 – ресивер; 7 – регулюючий клапан; 8 – турбінний витратомір; 9 – теплообмінник; 10 – електричний підігрівач; 11 – двигун – генератор; 12 – експериментальна збірка (секція); 13 – дросельний клапан; 14 – відсічний клапан (електричний); 15 – основне джерело живлення; 16 – охолоджувач

Рисунок 1.7 – Принципова схема експериментального стенду

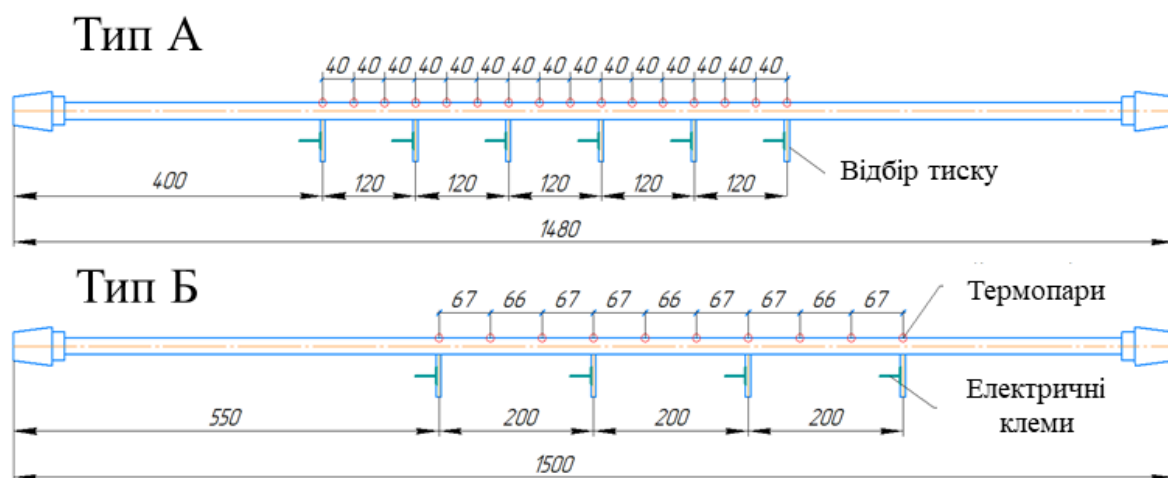


Рисунок 1.8 – Експериментальна ділянка (ТН), розташування відборів тиску, позиція термопар

Для дослідження зовнішнього обтікання пучка стержнів були виконані дослідження у вертикальному імітаторі пучків на 1-му, 3-ох та 7-ми стержнях, які були виготовлені з труб з довжиною обігріву 485 мм і діаметром 5,2 мм з чотирма гвинтовими ребрами. Висота ребра 0,6 мм, а ширина 1 мм, які намотані на труби з

кроком 400 мм. Стержні пучка, які торкаються один одного ребрами, утворювали клітку з правильних трикутників (рис. 1.9).

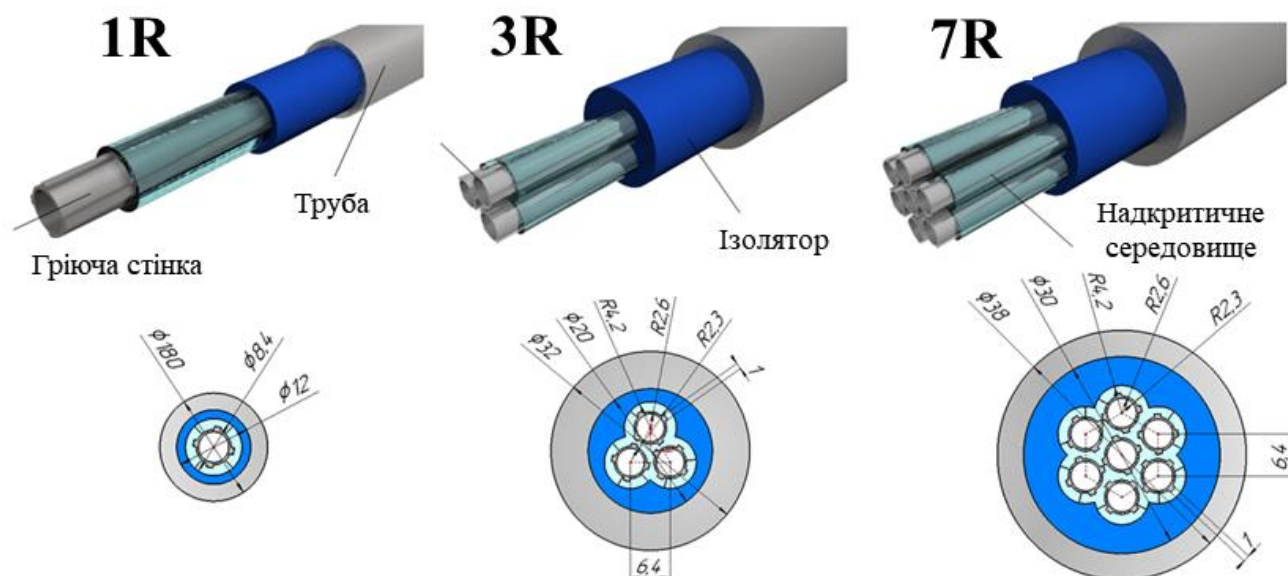


Рисунок 1.9 – Кільцевий канал (1R) та імітатори пучків (3R, 7R)

Зазор 1 мм між ребрами елементів та фігурним діелектричним витіснювачем забезпечувався шляхом використання дистанціонуючих ребер з нержавіючої сталі товщиною 0,1 мм, привареними до циліндричної поверхні стержнів у 7 перерізах на відстані 125, 185, 245, 305, 365, 425, і 485 мм від входу в пучок. Робоче середовище - вода.

Матеріал труб - нержавіюча сталь 12X18H10T (X - Cr; H - Ni; T - Ti). Загальна інструментальна та розрахункова точність обробки експериментальних вимірів наведена в табл. 1.2.

Отримані експериментальні дані є досить цінними у контексті малих модульних реакторів з надкритичним тиском. По-перше, через геометричні особливості (гріюча частина до 600 мм), а також через набір режимних параметрів. По-друге, це унікальні дані з погіршеного теплообміну, які отримані на збірках 1R, 3R і 7R, з урахуванням наявності турбулізаторів у вигляді шнеків. Вважається, що наявність шнеків зміщує область появи ПТВ в сторону більш високих теплових навантажень при фіксованій масовій швидкості.

Таблиця 1.2 – Характеристики інструментальної та розрахункової похибки

	Параметр	Максимальна похибка
Вимірювання	Тиск на виході (Па)	$\pm 0.2\%$
	Температура потоку	$\pm 2.2\%$
	Температура стінки	$\pm 2.2\%$
Розрахунок	Масова витрата	$\pm 2.3\%$
	Потужність	$\pm 2.4\%$
	КТВ	$\pm 12.7\%$
	Теплові втрати	2%

На рис. 1.10 наведені деякі результати аксіального профілю температури стінки (для збірок імітаторів твел).

Унікальність даних досліджень полягає також у тому, що для визначення гідравлічного опору тертя води надкритичного тиску застосовується метод двох перепадів [17], основна ідея якого полягає в наступному (рис. 1.11). Перепад тиску вимірюється послідовно на ділянці, що обігрівається, та на адіабатичній ділянці вище по потоку, мінімальна довжина якої l_{ad} повинна бути достатньою для відновлення розвиненого турбулентного ізотермічного потоку, іншими словами, для повернення енергії, поглиненої потоком при його прискоренні. Таким чином, на відміну від традиційної одновимірної моделі, двовимірною моделлю, що є справедливою для осесиметричного потоку, враховує повну кінетичну енергію (опір інерції), витрачену на прискорення потоку, що обігрівається.

Два перепади тиску дають можливість розглянути систему двох рівнянь:

$$\begin{cases} \Delta P = \Delta P_{fr} + \Delta P_{ac} + \Delta P_g \\ \Delta P^{ad} = \Delta P_{fr}^{ad} + \Delta P_{ac}^{ad} + \Delta P_g^{ad} \end{cases} \quad (1.1)$$

де $\Delta P_{ac} = I_l - I_{in}$; $\Delta P_{ac,ad} = I_{ol} - I_i$; I_l , $I_{o.in}$ і I_{ol} – імпульси потоку на виході з ділянки, що обігрівається, на його вході і на виході з адіабатичної ділянки; $\Delta P_g = gd \int_0^l \rho d\tilde{l}$ і $\Delta P_{g,ad} = gd \rho \tilde{l}_{ad}$ – діючі гідростатичні напори на неізотермічній та адіабатичній ділянках.

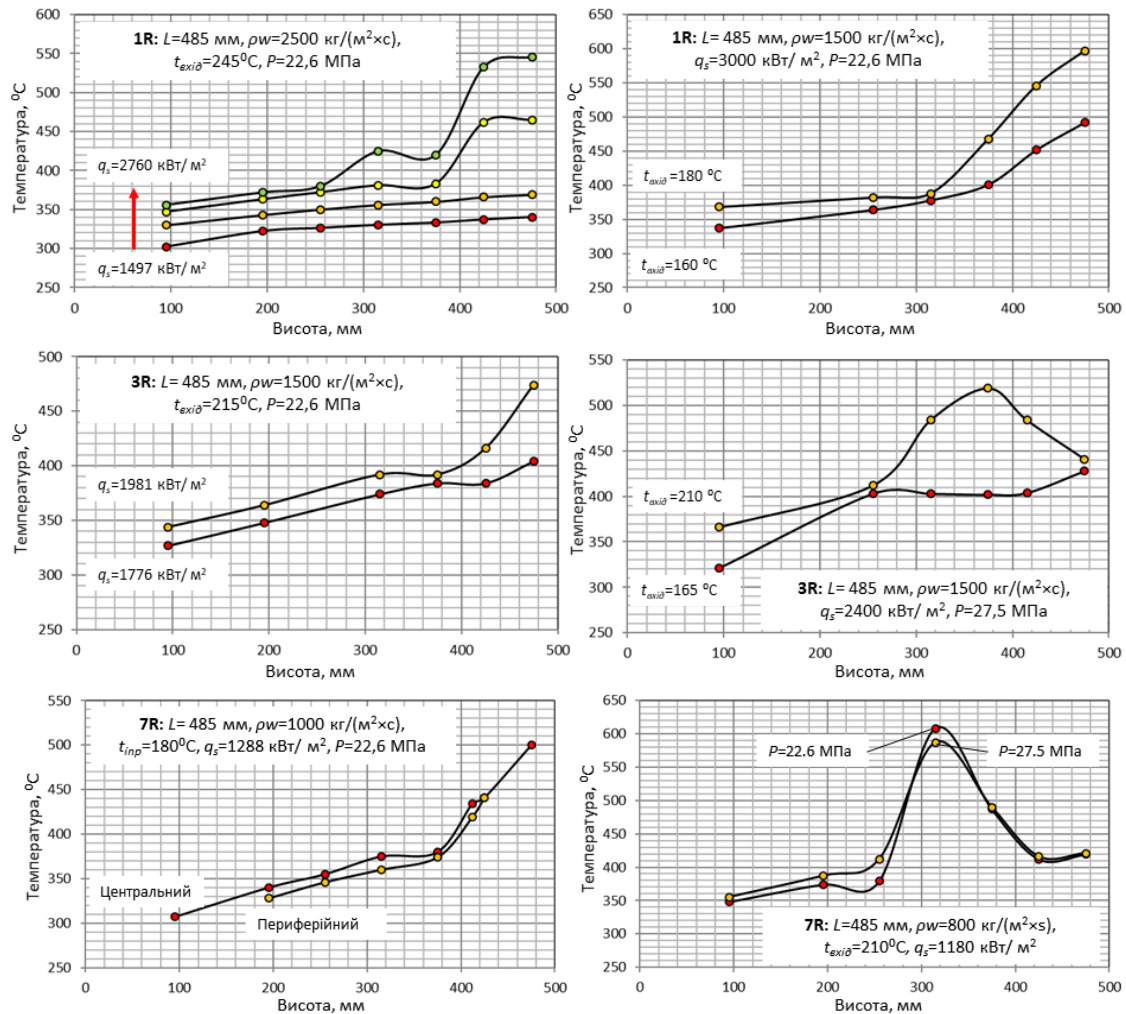


Рисунок 1.10 – Аксіальний розподіл температури стінки (експериментальні результати)

Імпульс потоку на вході в ділянку, що обігрівається, після ділянки гідродинамічної стабілізації відповідає імпульсу стабілізованого одновимірного турбулентного потоку рідини з постійними фізичними властивостями:

$$I_{in} = S_o G^2 \rho_{in}^{-1} \quad (1.2)$$

де $S_o \approx \text{const} = 1,02$ (при $Re > 5 \cdot 10^4$) є коефіцієнтом імпульсу ізотермічного потоку і в якомусь сенсі характеризує заповненість радіального профілю швидкості.

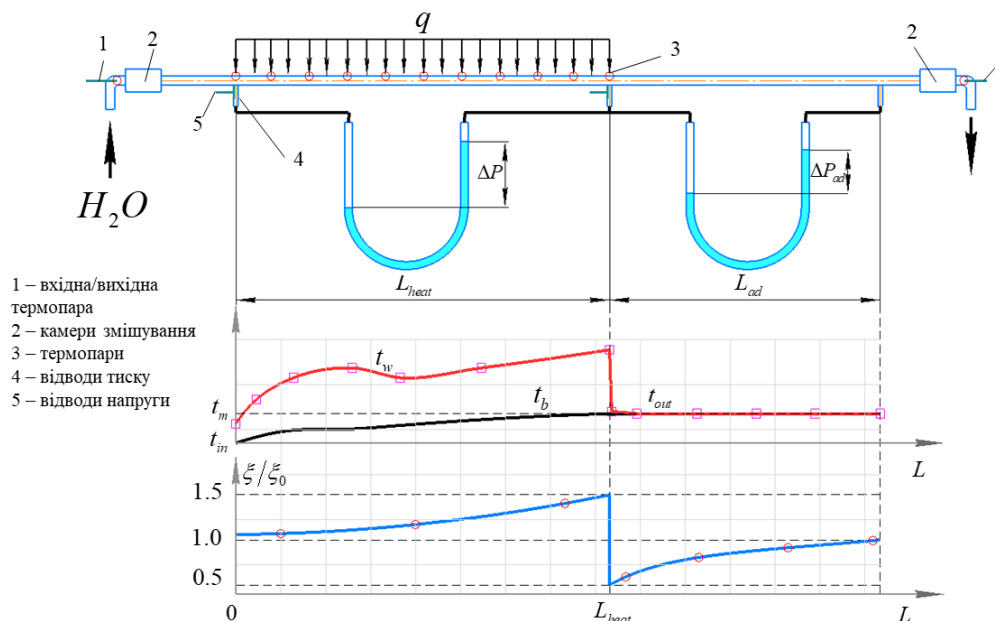


Рисунок 1.11 – Схематизація стенду для використання методу двох перепадів

У двовимірній моделі течії потоку, що обігрівається, дійсний коефіцієнт імпульсу S залежить від заповненості профілю швидкості (з її зменшенням S зростає від 1,02 при турбулентній течії до $S = S_0 = 1,33$ при ламінарному режимі [36]). Таким чином, чим менше заповненість профілю швидкості, тим більша помилка одновимірної моделі.

Опускаючи відповідні перетворення, які детально наведені в [11, 17], втрати тиску тертя неізотермічного потоку надкритичного флюїду можна визначити, використовуючи залежність (1.3).

$$\Delta P_{fr} = \frac{\Delta P - \Delta I + \Delta P_{ad} - \xi_{ad} \left(\frac{G}{2\rho_l} \right) \left(\frac{l_{ad}}{d} - C \right)}{1 + C \frac{\xi_{ad}}{\rho_l} \left(\int_0^{l/d} \frac{\xi_{ad}}{\rho d} dl \right)^{-1}} \quad (1.3)$$

де $\Delta I = I_{o.in} - I_{ol}$; ξ_{ad} – коефіцієнт тертя наприкінці адіабатичної ділянки; C – константа, що характеризує криву відновлення ізотермічного профілю швидкості.

Серія вимірів ΔP_i і $\Delta P_{i.ad}$ на різних ділянках, що обігріваються ($0 < l_i < l$), при однакових режимних параметрах дозволяє отримати набір рівнянь (1.1), розв'язок

яких дає розподіл повного гідравлічного опору та його складових по довжині каналу. Місцеві значення цих гідравлічних коефіцієнтів визначаються відповідно (1.4).

Зауважимо, що для визначення КТО за формою кореляції типу Гелінськи – Прандтля [37] (базується на інтегралі Лайона [38]), необхідно коректно розраховувати місцеве значення коефіцієнту тертя.

$$\xi_i = \frac{2\rho_i \left[\partial \Delta P / d \partial \left(\frac{l}{d} \right) \right]_i}{G^2}; \xi_{fr,i} = \frac{2\rho_i \left[\partial \Delta P_{fr} / \partial \left(\frac{l}{d} \right) \right]_i}{G^2}; \xi_{ac,i} = \frac{2\rho_i \left[\partial I / \partial \left(\frac{l}{d} \right) \right]_i}{G^2} \quad (1.4)$$

На основі діаграм відновлення ізотермічного профілю константа C , яка є складовою (1.3) прийнята рівною 10.0.

При цьому саме наявність «двовимірності» гідравлічного опору і визначає якість прогностичних можливостей розрахункового інструментарію. На сьогоднішній день із-за очевидної складності досліджень і обмеженості даних досить складно побудувати універсальну кореляцію гідравлічного опору, яка б дала можливість обмежитися класичним одновимірним підходом. У п'ятому розділі досить детально розглянуті складові (1.4), а також способу їх розрахунку на основі модельних підходів.

До хрестоматійних слід віднести дослідження на основі яких були побудовані відомі кореляції розрахунку коефіцієнту тепловіддачі. До таких відносяться відомі в області теплофізики високих температур експерименти Ямагати [39], який також сформулював досить простий критерій початку погіршеного теплообміну (див. п.1.3). Також інтерес представляють експерименти при горизонтальній орієнтації потоку, в яких досліджувалася й нерівномірність температури по азимуту каналу, що обігрівається [40-42]. В роботі [42] досліджується теплообмін води в горизонтальній трубі при надкритичних параметрах, що деякою мірою є більш репрезентативним для перспективних реакторів четвертого покоління, зокрема малої потужності (концепти SMR SC). Зазначимо, що роботи [39-42] відносяться до умовної третьої групи натурних досліджень.

Сучасні експериментальні дослідження в основному сфокусовані на аксіальному температурному розподілі в вертикальних імітаторах твел. Автори робіт [43,44] проводили дослідження з використанням води та фреону R134a надкритичного тиску на 3-ох та 19-стержневих збірках відповідно, які геометрично максимально наближені до перспективної ТВЗ (наявні дистанціонуючі решітки). Загальна довжина частини, що обігривається – 1440 мм, точність визначення абсолютного значення температури - $\pm 0.19\%$ (не більше $\pm 0.5^{\circ}\text{C}$) . В даних експериментах були візуалізовані розгортки температурного поля стержнів, в першу чергу завдяки досить щільному розміщенню температурних сенсорів (рис. 1.12). Також автори пропонують кореляцію для КТВ, яка може застосовуватися в широких межах зміни числа Re .

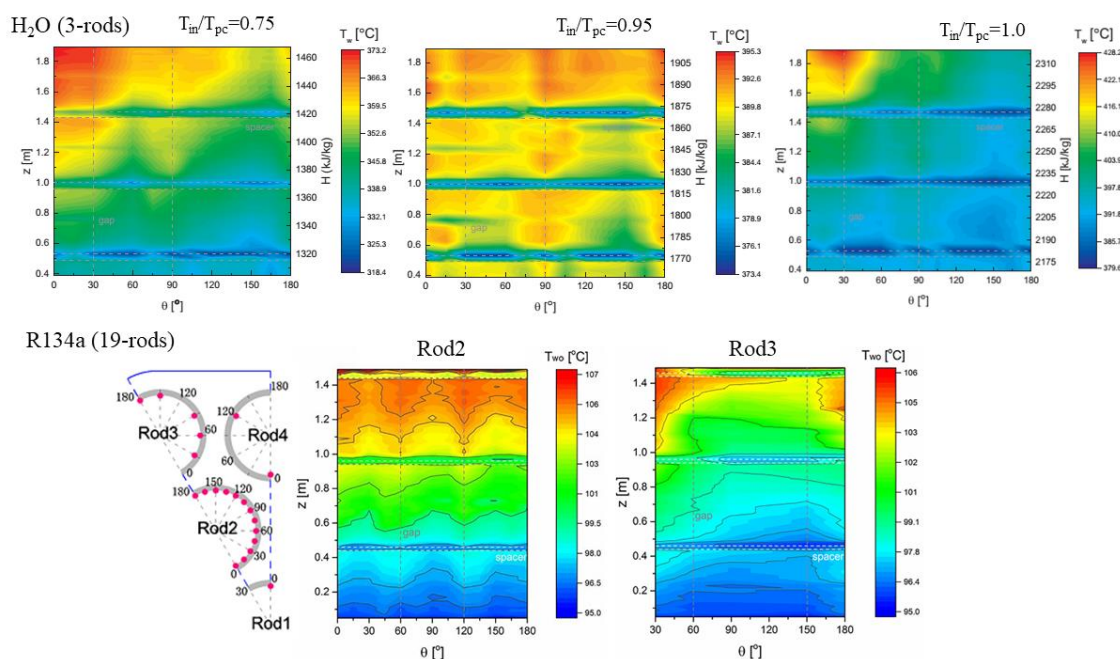


Рисунок 1.12 – Візуалізація розгортки температурного поля імітаторів твел [43,44]

Очевидно, що такі дані (експериментальні розгортки температури) є наочними у випадку валідації відповідних CFD моделей, а таке представлення експериментальних результатів є досить рідкісною практикою на сьогоднішній день.

Слід зазначити, що на сьогоднішній день у світі є більше 10 активних експериментальних стендів імітаторів твел (здебільшого подібних між собою), які в

переважній більшості знаходяться в лабораторіях університетів та спеціалізованих інститутів. Хоча в деяких країнах помічена кооперація з організаціями, які безпосередньо є проєктантами реакторів (Китай, Канада, Росія). Опис основних характеристик таких стендів зібраний у відповідних звітах координаційних проєктів МАГАТЕ [11,12].

1.2 Застосування прямого чисельного моделювання

Складності подібних досліджень пояснюються відсутністю (для води) прямих та надійних (радіальні профілі швидкості і температури потоку в поперечному перерізі каналу) або надійних непрямих (опір тертя та прискорення) даних про гідродинамічну структуру потоку види надкритичних параметрів. Зондові виміри, особливо у каналах малого діаметра ($\sim 5-10$ мм), досі практично неможливі. Як було зазначено вище, реально лише вимірювати повний перепад тиску, проте це теж пов'язано зі значними експериментальними труднощами отримання місцевих значень фрикційної та інерційної складових гідравлічного опору, що безумовно важливо розуміти при побудові спеціальних методів оцінки. Таким чином, дані щодо умов погіршеної тепловіддачі досить обмежені. Саме тому досить актуальним та плідним не тільки з наукової точки зору, але й практичної може бути поєднання експерименту та прямого чисельного моделювання. Для строгості, необхідно зазначити, що тут розуміється не практичне застосування DNS моделювання, а деяка стратегія під якою розуміється наступна послідовність. Створення параметричної моделі переносу (наприклад на основі RANS), в яких теоретично чи феноменологічно обґрунтовується вигляд транспортних рівнянь турбулентних характеристик (чим менше рівнянь тим краще з точки зору інженерії). Далі за допомогою зондових досліджень проводяться виміри структури потоку до масштабів від стінки, які доступні з точки зору інструментальної точності. Надалі цей детальний режим відтворюється за допомогою DNS таким чином, щоб результати розрахунків відповідали експериментальним дослідженням. Тобто

фактично відбувається валідація DNS методів, що в цьому випадку за своєю суттю є фізично ґрунтовним інтерполятором/екстраполятором експерименту. Варто відзначити, що така практика знімає всі дискусійні питання, оскільки не позиціонує, що DNS є аналогом експерименту, а лише доповнює його. На сьогоднішній день не відомі приклади таких підходів, які виконуються однією групою чи колаборацією по дослідженню теплообміну при надкритичних параметрах теплоносія. Проте, інколи зустрічаються роботи, які є складовими вище зазначених підходів. Наприклад, такого роду експерименти наведені вище [19,23]. Теоретично, однією із платформ, де зусиллями деяких наукових шкіл можуть реалізовуватися такі підходи, є колаборація ECC-SMART [45] та її можливі похідні.

Приблизно починаючи з 2005 року в науковому просторі почали з'являтися ґрунтовні роботи, в яких автори намагаються висвітлити структуру турбулентного потоку надкритичного середовища, особливо при конкуренції термічного прискорення та гравітації [46,47], що згідно з сучасними уявленнями є одним із чинників погіршеного теплообміну. В переважній більшості підходи, які застосовуються при DNS не є строгими з точки зору нелінійності дотичних напружень у випадку впливу теплофізичних властивостей. Практично це означає, що вирішуються рівняння Нав'є-Стокса, які записані у вигляді симбіозу диференціальних рівнянь та критеріїв подібності, що визначаються за параметрами на вході в канал, що обігрівається (1.5). Тобто здебільшого розраховується деякою мірою «спрощений» перенос основних характеристик потоку. В деяких роботах взагалі рівняння енергії замінюються на модельні профілі густини, що певним чином імітує неізотермічний потік надкритичного середовища [48]. В класичному розумінні методи DNS повинні базуватися на числових схемах високого порядку задля мінімізації чисельної дифузії адвекційних членів. Це необхідно для того, щоб не спотворювати енергетичний спектр турбулентної кінетичної енергії, особливо в процесах, де визначальну роль грає зміна турбулентної структури.

$$\begin{cases}
\frac{\partial(\rho)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 \\
\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[2 \frac{\mu}{\text{Re}_0} \left(\left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \delta_{ij} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \right] \right) \right] + \frac{1}{Fr_0} \delta_{ij} \rho \\
\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j h)}{\partial x_j} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{\lambda}{\text{Re}_0 \text{Pr}_0} \frac{\partial h}{\partial x_j} \right]
\end{cases} \quad (1.5)$$

де індекс «0» - означає визначення критеріїв подоби за параметрами на вході в канал.

Тобто в цьому випадку є досить жорсткі вимоги по порядку апроксимації диференціальних операторів (строго кажучи, мінімально прийнятний 4 порядок за простором, та другий порядок за часом). Тут виникає дві ключові проблеми. Перша – це дискретизація, яка теоретично повинна мати мінімальний масштаб на рівні масштабу Кармана, по друге – числова схема повинна бути консервативна, що конче складно реалізувати з використанням методів високого порядку (найбільш перспективним підходом є аналог методу скінчених елементів – метод спектральних елементів). І нарешті, варто зазначити, що натурні експерименти, які дають уявлення про структуру турбулентного надкритичного потоку та виконані при числах Re , що знаходяться в межах від $5.0 \cdot 10^4$ до $1.0 \cdot 10^6$, тобто є суттєва запорука в розрахункових ресурсах.

Постає логічне питання, що тоді являють собою ті результати DNS, які опубліковані в літературі? Важко недооцінити роль цих результатів у контексті сучасного бачення механізму погіршеного теплообміну, які дали змогу наочно оперувати з полем турбулентної в'язкості. Не дивлячись на те, що результати отримані за допомогою кодів з низьким порядком апроксимації (простір – 2, час 1 або 2), та сегрегованим способом при низьких числах Re (не більше 10^4), де не завжди витримані строгі умови дискретизації, отримані результати мають практичну цінність у контексті примежового шару. При певних умовах вони можуть слугувати калібруючими даними для модифікацій пристінкових функцій [49,50], що є досить потужним інструментом в сучасній інженерній практиці. В роботі [49] на основі результатів DNS запропоновані масштабуючі множники для безрозмірних функцій

примежового шару у формі, подібній до пристінкових функцій. Наприклад, в роботі [50] наведені результати моделювання кореляції повздовжньої та поперечної флуктуації густини в примежовому шарі, що є досить важливою складовою при конкуренції сил термічного прискорення та гравітації.

Не дивлячись на обмеження та деякі спрощення, одним із головних результатів DNS, який не підлягає сумніву, є підтвердження ефекту ламінаризації потоку (рис. 1.13) з подальшою деформацією поля швидкості і генерацією турбулентності, оскільки згідно з теоремою Релея наявність точки вигину профілю швидкості приводить до порушення стійкості (турбулізація).

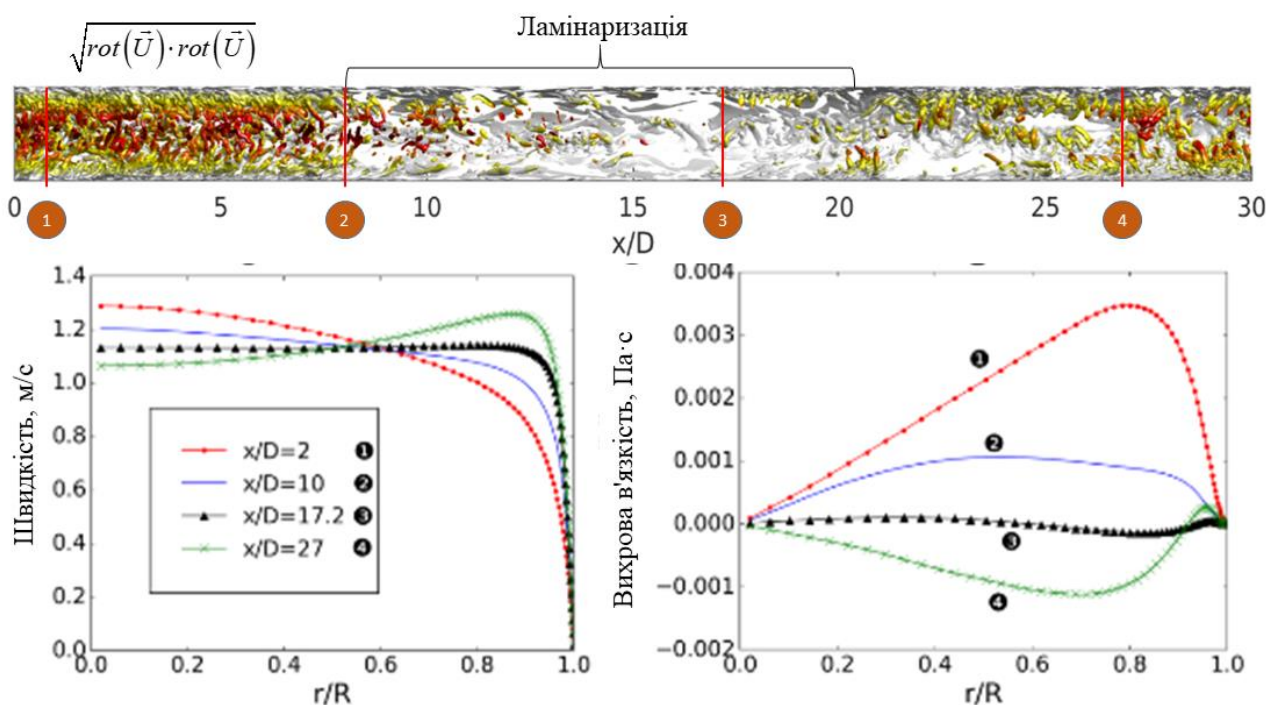


Рисунок 1.13 – Результати DNS моделювання, що підтверджують наявність ламінаризації потоку з подальшим відновленням інтенсивності турбулентності

Таким чином, узагальнюючи термін «погіршення теплообміну» з урахуванням накопичених експериментальних та DNS даних, можна стверджувати, що головним фактором породження ПТВ являються не специфічна комбінація розподілів теплофізичних властивостей в поперченому перерізі потоку, а ефекти, пов'язані з плавучістю та термічним прискоренням [17,48].

В загальному випадку пакети розрахункової гідродинаміки (CFD) за певних умов (активізації моделі LES - Смагоринського з константою 0.5 та вибору центрально-різницевої схеми) можуть також бути придатними і для подібного роду DNS. Ґрунтовним прикладом оцінки придатності для пакету STAR-CCM+ є робота [51], для Fluent [52] для OpenFOAM [53]. Доступним (з відкритим кодом) є спеціалізований DNS-код SHAPSim першого покоління [54] Шефільдського університету, результати застосування якого наведені на рис. 1.13. Наразі відомо, що під керівництвом професора Хі (He) активно розроблюється CHAPSim другого покоління, в якому буде підвищений порядок точності апроксимації просторових та часових диференціальних операторів, а також за допомогою методу зануреної границі буде імітуватися спряжений теплообмін із застосуванням одного набору розрахункової сітки.

1.3 Проблема узагальнення експериментальних досліджень

В контексті узагальнення експериментальних досліджень, які є важливою складовою інструментарію теплогідравлічного аналізу безпеки перспективних реакторів, склалася досить проблемна ситуація. Розвинена теорія подібності, а також методи побудови кореляцій виявилися малоефективними, а точніше ефективними у досить вузьких межах у контексті узагальнень експериментальних досліджень при надкритичному тиску. Тут виникають дві основні проблеми: робастність кореляції, а також універсальне узагальнення даних, які отримані для різних флюїдів (теорія подібності теплофізичних властивостей).

Перша проблема проявляється у тому, що переважна більшість кореляцій КТВ НКП неявні та не завжди однозначні [55]. Часто при апріорній оцінці (за відомою температурою стінки), такі кореляції дають відмінні результати (до 5-10% відхилень, за крайньою мережею на тій базі даних, на яких вони були отримані, та не тільки), а при неявному застосуванні, часто взагалі не конвергентні або прогнозують значення температури стінки з більш ніж 50% помилкою відносно температурного напору [56]. Вище зазначене наведено на рис. 1.14.

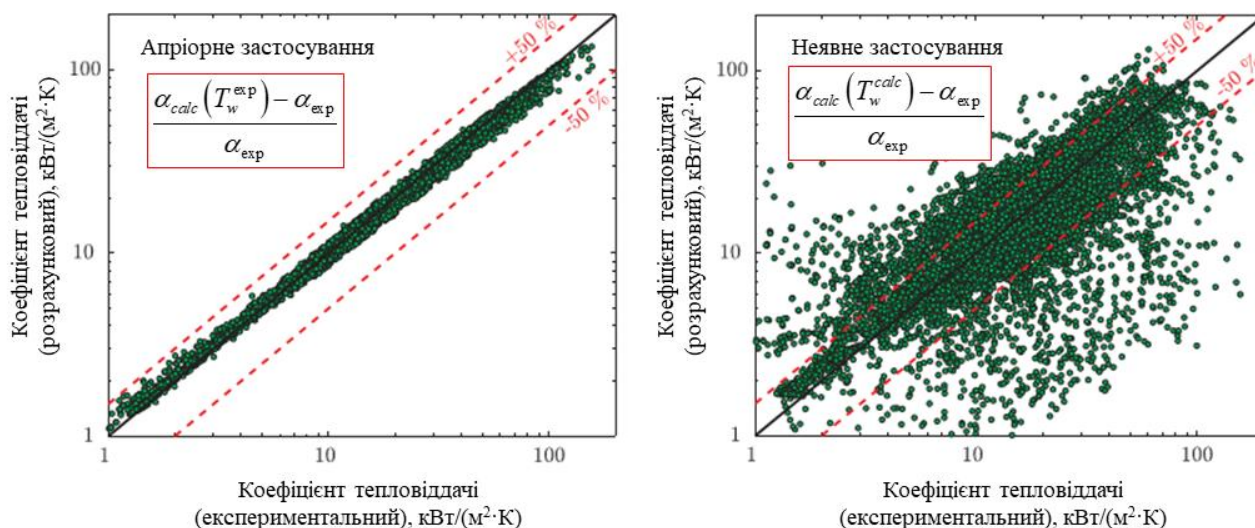


Рисунок 1.14 – Проблема застосовування неявних емпіричних залежностей [55]

Для того, щоб краще зрозуміти проблему, розглянемо наступне співвідношення. В роботі [57] було показано, що залежність градієнту температури між потоком та стінкою можна представити у вигляді $\Delta t \sim q^{1/(n-1)}$. Очевидно, що при близьких до ізотермічних умов (точніше постійний КТВ, який слабо залежить від температури стінки) $n \sim 0.0$. Нехай при неявному застосуванні кореляції ми маємо помилку у визначенні теплового потоку δq , яка за величиною може мати порядок критеріїв конвергенції. Тоді, розкладаючи тепловий потік в ряд Тейлора відносно температурного градієнту і обмежуючись членом першого порядку отримаємо:

$$\frac{1}{1-n} \left(\frac{\delta q}{q} \right)_{\Delta T} = \frac{\delta(\Delta T)}{\Delta T} \quad (1.6)$$

Співвідношення (1.5) демонструє, що навіть незначна похибка по тепловому потоку δq (в декілька відсотків) може бути суттєвою причиною помилки у визначенні температурного градієнту, хоча при апіорній оцінці кореляція може претендувати на «кращу». Вирішення такої проблеми повинно базуватися на модифікації саме алгоритмів підбору кореляції. Наприклад, в першому наближенні в якості критерію підбору кореляції регресивним аналізом необхідно застосовувати не помилку визначення КТВ, а помилку визначення температурного градієнту саме

неявним способом. Взагалі кажучи, такий підхід принципово відрізняється від існуючих і скоріше за все є значно складнішим, проте це може стати основою майбутніх наукових робіт.

В робастності і полягає проблема застосування неявних кореляцій, яка здебільшого є однією із суттєвих заporук адаптації загальноприйнятих системних кодів для параметрів НКП. Практика показує, що переважна більшість кодів проєктування, чи аналізу безпеки реакторів не дозволяють застосовувати такі кореляції, або ж виникають суттєві складнощі з інтерпретацією результатів, які отримуються. Наприклад, імплементацію неявних кореляцій у RELAP5 можливо виконати лише на рівні вихідного коду та скоріше за все, для досягнення конвергенції навколо точок псевдофазового переходу необхідно розробляти спеціальні чисельні процедури.

Другою проблемою узагальнення досліджень є створення універсальної кореляції в плані застосовності її до різних надкритичних флюїдів. Тут варто зазначити, що протягом останніх років активні зусилля для вирішення цієї проблеми прикладає наукова група професора В. Амброзіні з Пізанського університету, учасники якої запропонували працездатну теорію подібності властивостей надкритичних флюїдів [58] та запропонували деякі симплекси для модифікації вже існуючих кореляцій КТВ [59].

Серед останніх цікавих робіт [60] по фундаментальному тестуванню працездатності їх теорії слід виділити роботу, яку спільними зусиллями з професором Хі (Шефільдський університет) було виконано за допомогою DNS коду CHAPSim, де показано наскільки обрані критерії подібності дійсно дозволяють перераховувати одні характеристики флюїду на інші. Висновки, які наведені авторами, є досить оптимістичними, проте все ще потребують акуратності при застосуванні отриманих критеріїв. Варто відзначити, що успіх цієї теорії є заporукою ефективного планування експериментів на широкій сітці експериментальних стендів з різними робочими флюїдами, які розподілені по розвиненим країнам.

Важливим параметром теплофізичної надійності перспективної активної зони з НКТ є критична комбінація режимних параметрів, при яких може настати режим погіршеного теплообміну. Поки що мова не йде про «комерційні» критерії запасів, які є невід'ємною частиною поставок ядерного палива, а скоріше про основу теорії оцінки межі (запасу) до погіршеного теплообміну.

Багато дослідників пропонували різні критерії початку погіршеної тепловіддачі. Перші критерії базувалися на співвідношенні, яке в залежності від експериментатора мало різне значення [61]. В табл. 1.3 наведені деякі популярні кореляції, які можна зустріти в інженерній практиці під час попереднього обґрунтування перспективної активної зони (стосуються лише води).

Таблиця 1.3 – Критерії прогнозування погіршення тепловіддачі

Автори	Критерій
Віхрьов та ін. (1967)	$q/G \geq 0,4[\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}]$
Орнатський та ін. (1970)	$q/G \geq 0,95-1,05[\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}](\text{ст.})$ $q/G \geq 0,68-0,9[\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}](\text{осц.})$
Кондратьєв (1971)	$q \geq 5,515 \cdot 10^{-17} \cdot \text{Re}_b^{1,7} \cdot \left(\frac{P}{0,101325} \right)^{4,5}$
Ямагата та ін. (1972)	$q=0,2\sqrt{G}$
Протопопов та Сілін (1973)	$\frac{q}{G} \geq \frac{1,3}{(t_{pc} - t_b) C_{pb} \left(\frac{\xi}{8} \right) \left(\frac{v_w}{v_{pc}} \right)^{1,3}}$
Алексєєв та ін. (1976)	$q/G \geq 0,8[\text{кДж} \cdot \text{кг}^{-1}]$
Кірілов та ін. (1990)	$\left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_b} \right) \frac{Gr}{\text{Re}^2} < 0,4, \frac{Gr}{\text{Re}^2} < 0,6$
Фарах та ін. (2010)	$q=-58,97+0,745G$

1.4 Сучасний досвід використання CFD методів

Останні 10-20 років ідея прогнозування теплогідравлічних параметрів завдяки методам розрахункової гідродинаміки набула широкого застосування. Оскільки аналітичні кореляції та оцінки не можуть дати уявлення про складність процесів

погіршення тепловіддачі, альтернативним та більш фундаментальним підходом є вирішення (апроксимація) системи рівнянь потоку та енергії для конкретної реалістичної геометрії паливного каналу. Такі підходи дають значно ширші межі використання і в майбутньому прогнозується, що саме вони будуть основним інструментарієм для прогнозування параметрів погіршеної тепловіддачі.

Досить складною задачею є побудова спеціальних диференційних розрахункових методів, які могли б застосовуватися для прогнозу погіршеного теплообміну. Проблема полягає в тому, що на сьогоднішній день не вдалося побудувати надійну теорію погіршеного теплообміну, яка базувалася б лише на локальних параметрах потоку. Варто відзначити роботи [62-68], в яких були запропоновані оригінальні підходи до розрахунку нелінійних задач теплообміну з погіршенням. В цілому схематизувати їх можна наступним чином (див. рис. 1.15).

Очевидно, що методи, які використовують DNS можуть застосовуватися лише для калібрування більш простих підходів, як це було зазначено у п.1.2.

В цілому, для інженерної практики перспективними є ті методи, які б не ускладнювали постановку задачі і тим самим не підвищували б вимоги до розрахункових моделей, а шляхом введення додаткових термів адаптували б існуючі підходи. У вищезазначеному контексті можна виділити наступні підходи:

- 1) Адаптація пристінкових функцій температури (швидкості);
- 2) Введення розрахунку турбулентного числа Прандтля [36,68-70];
- 3) Створення спеціальних моделей турбулентності, які базуються на особливостях теплообміну при надкритичних параметрах [62-64,66].

Кожна з перелічених задач має свої складності. Найпростішими є перші дві задачі, оскільки існують узагальнення експериментальних даних і можна обґрунтовано ввести такі коригуючі коефіцієнти, які б залежали від «середніх» характеристик потоку. З одного боку це є перевагою, оскільки середньобалансові характеристики потоку за допомогою CFD прогнозуються завжди досить точно. З іншої сторони, алгоритми CFD кодів оптимізовані для локальних постановок, тобто автоматично неможливо виділити «напрямок» усереднення характеристик потоку. До того ж, здебільшого кореляції, які можуть бути застосованими, є неявними, що

потребує організації додаткових ітеративних процедур, які не завжди підтримуються CFD кодом. Тобто постає проблема коректної імплементації адаптованих функцій. Наприклад в роботі [71] пристінкову температурну функцію модифікують за допомогою місцевого значення турбулентного числа Прандтля, яка визначена як функція локальних параметрів, включаючи турбулентну в'язкість, хоча й результати не стосуються теплообміну при надкритичних параметрах.

Створення надійних методів прогнозу погіршеного теплообміну при надкритичних параметрах

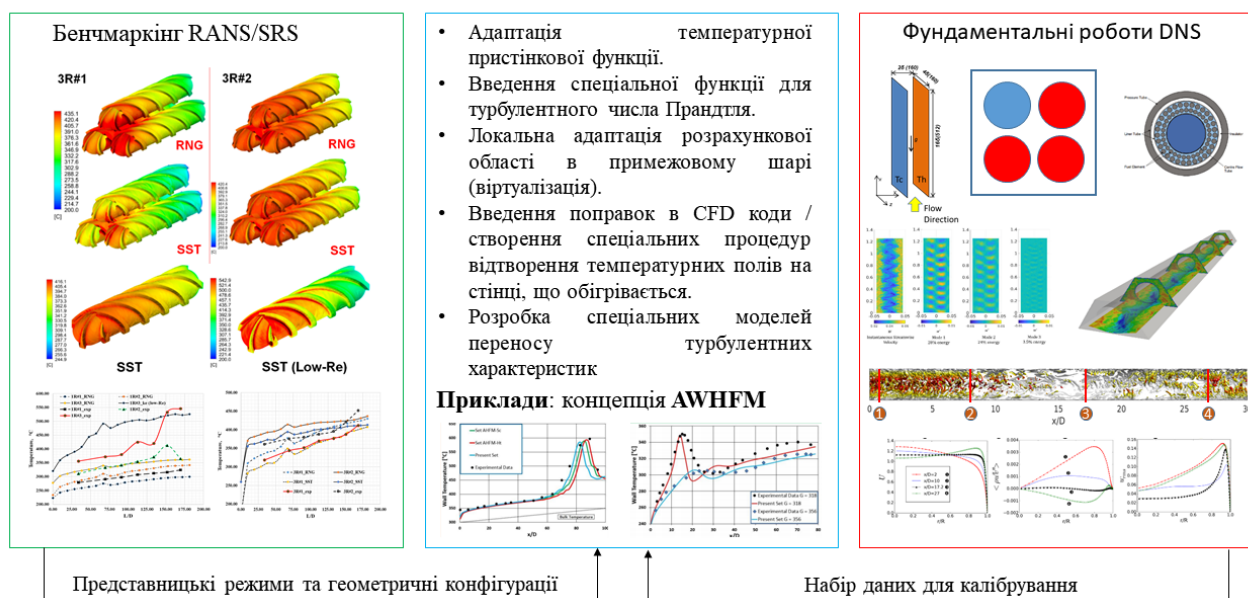


Рисунок 1.15 – Основні підходи до створення методів прогнозу погіршеного теплообміну

Взагалі, застосування різних функціональних залежностей для Pr_t має більш широке розповсюдження, які умовно можна поділити на дві категорії способу визначення: глобальні та локальні. Під глобальними маються на увазі такі, які визначені через критерії подібності, що здебільшого розраховуються за середньоентальпійними значеннями [72]. Застосування таких кореляцій у CFD є вкрай незручним за тими самими причинами, що й для перспективних модифікацій пристінкових функцій внаслідок втрати універсальності (в першу чергу геометричної). Локальне формулювання турбулентного Pr_t є більш універсальним,

але виникає суттєва проблема їх імплементації, оскільки не всі комерційні розрахункові CFD пакети їх підтримують як функцію широкого набору вхідних параметрів (наприклад CFX може підтримувати лише функцію координат, в той самий час Fluent дає більш широкі можливості включаючи зональну дію в моделі турбулентності, або ж за типом рівняння переносу). Серед опорних робіт слід виділити [73], в якій автори провели аналіз впливу різних локальних залежностей для Pr_t при підйомному русі теплоносія НКП, застосовуючи осесиметричне наближення. Однозначних висновків відносно застосовності зробити неможливо, оскільки тестування є досить епізодичним. Проте, автори однозначно стверджують, що прийняті константи 0.85-0.9, які отримані при квазі-ізотермічній течії, не придатні для надкритичних параметрів.

Окрему увагу слід приділити досить важливим результатам, які представлені в роботі [74] і базуються на експериментальних дослідженнях на імітаторах твел, описаних в п. 1.1. На рис. 1.16 наведені температурні розподіли для різних моделей турбулентності при застосуванні пристінкових функцій або ж при врахуванні так званих низькорейнольдсових ефектів (low-Re).

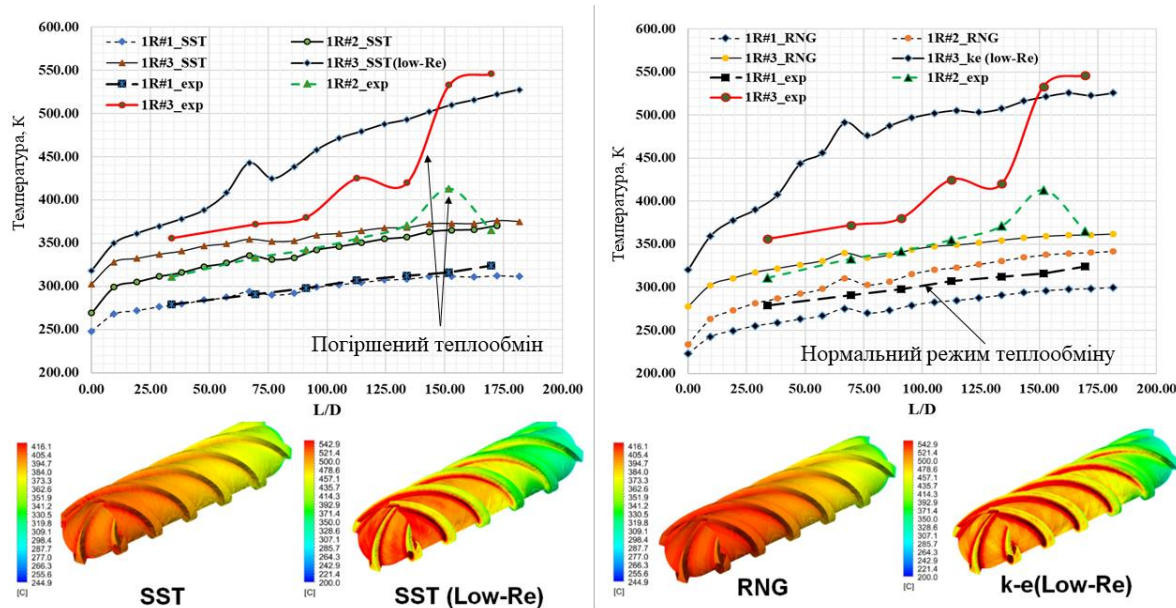


Рисунок 1.16 – Результати прогнозування температурного режиму імітаторів твел

Справа в тому, що незважаючи на досить значні відхилення аксіального профілю температури, похибка визначення перепаду тиску не перевищувала 10% як при застосуванні пристінкових функцій, так і без них. Це дає право в першому наближенні розглядати лише модифікацію температурної пристінкової функції без прив'язки до швидкісного закону. Частина даної роботи присвячена саме реалізації такого підходу.

Концепція третього підходу є найбільш загальною, оскільки йде мова про створення диференціальної моделі переносу основних характеристик турбулентного потоку з надкритичним параметрами, а саме (в контексті спеціальних інженерних моделей): вихрової в'язкості, турбулентної температуропровідності та турбулентного масообміну. В цьому випадку важливою складовою розробки є розуміння механізму погіршеного теплообміну з точки зору фази середовища. Загально прийнятою практикою є те, що надкритичний флюїд вважається виключно однофазним з умовним розділенням на псевдо-рідинну область та псевдо-газову без ступінчатої зміни швидкості звуку (монотонна). В цьому випадку всі напрацювання по турбулентному переносу однофазного неізотермічного середовища (особливо високотемпературних газів) автоматично справедливі і для надкритичного середовища. Іноді (одиночні роботи) зустрічаються публікації, де автори розглядають погіршений теплообмін у контексті псевдо-кипіння [75] при переході через максимум ізобарної теплоємності (див. рис. 1.2) – точку псевдофазового переходу. Авторам [75] вдалося спрогнозувати вхідні піки температури, що є одним із типів погіршеного теплообміну, який пов'язаний із перебудовою вхідних профілів швидкості та температури, але це не є головним. Більш цінним є те, що такий підхід є універсальним з точки зору опису середовища, яке може під час перехідного процесу знаходитися як в надкритичній, так і в двофазній області. Базуючись на такому підході, можна в надкритичній області ввести поняття вагового параметру аналогічно до масової (або об'ємної частки) фази. Зауважимо, що саме такий підхід дозволить провести адаптацію існуючих кодів, які базуються на двокомпонентному формулюванні керуючих транспортних рівнянь (в загальному, такий підхід використовується в кодах обґрунтування безпеки АЕС типу RELAP). В продовженні

до вище зазначеного в роботі [76] побудована К-критеріальна кореляція (поправка), яка базується на концепції псевдо-кипіння надкритичного середовища для залежності типу Діттуса-Боїлтера.

Узагальнюючи досить широкий спектр робіт, які з'явилися в останні 20 років, можна стверджувати, що переважна більшість направлена лише на тестування різних моделей турбулентності для досить стислого набору режимних параметрів. Це в першу чергу пов'язано як зі складністю охоплення об'ємної бази експериментальних досліджень, так і з обмеженою якістю тих результатів, які отримуються за допомогою моделювання універсальними пакетами. Здебільшого такі роботи не позиціонуються як валідація відповідних кодів (конкретне практичне спрямування) і останнім часом все менше і менше зустрічається систематизація підходів за якими можна обирати кращу інженерну практику. Серед таких робіт особливу цінність представляють ті, в яких висвітлюється математична складова тієї чи іншої поправки або демпферної функції при low-Re наближенні, як наприклад в [77], що робить її привабливою при безпосередній розробці спеціального інструментарію.

Підсумовуючи сучасні модифікації моделей турбулентності можна їх узагальнити наступним чином, застосовуючи модель Гібсона та Лаундера, або ж вона відома як Algebraic Flux Model (AFM) [78], і має наступний вигляд (1.7).

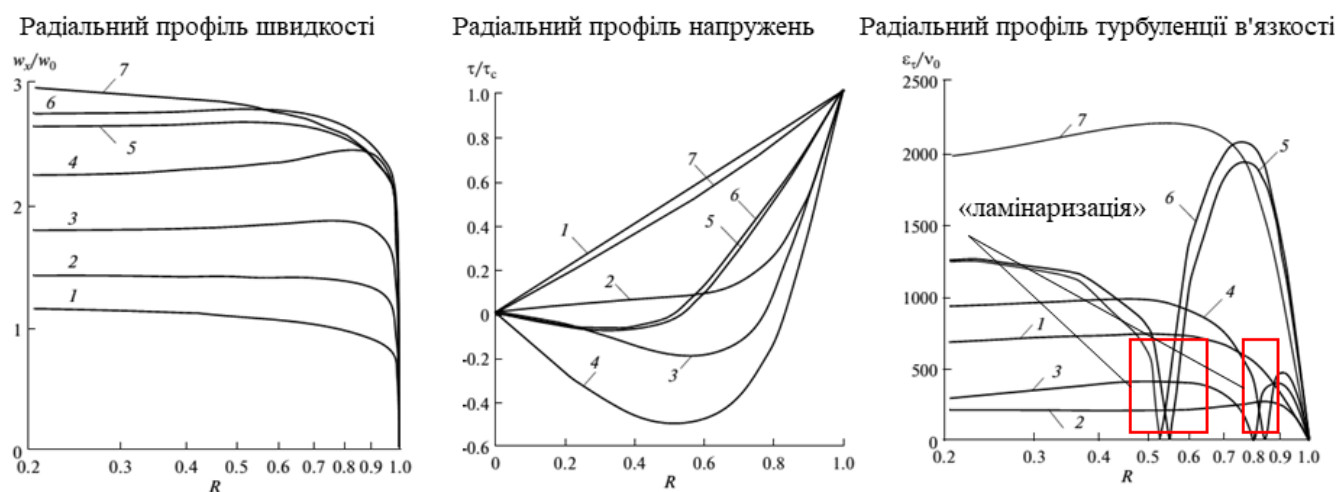
$$\lambda_{ef} \sim \overline{u'_i t'} = -C_{t_1} \frac{k}{\varepsilon} \left(\underbrace{\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{t}}{\partial x_j}}_{SGDN} + C_{t_2} \overline{u'_j t'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + C_{t_2} \beta g_i \bar{t'^2} \right) \quad (1.7)$$

де k – кінетична енергія турбулентності, а ε – її дисипація.

Перший член (1.6), опускаючи деякі перетворення, фактично відповідає теорії шляху змішування Прандтля, чи узагальнюючи – Simple Gradient Diffusion Hypothesis (SGDN), або у формі Дейлі і Харлоу (General Simple Gradient Diffusion Hypothesis) [79].

В роботах [62-64] побудовані нелінійні алгебраїчні моделі турбулентності, які враховують як термічне прискорення, так і пульсації густини в полі сили тяжіння. Особливістю таких моделей є те, що вони дозволяють прогнозувати режими погіршеного теплообміну, а також здатні відтворювати фізичний механізм (утворення запираючого теплового шару через ламінаризацію, див. рис. 1.17). Недоліком, який в будь-якому випадку не применшує результати є те, що отримані моделі не є універсальними, тобто використовують не лише локальні параметри потоку. Це робить її складною з точки зору імплементації в сучасний інструментарій.

В роботах [66,80] наведені результати прогнозування режимів погіршеного теплообміну, використовуючи (1.6), де квадрат флуктуації температури у третьому члені розраховувався за допомогою диференційного рівняння переносу скаляру. Автори реалізували дану модифікацію для k - ϵ low-Re в комерційному пакеті STAR-CCM+, тобто реалізація є універсальною. Варто відзначити, що тестування підходу відбувалося із застосуванням режимів погіршеного теплообміну, які були отримані на експериментальному стенді КПІ ім. Ігоря Сікорського (рис. 1.18).



1 – $x/d = 0.0$; 2 – $x/d = 37.0$; 3 – $x/d = 73.0$; 4 – $x/d = 97.0$; 5 – $x/d = 187.0$ ($w_x/2$); 6 – $x/d = 194.0$ ($w_x/2$); 7 – $x/d = 399$ ($w_x/4$).

Рисунок 1.17 – Результати прогнозування температурного режиму за допомогою нелінійної алгебраїчної моделі [63]

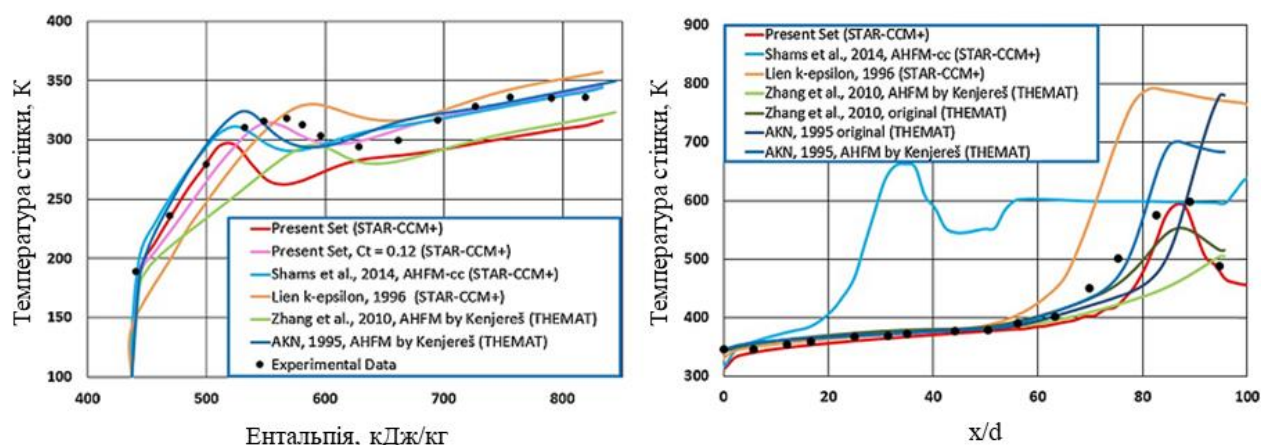


Рисунок 1.18 – Результати прогнозування температурного режиму за допомогою нелінійної алгебраїчної моделі [80]

Необхідно відзначити також і вітчизняні роботи, які були виконані під керівництвом Авраменка А.А. з використанням RNG моделі для аналізу режимів теплообміну при надкритичних параметрах на імітаторах твел [81]. RNG підхід має деякі переваги, серед яких найголовніша у контексті теплообміну при надкритичних параметрах – внутрішня теоретично обґрунтована залежність для визначення турбулентного числа Прандтля.

Окрему увагу слід приділити публікації [82] де було виконано усереднення рівнянь Нав'є-Стокса саме для цілей теплообміну при надкритичних параметрах. Автори проаналізували отримані кореляції пульсацій параметрів не лише основних змінних потоку, а й теплофізичних властивостей. Наведені кореляції SCR-RANS були проаналізовані і було встановлено, для яких кореляцій є інформація в літературі, а які потребують додаткових досліджень, наприклад для такої, як кореляція теплопровідності – градієнту температури. Подібного роду аналіз може стати основою для прототипування спеціальної моделі турбулентності, яка стане основою для підходу, описаного в п. 1.2 даної роботи. Наприклад, у контексті турбулентних чисел подібності це може бути трьохпараметрична RANS модель турбулентної в'язкості, турбулентного числа Прандтля та турбулентного числа Шмідта. На сьогоднішній день таких моделей в широкому доступі (виключенням можуть бути наукові інститути, які не популяризували свої напрацювання) не існує

і це є перспективною задачею в контексті нелінійного теплообміну з надкритичними параметрами.

В якості резюме, варто відмітити, що в більш пізніх роботах [11] автори [66,80] схиляються до SRS методів, що в більшості випадків сьогодення придатні лише для наукових цілей.

На нашу думку, в галузі прогнозування нелінійного теплообміну RANS підхід не вичерпав своїх можливостей і може бути адаптований/доповнений новими співвідношеннями, які зроблять його придатним для завдань із надкритичним станом теплоносія. До того ж, застосування методу пристінкової функції дозволяє істотно зменшити щільність дискретизації розрахункової області, що особливо важливо при аналізі близької до проточної частини міжтвельного простору перспективних тепловиділяючих збірок (стержневих зборок).

1.5 Проблема відокремлення феномену при розгляді перспективних реакторів

Умови дослідження режимів теплообміну при надкритичних параметрах значно відрізняються від тих, що характерні в активній зоні перспективних реакторів. В першу чергу це пов'язано з умовами генерації теплової енергії, а саме в притаманних зворотних зв'язках при електричному та ядерному обігріві. У випадку джоулевого нагріву з використанням джерела струму в експериментальному стенді – зі збільшенням температури стінки збільшується тепловий потік. При застосуванні джерела напруги (сила струму є варіабельною величиною в залежності від опору тестової секції) можна отримати від'ємні зворотні зв'язки по тепловому потоку. Величина теплового потоку в області досліджуваних параметрів, як правило, змінюється несуттєво (менше 10% [17]) і, зважаючи на умови експерименту (стабілізований потік зі стаціонарними граничними умовами), не дає можливості виявити його вплив на режим теплообміну. По-друге, теплоносій надкритичних параметрів є досить агресивним середовищем, і тому процеси пов'язані з радіолізом

(умови роботи активної зони) можуть суттєво змінювати теплофізичні властивості в тепловому примежовому шарі, що також змінює умови теплообміну. Також до значущого, але мало дослідженого фактору, який здатний змінювати умови теплообміну із-за наявності масообміну в умовах корозії на негладкій поверхні [11].

Для перспективних реакторних установок з надкритичними параметрами теплоносія доцільним є використання переходу через критичну точку (псевдофазовий перехід), яка характеризується екстремумом теплоємності, що дозволяє значно зменшити витрату теплоносія (до 10 разів при тому ж тепловідводі). З точки зору зміни температури теплоносія такий режим подібний до теплообміну при кипінні, де умовно можна виділити економайзерну зону, область фазового переходу та пароперегріву (рис. 1.19).

В таких умовах відношення між густиною теплоносія на вході в зону обігріву та на виході може відрізнятись в декілька разів (в деяких випадках на порядок). При цьому, за певної комбінації режимних параметрів, може відбуватися різке зростання температури гріючої стінки при практично незмінній температурі теплоносія в зоні максимуму теплоємності. Погіршений теплообмін є дуже чутливим до зміни параметру $q/\rho w$ [56,83-84]. Тобто, у випадку стабільної роботи насосів (величина масової швидкості ρw постійна) стан теплогідравлічної системи елементарного каналу з ядерним обігрівом чутливий до зміни густини теплового потоку, яка функціонально залежить від температури.

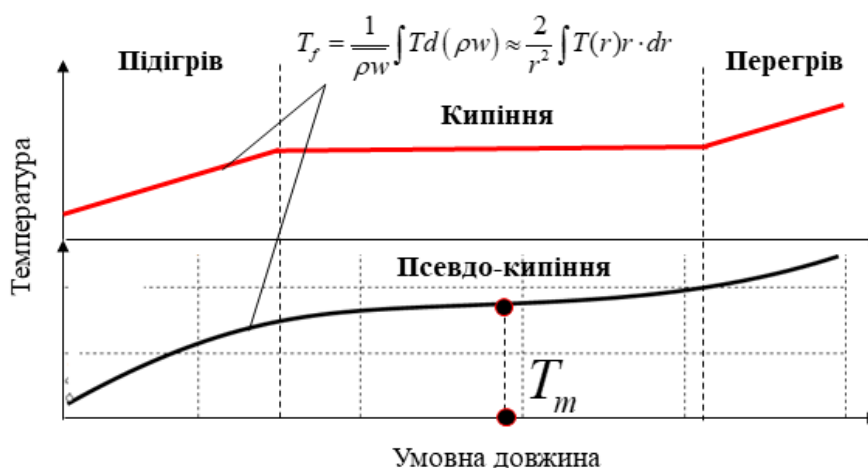


Рисунок 1.19 – Аналогія кипіння та псевдофазового переходу

Вище зазначені умови є особливостями, які певної мірою притаманні реакторам з киплячим теплоносієм з режимом кризи теплообміну першого роду. Суттєвою відмінністю є те, що надкритичний теплоносій однофазний, а умови роботи відносяться до експлуатаційних у контексті застосування ентальпії псевдофазового переходу.

Таким чином, проєктування перспективних активних зон, в особливості для виявлення критичних режимних параметрів, вимагає застосування мультифізичних підходів, які повинні деталізуватися в залежності від глибини проробки концепту. Саме такий підхід застосовується при обґрунтуванні концепту малого модульного реактора проєкту ECC ESMART [45], в рамках якого розробляються і підходи, які описані нижче.

1.6 Висновки, мета та завдання дослідження

На основі розглянутих літературних джерел можна зробити висновок, що феномен погіршеного теплообміну, як один із видів нелінійного теплообміну, досі не узагальнений щодо можливостей його прогнозування в перспективних активних зонах. На сьогоднішній день запропоновано безліч емпіричних кореляцій як для коефіцієнту тепловіддачі і гідравлічного опору, так і для критеріїв початку погіршення тепловіддачі в залежності від режимних параметрів. Здебільшого такі кореляції є неявними, тобто залежать від невідомої температури стінки, що суттєво погіршує їх робастність. Це проявляється в тому, що застосовувати їх в практичних цілях, наприклад для адаптації сучасних теплогідравлічних кодів, досить складно. Це пов'язано з тим, що в околі точки псевдофазового переходу виникає суттєва залежність КТВ від теплового потоку, помилка визначення якого навіть в 1% може призводити до більше ніж 100% помилки у визначенні температурного градієнту. Така особливість суттєво обмежує застосування класичних алгоритмів, які реалізовані в системних кодах, і, здебільшого, призводить (якщо вдалося імплементувати кореляцію) до відсутності конвергенції і до аварійної зупинки.

Фактично, це унеможлиблює застосування існуючого інструментарію для теплогідравлічного аналізу перспективної активної зони.

Не дивлячись на 20-річний бум застосування CFD методів й досі не існує такого підходу, який би дозволив надійно прогнозувати нелінійні режими теплообміну при надкритичних параметрах не переходячи до ресурсозатратних підходів типу SRS, тобто не втрачаючи зв'язок з інженерною практикою. Деякі наукові групи, які запропонували найбільш вдалі підходи, що фрагментно можуть застосовуватися для прогнозування режимів погіршеного теплообміну, останнім часом вважають, що RANS підхід себе вичерпав. Судячи із підходів, а також з існуючого розриву між експериментом, DNS розрахунками та адаптаціями існуючих малопараметричних моделей турбулентності можна стверджувати, що такі висновки є предчасними. Й досі не розглянуті аспекти застосування пристінкових функцій для нелінійних задач теплообміну при надкритичних параметрах теплоносія, що є важливою складовою застосування сучасних CFD методів в інженерній практиці.

Феномен погіршеного теплообміну здебільшого розглядається без прив'язки до джерела теплової енергії, що є не дивним, оскільки у надкритичних парових котлах тепловий потік випромінення слабо реагує на зміну температури стінки, тобто канал можна розглядати з приблизно постійним значенням теплової потужності, яка підводиться до потоку. В активній зоні цей зв'язок є значно жорсткішим в силу того, що сповільнюючі властивості води суттєво знижуються при густині, меншій ніж $\sim 300\text{-}400 \text{ кг/м}^3$. При переході через точку псевдофазового переходу енерговиділення суттєво реагуватиме на теплогідравлічний стан каналу, а отже, розглядати погіршений теплообмін без прив'язки до умов ядерного обігріву є некоректним.

На підставі вищезазначеного, задачі дослідження можуть бути сформульовані наступним чином:

- побудувати метод підвищеної стабільності в одновимірному наближенні, який надійно використовував би неявні кореляції та міг би стати основою системного коду нового покоління;

- побудувати метод оцінки теплогідравлічних характеристик каналу без прив'язки до емпіричних кореляцій, який базувався би на особливостях фізичних процесів, які відбуваються при конкуренції сил термічного прискорення та гравітації в примежовому шарі та в основному ядрі потоку, що є основою для зародження погіршеної тепловіддачі;
- запропонувати спосіб, який би поліпшив прогностні властивості сучасних температурних пристінкових функцій;
- розробити метод, який би дозволив визначити вплив ядерного обігріву на особливості теплообміну при надкритичних параметрах теплоносія в перспективних активних зонах;
- на основі запропонованих підходів запропонувати інженерний спосіб оцінки референтної конструкції перспективної активної зони для визначення полів нерівномірності масової витрати, температури та енерговиділення з урахуванням особливостей при надкритичних параметрах теплоносія;
- розробити рекомендації щодо компенсуючих методів, які можуть застосовуватися при проектуванні перспективних реакторів четвертого покоління з надкритичними параметрами теплоносія.

Запропоновані математичні моделі повинні бути верифіковані та валідовані на основі експериментальних досліджень з метою підтвердження закладених можливостей та виявлення недоліків, які потребуватимуть подальших досліджень.

РОЗДІЛ 2. РОЗРОБКА МЕТОДУ ОДНОВИМІРНОЇ ТЕПЛОГІДРАВЛІКИ ПІДВИЩЕНОЇ СТАБІЛЬНОСТІ З УРАХУВАННЯМ ЕКСТРЕМАЛЬНО-НЕЛІНІЙНОЇ ПОВЕДІНКИ ТЕПЛОФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ

Система рівнянь, яка описує неізотермічний рух середовища з надкритичними параметрами має принципово нелінійну структуру. Усереднюючи характерні величини потоку за поперечним перерізом в загальному випадку, тривимірну систему течії неізотермічної середовища можна звести до одновимірної. Одновимірна система течії неізотермічного середовища, з урахуванням фазових переходів, покладена в основу багатьох нодальних кодів поліпшеної теплогідравлічної оцінки RELAP, TRACE, CATHARE, ATHLET, KOPCAR, які на цей час адаптуються для задач СКП [85-87]. Інтенсивність дисипації енергії і теплообміну замінюється емпіричними узагальненнями, які для СКД як правило неявні.

Створення надійних методів прогнозування нелінійних процесів теплообміну (наприклад, погіршення теплообміну або запирання потоку, стабільність потоку при природній циркуляції [10,11]) стають багато в чому визначальними проблемами для тих проєктів, в яких оперативний запас по часу при перехідному процесі значно зменшується (наприклад, SMR). До того ж сучасні підходи до обґрунтування безпеки перспективних реакторів вимагають постійного вдосконалення аналітичного інструменту, в тому числі розробки мультифізичних підходів.

У багатьох випадках, коли розглядається елементарний канал, задача зводиться до трансцендентних балансових співвідношень, які отримуються неврахуванням локальних ефектів і введенням середньомасових величин. Екстремально-нелінійна поведінка теплофізичних властивостей при надкритичних параметрах в околі точки псевдо-фазового переходу є однією з причин появи термічного прискорення, яким нехтувати не можна. До того ж, існує поки негласна проблема застосовності сучасних неявних кореляцій [88], які при апіорній оцінці задовільно узгоджуються з експериментом, а при застосуванні їх в неявному вигляді (визначальна температура потоку і стінки) у багатьох випадках взагалі не дають

конвергентного результату [55]. Якщо ж результати виходять збіжними, їх не завжди вдається правильно інтерпретувати.

Отримувані аксіальні розподіли можуть свідчити про наявність погіршення теплообміну, що в принципі може бути і вірним. У той же час на аксіальному профілі температури стінки може з'являтися і «вхідний» пік, який є наслідком розривності рішення (якщо метод дозволяє), але не як фізичне відтворення перебудови профілю швидкості. В цьому випадку з урахуванням складності і розгалуженості реальної системи РУ для реалістичної оцінки необхідно вводити спеціальне узагальнення на найбільш ймовірний профіль температури стінки в залежності від режимних параметрів [89]. Для врахування всіх цих особливостей необхідно не тільки імплементувати кореляції і таблиці властивостей, як це робиться в більшості випадків, але і вкрай важливо адаптувати чисельні алгоритми розв'язання таких задач [90].

Другою важливою особливістю сучасного розвитку існуючих підходів є створення універсального алгоритму рішення зв'язаних задач теплогідравліки та міцності для системи трубопроводів, або ж теплогідравліки та нейтроніки (що є важливим у випадку аналізу нелінійного теплообміну з урахуванням зворотних зв'язків). На нашу думку, такі підходи мають ґрунтуватися на таких базових особливостях:

- 1) Індиферентність методу по відношенню до вихідної системи трансцендентних і диференціальних рівнянь транспорту надкритичного середовища;
- 2) Відсутність проблеми розташування ГУ (boundary value problem, BVP);
- 3) Чисельна ефективність і стійкість для нелінійних задач (екстремально – нелінійна поведінка теплофізичних властивостей).

До одного з найбільш підходящих методів, який відповідає пунктам 2 і 3, можна віднести MSE на прикладі модуля PipeFlow Comsol Multiphysics [91]. Основні відмінності між MSE і запропонованим підходом будуть розглянуті нижче.

У даному розділі розглядаються основні особливості адаптації методу передавальної матриці (ТММ) для неізотермічної течії середовища з надкритичними параметрами. Для лінеаризації вихідної системи рівнянь застосовується поняття

проміжного (базового) і коригуючого рішення. Рівняння для коригувальних величин, які фактично характеризують нев'язку при базових параметрах для елементарної ділянки розбиття, вирішуються точно.

Застосування даного методу дозволяє побудувати однозначний взаємозв'язок початку і кінця трубопроводу (що є основою організації ефективних теплогідравлічних систем) для коригуючих величин, а також зняти обмеження на вид емпіричної залежності коефіцієнта тертя і тепловіддачі, що є досить важливим у випадку узагальнень для надкритичного середовища.

Верифікація та валідація методу здійснювалася на основі експериментальної бази даних КПІ ім. І. Сікорського [25,32] із застосуванням декількох неявних емпіричних кореляцій, для яких отримання конвергентного рішення для деяких режимів є проблемним при застосуванні класичних підходів.

Відзначимо, що ТММ дуже популярний і в цілому застосовується в зв'язаних задачах акустики [92], електромагнетизму і перенесення випромінювання [93,94], а також в розрахунках напружено-деформованого стану трубопровідних систем [95].

2.1 Загальний опис прийнятого формалізму та концепції адаптації

Нестационарні процеси переносу однофазного середовища в одновимірному наближенні в загальному випадку можуть бути представлені у вигляді нелінійної системи (2.1). Особливість (2.1) в тому, що $n-k$ рівнянь диференційні, а решта k - алгебраїчні (в загальному випадку - трансцендентні).

Як правило, диференційні рівняння описують закони збереження, алгебраїчні / трансцендентні - рівняння стану. Тому вектор невідомих $\vec{P} = \vec{P}^d \cup \vec{P}^a$ має координати у вигляді змінних, кожна з яких характеризується рівнянням системи (2.1). Зауважимо, що співставлення типу «змінна – рівняння» є досить умовним.

$$\begin{cases}
\frac{\partial(\rho f)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho w f) = \Gamma_G \\
\frac{\partial(\rho w f)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho w^2 f) = -f \frac{\partial p}{\partial x} - \rho g f \cdot \cos(\theta) - \xi \rho w |w| P_h - \Gamma_p \\
\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{w}{2} \right) f \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho w \left(\varepsilon + \frac{w}{2} \right) f \right] = - \frac{\partial}{\partial x}(\rho w f) - \rho g f w \cdot \cos(\theta) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} f \right) - \phi(T, T_{\text{wall}}) + \xi \rho w^2 |w| P_h - \Gamma_T \\
\phi(T, T_{\text{wall}}) = P_t \cdot \text{HTC} \cdot (T_{\text{wall}} - T) = P_t \cdot q \\
\rho = \rho(p, T) \\
\varepsilon = \varepsilon(p, T)
\end{cases} \quad (3.1)$$

де, p – абсолютний тиск, w – повздовжня швидкість, T – температура надкритичного середовища, P_h та P_t – гідравлічний та тепловий периметри, ρ – густина, ε - внутрішня енергія потоку, $\Gamma_G, \Gamma_p, \Gamma_T$ - функції міжканального обміну масою імпульсом та енергією, f – площа поперечного перерізу каналу, Φ – функція зовнішнього теплообміну, T_{wall} – температура стінки, $\cos(\Theta)$ – задає орієнтацію у просторі.

Оскільки вихідна система є нелінійною, опишемо підхід, за яким було побудовано розв'язок. Розглянемо концепцію лінеаризації детальніше.

Для спрощення демонстрації застосування методу розглядається каналне наближення в стаціонарній постановці (проста трубка), в якій відсутній поперечний обмін, тобто $\Gamma_G, \Gamma_p, \Gamma_T$ тотожно рівні нулю. Узагальнення на нестаціонарний випадок практично не змінює суті підходу.

Вивід вхідної системи (2.1) для неізотермічної течії, а також питання загального вигляду замикаючих співвідношень для КТВ та КГО наведено в [96].

Для зручності опису методу представимо вихідну систему (2.1) у вигляді (2.2), тобто перейдемо до узагальнюючого вигляду. Нехай $\vec{\Pi}^d$ містить координати лише тих змінних, які характеризуються диференціальними рівняннями (наприклад швидкість, тиск і температура), а $\vec{\Pi}^a$ - іншими (внутрішня енергія, щільність та функція зовнішнього теплообміну). У більшості практичних задач, пов'язаних з неізотермічною течією, величини вектору $\vec{\Pi}^a$ вдається представити як $\Pi_i^a = \Psi_i(\vec{\Pi}^d), i = 1..k$ (наприклад густину через тиск і температуру). Для зручності змінні вектора $\vec{\Pi}^d$ - назвемо «основними», а $\vec{\Pi}^a$ «допоміжними».

$$\begin{cases} A_i^j(\vec{\Pi}) \cdot L_t(\Pi_i) + B_i^j(\vec{\Pi}) \cdot L_x(\Pi_i) + C_i^j(\vec{\Pi}) \cdot L_{xx}(\Pi_i) = F_j(\vec{\Pi}) \\ \{L_t; L_x; L_{xx}\} = \left\{ \frac{\partial}{\partial \tau}; \frac{\partial}{\partial x}; \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right\} \\ i, j = 1..n \end{cases} \quad (2.2)$$

де, А, В, С, F – функціональні коефіцієнти, L – диференціальні оператори.

Побудуємо розв’язок (2.2) у вигляді збіжного ряду (умова, яка повинна виконуватися априорі). Представимо розв’язок для n-k «основних» змінних у вигляді ряду (2.3), в якому $\Pi_{i,0}^{base}$ – початкове рішення (початкове наближення), Π_j^{cor} – адаптивна величина.

$$\Pi_i^d = \Pi_{i,0}^{base} + \sum_{j=1}^m k_j^{dyn} \cdot \Pi_j^{cor} \quad (2.3)$$

Для визначення Π_j^{cor} лінеаризуємо (2.2) щодо змінних вектора $\vec{\Pi}^d$. Представимо кожен з координат у вигляді суми «базової» і «коригуючої» величини $\Pi_i^d = \Pi_i^{base} + \Pi_i^{cor} \Leftrightarrow \partial \Pi_i^d = \partial \Pi_i^{base} + \partial \Pi_i^{cor}, i = 1..k$, та сформуємо такі положення [97]:

1) В граничному випадку $\lim_{m \rightarrow \infty} (\Pi_i^{cor}) \rightarrow 0 \Leftrightarrow \Pi_i^d \rightarrow \Pi_i^{base}$, де m – число наближень (коригувань);

2) Величини вище першого порядку малості не враховуються при лінеаризації

$$\begin{cases} \forall r > 1 \Rightarrow (\Pi_i^{cor})^r \rightarrow 0, \left(\frac{\partial \Pi_i^{cor}}{\partial x} \right)^r \rightarrow 0 \\ \forall i, j \Rightarrow \Pi_i^{cor} \cdot \Pi_j^{cor} \rightarrow 0, \Pi_{i,j}^{cor} \cdot \frac{\partial \Pi_{i,j}^{cor}}{\partial x} \rightarrow 0 \end{cases};$$

3) Функція $\Pi_i^a = \Psi_i(\vec{\Pi}^d), i = 1..k$ виражається у вигляді перших членів розкладання у ряд Тейлора $d\Pi_j^a = \Psi_i|_{base} + \sum_{j=1}^{n-k} \frac{\partial \Psi_i}{\partial \Pi_j^d} \Big|_{base} \cdot d\Pi_j^d$ (лінеаризація відносно «основних» невідомих);

4) Функція $\varphi(\vec{\Pi}^d)$ представляється у вигляді перших членів розкладання у

ряд Тейлора $\varphi(\vec{\Pi}^d) = \varphi_{base} + \sum_{j=1}^{n-k} \left. \frac{\partial \varphi_i}{\partial \Pi_j^d} \right|_{base} \cdot \Pi_i^{cor}$ (лінеаризація коефіцієнтів

диференційних рівнянь відносно «коригуючих» величин);

5) «Допоміжні» змінні представляються як

$(\Pi^a)_i^{cor} = \Psi_i|_{base} + \sum_{j=1}^{n-k} \left. \frac{\partial \Psi_i}{\partial \Pi_j^d} \right|_{base} \cdot \Pi_i^{cor}$ (лінеаризація відносно «коригуючих» величин);

б) Нестационарні члени апроксимуються у вигляді скінченної різниці першого порядку точності (для наочності) в неявному вигляді

$$L_t(\Pi_d^i) = \frac{\partial \Pi_d^i}{\partial \tau} = \frac{\Pi_d^i(x) - (\Pi_d^i)_{last}}{\Delta \tau}, \text{ аналогічно [98].}$$

Це правило не є жорстким і може використовуватися тришарова апроксимація, або ж популярна схема Кранка-Нікольсона.

Варто зазначити, що схоже формулювання у вигляді «базової» і «коригуючої» величини було успішно застосовано для геометрично-нелінійних задач [99,100], хоча автори [99] ці величини інтерпретують виходячи з монотонності загального розв'язку. Строго кажучи, «Правило 2» виконується лише в граничному випадку збіжності. Дане спрощення не є очевидним в разі нелінійних задач і потребує подальшого аналізу на предмет спотворення вхідної системи рівнянь (2.2). "Правило 4" дозволяє імплементувати алгебраїчні рівняння в диференційні і надалі розглядати систему «модифікованих» диференційних рівнянь збереження відносно $\vec{\Pi}^d$. Наприклад, термічне і калоричне рівняння стану середовища згідно з «Правилом 3»

$$\text{може бути представлено як: } d\rho \approx \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right) dT + \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right) dp, d\varepsilon \approx \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right) dT + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p} \right) dp.$$

Таким чином (2.2) з урахуванням вище сформульованих правил вдається звести до системи лінійних неоднорідних диференційних рівнянь зі змінними коефіцієнтами (2.4).

$$\begin{cases} \tilde{A}_i^j(x)|_{base} \cdot L_x(\Pi_i^{cor}) + \tilde{B}_i^j(x)|_{base} \cdot L_{xx}(\Pi_i^{cor}) + \tilde{C}_i^j(x)|_{base} \cdot \Pi_i^{cor} = R_j(x)|_{base} \\ i, j = 1..n-k \end{cases} \quad (2.4)$$

де, $\tilde{A}_i^j(x), \tilde{B}_i^j(x), \tilde{C}_i^j(x)$ - функціональні коефіцієнти, які є функціями координат за рахунок розподілу «базових» величин.

Функція $R_j(x)|_{base}$ - за змістом в точності відповідає n-k диференційним рівнянням системи (2.2). Фактично ліву частину (2.4) можна інтерпретувати як неув'язку системи (2.2), представленої в термінах «базова» і «коригуюча». Вирішувати (2.4) можна різними способами, наприклад, шляхом мінімізації абсолютного значення лівої частини (2.4), що в граничному випадку забезпечить виконання (2.2). У цьому і полягає основна схожість з МСЕ.

Варто відзначити, що питання консервативності методу поки детально не досліджувалося, лише зауважимо, що для точного виконання рівняння нерозривності в якості однієї із змінних розглядається масова витрата потоку $G = \rho w f$, для базової величини в певних випадках вибору може бути аналогом протипотокової схеми (upwind) в МКО.

Лінеаризовані коефіцієнти рівнянь переносу, а також функції теплообміну наведені у Додатку А.

Для розв'язання (2.4) щодо «коригуючих» величин розглянемо елементарну геометричну ділянку $[x_{k+1}; x_k]$ довжиною δx_i , в межах якої приймаються постійними коефіцієнти при «коригуючих» величинах (рис. 2.1).

Тоді на кожній елементарній ділянці систему рівнянь (2.4) можна вирішити аналітичними або гібридними методами (аналітика + кінцеві різниці) і представити у вигляді матричного зв'язку початку і кінця елементарної ділянки розбиття. Розглянемо детально підхід, який реалізований в даній роботі.

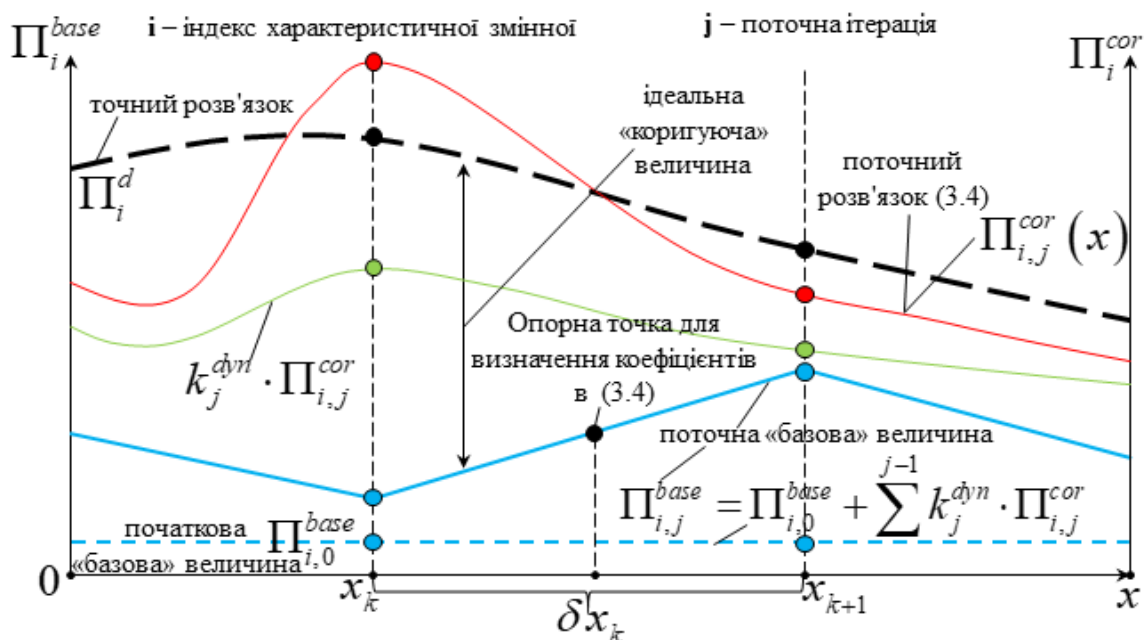


Рисунок 2.1 – Ілюстрація «базової» та «коригуючої» величини на елементарній ділянці розбиття для поточної ітерації

У випадку течії однофазного надкритичного середовища в якості вектору $\vec{\Pi}^d$ доцільно обрати масову витрату, абсолютний тиск та температуру середовища $G_k; p_k; T_k$. Тоді детальний вигляд (2.4) можна представити як (2.5), причому, якщо нехтувати стисливістю середовища, тобто покласти, що похідна $\partial(\rho f)/\partial \tau \equiv 0$, то вона буде відповідати лінеаризації і для нестационарної постановки. В (2.5) аксіальною теплопровідністю знехтувано.

$$\begin{cases} DGk_1 \cdot \frac{\partial G_k}{\partial x} = -Ck_1 \\ DGk_2 \cdot \frac{\partial G_k}{\partial x} + DPk_2 \cdot \frac{\partial p_k}{\partial x} + DTk_2 \cdot \frac{\partial T_k}{\partial x} + Gk_2 \cdot G_k + Pk_2 \cdot p_k + Tk_2 \cdot T_k = -Ck_2 \\ DGk_3 \cdot \frac{\partial G_k}{\partial x} + DPk_3 \cdot \frac{\partial p_k}{\partial x} + DTk_3 \cdot \frac{\partial T_k}{\partial x} + Gk_3 \cdot G_k + Pk_3 \cdot p_k + Tk_3 \cdot T_k = -Ck_3 \end{cases} \quad (2.5)$$

Граничні умови лінеаризуються згідно з вище наведеними правилами.

Розв'язок (2.5) для елементарної ділянки інтегрування $[x_{k+1}; x_k]$ при параметрах коригуючої величини на вході ділянки може бути представлений у загальному вигляді як:

$$\begin{cases} G_{cor}(x) = G_{cor}^{in} \cdot \alpha_{11}(x) + p_{cor}^{in} \cdot \alpha_{12}(x) + T_{cor}^{in} \cdot \alpha_{13}(x) + \beta_1(x) \\ p_{cor}(x) = G_{cor}^{in} \cdot \alpha_{21}(x) + p_{cor}^{in} \cdot \alpha_{22}(x) + T_{cor}^{in} \cdot \alpha_{23}(x) + \beta_2(x) \\ T_{cor}(x) = G_{cor}^{in} \cdot \alpha_{31}(x) + p_{cor}^{in} \cdot \alpha_{32}(x) + T_{cor}^{in} \cdot \alpha_{33}(x) + \beta_3(x) \end{cases} \quad (2.6)$$

Вигляд коефіцієнтів наведений в Додатку А. Продиференціювавши (2.6) по координаті отримаємо зв'язок для «транспорту» похідної коригуючих величин вздовж координати інтегрування, що в силу ряду (2.3), а також функціональної залежності коефіцієнтів (2.6) від похідної базової величини. Це дозволяє однозначно визначати всі необхідні параметри на кожному ітеративному кроці.

Очевидно, що (2.6) і є функціональним зв'язком параметрів потоку на початку елементарної ділянки, а також в кінці, які, узагальнюючи, можна представити у вигляді (2.7). За своєю суттю (2.6) має схожість з МСЕ, за винятком того, що в запропонованому підході функція форми на ділянці розбиття для «коригуючих» змінних отримується «точно». У загальному випадку, пошук рішення для елементарної ділянки зводиться до задачі на власні значення.

$$\vec{\Pi}^{cor}(x_{k+1}) = \left[A_{local}^{solve}(\delta x_k) \right]_{base} \vec{\Pi}^{cor}(x_k) + \left[B_{local}^{solve}(\delta x_k) \right]_{base} \quad (2.7)$$

Перш ніж перейти до визначення коефіцієнтів розкладу (2.3) розглянемо вкрай важливу особливість застосування (2.6) та (2.7). Справа в тому, що для визначення розподілу коригуючої величини вздовж усього каналу необхідно від безперервної задачі перейти до дискретної. В цьому випадку виникає проблема визначення реперної координати, за якою будуть визначатися коефіцієнти (2.6). Наприклад в МСО на регулярних сітках опорна точка може бути геометричним центром скінченного об'єму, або ж у більш загальному випадку за допомогою трилінійних

функцій форми (застосовується в CFX [101]) знаходиться зважена точка (за розподілом величини, наприклад тиску). Якщо параметри розподілу близькі до лінійних, то і визначення передавальних матриць (2.7) за середньою геометричною координатою $0.5 \cdot (x_{k+1} + x_k)$ не приводить до суттєвих проблем. Такі обставини здебільшого справедливі для течій, в яких конвекція суттєво домінує над дифузійними процесами (в даній постановці у рівнянні енергії – теплопровідність). Також це справедливо і для перехідних процесів з помірним кроком інтегрування по часу (~ 10 секунд). Якщо ж крок інтегрування по часу є малим, або ж домінують процеси дифузії функції форми значно відхиляються від лінійного виду, то це на кожному кроці призводить до помилки у визначенні характеристичної координати. У випадку перехідного процесу, на кожному часовому кроці йде недооцінка/переоцінка переносу параметрів стану на початку ділянки інтегрування, що призводить до того, що процеси переносу «ідуть» інтенсивніше. На рис. 2.2 наведена схематизація вище зазначеного.

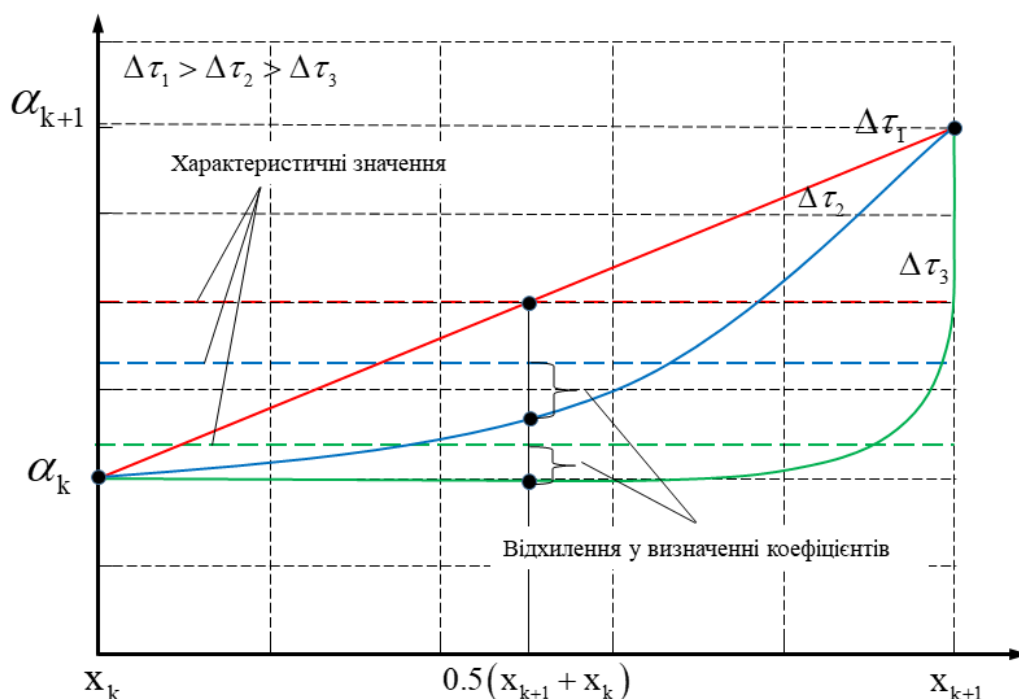


Рисунок 2.2 – Особливості визначення опорної точки для розрахунку коефіцієнтів матриці зв'язку

У випадку застосування середньої координати для того, щоб подолати даний ефект, необхідно обирати досить малу ділянку $[x_{k+1}; x_k]$ інтегрування і у цьому випадку втрачається сенс побудови напів-аналітичного розв'язку. Це пов'язано з тим, що коефіцієнти передаточних матриць є комбінаціями експоненціальних функцій, в яких в показнику ступеню фігурує приріст координати $x - x_k$, тобто у граничному випадку малості ділянки інтегрування ці функції обертаються в лінії, тобто асимптотично постановка наближається до методу скінчених різниць, які хоч і є неявними (тобто безумовно стабільними), але, строго кажучи, неконсервативними (принаймні виконання законів збереження потребує додаткового обґрунтування).

Взагалі, визначення опорної координати потребує наперед заданого правила (балансу) яке і характеризує опорну величину на ділянці. В загальному випадку це потребує додаткового розв'язку трансцендентного рівняння, що очевидно впливає на швидкість формування S_n суми ряду (2.3). У запропонованому підході вирішення цієї проблеми виявилось досить простим. Аналогічно як і для похідних, базується на рішенні (2.5). Найбільш логічним є те, що характерні опорні «базові» величини є середніми на ділянці інтегрування. Застосовуючи теорему про середнє, остаточно отримаємо розв'язок на елементарній ділянці $[x_{k+1}; x_k]$, який можна представити у вигляді (2.8), в якому відсутні недоліки описані вище.

$$\begin{cases} G_{cor}(x_{k+1}) = \frac{G_{cor}^{in}}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \alpha_{11}(x) dx + \frac{P_{cor}^{in}}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \alpha_{12}(x) dx + \frac{T_{cor}^{in}}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \alpha_{11}(x) dx + \frac{1}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \beta_1(x) dx \\ P_{cor}(x_{k+1}) = \frac{G_{cor}^{in}}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \alpha_{21}(x) dx + \frac{P_{cor}^{in}}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \alpha_{22}(x) dx + \frac{T_{cor}^{in}}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \alpha_{21}(x) dx + \frac{1}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \beta_2(x) dx \\ T_{cor}(x_{k+1}) = \frac{G_{cor}^{in}}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \alpha_{31}(x) dx + \frac{P_{cor}^{in}}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \alpha_{32}(x) dx + \frac{T_{cor}^{in}}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \alpha_{31}(x) dx + \frac{1}{\Delta x} \int_{x_k}^{x_{k+1}} \beta_3(x) dx \end{cases} \quad (2.8)$$

де $\Delta x = (x_{k+1} - x_k)$ – довжина елементарної ділянки інтегрування.

Наведена форма (2.8) – демонструє, що отримане рішення в напівдискретному вигляді схоже на метод скінчених різниць з відповідними поправками на характеристичний приріст, тобто в залежності від розподілу базових величин та їх

похідних перетворює геометричні координати інтегрування в такі, в яких вигляд дискретного аналогу в точності відповідає МСР.

Коефіцієнти розкладання k_j^{dyn} в ряді (2.3) визначаються на основі чисельної процедури, яка може організовуватися двома різними способами, в залежності від складності задачі. Для режимів течії, для яких характерна екстремально - нелінійна або розривна поведінка коефіцієнтів, використовується концепція «стабілізованого рішення» (канал), в інших випадках - «швидке рішення» (система каналів).

2.2 Опис чисельної процедури оцінки коефіцієнтів розкладу розв'язку

Розглянемо загальний принцип організації чисельної процедури. Застосування концепції лінеаризації в термінології «базових» і «коригувальних» величин практично не накладає обмежень на функціональний вид чисел Nu і Eu . «Глибиною лінеаризації» (розкладання $\frac{\partial \Psi_i}{\partial \Pi_j^d}$ щодо «коригуючих» величин) можна керувати за допомогою спеціальних коефіцієнтів, які дозволяють спрощувати вид неузгодженості при розв'язку (2.2). В загальному випадку можна виділити чотири основні кроки.

«Крок №1: підготовка». На даному етапі визначаються основні функціональні залежності (теплофізичні властивості, геометричні характеристики, граничні умови) від простору і часу. Дискретизується розрахункова область і задаються початкові розподіли передбачуваного рішення: $\Pi_{i,0}^d; L_x(\Pi_i^d); L_{xx}(\Pi_i^d); \Pi_i^{last}$. Визначаються коефіцієнти налаштувань розрахункової процедури $\Delta \Pi_i^{max}; N_{sign}^{\Delta \Pi_i^{max}}; \lambda_{up}^{\Pi_i^d}, \lambda_{down}^{\Pi_i^d}$.

«Крок №2: формуємо передавальні матриці». На основі розв'язку (2.8) для елементарної геометричної ділянки, обчислюються коефіцієнти локальної передавальної матриці $[A_{local}^{solve}(\delta x_i)]_{base}$, а також вільного члена у вигляді вектора $[B_{local}^{solve}(\delta x_i)]_{base}$. У разі застосування концепції «швидкого рішення» формуємо матрицю зв'язку початку і кінця ділянки інтегрування шляхом послідовно множення

матриць зв'язку. Такий спосіб дозволяє отримати зв'язок ГУ на початку і кінці ділянки, що дає можливість формувати будь-яку комбінацію ГУ, що фактично дозволяє враховувати BVP. Це особливо важливо при розрахунках розгалужених систем. Якщо застосовується концепція «стабілізованого рішення», то формується глобальна матриця $\left[A_{global}^{solve}(L) \right]_{base}; \left[B_{global}^{solve}(L) \right]_{base}$, що містить коефіцієнти локальних матриць.

«Крок №3: відновлення поля «коригувальних» величин». Визначаємо значення на границі розрахункової області шляхом вирішення СЛАР. У разі застосування концепції «швидкого рішення» відновлюємо розподіл за допомогою прогону і перевіряємо відповідність по значенню вектора в кінці ділянки інтегрування. Застосовуючи концепцію «стабілізованого рішення» вузлові значення «коригуючої» величини визначаються в один крок шляхом вирішення глобальної СЛАР. Завершується даний крок розрахунком амплітуд коригувальних величин.

«Крок №4: динамічне уточнення «базової» величини». При уточненні наближеного рішення часто трапляється так, що «коригуюча» величина переполює значення параметра вже дуже близького до точного рішення. Таке буває, наприклад, через те, що значення температури в кожній точці вже як завгодно мало відрізняється від «точного» рішення, а значення тиску не зійшлися. Подібна ситуація призводить до коливань збіжності розв'язку, які згасають дуже слабо, або в особливо складних задачах течії надкритичних параметрів призведе до розбалансу рішення. З метою запобігання цій ситуації на «кроці №1» задаються допустимі амплітуди «коригуючих» величини $\Delta \Pi_i^{\max}$. Для демпфування осциляції розв'язку вводиться керуючий параметр $N_{sign}^{\Delta \Pi_i^{\max}}$, який визначає дозволена кількість ітерацій зі збереженням знаку амплітуди «коригуючої» величини $\left(\Pi_i^{cor} \right)_{\max}$, яка визначена на «кроці №3». На кожній ітерації визначається поточна кількість кроків N_{itr}^{sc} збереження знаку амплітуди. У разі, якщо знак амплітуди коригуючої величини не змінюється більше $N_{sign}^{\Delta \Pi_i^{\max}}$ кроків ітерації, то допустиме відхилення $\Delta \Pi_i^{\max}$ множиться на верхній релаксаційний коефіцієнт $\lambda_{up}^{\Pi_i^d} \geq 1$. При цьому не допускається, щоб

значення величини обмеження $(\Delta \Pi_i^{\max})_{new}$ перевищило значення, задане на «кроці №1». Якщо під час ітерацій знак «коригуючої» змінився, то $\Delta \Pi_i^{\max}$ множиться на $0 < \lambda_{down}^{\Pi_i^d} \leq 1$, тим самим збільшуючи обмеження. Таким чином на кожному кроці здійснюється перенормування розподілу кожної коригуючої величини на амплітуду, яка визначається за допомогою (2.9).

$$(\Delta \Pi_i^{\max})_j^{ef} = \begin{cases} N_{itr}^{sc} > N_{sign}^{\Delta \Pi_i^{\max}}, \forall \lambda_{up}^{\Pi_i^d} (\Delta \Pi_i^{\max})_{j-1}^{ef} < \Delta \Pi_i^{\max}, \lambda_{up}^{\Pi_i^d} (\Delta \Pi_i^{\max})_{j-1}^{ef} \\ N_{itr}^{sc} = 1, \lambda_{down}^{\Pi_i^d} (\Delta \Pi_i^{\max})_{j-1}^{ef} \\ 1 < N_{itr}^{sc} \leq N_{sign}^{\Delta \Pi_i^{\max}}, (\Delta \Pi_i^{\max})_{j-1}^{ef} \end{cases} \quad (2.9)$$

Тоді «базова» величина $(\Pi_i^d)_j$ на одному ітераційному кроці може бути відкоригована на величину $k_j^{dyn} \cdot \Pi_j^{cor}$, де k_j^{dyn} - коефіцієнт корекції, що визначається як:

$$k_{\Pi_i^{cor}}^{dyn} = \max \left\{ \frac{\Pi_i^{cor}}{(\Delta \Pi_i^{\max})_j^{ef}} \right\} \Rightarrow k_i^{dyn} = \frac{1}{\max \left\{ k_{\Pi_i^{cor}}^{dyn} \right\}}, \begin{cases} k_{i,real}^{dyn} < 1, k_{i,real}^{dyn} \\ k_{i,real}^{dyn} \geq 1, k_{i,real}^{dyn} = 1 \end{cases} \quad (2.10)$$

Очевидно, що коефіцієнт корекції в точності відповідає коефіцієнту розкладу розв'язку в ряд (2.3). Подібний підхід для обмеження рішення був використаний в роботах [99,100]. Аналогічно може здійснюватися корекція похідних по координаті «базової» величини, яка входить в (2.4).

Такий спосіб ефективний при застосуванні концепції «швидкого рішення», оскільки попередньо сформулюються передавальні матриці для кожної елементарної ділянки. Визначення похідної базової величини у вигляді кінцевої різниці також допустимо, але лише у випадку досить великого кроку інтегрування по часу, та при домінуванні конвективних процесів.

Таким чином вдається визначити всі складові загального розв'язку (2.3) і тим самим отримати наближене рішення вихідної системи рівнянь транспорту надкритичного середовища (2.1).

Для врахування екстремально-нелінійної поведінки теплофізичних властивостей, в розрахунковій процедурі передбачена багатопараметрична адаптація розрахункової області при фіксованій кількості розрахункових вузлів. Перерозподіл розрахункових вузлів сітки здійснюється шляхом вирішення варіаційного рівняння (2.11), в якій σ - параметр адаптації, F_i - вага функції.

$$\frac{d}{dx_{new}} \left(\sum \alpha_i \sqrt{1 + \sigma \left(\frac{dF_i}{dx_{old}} \right)^2 \frac{dx_{new}}{dx_{old}}} \right) = 0, \sum \alpha_i = 1 \quad (2.11)$$

Слід зазначити, що запропонована процедура багатопараметрична, а коефіцієнти розкладу (2.11) представляють собою складні функції у вигляді суперпозиції членів, які успадкують певну властивість кожної складової (терму) системи (2.1). Принципова блок-схема чисельної процедури наведена на рис 2.3.

Розроблена концепція лінеаризації є універсальною і може бути адаптована і для більш складних задач (FSI, багатокомпонентні середовища). У випадку течії з надкритичними параметрами практично повністю виключаються обмеження на вигляд емпіричних кореляцій, які в загальному є неявними (залежать від температури стінки). Температура визначається, виходячи із розв'язку рівняння переносу повної енергії, що в перспективі дозволяє враховувати і кризові явища пов'язані із течією (запирання потоку). Алгоритм розв'язку вихідної системи рівнянь не є сегрегованим, що дозволяє надійніше узгоджувати розподіл основних характеристик потоку. Ця особливість є дуже важливою при знаходженні розв'язку в області чутливості кореляції до теплового потоку, що є характерним для узагальнень при надкритичному тиску в околі псевдофазового переходу.

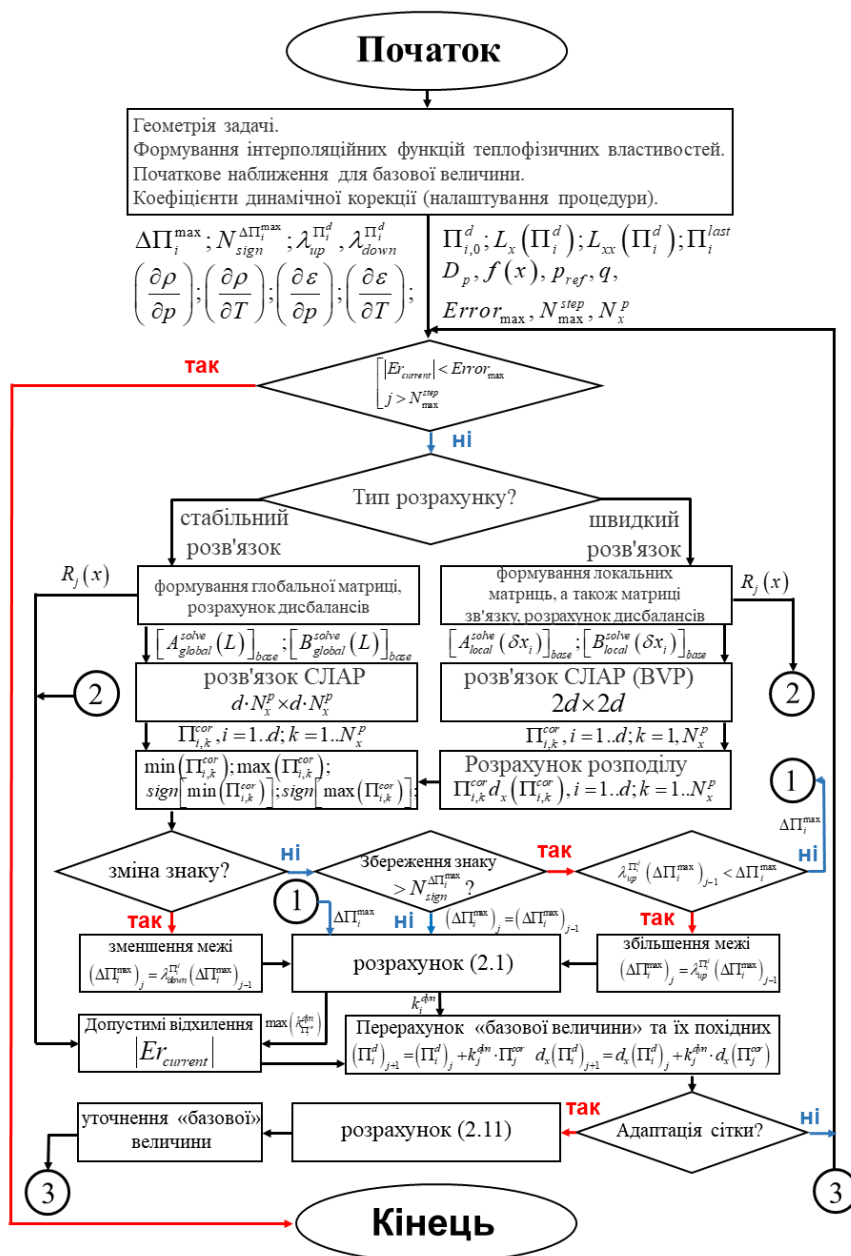


Рисунок 2.3 - Принципова блок схема алгоритму чисельної процедури

2.3 Верифікація розрахункової процедури

Для перевірки коректності реалізації методу розглянуті дві класичні тестові задачі, які мають простий аналітичний розв'язок.

У якості першого тесту розглядається неізотермічний потік реального газу при ненульовій похідній ентальпії за тиском [96]. Цей тест дає змогу підтвердити коректність врахування ненульової похідної ентальпії по тиску у рівнянні енергії. В цьому випадку в довгих трубопроводах відбувається переохолодження газу нижче

температури стінки внаслідок процесу дроселювання. У припущенні лінійного градієнту тиску по довжині труби і сталості коефіцієнта тепловіддачі HTC, середньомасову температуру газу можна представити простою залежністю (2.11).

$$T(z) = T_0 + (T_{in} - T_0) e^{-\frac{\pi d \cdot HTC}{C_p G} x} - D_{JT} \frac{(p_{in} - p_{out})}{\pi d \cdot HTC \cdot L} \left(1 - e^{-\frac{\pi d \cdot HTC}{C_p G} x} \right) \quad (2.11)$$

де D_{JT} - коефіцієнт Джоуля-Томсона.

На рис. 2.4 представлено співставлення результатів розрахунків за допомогою ТММ і залежності (2.11) з і без урахування дроселювання для охолодження та нагрівання газу в трубі. З отриманих результатів видно, що числові результати з використанням ТММ в межах менше 0,1% відхилення узгоджуються з залежністю (2.11).

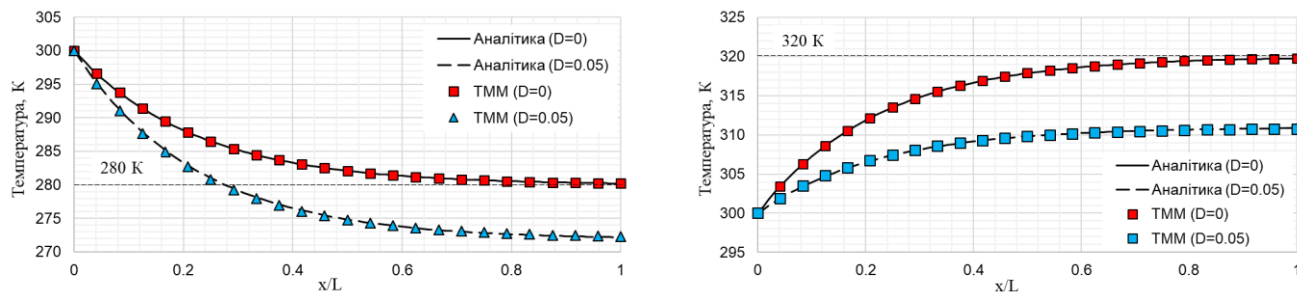


Рисунок 2.4 – Аксіальний розподіл середньоентальпійної температури потоку

Другим верифікаційним тестом є задача визначення аксіального розподілу середньоентальпійної температури потоку надкритичного середовища при переході через точку критичної температури (максимум ізобарної теплоємності). Фактично цей тест дає можливість підтвердити, наскільки реалізовані рівняння (2.1) відповідають простим балансовим співвідношенням. Розрахунковий тест полягає в тому, що розподіл температури потоку практично не залежить від гідравлічної складової (перепаду тиску), а визначається лише температурою на вході, масовою витратою та питомою величиною теплового потоку на стінці. У цьому випадку

розподіл температури може бути визначений простим балансовим співвідношенням (2.12), де температура вираховується по відомій ентальпії та опорному тиску.

$$h(x) = h_{in} + \pi d \frac{q}{G} x \quad (2.12)$$

де h_{in} – ентальпія на вході, d – еквівалентний діаметр каналу, G – масова витрата, q – питоме значення теплового потоку.

Для однозначності розглянемо режим, який досліджувався на тестовій секції КПІ ім. Ігоря Сікорського із застосуванням гладкої труби, в якому масова витрата на вході – 0.0156 кг/с (масова швидкість – 802 кг/(м²с)), питоме значення теплового потоку (середнє) – 802 кВт/м², еквівалентний діаметр – 6.25 мм, температура на вході – 347 °С, опорний тиск – 23.5 МПа. Довжина обігріву – 600 мм. Результати тесту наведені на рис. 2.5.

Із отриманих результатів видно, що температурне поле з точністю до 0.1% узгоджується з балансовим співвідношенням (2.12), тобто запропонований метод пройшов кваліфікаційний тест.

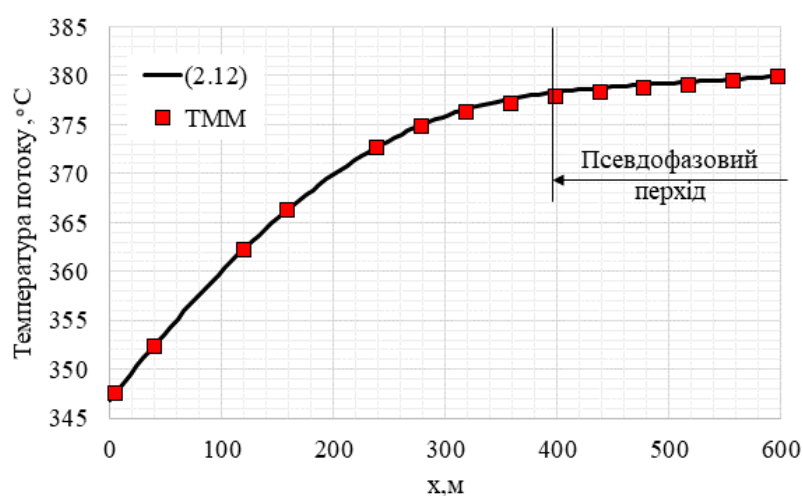


Рисунок 2.5 – Аксіальний розподіл середньоентальпійної температури надкритичного потоку

2.4 Демонстрація підвищеної стабільності при використанні неявних кореляцій

В якості практичного застосування ТММ розглянемо два стаціонарних режими теплообміну при надкритичному тиску в трубі круглого поперечного перерізу [33]. Для розрахунку інтенсивності теплообміну прийняті кореляції (2.13а, 2.13б) Chen & Fang [55], і Розумовського [74], а також класичну явну кореляцію Діттуса-Боелтера [102]. Кореляція Розумовського була отримана на основі експериментальних результатів КПП ім Ігоря Сікорського класичним способом, яка порівнювалася з іншими кореляціями, а також обговорювалася на третій координаційній зустрічі [103]. Відзначимо, що застосування явної кореляції [102] принципово не змінює чисельний алгоритм ТММ на відміну від багатьох системних теплогідравлічних кодів.

$$\text{HTC}_{\text{C\&F}} = \frac{\lambda_b}{d} \cdot 0.46 \text{Re}_b^{0.16} \left(\frac{\text{Pr}_w}{\text{Pr}_b} \right)^{0.1} \left(\frac{\nu_w}{\nu_b} \right)^{-0.55} \left[\frac{h_w - h_b}{(T_w - T_b) \cdot c_{pb}} \right]^{0.88} \left[\frac{\beta_b \rho_b d \cdot q}{(\rho_b - \rho_w) \cdot k_b} \right]^{0.81} \quad (2.13a)$$

$$\text{HTC}_R = \frac{\lambda_b}{d} \cdot \frac{0.81 \cdot \left(\frac{\xi_{fr}}{8} \right) \text{Re}_b \text{Pr}_b}{1.07 + 12.7 \sqrt{\frac{\xi_{fr}}{8}} (\text{Pr}_b^{2/3} - 1)} \left[\frac{h_w - h_b}{(T_w - T_b) \cdot c_{pb}} \right]^{0.63} \quad (2.13b)$$

В термінах базової та коригуючої величин, зовнішня функція теплообміну Φ (див. залежність (2.1)), яка в даному випадку визначається рівнянням Ньютона-Ріхмана, може бути представлена як:

$$T_w^{\text{cor}} = \left(\frac{q}{T_w - T} - \text{HTC} + T_w^{\text{cor}} \left[\frac{q}{(T_w - T)^2} + \frac{\partial \text{HTC}}{\partial T} \right] \right) \left(\frac{q}{(T_w - T)^2} + \frac{\partial \text{HTC}}{\partial T_w} \right)^{-1} \Bigg|_{\text{base}} \quad (2.14)$$

Залежність Chen & Fang є результатом регресійного аналізу великого обсягу експериментальних точок і відповідно до огляду [55,103] є одним із кращих сучасних узагальнень. Таким чином, задача описується 3-ма диференціальними і одним

трансцендентним рівняннями (2.1). Згідно прийнятих нотацій, $\vec{\Pi}^d = \{G, p, T_b\}$, а $\vec{\Pi}^a = \{T_w\}$. Коефіцієнт опору тертя розраховується відповідно до залежності (2.15).

Залежність (2.13а) дозволяє продемонструвати проблему, так як при апріорній оцінці дає чудову згоду з експериментальними даними, а при використанні її неявним чином часто виникають складнощі з конвергенцією [104,105]. Якщо ж розв'язок вдалося отримати, то профіль температури істотно відрізняється від експериментального і може невірно інтерпретуватися при аналізі безпеки перспективних активних зон. Зазвичай це пов'язано з тим, що кореляція неоднозначна і має декілька розв'язків, які знаходяться в межах декількох відсотків дисбалансів вихідної системи (2.1). Якщо розглядати криву перетину поверхонь $q = \text{const}$ та $\text{НТС} \cdot (T_w - T_f) - q = 0$ в системі координат $(T_b; T_w; q)$, то вона повинна бути однозначною функцією (рис. 2.6). Це означає, що має існувати не більше однієї кривої перетину, яка не змінює свій характер монотонності. Більш детальний аналіз проблем неявних кореляцій, а також методу їх аналізу можна знайти в [104] та [106].

$$\xi_{fr} = \left(1.82 \cdot \lg \left[\frac{\text{Re}_b}{8} \right] \right)^{-2} \left(\frac{\mu_w}{\mu_b} \right)^{0.15} \left(\frac{\rho_w}{\rho_b} \right)^{0.1} \quad (2.15)$$

У розглянутому прикладі [33] потік теплоносія НКТ рухається вгору по трубі із зовнішнім діаметром 0.01 м, заввишки 4 м. Опорний тиск 24 МПа. Режим №1: температура на вході, 318.7 °С, тепловий потік 789 кВт/м², масова швидкість 987 кг/(м²с). Режим №2 відповідно 352°С, 884 кВт/м² та 1500 кг/(м²с). Відповідно до класифікації [89] для погіршеного теплообміну, обидва ці режими відповідають IV групі. Характерний осьовий профіль температури при підйомному русі містить піки температури стінки значної ширини та амплітуди.

Для демонстрації підвищеної стійкості ТММ проаналізовано масив експериментальних режимів теплообміну з надкритичними параметрами для води, база даних яких була сформована за результатами літературного огляду, лівова частка яких була передана Розумовським В.Г (рис. 2.7).

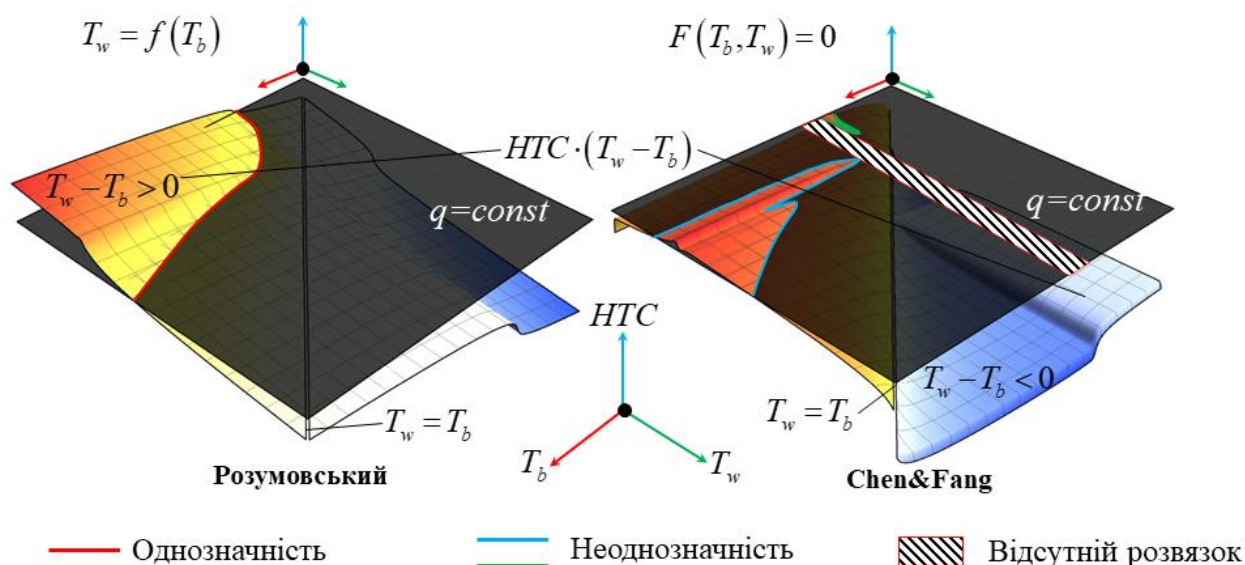


Рисунок 2.6 – Проблема однозначності неявних кореляцій

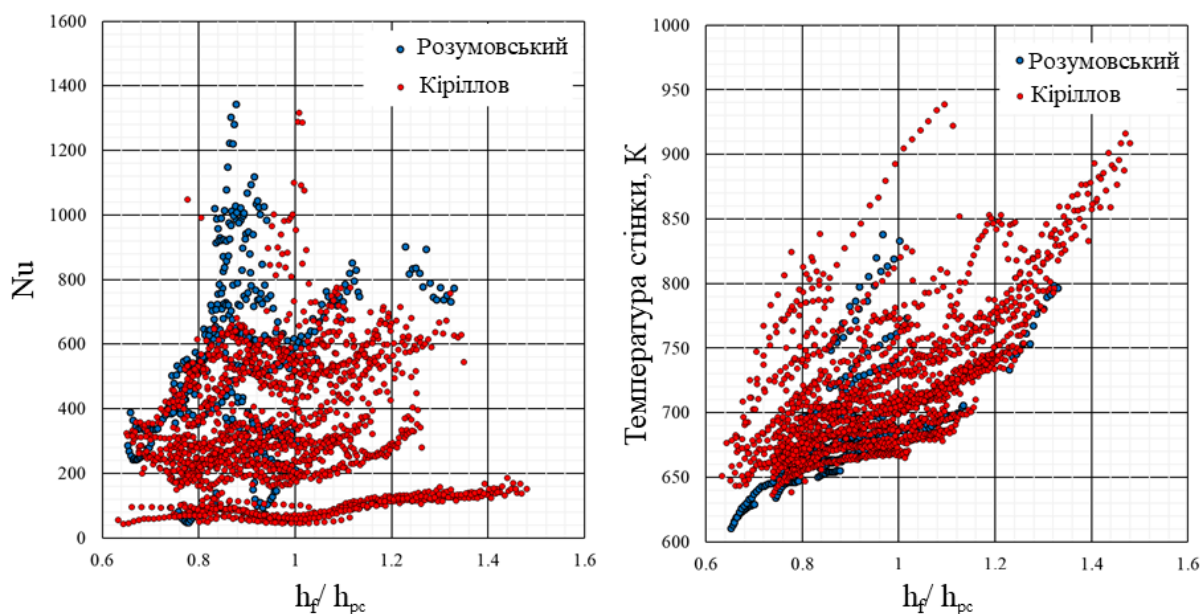


Рисунок 2.7 – Набір експериментальних даних для води при надкритичних параметрах

Даний набір містить ряд високонавантажених режимів, в яких профіль температури стінки істотно відрізняється від лінійного. Відзначимо, що навіть при застосуванні явних кореляцій типу [103] дані режими викликають розрахункові складнощі в теплогідравлічного коду поліпшеної оцінки RELAP mod 3, що є проблемою для системного аналізу перспективних реакторних установок IV покоління з надкритичними параметрами теплоносія. Також існує проблема з

використанням неявних кореляцій, для впровадження яких не завжди передбачені гнучкі функції користувача, не кажучи про спеціальні підходи підвищеної конвергенції.

Вихідний набір експериментальних режимів аналізувався за допомогою спеціального пакету Pipe Flow module in COMSOL Multiphysics, який містить гнучкий набір чисельних методів, заснованих на FEM. Найбільший інтерес представляє кореляція (2.13а), оскільки вона згідно [55,103] при апріорній оцінці (recalculation method [103]) дає чудові результати, у той час як при акуратному аналізі свідчить про досить широку область неоднозначності або відсутності рішення. Отримані результати наочно демонструють переваги ТММ, які багато в чому визначаються формулюванням вихідних рівнянь у термінах «базової» та «коригуючої» величини, що дозволяє позбутися «жорсткої» умови теплового потоку (рис. 2.8).

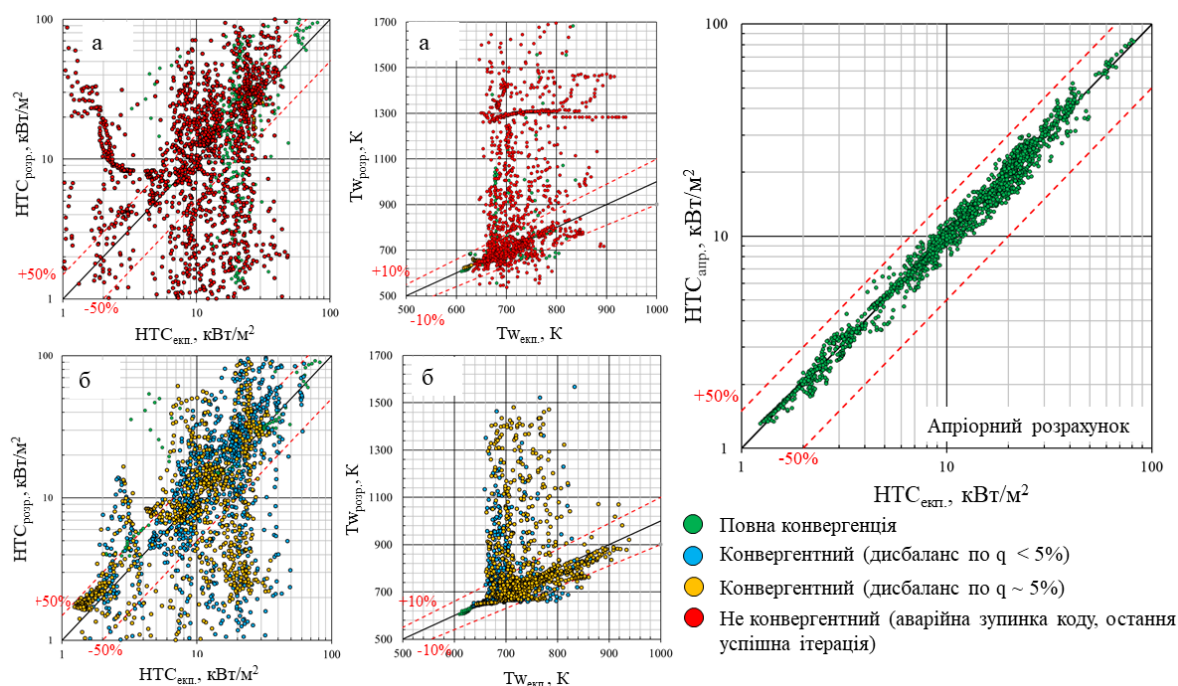


Рисунок 2.8 - Переваги ТММ у разі ускладненої збіжності при застосуванні неоднозначної кореляції (а – COMSOL, б – ТММ)

У разі застосування кореляцій, які для більшості режимних параметрів є однозначними (очевидно, що в першу чергу до таких належать явні залежності)

розрахунок при використанні ТММ практично не відрізняється від безпосередньої підстановки відомої температури стінки (prediction method [103]), що свідчить про надійність методу (рис. 2.9).

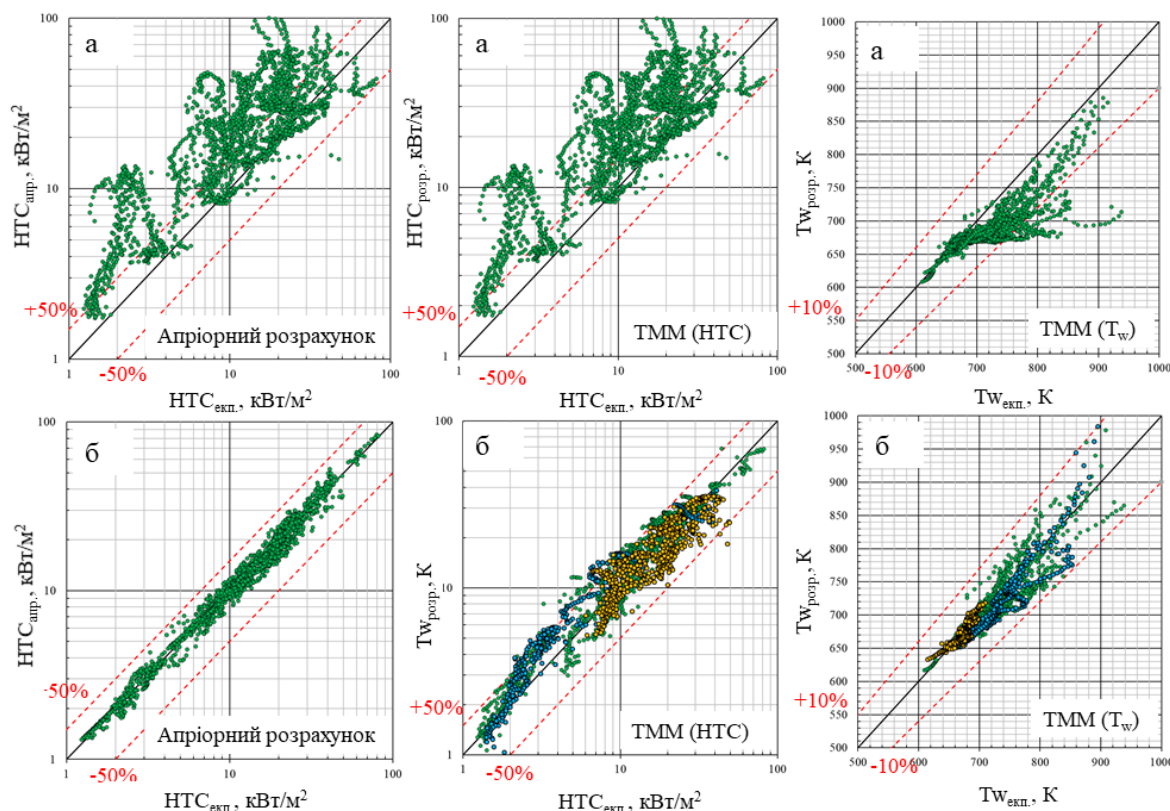


Рисунок 2.9 - Зіставлення результатів під час використання неявного методу ТММ (а – Діттус-Боелтер, б –Розумовський)

Для порівняння одержуваних результатів (аксіальні профілі температури) розглянемо конкретні режими, які дозволяють зрозуміти потенційні проблеми/помилки під час системного аналізу, які можуть некоректно трактуватися при обґрунтуванні безпеки перспективних реакторів. На рис. 2.10 представлено результати застосування ТММ при НКТ в порівнянні з MCE модулем Pipe Flow COMSOL Multiphysics. Для режиму №1 в COMSOL із застосуванням кореляції (2.13а) отримати конвергентне рішення як зв'язаним, так і послідовним способом не вдалося. Застосування ж ТММ дозволяє отримати конвергентне рішення для обох випадків. При цьому слід зазначити, що отриманий розв'язок для кореляції Chen & Fang є компромісним, оскільки вид (2.14) за своєю суттю не може враховувати

багатозначність. Отримати рішення виходить багато в чому завдяки спряженому алгоритму, який одночасно змінює значення температури стінки і температури потоку. При цьому здійснюється поступове зменшення модуля коригувальних величин, які прийняті в якості критерію збіжності. Так для наведених випадків значення коригуючої температури не перевищує 0,05K. У той же час нев'язка трансцендентного рівняння зв'язку теплового потоку і коефіцієнту тепловіддачі становить $\sim 5\%$ для (2.13а). Саме з цієї причини розв'язок нами вважається компромісним. Нев'язка для рівняння енергії не перевищує 0.01%.

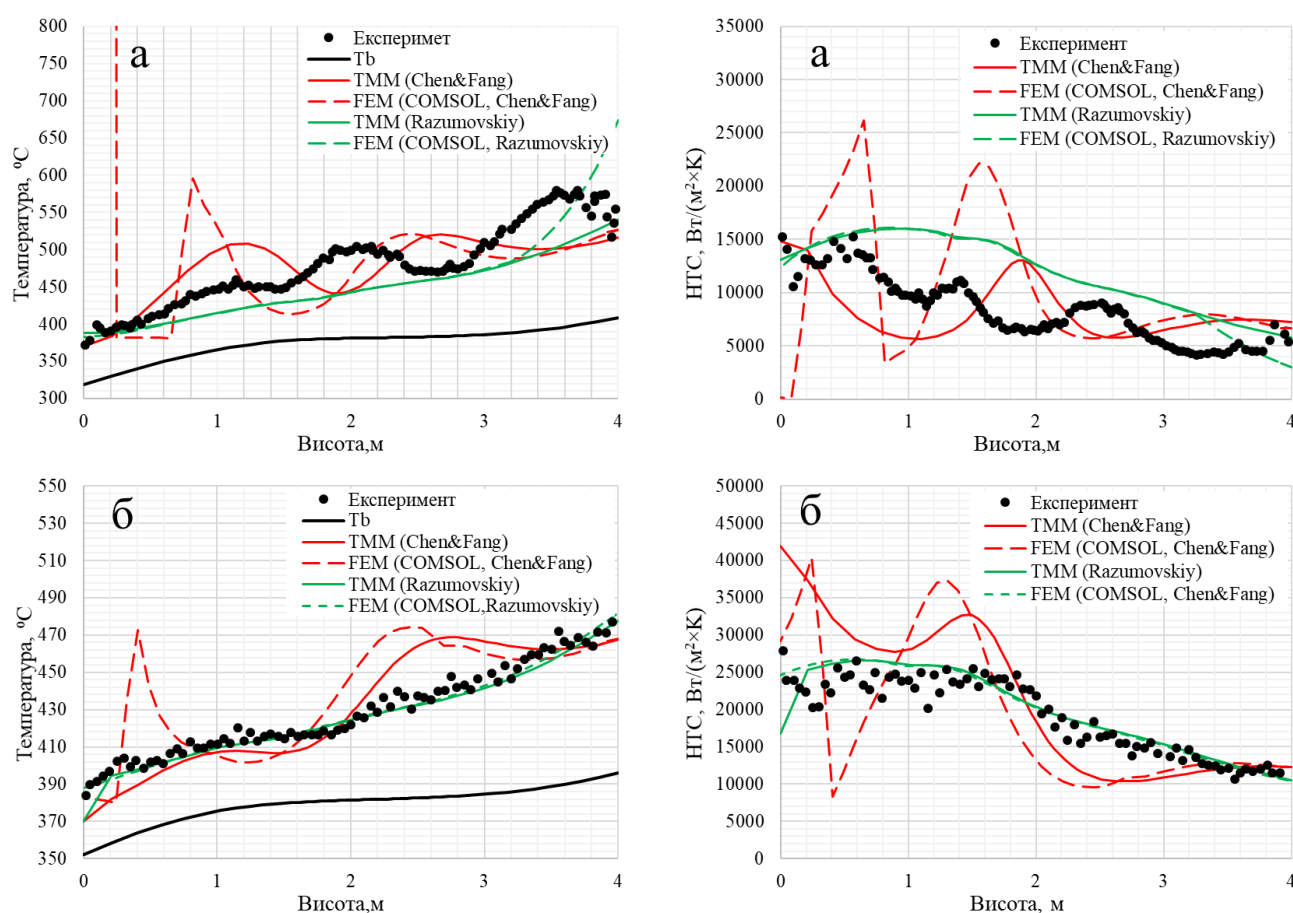


Рисунок 2.10 – Результати розрахунку режимів, а – режим №1, б – режим №2

Отримані результати демонструють підвищену надійність методу для обраних режимів при над, оскільки в кожному з випадків застосування в рішенні не виявляється помилковий пік температури, а профіль в цілому відповідає класифікації [89].

2.5 Аналіз допустимих комбінацій граничних умов (boundary value problem).

Метою цього прикладу є демонстрація стабільності та повторюваності результатів для різних комбінацій граничних умов (задача розташування граничних умов). Як зазначалося раніше, ці характеристики алгоритму важливі для організації системи елементарних зв'язків (наприклад, системи паралельних каналів).

Для прикладу розглянуто розрахунки режимів теплопередачі в каналному наближенні в 3-х і 7-ми стержневих експериментальних збірках [25], [32] без виділення центральної та периферійної частин. Висота гріючої ділянки становить 485 мм, що відповідає габаритам активної зони перспективної SCW SMR. Для розрахунку температури стінки та опору тертя використано кореляції Розумовського [74], які є неявними, а також для тесту явну кореляцію для функції KTB Cheng [106].

Розрахунки проводились для різних типів граничних умов, які можуть виникнути для елементарної ділянки в рамках системного аналізу. Специфікація граничних умов (місце розташування) тестової задачі показана на рис. 2.11. Результати розрахунків наведені в табл. 2.1, а осьовий розподіл на рис. 2.12.

Слід зазначити, що цей приклад не претендує на ексклюзивність чи коректність у прогнозуванні температурного режиму під час надкритичних параметрів, особливо для збірок імітаторів твел. Це лише демонструє, що одна з головних переваг ТММ для організації системи зберігається при адаптації її для теплогідравлічних задач.

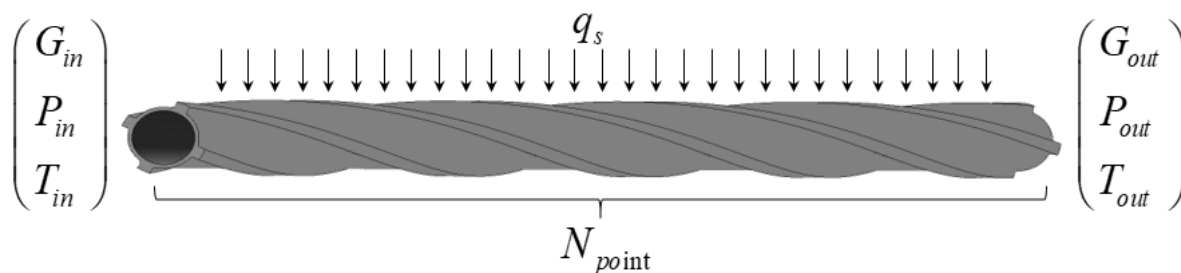


Рисунок 2.11 – Специфікація розташування граничних умов для аналізу їх можливих комбінацій

Таблиця 2.1 – Результати розрахунків при різних комбінаціях ГУ

Тип ГУ ¹ {G _{in} ;T _{in} ;p _{in} ;G _{out} ;T _{out} ;p _{out} }		Розумовський (неявна)		Cheng (явна) [106]	
		3-rods bundle	7-rods bundle	3-rods bundle	7-rods bundle
Результати ²	Δ _{Δp} , %	+16.76%	+64.34%	+18.15%	+60.65%
	(Δ _{ΔT}) _{max} , %	+286%	-46%	+45%	-55%
{1;1;1;0;0;0}		0.00% *	0.00% *	0.00% *	0.00% *
{0;0;0;1;1;1}		<0.10%	<0.64%	<0.10%	<0.10%
{0;1;1;0;0;1}		<0.10%	<0.48%	<0.10%	<0.10%
{0;1;1;0;0;1}		<0.10%	<0.10%	<0.10%	<0.10%
{1;0;1;0;0;1}		Не конвергентне**			
{0;0;1;1;0;1}					
{1;1;0;0;1;0}					
{0;1;0;0;1;1}					
{0;1;1;0;1;0}		<0.53%	<0.52%	<0.49%	<0.53%
{0;1;0;0;1;1}		<0.64% ***	<0.62% ***	<0.61% ***	<0.62% ***

¹ – загальний шифр ГУ: 0-неактивний, 1-активний.

² – відносне відхилення експериментальних і розрахункових величин. Розрахунок при ГУ {1;1;1;0;0;0}. Δp_{3R}=7350 Па, Δp_{7R}=3190 Па.

* - прийнятий за нульовий стан при порівнянні.

** - пов'язано з відсутністю опорного тиску або температури на кордоні, яке обмежувало б коригуючу величину (взаємовиключні ГУ). У цьому випадку потрібна додаткова умова, яка не розглядається в даній роботі. Такі умови не характерні для розгалужених систем.

*** - на конвергенцію впливає початковий розподіл за температурою (найбільш відповідний розподіл для температури – безградієнтний)

Також важливо розуміти, що на сьогоднішній день відсутні надійні методи прогнозування режимів погіршеного теплообміну саме в збірках. Це означає, що відхилення від тих експериментів, які були отримані за цим методом, характерні для інших, більш детальних підходів (субканальний підхід або CFD). Щоб продемонструвати вищесказане, на рис. 2.13 наведені результати порівняльного тесту для 7-ми стержневої збірки, які отримані в рамках бенчмарку [11].

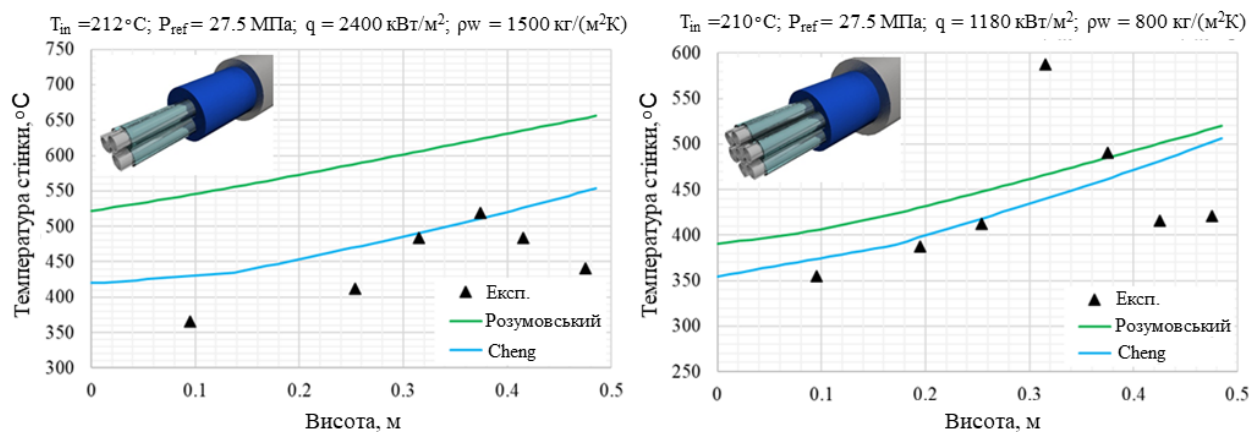


Рисунок 2.12 – Аксіальний розподіл температури в 3-х та 7-ми стержневій збірці

У кожному з розглянутих прикладів застосовувалися такі налаштування: число вузлів по довжині – 50, допустимі величини корекції $\Delta\Pi_i^{\max}$ – 100 кПа, 10 К (bulk), 10 К (wall), 10 kg/s відповідно. Коефіцієнти $N_{sign}^{\Delta\Pi_i^{\max}}$; $\lambda_{up}^{\Pi_i^d}$, $\lambda_{down}^{\Pi_i^d}$ прийняті рівними 3, 1.1 і 0.9 відповідно. Початкова базова величина формувалася на основі відомих ГУ. В якості функції F для адаптації області інтегрування вибрана ізобарна теплоємність при температурі потоку біля стінки з вагою $\alpha_i = 0.5$ та $\sigma = 2$.

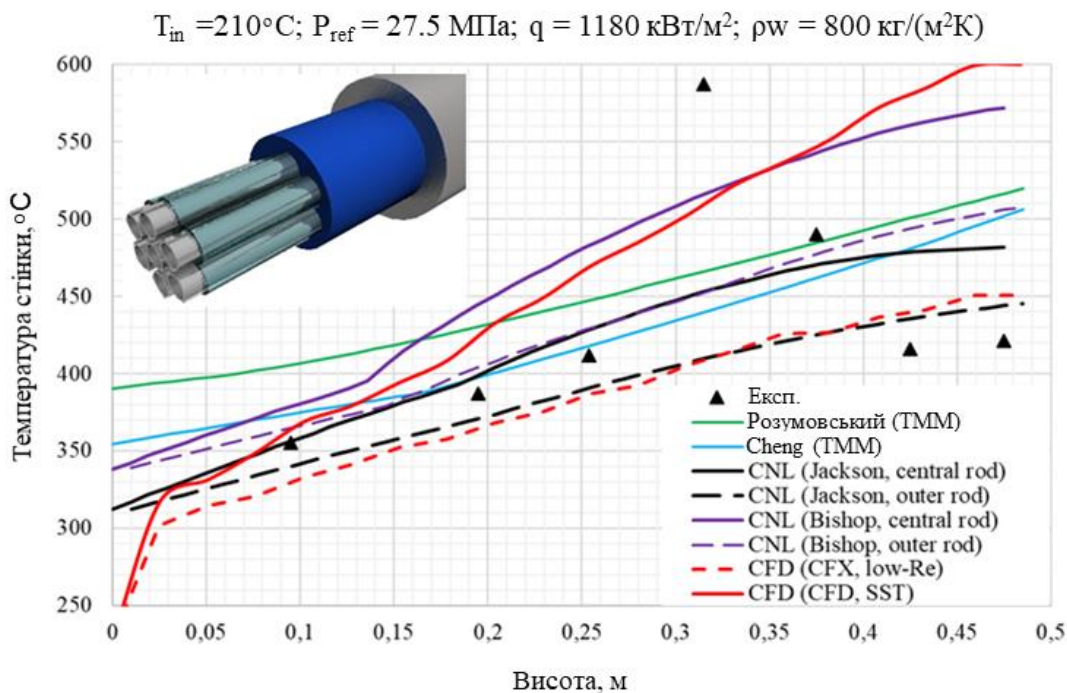


Рисунок 2.13 – Аксіальний розподіл температури стінки 7-ми стержневої збірки, які отримані для різних підходів

2.6 Демонстрація підвищеної стабільності методу при перехідних процесах

Розглянемо показову задачу, яка є вкрай важливою при проєктуванні перспективних реакторів четвертого покоління з надкритичними параметрами. Як зазначалося в літературному огляді, з точки зору ефективності реактора необхідно організувати проточну частину таким чином, щоб була можлива стабільна робота активної зони при переході через критичну температуру при нормальному режимі роботи. Ця задача стосується збереження стійкості роботи системи паралельних каналів при стрибкоподібному рості теплової потужності. Іншими словами, існує певне значення теплового потоку, при якому зберігається гідродинамічна стабільність паралельних каналів. Цей феномен в першу чергу актуальний для таких активних зон, в яких відбувається розділення потоку шляхом використання ТВЗ з чохлами, або спеціальної організації потоку теплоносія, як це, наприклад, запропоновано професором Шулінбергом із технологічного інституту Карлсруе [107] для проєкту ECC-SMART [45]. Зауважимо, що задача стійкості потоку теплоносія надкритичних параметрів є однією із складових проблематики даного концепту [10,11].

Конструкція експериментальної установки представляє собою дві паралельні труби зі змінною площею поперечного перерізу, які з'єднані між собою за допомогою трійників у горизонтальній та вертикальній площинах. Таким чином можна виділити горизонтальну та вертикальну ділянки установки. Загальна довжина горизонтальної ділянки складає 650 мм.

Діаметр проточної частини труб горизонтальної ділянки складає 10 мм. У вертикальній частині конструкції каналу є плавне звуження труби з 10 мм до 6 мм і довжиною 10 мм. Відстань від горизонтальної частини до звуження становить 114 мм. Слідом за звуженням на відстані 86 мм розташовуються 2 ділянки, що підігріваються, довжиною 1502.5 мм і зазором між ними по довжині каналу в 10 мм, який є одним з місць кріплення конструкції експериментальної установки. Після ділянок, що підігріваються, на відстані 90 мм іде плавне розширення труби з 6 мм до 23 мм на довжині 50 мм. Далі труба на відстані 250 мм від розширення повертає у

прямої коліні під кутом 90° і з'єднується з трубою паралельного каналу в симетричному трійнику, на висоті 140 мм від якого закінчується досліджувана ділянка. Загальна висота експериментальної ділянки складає 3755 мм.

Обраний валідаційний тест є досить показовим, оскільки на прогнозні результати не впливають кореляції КТО та гідравлічного опору, що дає можливість судити про якість фізичної та математичної основи даної процедури, а також зробити висновки щодо якості реалізації останніх у вигляді чисельної процедури.

Даний бенчмарк був запропонований групою із *Nuclear Power Institute of China and Xi'an Jiaotong University* в якості кваліфікаційного тесту системних та CFD кодів (IBSCTH). Загальний вигляд тестової секції представлений на рис. 2.14. Більш детальну інформацію відносно даного роду задач, а також опису тестової секції можна знайти в роботах [109]. Вхідні дані, які були використані для валідації, надані Yongliang Li та Xuebin Zhao і наведені на рис. 2.15.

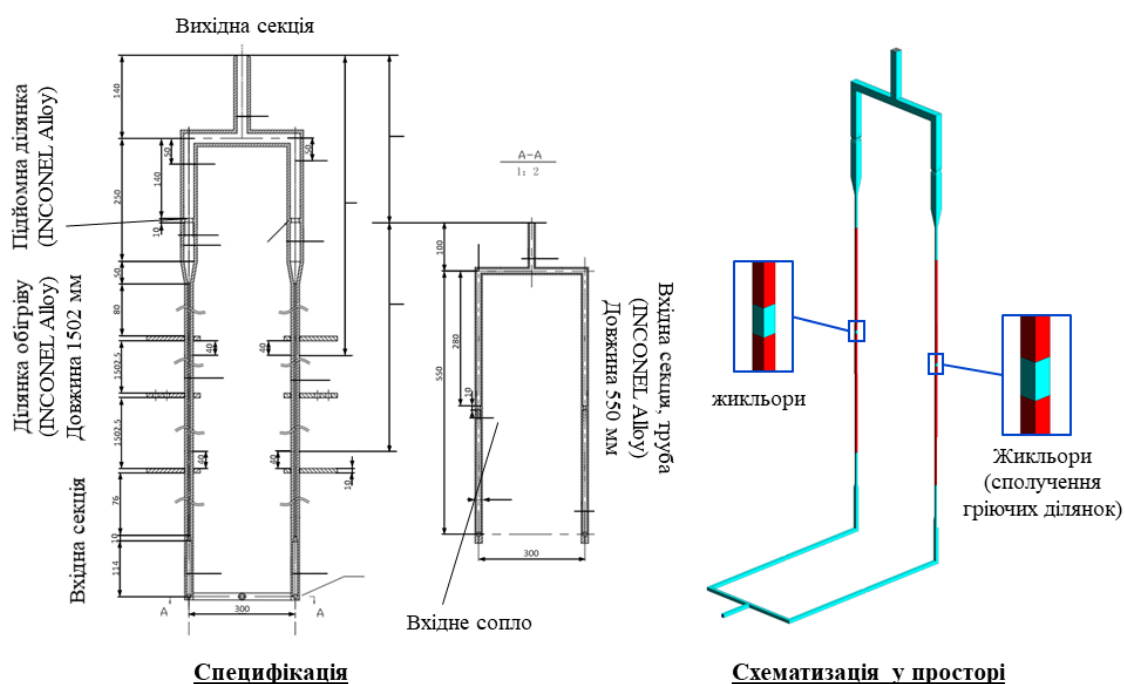


Рисунок 2.14 – Специфікація та схематизація тестової секції

Схематизація гідравлічної схеми, яка була розроблена для валідації запропонованого методу наведена на рис. 2.16, де і наведені всі основні геометричні

розміри, а також прийняті місцеві коефіцієнти гідравлічного опору, які попередньо оцінювались використовуючи [110].

Зазначимо, що в еквівалентній схемі є невід’ємні складові розгалуженої системи, такі як змішувачі та сепаратори потоків, які строго кажучи мають деякі особливості у контексті запропонованого методу. Тим не менш, не фокусуючи увагу на аспектах реалізації зазначимо, що в першому наближенні застосовані прості балансові співвідношення, які в даній задачі реалізовані не універсальним чином. Лише відмітимо, що проблема створення моделей універсальних трійників для сучасних системних кодів є досить актуальною й на сьогоднішній день [111].

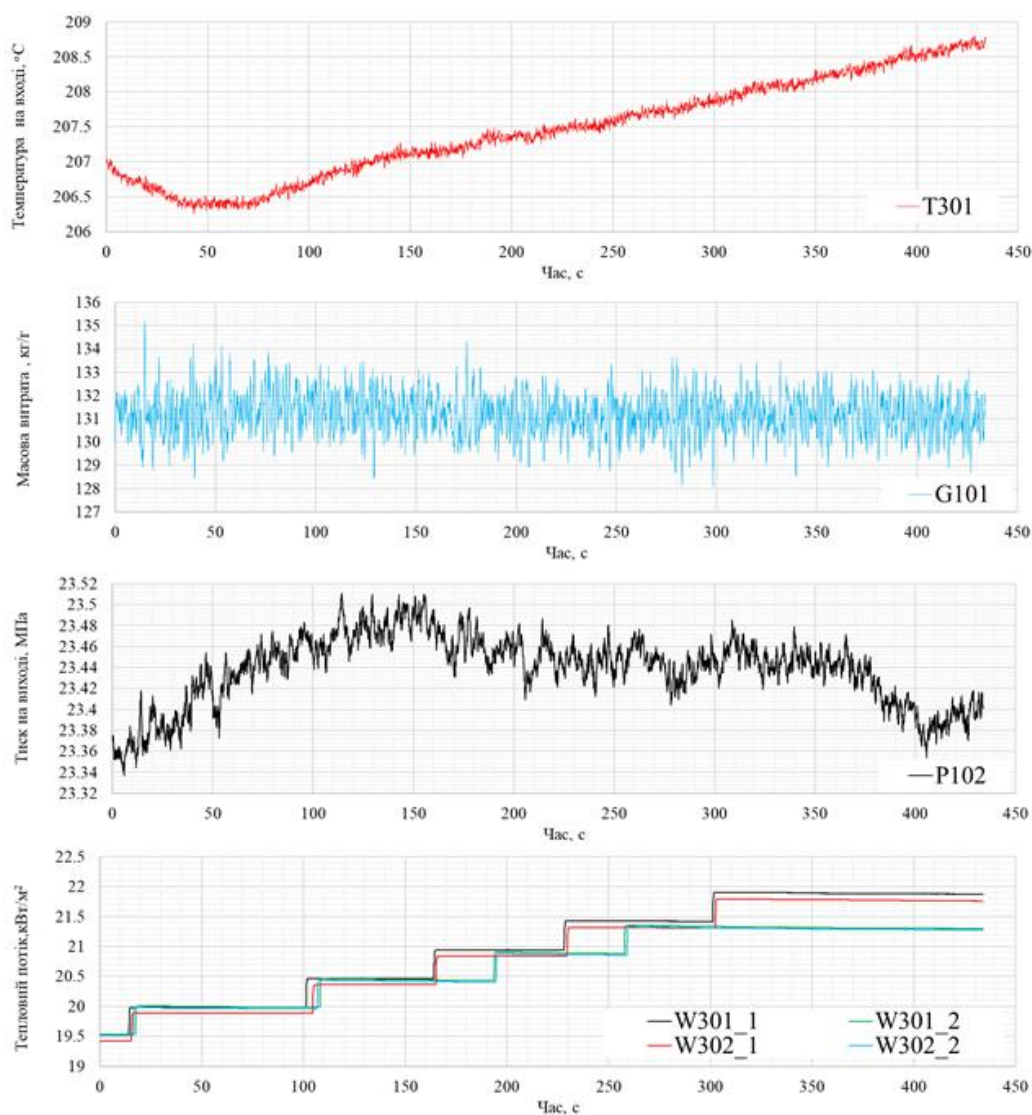


Рисунок 2.15 – Набір граничних умов перехідного процесу зміни теплового потоку

Для наочності, паралельно з запропонованим методом було реалізовано нодалізацію тестової секції в розрахунковому коді RELAP mod3.3 [112], який є класичним системним кодом в багатьох організаціях по всьому світу, які мають відношення до атомної енергетики і займаються обґрунтуванням теплогідравлічної надійності (більш ширше – безпеки АЕС). У відповідності до постановки (2.1) ТММ дозволяє застосовувати теплові граничні умови I-IV роду, в той самий час, переважна більшість кодів підтримує лише спряжений теплообмін, тобто застосовується модель твердої теплопередаючої стінки (теплова структура). Очевидно, що наявність теплової структури є інерційною ланкою з точки зору температури і при стрибкоподібній зміні теплового потоку може суттєво спотворювати ефект. Саме з цих причин, в тепловій структурі коду RELAP mod3.3, яка відповідає за передачу теплової енергії надкритичного потоку був введений фактор, який знижує повну теплоємність металу в 1000 разів. В такому випадку вдається отримати аналог граничних умов другого роду (фактично це безінерційне об'ємне джерело теплової енергії).

На рис. 2.17 наведені основні результати розрахунку перехідного процесу, який полягає в оцінці стабільності роботи паралельних каналів при надкритичному тиску. Експериментальні данні наведені в [113].

Отримані результати свідчать про те, що ТММ має високу стабільність у випадку перехідного процесу при використанні ГУ другого роду, у той самий час наприклад RELAP5 аварійно зупиняється при збільшенні теплового навантаження, що може трактуватися як досягнення критичного теплового потоку гідродинамічної стабільності. В даному випадку це не підтверджується експериментально.

В Додатку Б наведені результати застосування запропонованого методу для кваліфікації існуючих кореляцій тепловіддачі.

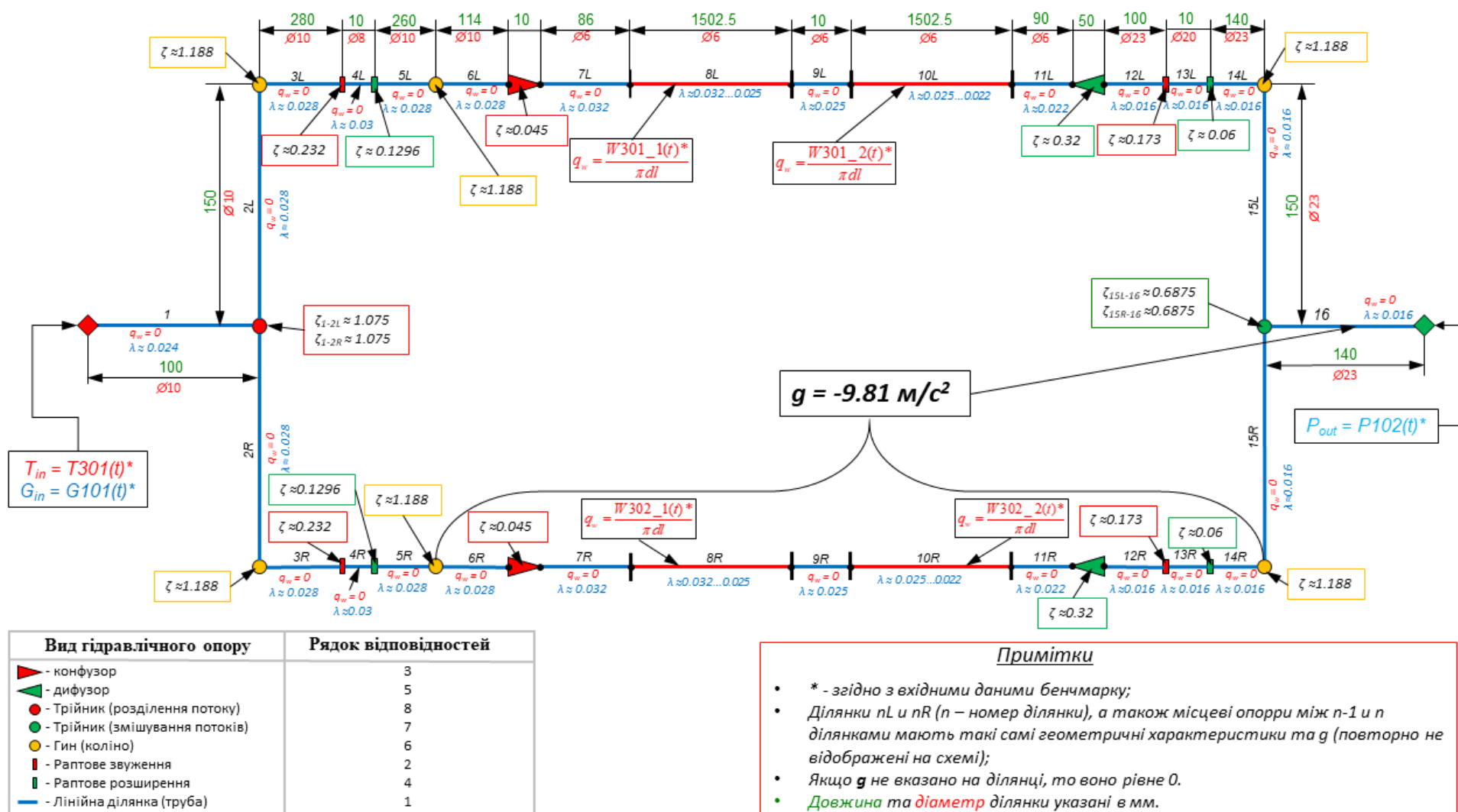


Рисунок 2.16– Еквівалентна гідравлічна схема тестової секції, яка реалізована в ТММ

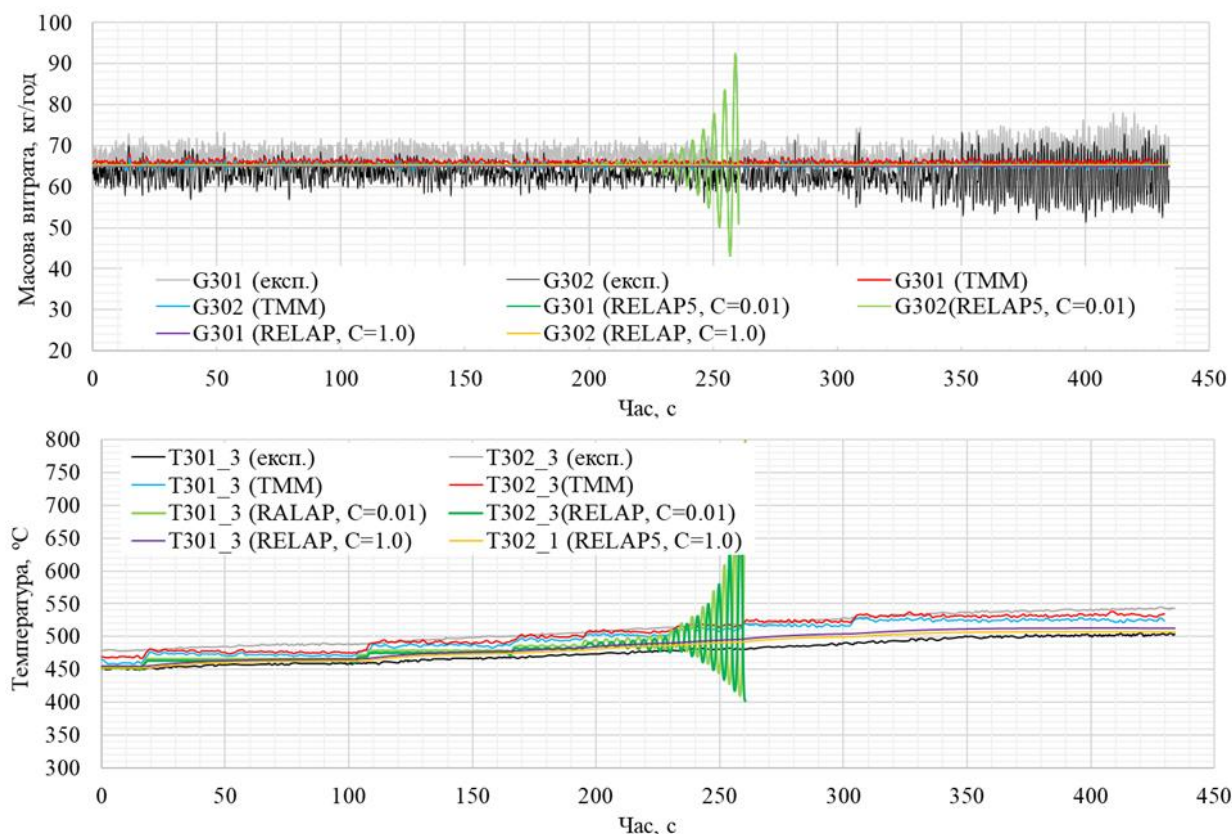


Рисунок 2.17 – Результати прогнозування температурного стану каналів

Результати із застосуванням запропонованого підходу є стабільними, а зміна теплового потоку призводить до коливань масової витрати, але із значно меншою амплітудою, що в даному випадку не є представницьким. Зауважимо, що для прогнозування нестабільності потоку необхідно аналізувати інженерну нерівномірність каналів (включаючи геометричні відмінності), що підтверджується початковим значенням витрати.

2.7 Висновки до розділу

В даному розділі обговорюються ключові питання адаптації методу передавальної матриці (ТММ) для аналізу теплогідравлічних процесів в одновимірному наближенні. Сформульовано основні правила для лінеаризації із застосуванням концепції «базової» і «коригуючої» величини. Детально обговорюються питання організації чисельної процедури уточнення «базового»

рішення на основі «коригуючої» величини, яка визначається точно. Це дозволяє підвищити стійкість розрахункового алгоритму. Розроблений метод дозволяє враховувати нелінійну поведінку теплофізичних властивостей в околі точки псевдофазового переходу при течії середовища з надкритичними параметрами. Важливою особливістю запропонованої концепції лінеаризації є те, що практично не існує обмежень на вид емпіричної кореляції коефіцієнту тепловіддачі та гідравлічного опору. Представлений метод розроблювався для підвищення надійності (конвергенції) розрахунків при використанні неявних багатозначних кореляцій, а також стабільності при перехідних процесах, особливо при переході через точку максимальної ізобарної теплоємності. Вище зазначене підтверджено відповідними прикладами.

Додатковою перевагою запропонованого підходу є гнучкість під час організації розгалужених системних розрахунків. Варто також зазначити, що використання аналітичних функцій для елементарної ділянки інтегрування суттєво підвищує швидкість конвергенції та в загальному випадку потребує значно меншої кількості розрахункових вузлів одновимірної сітки. Практика застосування показує, що для задач, в яких відсутні суттєві проблеми з кореляціями, достатньо 10 вузлів для того, щоб досить точно відтворювати поведінку основних змінних потоку НКТ, і, застосовуючи функції форми, теоретично ґрунтовано уточнювати аксіальний розподіл.

РОЗДІЛ 3. РОЗРОБКА НЕЛІНІЙНОГО ДИФЕРЕНЦІЙНОГО МЕТОДУ ПРОГНОЗУВАННЯ ІНТЕНСИВНОСТІ ТЕПЛООБМІНУ ТА ДИСИПАЦІЇ ЕНЕРГІЇ ПРИ НАДКРИТИЧНИХ ПАРАМЕТРАХ

За своєю фізичною суттю система (2.1) одновимірної теплогідравліки має дві складові. Перша – це перенос континіуму, за що фактично і відповідають диференціальні рівняння. Друга складова – це функції інтенсивності процесів дисипації та теплообміну, які виражаються у вигляді відповідних кореляцій від чисел подібності. Очевидно, що якість прогнозування того чи іншого процесу в першу чергу залежить від емпіричної залежності. Спосіб же реалізації (2.1) у вигляді чисельної процедури визначатиме потенційну якість розрахункового комплексу (стабільність, надійність, гнучкість, тощо), який може бути побудований.

Сучасні теплогідравлічні коди поліпшеної оцінки, як правило мають вбудовані набори інтенсивності фізичних процесів, які здебільшого реалізовані у вигляді експериментальних узагальнень. Практика показує, що потенціал адаптації існуючого інструментарію є досить обмеженим, а ті способи імплементації, які доступні, часто не сумісні з реалізованими чисельним підходами. Тобто виникає суттєва проблема адаптації існуючих розрахункових кодів. Проблема із застосуванням сучасних узагальнень є досі актуальною щодо доробки програм на рівні вихідних кодів, які не завжди доступні користувачам. Результати бенчмаркінгу [10,11] показують, що можливості класичних теплогідравлічних кодів є досить обмеженими при застосуванні їх для обґрунтування безпеки перспективних реакторів з теплоносієм НКП. Практика показує, що одних кореляцій недостатньо для того, щоб розрахунковий код став здатним прогнозувати нелінійні режими теплообміну при НКП теплоносія. Для коректного прогнозування даних процесів необхідно розробляти спеціальні підпрограми, в яких би розраховувалися різні критерії впливу термічного прискорення/підйомної сили [17].

Погіршення теплообміну в закритичній області є багатофакторною проблемою, яка визначається не тільки екстремально-нелінійною поведінкою

теплофізичних властивостей, але і нелінійним турбулентним переносом. Для таких цілей можуть застосовуватися сучасні CFD – методи, проблематику використання яких розглянуто в літературному огляді.

З точки зору прогнозу ПТВ можна зазначити наступне:

1) Підвищені вимоги до аналітичного інструментарію, оскільки в області екстремально-нелінійної поведінки значно ускладнена конвергенція, що може стати причиною невірної інтерпретації результатів (див. розділ 2);

2) Безпосередньо фізичні особливості визначаються співвідношенням сил в потоці надкритичного середовища біля стінки, що обігрівается.

Очевидно, що ці два пункти сучасні пакети CFD можуть враховувати, в той самий час як коди одновимірної гідродинаміки можуть забезпечувати врахування лише першого пункту (це стосується і запропонованої адаптації TMM). Проте системний аналіз має суттєву перевагу у тому, що завдяки відносній простоті та швидкості аналізу можна проводити низку параметричних розрахунків, які можуть стати основою оптимізаційної сітки.

В даному розділі наведений опис підходу, який містить в собі переваги одновимірної теплогідравліки та CFD методів, а саме:

1) Простота реалізації, а також мінімальні розрахункові вимоги (1D);

2) Є можливість враховувати фізичні особливості біля стінки, що обігрівается (CFD);

3) Надає можливість оперувати з різного роду функціональними залежностями, які визначаються і локальними (CFD), і глобальними характеристиками потоку, наприклад такі, як критерії подібності (1D);

4) Дозволяє враховувати нерівномірність поля швидкості та температури, а також структуру турбулентного потоку (CFD);

5) Характеризується уніфікацією чисельної реалізації, а точніше ітеративної процедури, що є запорукою ефективної організації мультифізичних розрахунків.

Для реалізації вказаного підходу необхідно виконати перехід від (2.1), де фактично транспортна частина зберігається, а змінюються функції гідравлічного опору та зовнішнього обміну тепловою енергією. Розглянемо детальніше.

3.1 Побудова диференційної функції дисипації та теплообміну

В першому наближенні, функції гідравлічного опору та КТВ в (2.1), які визначені через критерії подібності, можуть інтерпретуватися як функції поперечного обміну. Тобто згідно із строгими теоретичними уявленнями, вони визначаються у вигляді дифузійних складових, які залежать принаймні від радіального градієнту повздовжньої швидкості та температури [114]. Тобто, відштовхуючись від одновимірної постановки, функції зовнішнього обміну можна представити наступним чином:

$$\begin{aligned} \xi \rho w |w| &\rightarrow \int \frac{\partial}{\partial r} \left[\mu \frac{\partial w_x}{\partial r} + \tau_t \right] dr \\ \phi(T, T_{\text{wall}}) &\rightarrow \int \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial r} + q_t \right] dr \end{aligned} \quad (3.1)$$

Одновимірна постановка базується на переносі середньомасової швидкості та температурою, а у випадку (3.1) необхідно оперувати радіальним розподілом повздовжньої швидкості та температури, причому формалізм, який застосований в (3.1), показує наявність подібної функціональної залежності, яка розкривається з урахуванням крайової задачі.

Член, який відповідає за дисипацію енергії потоку в теплову, виражається наступним чином:

$$\xi \rho w^2 |w| \rightarrow \int \frac{\partial}{\partial r} w_x \left[\mu \frac{\partial w_x}{\partial r} + \tau_t \right] dr \quad (3.2)$$

В (3.1) та (3.2) турбулентні напруження, а також тепловий потік є функціями параметрів течії, як це прийнято в рамках RANS підходу, і визначаються кореляціями пульсацій швидкості та температури.

В системі (2.1) конвективний перенос градієнту швидкості та повної енергії відбувається лише в повздовжньому напрямку, а у випадку введення диференціальних функцій інтенсивності процесів необхідно оперувати й радіальною складовою, несуча швидкість якої w_r . Вважаючи, що кінетична енергія потоку значно менша абсолютного значення внутрішньої енергії $\varepsilon \gg w^2$, можна знехтувати швидкісною складовою у рівнянні закону збереження.

Звертаючи увагу на те, що внутрішня енергія може бути представлена через ентальпію як $\varepsilon = h - p/\rho$, то закон збереження енергії можна звести до рівняння транспорту теплової енергії.

Аналогічно до постановки (2.1) вважатимемо, що характеристиками потоку є повздовжня масова швидкість $\rho w_x = G_x$, поперечна масова швидкість $\rho w_r = G_r$, та h - ентальпія потоку надкритичної рідини. Для того, щоб оперувати з однорідною системою у сенсі прийнятих змінних введемо модифіковані закони Ньютона для дотичних напружень, а також закону Фур'є, які в контексті даної постановки визначаються згідно (3.3).

$$\tau = \frac{\mu_{\text{еф}}}{\rho} \frac{\partial G_x}{\partial r} - \delta\tau; \quad q = \frac{\lambda_{\text{еф}}}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} \quad (3.3)$$

де $\mu_{\text{еф}}$, $\lambda_{\text{еф}}$ - ефективні значення динамічної в'язкості та теплопровідності.

Для ізотермічної течії справедливість (3.3) не викликає сумнівів, проте в літературі для задач неізотермічної течії часто зустрічається саме така форма, принаймні для рівняння енергії [62,115]. Перевага форми (3.3) для рівняння теплової енергії наступна. Справа в тому, що у випадку відсутності обміну масою, імпульсом та енергією через стінку (задача інжекції) функція ентальпії є завжди монотонно зростаючою чи спадаючою (нагрів/охолодження), на відміну від температури, яка у випадку погіршеного теплообміну має екстремум, а отже і градієнти температури

біля цієї точки слід розраховувати точніше. Саме виходячи із вище зазначеного і була прийнята форма для визначення дотичних напружень, яка, за задумкою, дозволить «простіше» розраховувати поле швидкості, яке має точку перегину, що актуально у випадку так званих М-подібних радіальних профілів [17,116]. Зауважимо, що строга еквівалентність (3.3) з класичною формою досягається лише тоді, коли радіальні градієнти теплофізичних властивостей значно несуттєві. Поправка $\delta\tau$ є суто математичною, та розраховується явним чином, тобто не залежить від параметрів потоку на даній ітерації.

Орієнтуючись на теорію Прандтля для «шляху змішування», а також на сучасне уявлення прилежового шару неізотермічного потоку [114], покладемо загальну форму для визначення турбулентних характеристик потоку, вважаючи, що вони особливим чином визначаються як градієнтом масової швидкості, так і поперечним градієнтом ентальпії. У цьому випадку дисипативні функції визначатимуться як:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\nu \frac{\partial G_x}{\partial r} + \tau_t \right) \right] &= \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\nu \frac{\partial G_x}{\partial r} + \alpha_p \frac{\partial G_x}{\partial r} + \beta_p \frac{\partial h}{\partial r} - \overbrace{\frac{\nu G_x}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r}}^{\delta\tau} \right) \right] \\ \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial h}{\partial r} + q_t \right) \right] &= \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\chi \frac{\partial h}{\partial r} + \alpha_T \frac{\partial G_x}{\partial r} + \beta_T \frac{\partial h}{\partial r} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.4)$$

де враховано, що $\nu = \mu / \rho$, та $\chi = \lambda / c_p$, а коефіцієнти α, β відповідають за турбулентні характеристики потоку, які вважаються лише функціями координат.

Прийнята форма (3.4) дозволяє враховувати «сильні» нелінійні зв'язки між полем швидкості та температури що є особливо важливим у випадку конкуренції сил термічного прискорення та гравітації.

Таким чином (2.1) з урахуванням вище зазначеного можна звести до консервативної форми стаціонарної системи (3.5) де вважається, що похідна повздовжньої по поперечній координаті рівна нулю, що автоматично виконується для кільцевого каналу чи труби круглого поперечного перерізу.

$$\begin{cases}
\frac{\partial}{\partial r}[\mathbf{r} \cdot \mathbf{G}_r] + \frac{\partial}{\partial x}[\mathbf{r} \cdot \mathbf{G}_x] = 0 \\
\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{G}_r \mathbf{G}_x}{\rho} \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{G}_x \mathbf{G}_x}{\rho} \right] = -\mathbf{r} \cdot \frac{\partial \mathbf{p}}{\partial \mathbf{x}} - \mathbf{r} \cdot \mathbf{g}(\rho - \rho_0) \mathbf{n}_x + \frac{\partial}{\partial r} \left[\mathbf{r} \cdot \left(\nu \frac{\partial \mathbf{G}_x}{\partial r} + \alpha_p \frac{\partial \mathbf{G}_x}{\partial r} + \beta_p \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial r} - \frac{\nu \mathbf{G}_x}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) \right] \\
\frac{\partial}{\partial r}[\mathbf{r} \cdot \mathbf{G}_r \mathbf{h}] + \frac{\partial}{\partial x}[\mathbf{r} \cdot \mathbf{G}_x \mathbf{h}] = -\mathbf{r} \cdot \mathbf{g} \left(\rho - \frac{\rho_0}{\rho} \right) \cdot (\mathbf{G}_x \mathbf{n}_x + \mathbf{G}_r \mathbf{n}_r) + \gamma \frac{\partial}{\partial r} \left[\mathbf{r} \cdot \left(\chi \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial r} + \alpha_t \frac{\partial \mathbf{G}_x}{\partial r} + \beta_t \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial r} \right) \right] + \\
+ \frac{\partial}{\partial x} \left[\mathbf{r} \cdot \chi \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{G}_x}{\rho} \left(\nu \frac{\partial \mathbf{G}_x}{\partial r} + \alpha_p \frac{\partial \mathbf{G}_x}{\partial r} + \beta_p \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial r} - \frac{\nu}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) \right]
\end{cases} \quad (3.5)$$

де, r – поперечна координата, x – повздовжня, n_x та n_r є проєкціями сили тяжіння на відповідні координати.

Відзначимо, що (3.5) за своєю формою дозволяє враховувати гравітацію як силовий та турбулентний фактор через введену модифікацію на реологічні закони (3.3) та на вид функцій турбулентного переносу (3.4). В літературі [62,117] такий вид системи модельних рівнянь (без узагальненої форми турбулентних характеристик) носить назву «модель вузького каналу». Строгий перехід від системи рівнянь Нав'є-Стокса (для рівнянь Рейнольдса необхідні додаткові умови) можна знайти в [117]. Також необхідно зауважити, що перехід до (3.5) можна здійснити від консервативних рівнянь Рейнольдса для осесиметричного потоку [118] шляхом аналізу розмірності за умови, що $R \ll L$, а також відсутності радіального градієнту тиску.

Загальний вигляд (3.5) за своєю структурою, а також членами подібний до (2.1) за виключенням деяких особливостей. По перше, функції дисипації енергії та теплообміну виражені через диференційні функції, які залежать від замикаючих співвідношень на рівні турбулентності. По друге, з'являється нова змінна G_r , яка характеризує поперечний перенос повздовжніх характеристик потоку. В загальному випадку (3.5) є не замкненою, тобто потребує залучення додаткових умов чи співвідношень, проте ця проблема досить просто вирішується, наприклад, фізичним розділенням з використанням умови збереження масової швидкості [119].

Варто відзначити, що в роботах [62-64], в яких отримані значні результати щодо прогнозування режимів погіршеного теплообміну, застосовується також модель «вузького каналу» і саме ці результати стали основою для подальшого

узагальнення цього підходу, а також застосування його для прогнозування теплообміну при надкритичних параметрах саме для води. В запропонованій постановці враховані деякі особливості як на фізичному рівні (робота сил гравітації та дисипації), так і на формалістичному, що є запорукою числової робастності підходу. Також важливою особливістю є те, що в (3.5) за аналогією з (2.1) введені поправки на інтегральні функції теплообміну та гідравлічного опору у вигляді відношення гідравлічного периметру та теплового $\gamma = P_h / P_T$, що дозволяє розглядати збірки складної форми у каналічному наближенні.

Оскільки запропонований підхід є невід'ємною частиною методу, який описаний в розділі 2, то і підходи щодо побудови розв'язку подібні. Аспекти спряження, а також взаємного функціонування наведені у розділі 5, в якому описані підходи реалізуються у вигляді прототипу спеціалізованого коду.

3.2 Побудова чисельного розв'язку

Система (3.5) є нелінійною, тобто потребує попереднього спрощення. Користуючись формалізмом, який введений в п. 2.1 представимо розв'язок у вигляді (3.6), де поле тиску і відповідно повздовжній градієнт вважається відомим.

$$\begin{cases} G_r \approx (G_r)_0^{\text{base}} + \sum_{i=1}^n k_{\text{dyn}} (G_r)_i^{\text{cor}} \\ G_x \approx (G_x)_0^{\text{base}} + \sum_{i=1}^n k_{\text{dyn}} (G_x)_i^{\text{cor}} \\ h \approx h_0^{\text{base}} + \sum_{i=1}^n k_{\text{dyn}} h_i^{\text{cor}} \end{cases} \quad (3.6)$$

де, n – кількість наближень, k_{dyn} - коефіцієнт розкладу (ефективний коефіцієнт корекції), індекс «0» - початкове наближення.

Застосовуючи вище сформовані правила лінеаризації 1-5 (див. п. 2.1) послідовно до кожного з рівнянь (3.5) отримаємо систему (3.7), вигляд якої зведений до універсальної коефіцієнтної форми, що притаманна для МСЕ.

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot A_r^{G_r} \frac{\partial G_r^{\text{cor}}}{\partial r} \right]_i + \frac{\partial}{\partial x} \left[r \cdot A_x^{G_r} \frac{\partial G_r^{\text{cor}}}{\partial x} \right]_i + \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot A_r^{G_x} \frac{\partial G_x^{\text{cor}}}{\partial r} \right]_i + \frac{\partial}{\partial x} \left[r \cdot A_x^{G_x} \frac{\partial G_x^{\text{cor}}}{\partial x} \right]_i + \\
& \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot A_r^h \frac{\partial h}{\partial r} \right]_i + \frac{\partial}{\partial x} \left[r \cdot A_x^h \frac{\partial h}{\partial x} \right]_i + \left(B_r^{G_r} \frac{\partial G_r}{\partial r} \right)_i + \left(B_x^{G_r} \frac{\partial G_r}{\partial x} \right)_i + \left(B_r^{G_x} \frac{\partial G_x}{\partial r} \right)_i + \left(B_x^{G_x} \frac{\partial G_x}{\partial x} \right)_i + \\
& + \left(B_r^h \frac{\partial h}{\partial r} \right)_i + \left(B_x^h \frac{\partial h}{\partial x} \right)_i + (C^{G_r} \cdot G_r)_i + (C^{G_x} \cdot G_x)_i + (C^h \cdot h)_i = D_i
\end{aligned} \quad (3.7)$$

Коефіцієнти розкладу, які входять у (3.7) для рівняння нерозривності наведені наступні. Дифузійні складові, які визначаються другою похідною відсутні, коефіцієнти конвекції рівні r для повздовжньої та поперечної складової поля масової швидкості, коефіцієнт реакції C^{G_r} рівний 1.0.

Коефіцієнти для рівняння руху наведені в табл. 3.1, а для рівняння переносу теплової енергії – в табл. 3.2.

У всіх випадках вільні члени відповідають рівнянням системи (3.5) і в термінах «базової» та «коригуючої» величини трактуються як поточна нев'язка, яка відповідає розподілу базової величини.

В рамках даного розділу розподіл градієнту тиску визначається виходячи із умови збереження масової швидкості вздовж каналу і представляється у вигляді функції, яка відповідає за відхилення поточного значення в координаті x , від того, яке задано на вхідній границі. Функціонально це реалізовано як (3.8).

Теплофізичні властивості, а також їх похідні по ентальпії розраховуються на основі стандарту IAPWS-IF97 з використанням бібліотеки WaterSteamPro. На відміну від підходу одновимірної теплогідравліки, який запропонований в розділі 2, теплофізичні властивості моделі «вузького каналу» залежать тільки від температури, тобто в лінеаризованих функціях відсутні члени, які відповідають за похідні теплофізичних властивостей по тиску.

$$p(x)_{\text{new}} = p(x)_{\text{old}} + \frac{C}{\rho} \left[\left(\frac{1}{r_2^2 - r_1^2} \right) \int_{r_1}^{r_2} r G_x dr - G_x^{\text{in}} \right] \left[\left(\frac{1}{r_2^2 - r_1^2} \right) \int_{r_1}^{r_2} r G_x dr - G_x^{\text{in}} \right] \quad (3.8)$$

де C – константа, яка характеризує швидкість збіжності поля тиску та масової швидкості.

Таблиця 3.1 – Лінеаризовані коефіцієнти для рівняння руху

Коефіцієнти дифузії		
$A_r^{G_r} = 0.0$	$A_r^{G_x} = -(\nu + \alpha_p)$	$A_r^h = -\beta_p$
$A_x^{G_r} = 0.0$	$A_x^{G_x} = 0.0$	$A_x^h = 0.0$
Коефіцієнти конвекції		
$B_r^{G_r} = \frac{rG_x^6}{\rho_6}$	$B_r^{G_x} = \frac{rG_r^6}{\rho_6}$	$B_r^h = \frac{rG_r^6 G_x^6}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial h} \right)_6$
$B_x^{G_r} = 0.0$	$B_x^{G_x} = \frac{2r}{\rho_6} G_x^6$	$B_x^h = \frac{rG_x^{62}}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial h} \right)_6$
Коефіцієнти реакції		
$C^{C_x} = \frac{2r}{\rho_6} \left(\frac{\partial G}{\partial x} \right)_6 - \frac{2rG_x^6}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial h} \right)_6 + \frac{G_r^6}{\rho_6} + \frac{r}{\rho_6} \left(\frac{\partial G_r}{\partial r} \right) - \frac{rG_r}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial h} \right)_6 \left(\frac{\partial h}{\partial r} \right)_6$		
$C^{C_r} = \frac{G_x^6}{\rho_6} + \frac{r}{\rho_6} \left(\frac{\partial G_x}{\partial r} \right)_6 - \frac{rG_x^6}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial h} \right)_6 \left(\frac{\partial h}{\partial r} \right)_6$		
$C^h = gr \left(\frac{\partial \rho}{\partial h} \right)_6$		
Вільний член		
$D_p = \frac{\partial}{\partial r} \left[r(\nu + \alpha_p) \frac{\partial G_x}{\partial r} \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[r\beta_p \frac{\partial h}{\partial r} \right] - \frac{\partial}{\partial r} [r\delta\tau] - \frac{\alpha_r G_x^6}{\rho_6} \left(\frac{\partial G_x}{\partial x} \right)_6 + \frac{rG_x^2}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial h} \right)_6 \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)_6$ $- \frac{G_r^6 G_x^6}{\rho_6} - \frac{rG_x^6}{\rho_6} \left(\frac{\partial G_r}{\partial r} \right)_6 - \frac{rG_r^6}{\rho_6} \left(\frac{\partial G_x}{\partial r} \right)_6 + \frac{rG_r^6 G_x^6}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial h} \right) \left(\frac{\partial h}{\partial r} \right) - \frac{\partial \rho}{\partial x} r - gr(\rho_6 - \rho_0) \cos \varphi$		
<p>Примітка: індекс «б» прийнятий для компактності і означає, що визначення коефіцієнтів відбувається за базовим (base) розподілом основних змінних.</p> <p>Враховано, що поправка $\delta\tau$ на дотичні напруження розраховується явно.</p>		

Таблиця 3.2 – Лінеаризовані коефіцієнти для рівняння енергії

Коефіцієнти дифузії			
$A_r^{(G_x)} = -(\alpha_T + \frac{1}{\rho} G_x \nu + \frac{1}{\rho} G_x \alpha_p)$		$A_r^h = -(\chi + \frac{1}{\rho} G_x \beta_p + \beta_T)$	
$A_x^{G_r} = 0.0$	$A_x^{G_x} = 0.0$	$A_r^{G_r} = 0.0$	$A_x^h = -(\chi)$
Коефіцієнти конвекції			
$B_r^{G_r} = rh_6$	$B_x^h = rG_x^6$	$B_r^{G_r} = rh_6$	
$B_r^{G_x} = -\left[\frac{r\nu}{\rho_6}\left(\frac{\partial G_x}{\partial r}\right)_6 + \frac{r\alpha_p}{\rho_6}\left(\frac{\partial G_x}{\partial r}\right)_6 + \frac{r\beta_p}{\rho_6}\left(\frac{\partial h}{\partial r}\right)_6\right]$			
$B_r^h = rG_x^6 + \frac{rG_x}{\rho_6^2} - \left(\frac{\partial \rho}{\partial h}\right)_6 \left[(\nu + \alpha_p)\left(\frac{\partial G_x}{\partial r}\right)_6 + \beta_p\left(\frac{\partial h}{\partial r}\right)_6\right]$			
Коефіцієнти реакції			
$C^{G_x} = r\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right) + gr \cos \varphi$			
$C^{G_r} = r\left(\frac{\partial h}{\partial r}\right)_6 + h_6$			
$C^h = r\left(\frac{\partial G_x}{\partial x}\right)_6 + r\left(\frac{\partial G_r}{\partial r}\right)_6 + G_r^6$			
Вільний член			
$D^T = \frac{\partial}{\partial r}\left[r\chi\frac{\partial h}{\partial r}\right]_6 + \frac{\partial}{\partial x}\left[r\chi\frac{\partial h}{\partial x}\right]_6 - \frac{\partial}{\partial r}\left[r\alpha_T\frac{\partial G_x}{\partial r}\right]_6 + \frac{\partial}{\partial r}\left[r\beta_T\frac{\partial h}{\partial r}\right]_6 +$ $+ \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{r}{\rho}G_x\nu\frac{\partial G_x}{\partial r}\right]_6 + \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{r}{\rho}G_x\alpha_p\frac{\partial G_x}{\partial r}\right]_6 + \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{r}{\rho}G_x\beta_p\frac{\partial h}{\partial r}\right]_6 - \frac{\partial}{\partial r}\left[\frac{r}{\rho}G_x\delta\tau\right]_6 -$ $rgG_x^6\left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right)\cos\varphi - rh_6\left(\frac{\partial G_x}{\partial x}\right)_6 - rG_x\left(\frac{\partial h}{\partial x}\right)_6 - rh_6\left(\frac{\partial G_r}{\partial r}\right)_6 - rG_r\left(\frac{\partial h}{\partial r}\right)_6 - G_rh_6$			
Примітка: індекс «б» прийнятий для компактності і означає, що визначення коефіцієнтів відбувається за базовим (base) розподілом основних змінних			

Також необхідно зазначити деякі відмінності від підходу, що запропоновано в розділі 2. По-перше, це «глибина» розкладання відповідних функціональних залежностей. В ТММ в керуючих рівняннях розкладаються похідні до вигляду, де безпосередньо похідна розраховується для елементарної змінної (тиск, температура, масова витрата). В запропонованому методі використовується компактна форма похідної, тобто попередньо вона не розписується, оскільки розрахувати її саме в такій формі (викладення причини цього приведено нижче по тексту) виявилось значно простіше, а отже і, наприклад, функції типу $\nu = \mu / \rho$, та $\chi = \lambda / c_p$, які входять лише в дифузійні складові, лінеаризувати за ентальпією недоречно. Цим і пояснюється більш компактна форма відповідних коефіцієнтів. По-друге, тиск у випадку 1D постановки є основною змінною системи (2.1), а концепція аналітичного розв'язку для функції елемента відносно коригуючої величини дозволяє розв'язувати систему спряжено без використання будь-яких пересувних шаблонів або формулювань у вигляді Rhie&Chow [120] поправок для збереження спряженого розрахунку поля швидкості – тиску. Таким чином, в ТММ реалізований повністю спряжений метод розрахунку поля швидкості, тиску та температури, а в моделі «вузького каналу» відбувається спряження полів масової швидкості – ентальпії, що разом із специфікою визначення дотичних напружень та теплового потоку значно підвищує стабільність розрахункового методу.

Вигляд (3.7) відповідає лінійній системі диференціальних рівнянь з непостійними коефіцієнтами, що є функціями координат. Для визначення поля коригуючих величин (3.6) застосуємо МСЕ. Нехай в рамках одного скінченного елемента функція форми в абсолютних координатах описуватиметься у вигляді поліному першого або другого порядку (3.9).

$$\Pi^{cor}(r, x) = \forall_{(r, x) \in E_m} \begin{bmatrix} 1: a_{i1}r + a_{i2}x + a_{i3}rx + a_{i4} \\ 2: a_{i1}r + a_{i2}x + a_{i3}r^2 + a_{i4}x^2 + a_{i6}rx + a_{i7} \end{bmatrix} \quad (3.9)$$

де a_{ij} - коефіцієнти розкладу функції температури для m-го елемента.

Розрахункова сітка, яка реалізована для даного методу, є регулярною з підтримкою степеневих законів, за якими відбувається нерівномірне розбиття, як в радіальному напрямку (біля стінки/вісі), так і в повздовжньому напрямку (наприклад при використанні умов Неймана на вхідній та вихідній границі). Розрахункова сітка, загальний вигляд якої представлений на рис. 3.1 базується на прямокутних елементах 1-ого чи 2-ого порядку, який задається при ініціалізації. Визначальними параметрами для побудови сітки є: кількість елементів в радіальному та аксіальному напрямку, спосіб та коефіцієнти згущення елементів, а також параметр, який відповідає за порядок апроксимації.

В поточній версії процедури застосовується структурована, нерегулярна прямокутна сітка, в якій умовно виділені три групи анізотропії. Перша - це граничні зони (вхід, вихід, стінка або вісь). Тут можлива адаптація як безпосередньо біля границі, так і у місцях сполучення умовних зон стабілізації та обігріву (у поперечному напрямку) та примежової області з ядром потоку. Такий вид адаптації необхідний для того, щоб позбутися можливих осциляцій у випадку ступінчатої зміни теплового потоку. Другий та третій тип адаптації відносяться до так званих особливих зон у повздовжньому та поперечному напрямку, а також особливої точки (наприклад біля стінки у місці мінімальної ефективної в'язкості). Варто відзначити, що такий спосіб є досить обмеженим у застосуванні, але найпростішим у реалізації. У майбутньому будуть введені додаткові можливості, наприклад такі, як адаптація за параметром чи ізолінією.

Застосування регулярних розрахункових сіток дозволяє досить просто розраховувати похідні. Таким чином стає зрозумілим, чому досить ефективним є застосування саме компактної форми похідних, які є складовими (3.7), оскільки завдяки (3.9) їх досить просто вирахувати.

Граничні умови, які необхідні для крайової задачі у прийнятих термінах можуть бути представлені у вигляді (3.10). На непозначених границях автоматично реалізуються нульові умови Неймана.

Зауважимо деякі особливості, які стосуються «особливої» точки на осі, в якій радіус рівний 0. Оскільки в (3.5) кожен член має множник у вигляді радіусу, який із-

за специфіки реалізації МСЕ дійсно рівний нулю на осі. Тобто опорне значення координати (3.9) є визначеним, а керуюче рівняння невизначене (ліва та права частина тотожно рівні нулю). Зауважимо, що, наприклад, для методу скінчених об'ємів ця проблема відсутня в силу вибору опорної точки. В даному випадку у лінеаризовані рівняння (3.7) введена спеціальна поправка, яка діє так, що на осі радіус в коефіцієнтах приймає значення близьке до нуля ($\sim 10^{-4}$ м).

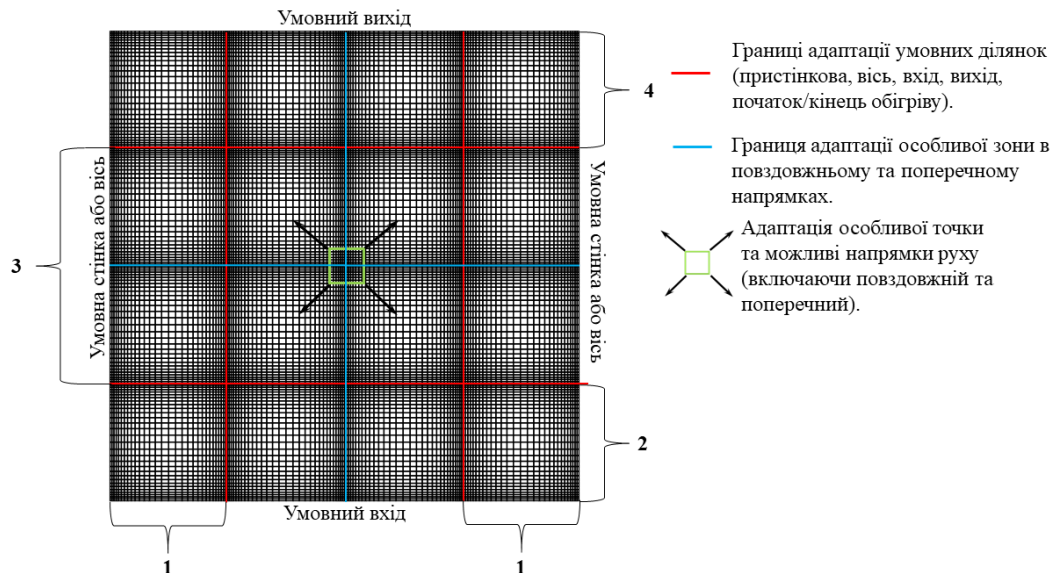
$$\begin{cases} G_x^{cor}|_{x=0} = G_x^{in}|_{x=0} - G_x^{base}|_{x=0} \\ G_r^{cor}|_{x=0} = G_r^{in}|_{x=0} - G_r^{base}|_{x=0} \\ h^{cor}|_{x=0} = h^{in}|_{x=0} - h^{base}|_{x=0} \\ G_r^{cor}|_{r \rightarrow 0} ; \chi \frac{\partial h}{\partial r}|_{r=R} = q_w \end{cases} \quad (3.10)$$

де враховано, що у пристінковій зоні турбулентні коефіцієнти переносу рівні нулю.

Матриця «жорсткості» та вільного члену формується у формі розрідженої структури, що суттєво пришвидшує розв'язок отриманої системи рівнянь. Умовно третина такої матриці відповідає коефіцієнтам лінеаризованого рівняння нерозривності, інші третини – руху та енергії відповідно.

Алгоритм визначення коефіцієнту корекції, який входить в (3.6) відповідає «Кроку №4» і визначається за залежностями (2.10) та (2.11).

Аналогічно як і в ТММ запропонована реалізація методу фактично в 2D постановці не накладає якихось обмежень на функціональний вид тих чи інших залежностей, які є основою постановки (наприклад, такі як коефіцієнти турбулентного переносу).



1 – контроль адаптації пристінкової області (осі), а також спряження з ядром потоку, 2 – адаптація початкової ділянки стабілізації та початку зони обігріву, 3 – адаптація ділянки обігріву, контроль умовної границі стрибкоподібної зміни теплового потоку, 4 - – адаптація вихідної ділянки стабілізації (кінець зони обігріву)

Рисунок 3.1 – Загальний вигляд розрахункової сітки

3.3 Замикаючі співвідношення для визначення турбулентних коефіцієнтів переносу

Якісно аналізуючи експериментальні дослідження [19,23], можна стверджувати, що при погіршеному теплообміні за піком температури стінки спостерігається М- подібний профіль швидкості. У цьому випадку дуже плідними виявилися моделі переносу, які засновані на гіпотезі Прандтля (3.11). Це пов'язано з тим, що в умовах неізотермічної градієнтної течії в пристінковій зоні потоку існує екстремум профілю швидкості, та згідно з (3.11) призводить до зменшення турбулентного переносу (ламінаризація) [17].

$$\varepsilon_\tau = l^2 \left| \frac{\partial w_x}{\partial r} \right| \quad (3.11)$$

де, w_x – повздовжня швидкість потоку, l - довжина «шляху змішування» Прандтля.

З урахуванням вище зазначеного Попов В.Н. побудував розрахункову модель, яка дозволила задовільним чином описувати тепловіддачу при надкритичних параметрах теплоносія. В основу підходу покладено припущення, що при зміні теплофізичних властивостей потоку залежність довжини шляху змішування залишається такою ж, як і при ізотермічних умовах. Використовуючи визначення для дотичних напружень, та формулу Прандтля, а також позбувшись градієнту швидкості, отримали функцію турбулентного переносу, яка може бути представлена як (3.12). Особливість отриманої залежності полягає у тому, що вона залежить від розподілу дотичних напружень, тобто є нелінійною трансцендентною моделлю, яка потребує досить акуратного застосування. Також важливою особливістю є те, що дана формула є лише частково локальною, оскільки фактично пов'язана з радіусом, а отже і потребує наперед заданого напрямку. Саме тому у CFD пакетах, не зважаючи на відносну простоту, подібні моделі відсутні.

$$\frac{\varepsilon_t}{\eta} = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \left(\frac{\varepsilon_t}{\eta}\right)_{T \square const} \left[\left(\frac{\varepsilon_t}{\eta}\right)_{T \square const} + 1 \right] \left| \frac{\tau R_0}{\tau_w r} \right|}} \quad (3.12)$$

де, R_0 - радіус каналу, τ - дотичні напруження.

В (3.12) вважається що потік в каналі гідродинамічно стабілізований, а турбулентна в'язкість при квазі-постійних теплофізичних властивостях визначається за відомим узагальненням Райхардта [121] для круглої труби (3.13). Як видно із форми (3.12), зниження дотичних напружень, яке може бути викликане конкуренцією підйомних сил та термічного прискорення, призводить до зниження турбулентного переносу. У випадку лінійності аналогії Рейнольдса це призведе до зменшення ефективної теплопровідності, що є причиною локального збільшення температури.

$$\left(\frac{\varepsilon_t}{\eta}\right)_{T \square const} = \begin{cases} y^+ \leq 50, 0.4 \left[y^+ - 11 \operatorname{th}\left(y^+ / 11\right) \right] \\ y^+ > 50, 0.133 \cdot \left[0.5 + \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \right] \left[1.0 + \frac{r}{R_0} \right] \end{cases} \quad (3.13)$$

де, y^+ - безрозмірна відстань до стінки.

Через те, що рівняння (3.12) є трансцендентним відносно дотичних напружень, які визначається диференційними співвідношеннями, часто виникають складності із конвергенцією та потребують особливої організації розрахункової процедури [62-64].

В роботах [63,64] модель Попова (3.12) була доопрацьована таким чином, щоб була можливість враховувати пульсації густини у полі сили тяжіння. Для цього був складений баланс основних чинників, які впливають на кореляцію повздовжньої та поперечної пульсаційної складової поля швидкості. На основі балансового співвідношення, а також припущення щодо квадрату поперечної пульсації швидкості та окремо температури була отримана температурна поправка на дотичні напруження, яка може бути представлена як:

$$\tau_t = \varepsilon_t \frac{\partial w_x}{\partial r} - \frac{\beta \rho}{\operatorname{Pr}_t} \overbrace{\left[w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_r \frac{\partial w_x}{\partial r} + g \cdot n_x \right]}^{\Delta \tau} l^2 \frac{\partial T}{\partial r} \quad (3.14)$$

$-g_\Sigma$

де, β - коефіцієнт температурного розширення флюїду, g_Σ - сумарне прискорення потоку, $\Delta \tau$ - поправка на дотичні напруження, яка обумовлена пульсаціями густини.

Після деяких перетворень в роботі отримано співвідношення для турбулентного переносу, яке може бути представлено у вигляді нелінійного алгебраїчного рівняння четвертого порядку:

$$(\varepsilon_t)^4 + (\varepsilon_t)^2 (\varepsilon_0)^2 \pm 1.15 \varepsilon_t \varepsilon_0 \varepsilon_\infty + (\varepsilon_\infty)^4 = 0 \quad (3.15)$$

де ε_t - турбулентна в'язкість, $\varepsilon_0; \varepsilon_\infty$ - асимптотичні випадки: «0» - без урахування пульсацій густини і може бути розрахована за (3.11), « ∞ » - при домінантному впливі пульсацій густини. Знак «+» - за умови, що $\left[w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_r \frac{\partial w_x}{\partial r} + g \cdot n_x \right] \frac{\partial T}{\partial r} < 0$.

Довжина шляху змішування Прандтля визначається особливим чином шляхом перемасштабування відстані до стінки:

$$\left(\frac{l}{R_0} \right)^2 = \left(\frac{\varepsilon_t}{\eta} \right)_{T=const} \left[1 + \left(\frac{\varepsilon_t}{\eta} \right)_{T=const} \right] \left[\frac{\nu R_0}{|\tau_w| r} \right] \quad (3.16)$$

При цьому, безрозмірна відстань до стінки y^+ розраховується із використанням місцевих значень теплофізичних властивостей теплоносія та функціонально визначається як (3.17).

$$y^+ = \frac{R_0 - r}{\eta} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \cdot \begin{cases} \delta_l^+ \leq y^+ \leq R_0^+, 1.0 \\ y^+ < \delta_l^+, 2.5 R_0^{-2} \int_0^{R_0} \sqrt{\tau / \tau_w} r dr \end{cases} \quad (3.17)$$

де, $R_0^+ = \frac{R_0}{\eta} \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$ - безрозмірний радіус, $\delta_l^+ = 11.1 + \left[396 / (R_0^+ + 100) \right]^{3.3}$ - товщина ламінарної частини примежового шару.

Згідно з оцінками [63], залежність (3.15) з точністю до 5% можна представити у вигляді остаточної залежності (3.18), яка вимагає розрахунку кожної зі складових (3.13)-(3.17), що визначаються полями швидкості та температури з рівнянь переносу.

$$\varepsilon_t = \begin{cases} \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0} \leq 1, \varepsilon_0 \left[0.38 \left(\frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0} - 0.69 \right)^2 + 0.82 \right] \\ \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0} > 1, \varepsilon_\infty - 0.4 \varepsilon_0 \exp \left[-\frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon_0} \right] \end{cases} \quad (3.18)$$

Асимптотична турбулентна в'язкість при домінуючій пульсації густини

визначається як
$$l^2 \sqrt{\frac{2.22\beta\rho}{Pr_t} g_\Sigma \left| \frac{\partial T}{\partial r} \right|}.$$

Турбулентний шлях змішування l (3.16) визначається згідно з гіпотезою Попова, і фактично, відповідає співвідношенню (3.12), в якому введено перемасштабування ламінарної зони примежового шару.

Визначальне турбулентне число Прандтля приймається рівним 0.9 (лише для визначення турбулентної в'язкості). Турбулентна теплопровідність буде розглянута нижче.

Як зазначають автори [64,65], побудована модель дозволяє значно якісніше прогнозувати погіршений теплообмін у порівнянні із (3.12), але вимагає досить акуратного розрахунку, оскільки виникають проблеми зі збіжністю результатів. Розбиття по радіусу автори рекомендують виконувати за логарифмічним законом у межах від 100 до 400 інтервалів, мінімальна довжина повздовжнього інтервалу $\sim 0.25R_0$. Тобто, для ділянки обігріву в 100 калібрів дискретизація може сягати $160 \cdot 10^3$ вузлів для забезпечення збіжності результатів.

Співвідношення (3.12)-(3.18) визначають нелінійну алгебраїчну модель турбулентності, яка за своєю постановкою є трансцендентною відносно градієнтних величин. Реалізувати її у комерційних пакетах дуже складно внаслідок нелокальності складових моделі.

Реалізована в рамках даної роботи модель дещо відрізняється у порівнянні із оригінальною постановкою. Дотичні напруження, які є складовими у рівняннях для визначення турбулентних характеристик, виходячи із (3.4), визначаються як:

$$\tau = \left(\eta + \alpha_p \right) \frac{\partial G_x}{\partial r} + \beta_p \frac{\partial h}{\partial r} - \frac{\nu G_x}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \quad (3.19)$$

Температурний градієнт, що входить в поправку на дотичні напруження, визначається через похідну ентальпії, яка відноситься до ізобарної теплоємності. Такий підхід дозволяє позбутися додаткових обчислень, пов'язаних із перерахунком

поля ентальпії у температуру. Таким чином, поправка на дотичні напруження визначатиметься, використовуючи залежність (3.20), а асимптотична оцінка турбулентної в'язкості при домінуванні пульсацій густин відповідно (3.21).

$$\Delta\tau = -\frac{\beta\rho g_{\Sigma}}{\text{Pr}_t c_p} l^2 \frac{\partial h}{\partial r} \quad (3.20)$$

де Pr_t - модельне значення, яке приймається рівним 0.9 для розрахунку дотичних напружень.

$$\varepsilon_{\infty} = l^2 \sqrt{\frac{2.22\beta\rho}{\text{Pr}_t c_p} g_{\Sigma} \left| \frac{\partial h}{\partial r} \right|} \quad (3.21)$$

Застосування поняття «базового» рішення дало можливість зняти будь-які обмеження на функціональний вид відповідних коефіцієнтів. Застосовуючи поняття «коригуючої» змінної до (3.15) можна обійтися застосуванням наближеної формули (3.18). Якщо ж застосовується (3.18), то при домінуючому турбулентному переносі за рахунок пульсацій густини експонента використовується в лінійній формі (для практики прийняте співвідношення граничних значень турбулентної в'язкості $\frac{\varepsilon_{\infty}}{\varepsilon_0} > 10$).

У реалізованій моделі турбулентна теплопровідність розраховується за допомогою Pr_t , яке може визначатися в залежності від обраної функції (3.22) -(3.28). Детальний огляд цих функцій, а також тестування для теплообміну при НКП наведено в роботах [73]. Залежність «Myong», 1989:

$$\text{Pr}_t = 0.75 + \frac{1.63}{\lg\left(1 + \frac{\text{Pr}}{0.0015}\right)} \quad (3.22)$$

Залежність «Hollingsworth», 1989:

$$\text{Pr}_t = 1.855 - th \left[0.2 (y^+ - 7.5) \right] \quad (3.23)$$

Залежність «Kays & Crawford», 1993:

$$\text{Pr}_t = 0.5882 \left(0.5882 + 0.228 \left(\frac{\varepsilon_t}{\eta} \right) - 0.0441 \left(\frac{\varepsilon_t}{\eta} \right)^2 \left(1 - \exp \left[\frac{-5.165 \eta}{\varepsilon_t} \right] \right) \right)^{-1} \quad (3.24)$$

Залежність «Kays», 1994:

$$\text{Pr}_t = \begin{cases} \frac{\varepsilon_t}{\eta} < 0.2, 1.07 \\ \frac{\varepsilon_t}{\eta} \geq 0.2, 0.85 + \frac{2}{\text{Pr}} \frac{\eta}{\varepsilon_t} \end{cases} \quad (3.25)$$

Залежність «Tang», 2016[122]:

$$\text{Pr}_t = \begin{cases} \frac{\varepsilon_t}{\eta} < 0.2, 1.0 \\ 0.2 \leq \frac{\varepsilon_t}{\eta} \leq 10, 0.85 + \frac{\text{Pr}}{15} \\ \frac{\varepsilon_t}{\eta} > 10, 0.85 \end{cases} \quad (3.26)$$

Залежність «Ran», 2018:

$$\text{Pr}_t = \begin{cases} y^+ < 5, 1.0 \\ 5 \leq y^+ \leq 100, 0.5 + 0.1 \frac{\text{Pr} \eta}{\varepsilon_t} \\ y^+ > 100, 0.85 \end{cases} \quad (3.27)$$

Залежність «Kong», 2019 [73]:

$$\text{Pr}_t = \begin{cases} \frac{\varepsilon_t}{\eta} < 0.4, 1.0 \\ 0.2 \leq \frac{\varepsilon_t}{\eta} \leq 10, 0.3 + 0.03 \frac{p}{p_{кр}} \\ \frac{\varepsilon_t}{\eta} > 10, 0.85 \end{cases} \quad (3.28)$$

Турбулентна теплопровідність визначається за залежністю (3.29):

$$\lambda_t = \frac{\rho \varepsilon_t}{\text{Pr}_t} \quad (3.29)$$

Залежності (3.22)-(3.24) отримані теоретично, а (3.25)-(3.28) підібрані на основі чисельних розрахунків. Кожна з цих функціональних залежностей не завжди підтримується сучасними комерційними кодами в першу чергу через те, що вони вміщують складові теплофізичних властивостей або турбулентного переносу, що алгоритмічно призводить до рекурсії.

Таким чином, застосований формалізм, який був введений у розділі 2, дозволив зняти ряд обмежень без ускладнення алгоритму отримання розв'язку.

Турбулентні коефіцієнти переносу, які є складовими (3.3), наступні:

- У рівнянні руху коефіцієнт α_p у випадку застосування моделі Попова визначається залежністю (3.12), Рейхардта – (3.13) та Валуєвої – (3.15) або (3.18). Щодо коефіцієнту β_p , якщо активована опція поправки дотичних напружень (за замовчуванням лише для моделі Валуєвої), то застосовується залежність (3.14).

- У рівнянні переносу теплової енергії α_t прийнятий рівним нулю. Коефіцієнт β_t завжди розраховується з використанням (3.29), де турбулентна в'язкість використовується у відповідності до рівняння руху, а Pr_t за однією із функцій (3.22) – (3.28).

3.4 Валідація запропонованого методу

Специфіка розрахунку течії флюїда надкритичних параметрів, в особливості коли йде мова про параметричний аналіз, вимагає створення відносно простих, але досить деталізованих з точки зору дискретизації розрахункових моделей. Зважаючи на досвід створення та калібрування спеціальних математичних моделей для течії теплоносія НКП [19-23], була розроблена розрахункова модель в геометрії (r-z) для експериментального стенду [31] (огляд стенду наведений у п.1.1). Загальний вигляд геометрії та її дискретизації представлено на рис. 3.2. Обґрунтованість застосування такої моделі базується на тому, що, згідно з експериментальними дослідженнями, підтверджується симетричність потоку відносно аксіальної осі [23]. Для порівняння можливостей прогнозування погіршеного теплообміну запропонованим методом із відповідними можливостями комерційного CFD пакету було побудовано розрахункову модель в ANSYS CFX [123].

Слід відзначити, що ANSYS CFX не має власної бази даних відносно теплофізичних властивостей діоксиду вуглецю з урахуванням закритичної області. Для цього за допомогою інтерфейсу MATLAB-REFPROP (NIST) було підготовлено відповідний набір даних для опорного тиску 9,0 МПа. При цьому важливим є те, що зсув ентальпії відносно даних [19,23] OIBT щодо NIST REFPROP 9.0 становить -297 кДж/кг. Це було зроблено для відповідності температурам з набором даних, наведених в [19,23] та програмі REFPROP (використовуються дані ентальпії для точки псевдофазового переходу, $h_m = 640$ кДж/кг [19], h_m (NIST) = 343 кДж/ кг). За допомогою спеціального генератора відповідного файлу (real gas properties file - .rgprf), враховуючи специфікацію цього формату, було підготовлено спеціальний набір даних, який імплементувався при розрахунках.

В якості розрахункового режиму обирається підйомний та опускний рух з наступними параметрами: $\rho_w (G_x) = 2100$ кг/(м²·с), $q_s = 428,4$ кВт/м², $T_{in} = 34,8$ °С. Дискретизація розрахункової області для ANSYS CFX – $N_r \times N_z = 50 \times 1000$.

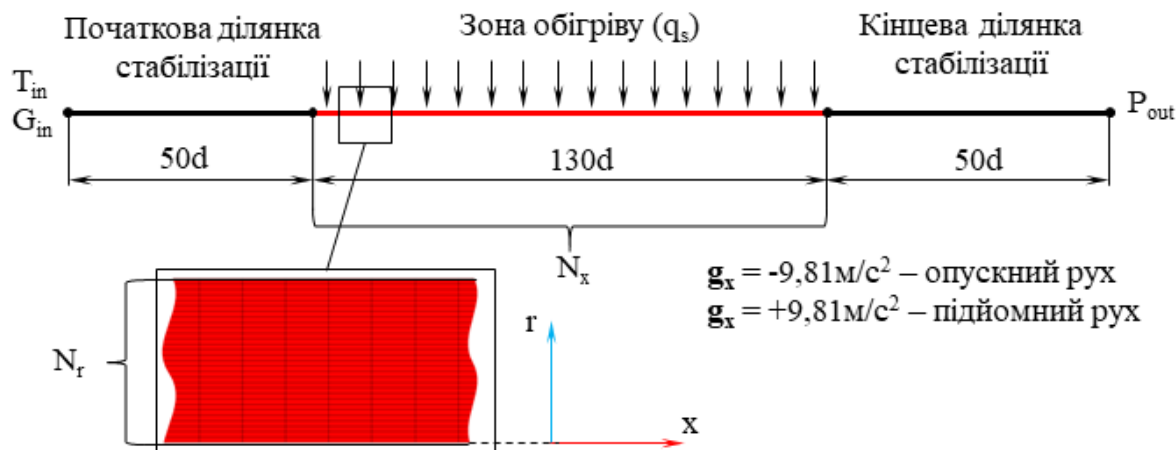


Рисунок 3.2 – Схематизація розрахункової моделі для ANSYS CFX

Розрахункова модель «вузького каналу» має початкову ділянку стабілізації та зону обігріву. Зона відновлення профілю швидкості (кінцева ділянка стабілізації) не моделюється. Розрахункова сітка має наступні параметри дискретизації: кількість вузлів по радіусу – 65, в аксіальному напрямку – 110. Висота першого елемента біля стінки відповідає значенню $y^+ \sim 0.1$, тобто враховуються так звані low-Re ефекти. В аксіальному та радіальному напрямку обраний перший порядок апроксимації. Розрахункова сітка має згущення вузлів біля стінки за степеневим законом. З метою нейтралізації осциляції на умовній границі між початковою ділянкою стабілізації та зоною обігріву, яка викликана ступінчастим ростом теплового потоку, було виконано автоматичну адаптацію на відстані 50 діаметрів від входу (рис. 3.3). Профіль швидкості на вході в обох випадках рівномірний.

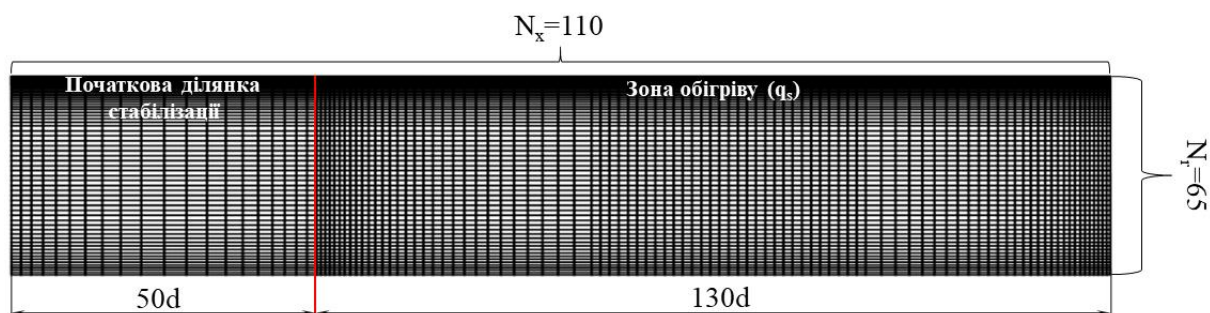


Рисунок 3.3 – Загальний вигляд розрахункової сітки для моделі «вузького каналу»

Розглянемо особливості врахування гравітації пакетом ANSYS CFX. Підйомна сила у випадку сильної зміни теплофізичних властивостей в рамках RANS підходу в загальному випадку враховується двома принциповими термами: силою для усередненого руху (S_b), та генеративною/дисипативною складовою в моделі турбулентності (P_b).

З точки зору силового фактору (3.30), підйомна сила впливає (визначає) радіальний профіль усередненої швидкості потоку. Для складових у моделі турбулентності – це інтенсивність обміну імпульсом та енергією між умовними об'ємами потоку (3.31). Іншими словами, підйомна сила впливає на турбулентну (вихрову) в'язкість та теплопровідність.

У запропонованій диференційній моделі процесів інтенсивності теплообміну та дисипації енергії, яка описана в п.3.1-п.3.3, врахована підйомна сила як на рівні рівнянь руху та теплової енергії, так і на рівні нелінійної моделі турбулентності.

$$S_b = \underbrace{(\rho - \rho_{\text{ref}})g}_{\text{повна модель}} \approx \rho_{\text{ref}} \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_p}_{\text{формула Бусінеска}}^{-\beta} (T - T_{\text{ref}}) \quad (3.30)$$

де ρ_{ref} , T_{ref} – опорні, а ρ , T – локальні значення густини та температури.

В даній роботі застосовується лише повна модель підйомної сили (як в CFD, так і в моделі «вузького каналу»), оскільки теплофізичні властивості мають екстремально – нелінійну поведінку і в такому випадку дуже важко апроксимувати коефіцієнт температурного розширення β в околі критичної точки ($\beta \rightarrow \infty$):

$$P_b = -C_b \cdot D_t \left(g_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + g_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + g_z \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) \quad (3.31)$$

де D_t – коефіцієнт турбулентної дифузії, який в контексті вихрової в'язкості визначається як $\mu_t/(\rho \cdot Sc_t)$.

Турбулентне число Шмідта (Sc_t) взагалі є складною функцією течії, проте переважно значення цього критерію приймається постійним та знаходиться в межах від 0,9 до 1,0. Слід зазначити, що переважна більшість «універсальних» одно- та двохпараметричних моделей турбулентності в рамках RANS підходу зводяться до розрахунку вихрової в'язкості μ_t , а вже через турбулентні числа подібності вираховують інші турбулентні абстрактні величини (наприклад турбулентну теплопровідність). Це означає, що класичні моделі турбулентності типу ν_t , k - ϵ , k - ω не будувалися для того, щоб в явному вигляді розраховувати принципово неізотермічні потоки.

Для тестування впливу підйомної сили на можливості прогнозування погіршеного теплообміну були розглянуті три моделі турбулентності, основні характеристики яких (в контексті надкритичних параметрів) зведені в табл. 3.3.

Таблиця 3.3 – Характеристики обраних моделей турбулентності у контексті врахування підйомної сили

Модель турбулентності	Параметри	Low-Re (стінка)	Усереднений рух (S_b)	Турбулентність (P_b)
$(k-\epsilon)_{leq}$ (EVT)	ν_t	Так*	Повна	Не враховується (компенсується)
RNG ($k-\epsilon$)	k, ϵ	Ні	Повна	Враховується (генерація/дисипація)
SST	$k, \epsilon / \omega$	Так**	Повна	Враховується (генерація/дисипація)
<p>* - враховується поправкою Ван-Дріста;</p> <p>** - враховується модифікованою обробкою пристінкової області (аналог двозонного підходу).</p>				

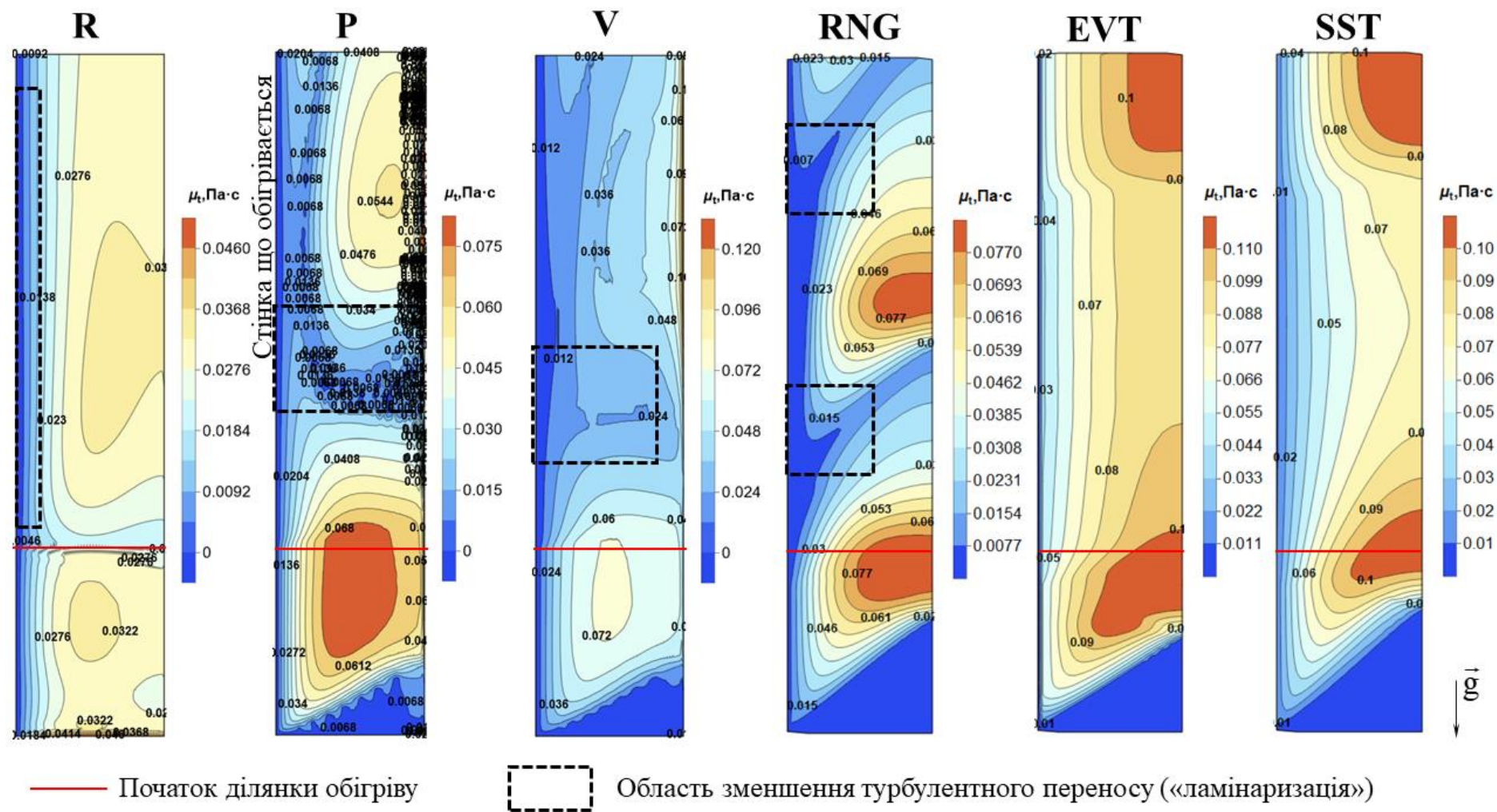
Дискретизація розрахункової області для ANSYS CFX була виконана таким чином, щоб безрозмірна координата по нормалі до стінки знаходилася в межах дії

закону стінки ($y^+ > 200$). Такий варіант дає можливість оцінити обрану модель турбулентності з точки зору чутливості до погіршеного теплообміну як феномену конфігурації (структури) потоку, а не лише специфічних особливостей балансу сил та розподілу теплофізичних властивостей у примежовому шарі.

Також застосування пристінкових функцій, не дивлячись на існуючі обмеження, є досить потужним і перспективним підходом до адаптації в інженерній практиці, особливо коли це стосується досить деталізованих елементів обладнання АЕС [124,125].

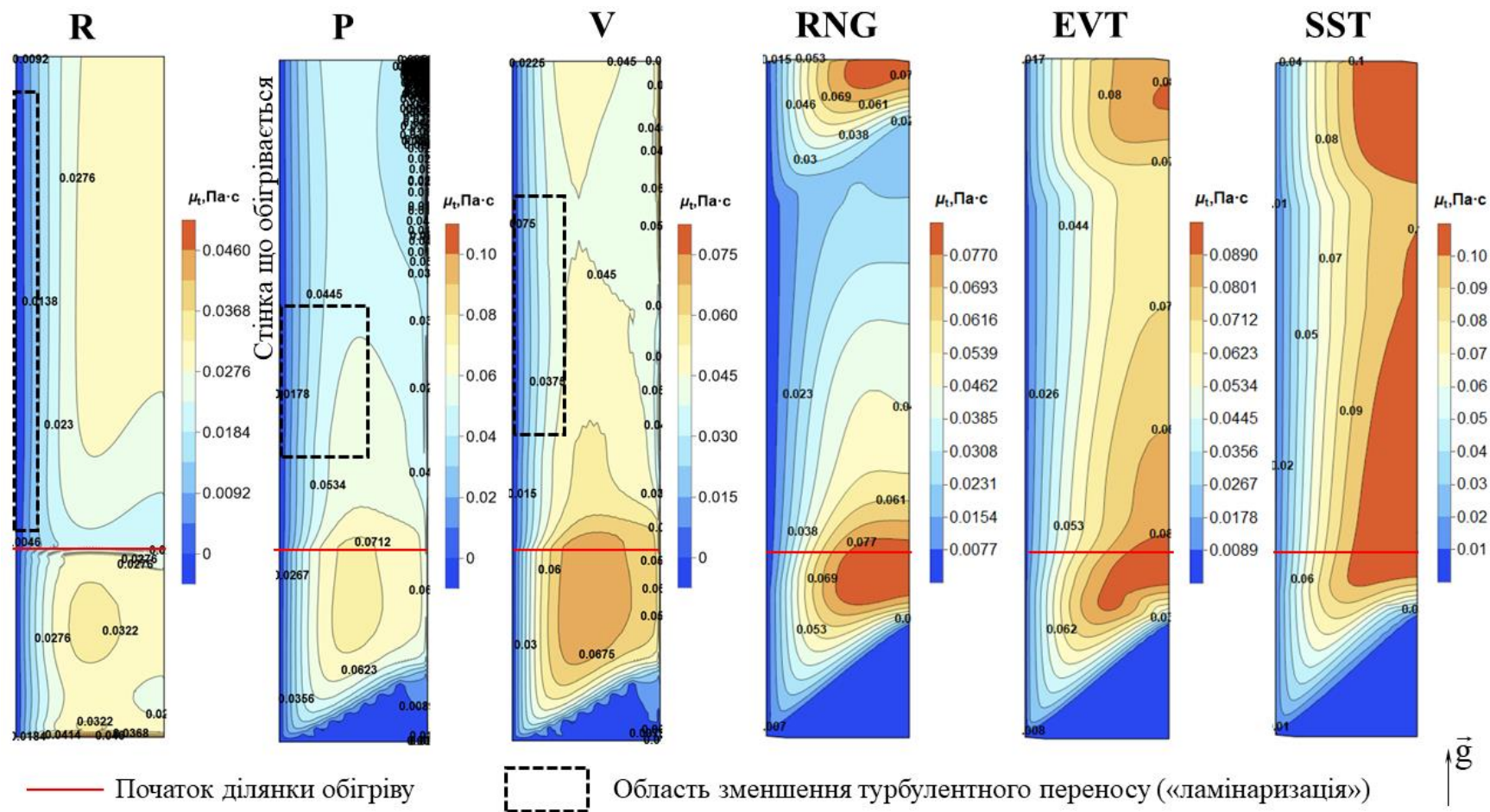
Проаналізуємо якісно отримані результати. Алгебраїчні моделі турбулентності (лінійні – Рейхардта, нелінійні – Попова та Валуєвої), які реалізовані з певними поправками, в цілому прогнозують менше значення турбулентної в'язкості біля стінки. Моделі Попова (P) та Валуєвої (V) прогнозують широку область зниження турбулентної в'язкості навіть у ядрі потоку, що в якомусь сенсі є ламінаризацією (хоча значення ефективної в'язкості все ж значно більше молекулярної) і призводить до погіршення теплопереносу. Аналогічні висновки можна зробити і для моделі турбулентності RNG. Моделі SST та EVT також прогнозують досить широкі зони «низьких» значень турбулентної в'язкості, але вони все ж більше, ніж у алгебраїчних та RNG моделях. Тобто, результати якісно подібні як при застосуванні моделі «вузького каналу», так і RNG (ANSYS CFX), як при підйомному, так і при опускному русі.

Особливу увагу слід приділити «високій» генерації турбулентності на осі у випадку застосування нелінійних алгебраїчних моделей, що скоріше за все пов'язано з особливістю побудови розв'язку. Справа в тому, що значення коригуючої величини визначаються на всіх границях (вузлах, які є граничними), а не для деякої характерної точки, яка відповідає контрольному об'єму в CFD. Це призводить до того, що на осі необхідно розкривати невизначенності типу 0.0/0.0 для величин, які мають однаковий порядок малості (наприклад, див. (3.12), або (3.16)). В поточній версії обробка таких «особливих» областей є досить примітивною, тому і виникають осциляції вихрової в'язкості біля осі, яка практично не впливає на прогнози біля стінки.



R – Райхардт, P – Попов, V – Валуєва

Рисунок 3.4 – Розрахункові значення турбулентної в'язкості, отримані різними моделями (R,P,V – «вузький канал»; RNG, EVT, SST – CFX) при підйомному русі



R – Райхардт, P – Попов, V – Валуєва

Рисунок 3.5 – Розрахункові значення турбулентної в'язкості, отримане різними моделями (R,P,V – «вузький канал»; RNG, EVT, SST – CFX) при опускному русі

Аксіальні профілі температури стінки при підйомному та опускному русі наведені на рис. 3.6.

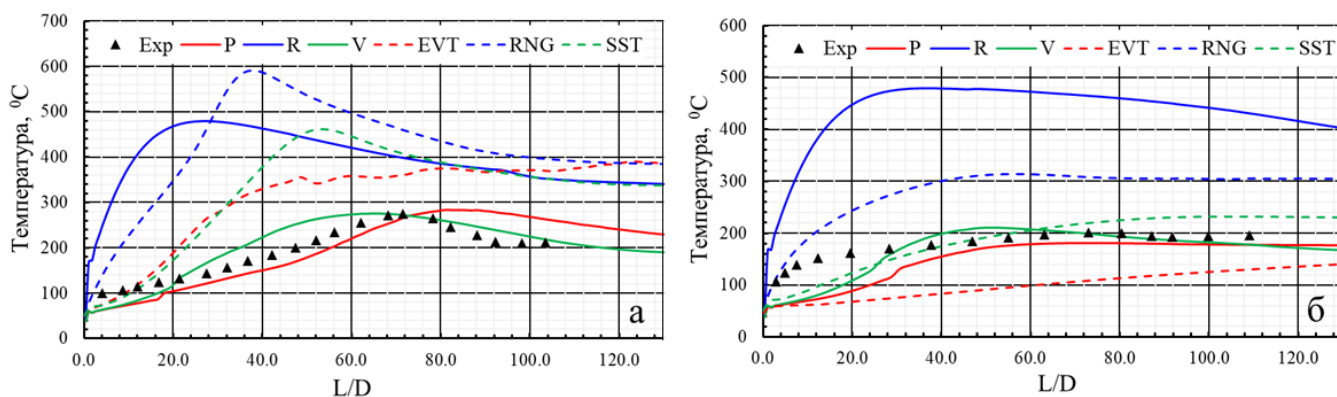


Рисунок 3.6 –Порівняння аксіального розподілу температури стінки з експериментальними значеннями (а- підйомний рух, б – опускний рух)

Для розуміння «глибини» чутливості щодо погіршення теплообміну проведено співставлення полів приросту ентальпії (рис. 3.7), які були отримані експериментально. Примітка: формування поля даних для візуалізації приросту ентальпії на основі експериментальних аксіальних профілів відбувалося шляхом лінійної інтерполяції при нелінійному радіальному масштабі.

Отримані результати підтверджують якісний аналіз полів турбулентної в'язкості і свідчать про те, що запропонований підхід здатний прогнозувати погіршений теплообмін. Причому, виходить досить точно відтворювати пік температури і, дещо гірше, положення екстремуму. Проте, форма аксіального профілю дуже подібна до експериментальних даних. Для кращого розуміння структури потоку розглянемо співставлення розрахункових та експериментальних даних в радіальному напрямку [19,23]. На рис. 3.8. представлено порівняння експериментальних та розрахункових радіальних профілів аксіальної компоненти швидкості, ентальпії та температури при підйомному русі для відповідних моделей турбулентності, а на рис. 3.9 – при опускному.

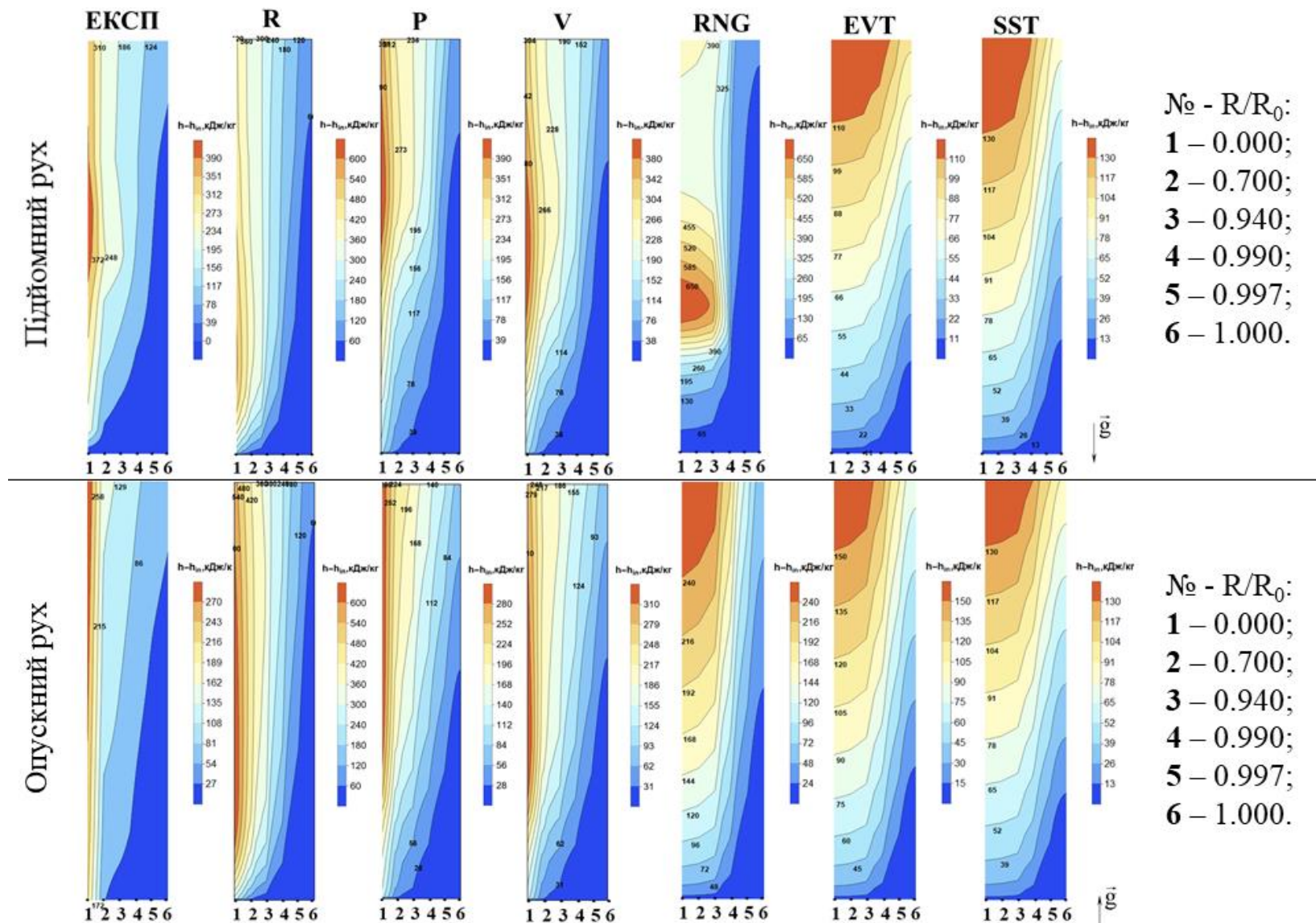


Рисунок 3.7 - Співставлення експериментального та розрахункового полів приросту ентальпії при опускному русі надкритичного потоку

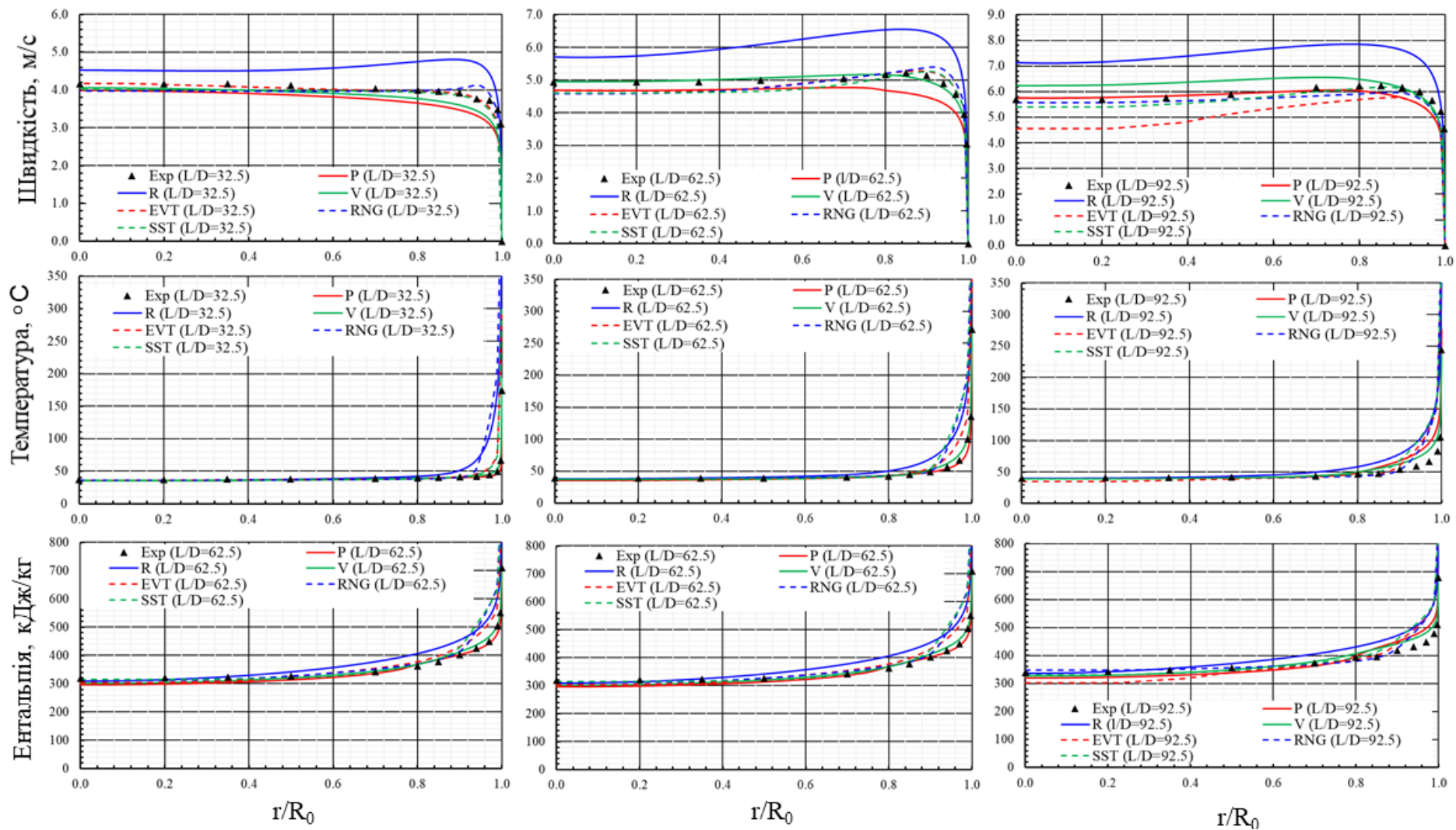


Рисунок 3.8— Співставлення радіальних профілів параметрів потоку при підйомному русі

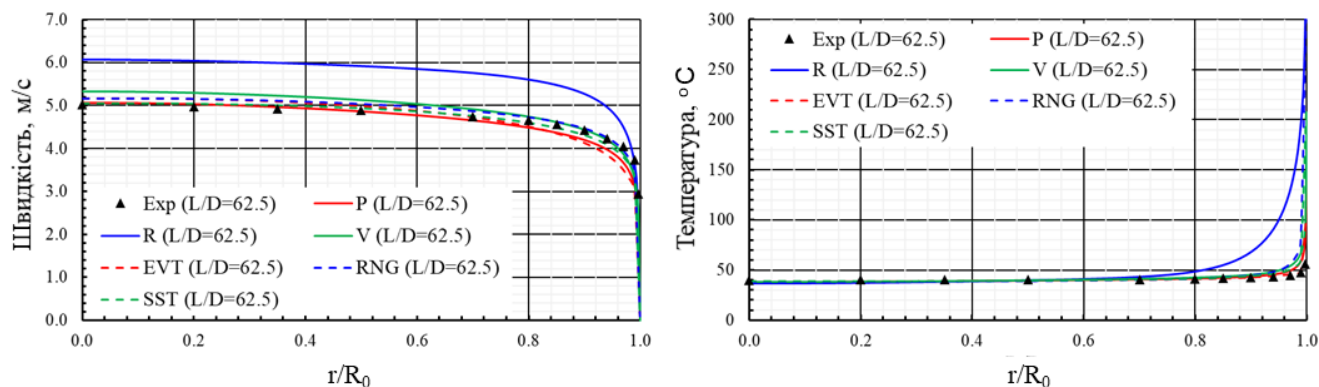


Рисунок 3.9 -Співставлення радіальних профілів параметрів потоку при опускному русі

Отримані результати демонструють, що запропонований підхід, який базується на системі рівнянь для каналу із застосуванням нелінійних замикаючих співвідношень для турбулентного переносу, дозволяє оцінювати характеристики погіршеного теплообміну при врахуванні гравітації. Запропонована форма визначення дотичних напружень через масову швидкість виявилася досить надійною при розрахунках, тобто проблем з конвергенцією не виникало. Амплітудне значення температури стінки в обох випадках близьке до експерименту. При підйомному русі максимальна температура в експерименті – 275°C , а прогноз – 283°C (Попов) та 274°C (Валуєва). Причому, в першому випадку відбувається переоцінка позиції піку на ~ 20 калібрів в більшу сторону, а в другому – на 10 калібрів в меншу сторону. При опускному русі в експерименті максимальна температура $\sim 202^{\circ}\text{C}$, а прогнозна - 181°C та 209°C . Форма аксіальних профілів залишається подібною. За результатами валідації видно, що прогнозні властивості значно кращі, ніж у випадку використання CFD розрахунків. Розрахунковий час процедурою менший, ніж у відповідній CFD моделі. Нелінійна алгебраїчна модель Валуєвої виявилася досить надійною при прогнозуванні погіршеного теплообміну при дії сил гравітації. Єдиною складністю є початкова ділянка, в якій прогнозується висока тепловіддача, що, скоріше за все, викликано відсутністю стабілізації профіля швидкості. Модифікована модель Валуєвої буде застосовуватися у подальшому за замовчуванням. В розрахунковій процедурі передбачені опції вибору інших моделей, а також активізації поправки на дотичні напруження.

На рис. 3.10 наведені результати розрахунків тих самих режимів із використанням запропонованої процедури, але із застосуванням функціональної залежності для визначення турбулентного числа Прандтля, яке використовувалося для визначення поля турбулентної теплопровідності.

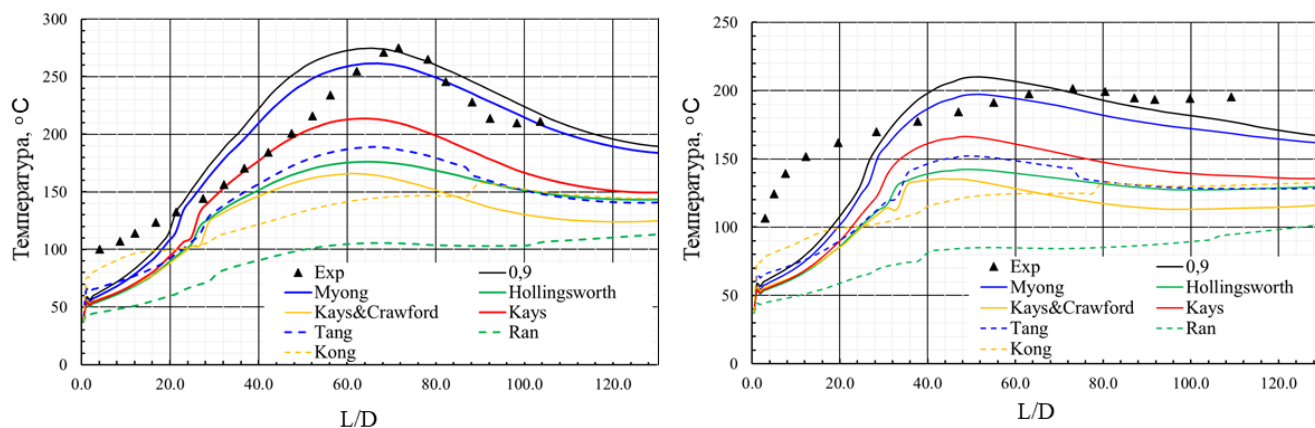


Рисунок 3.10 – Оцінка аксіального розподілу температурного поля стінки для різних функціональних залежностей турбулентного числа Прандтля

На рис. 3.11 наведений розподіл турбулентної теплопровідності, який отримано за допомогою запропонованої моделі з поправкою для визначення турбулентного числа Прандтля, що розраховується за однією із залежностей (3.22) – (3.28). Різниця спостерігається в ядрі потоку. Аналіз розрахункових даних в пристінковій зоні показав, що профіль в цій області відрізняється лише при застосуванні моделей «Ran» та «Kong», в інших випадках він приблизно постійний, але менший за 0.9.

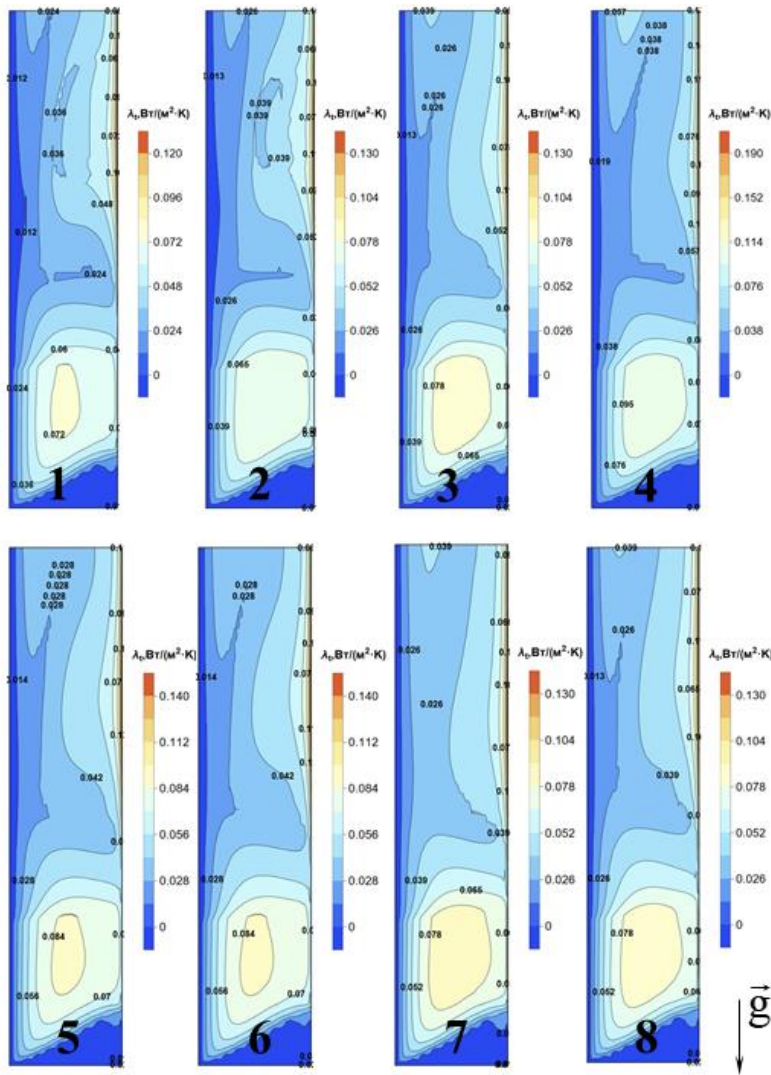
На основі отриманих результатів можна зробити наступні важливі висновки відносно впливу підйомної сили на оцінку параметрів погіршеного теплообміну. По-перше, варто відзначити наступну особливість – саме по собі врахування підйомної сили не призводить до принципової різниці між розрахунковими результатами у випадку застосування CFD. Це є особливістю моделей турбулентності SST (двобіжної) та EVT (однопараметричної), що ґрунтується на тому, що вони побудовані без урахування особливостей теплообміну при надкритичних параметрах, а отже, і особливості переносу температуро-швидкісних кореляцій, що

завжди відповідають аналогії Рейнольдса. Для того, щоб посилювався вплив температурної складової задачі необхідно збільшувати густину дискретизації, особливо біля стінки. У граничному випадку y^+ прямуватиме до нуля, що дозволить враховувати low-Re ефекти, а отже і формувати суттєво нерівномірне поле густини, що в свою чергу і визначатиме профіль швидкості, а отже і вихрову в'язкість. Дещо відокремленою є модель турбулентності RNG, яка побудована таким чином, що незалежно від дискретизації вона враховує low-Re ефекти, а також турбулентне число Прандтля, яке є неявним параметром моделі (розраховується в залежності від значення вихрової в'язкості). Це кращою мірою (з точки зору розрахункових ресурсів та результатів) дозволяє враховувати нелінійний взаємозв'язок між гідравлічною та теплофізичною складовими теплообміну.

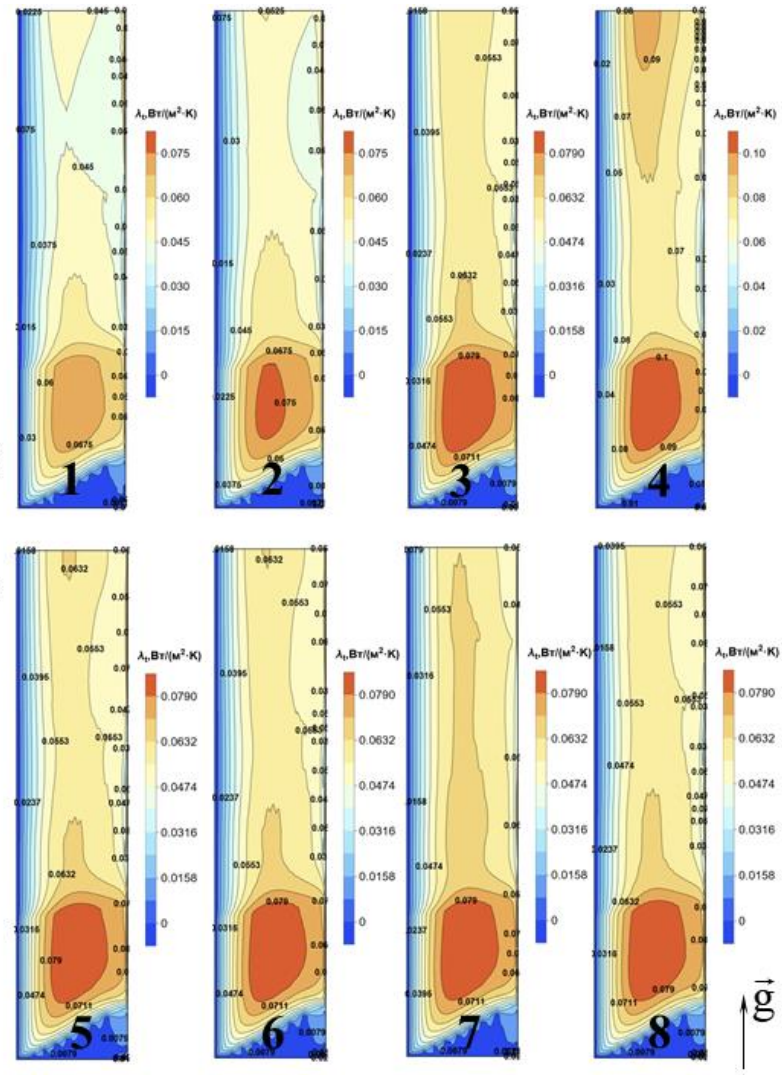
Таким чином кожна з моделей турбулентності може бути застосована для прогнозування нелінійного теплообміну, але потрібні відповідні додаткові умови до дискретизації. Тим не менш, кожна з цих моделей може бути адаптована до специфічних умов як на рівні пристінкових функцій (інженерного підходу), так і на рівні всієї моделі (розрахунок додаткових термів), що розглянуто в наступному розділі.

Запропонований інженерний підхід для оцінки функцій інтенсивності теплообміну та дисипації енергії потоком на основі диференційного підходу дозволяє прогнозувати характеристики нелінійного теплообміну. Такий підхід може застосовуватися окремо, або ж як «суб-модель» для одновимірної теплогідравліки. У розділі 5 буде розглянуто застосування запропонованого підходу.

Підйомний рух



Опускний рух



1 – 0.9; 2 – (3.22); 3 – (3.23); 4 – (3.24); 5 – (3.25); 6 – (3.26); 7 – (3.27); 8 – (3.28)

Рисунок 3.11 – Поле турбулентної теплопровідності для різних функціональних залежностей P_{r_t}

3.5 Висновки до розділу

В даному розділі розглянуті питання побудови спеціальної функції, яка на основі диференціальних рівнянь для функцій дисипації енергії та теплообміну здатна прогнозувати режими погіршеного теплообміну. На основі переходу від рівнянь одновимірної теплогідравліки сформована система для каналу відносно повздовжньої та поперечної масової швидкості, а також ентальпії. Градієнт тиску у цьому випадку є зовнішнім «агентом» силового балансу і може визначатися як за умови збереження масової швидкості (розглянуто в даному розділі), так і як функція сполучення з одновимірною теплогідравлікою, яка розглянута у другому розділі. Особливістю запропонованої реалізації є те, що враховується робота сили тяжіння, а також сил тертя. Запропонована форма визначення дотичних напружень, в якій окремо розглядається явна та неявна частини, дозволила суттєво поліпшити збіжність. Розв'язок системи побудований у вигляді ряду з коефіцієнтами розкладу, які визначаються аналогічно тому, як це реалізовано в ТММ.

Отримана система лінеаризованих рівнянь відносно коригуючої величини розв'язується повністю спряжено, тобто еквівалентні рівняння нерозривності, руху та енергії формуються у вигляді спільної матриці. В силу введеної форми для визначення турбулентних характеристик основні змінні потоку у кожному рівнянні присутні в явному вигляді (як невідомі). Спряжений підхід дозволяє отримувати узгоджені поля, тобто визначення полів базових величин (фактично розв'язку) відбувається узгодженими полями коригуючих функцій. Це призводить до стабільності розрахунків, а також до пришвидшеної конвергенції.

Для визначення замикаючих турбулентних характеристик була застосована теорія Попова для турбулентної довжини змішування Прандтля, а також поправки, які враховують поле пульсацій густини. Таким чином вдається врахувати наявність гравітації не лише як силового, а й як турбулентного фактора. Побудована алгебраїчна модель турбулентності є особливим чином нелінійною, оскільки вона фактично є рекурсивною відносно турбулентної в'язкості через врахування

радіального розподілу дотичних напружень. Такі моделі не можуть бути реалізовані у сучасних CFD пакетах в силу нелокальності формулювань.

Для розрахунку турбулентної теплопровідності можуть застосовуватися поправки на Pr_t .

В якості валідаційного тесту проведений детальний аналіз впливу підйомної сили на можливості прогнозування погіршеного теплообміну при надкритичних параметрах. Для крос-тестування були обрані три RANS моделі турбулентності, серед яких дві двохпараметричні (RNG та SST), та одна однопараметрична (EVT). Такий вибір ґрунтується на тому, що SST модель досить розповсюджена в інженерній практиці, зокрема у вітчизняній атомній енергетиці. Однопараметрична EVT модель є перспективною для адаптації до різних практичних задач, оскільки відносно проста у постановці. RNG модель традиційно вважається «кращою» для прогнозу теплообміну при надкритичних параметрах, в тому числі і у вітчизняному полі науковців.

В якості референтних експериментальних режимів були обрані результати, які отримані в OIBT і дають можливість кількісно та якісно аналізувати структуру потоку при ПТВ. На сьогоднішній день це є найбільш повними експериментальними дослідженнями в трубі для надкритичного середовища (в даному випадку діоксиду вуглецю).

Моделі турбулентності тестувалися на предмет прогнозу нелінійного теплообміну у граничному випадку врахування пристінкових (low-Re) ефектів.

Отримані наступні результати:

1. При підйомному русі максимальна температура в експерименті – 275°C , а прогноз за результатами процедури – 283°C (Попов) та 274°C (Валуєва). При чому, в першому випадку відбувається переоцінка позиції піку на ~ 20 калібрів в більшу сторону, а в другому – на 10 калібрів меншу. При опускному русі в експерименті максимальна температура $\sim 202^{\circ}\text{C}$, а прогнозна - 181°C та 209°C . Форма аксіальних профілів залишається подібною. У порівнянні з CFD, кращим чином спрогнозовані і радіальні профілі полей швидкості та температури (ентальпії).

2. У граничному випадку $y^+ \sim 10^3$ – SST та EVT моделі в незалежності від врахування плавучості не прогнозують ПТВ (не тільки за температурою, але й за радіальним профілем швидкості). В той самий час RNG прогнозує наявність ПТВ, причому без необхідного врахування дискритизації біля стінки. Тобто, RNG на перший погляд апіорі враховує особливості теплообміну при надкритичному тиску (хоча більш детальний аналіз на експериментальних даних з надкритичною водою спростовує це твердження).

3. SST та EVT при $y^+ \sim 10^3$ практично не враховують підйомну силу, тобто прогнозні результати практично не відрізняються як при підйомному так і при опускному русі.

4. RNG модель турбулентності повністю враховує підйомну силу, а також термічне прискорення навіть при $y^+ \sim 10^3$.

5. При $y^+ < 10^2$ SST, EVT та RNG моделі враховують ефекти плавучості, що призводить до того, що аксіальні профілі як кількісно, так і якісно подібні до експериментальних (виключенням є EVT). Розрахункові радіальні профілі параметрів потоку практично збігаються з експериментальними даними.

6. При $y^+ < 10^2$ SST модель значно краще, ніж RNG, прогнозує режим теплообміну як при опускному, так і при підйомному русі.

7. Прогнозні результати кожної із моделей турбулентності, в незалежності від величини y^+ , добре узгоджуються з експериментом в основному ядрі потоку, що є важливим висновком з точки зору створення інженерних підходів (наприклад, спеціальні пристінкові процедури «проектування» температури потоку на стінку).

Основні відмінності між SST, EVT та RNG моделями швидше за все пов'язані із можливістю останньої враховувати зміну турбулентного числа Прандтля, що може трактуватися як індукування нерівномірності поля температури рівнянням енергії, а отже і появи впливового градієнту густини.

РОЗДІЛ 4. АДАПТАЦІЯ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ПРИСТІНКОВОЇ ФУНКЦІЇ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ ПОГІРШЕНОГО ТЕПЛООБМІНУ

Універсальні пристінкові функції (УПФ) є дуже потужним інструментом в інженерній практиці застосування методів CFD [72,126,127]. Фактично, це дає можливість досить просто «проектувати» значення граничних умов на стінці до найближчого по нормалі вузла розрахункової сітки [127]. Існує УПФ декількох типів, які можна умовно поділити на групи згідно з рівнянням переносу, до якого застосовується пристінкова функція (силові – швидкість; теплові – температура/ентальпія; турбулентні – кінетична енергія турбулентності/дисипативна функція). Однією з основних переваг застосування УПФ є менш жорсткі умови для дискретизації розрахункової сітки біля стінки. До того ж, якщо застосовувати УПФ в області параметрів, для якої вони власне конструювалися і калібрувалися, то здебільшого вдається отримати узгодження між розрахунком та експериментом з точки зору інтенсивності теплообміну/дисипації (як локально, так і усереднено). Одним з недоліків методу УПФ є те, що вони неявні, а отже потребують спеціальної імплементації в розрахункові пакети.

Сучасні пристінкові функції узагальнені на всю товщину примежового шару, а також враховують неізотермічність течії (узагальнення Кадера [128]). Концепція нерівноважних пристінкових функцій [129] дає можливість враховувати повздовжній градієнт тиску в примежовому шарі.

Тим не менш, для «нелінійних» задач теплообміну, в яких має місце суттєва зміна теплофізичних властивостей, а також вплив природньої конвекції, УПФ фактично не працюють. Тобто прогнозний профіль температури стінки при граничних умовах другого роду і кількісно і якісно відрізняється від експериментальних даних, хоча при застосуванні тієї ж моделі турбулентності при детальній дискретизації пристінкової області прогнозні проблеми відсутні (див. рис. 4.1). Таким чином, застосування УПФ неможливе для режимів погіршеного теплообміну при надкритичних параметрах теплоносія. Створення спеціальних

пристінкових функцій (СПФ) потребує експериментальних досліджень структури потоку теплоносія при погіршенні теплообміну, а саме таких, які описані в першому розділі.

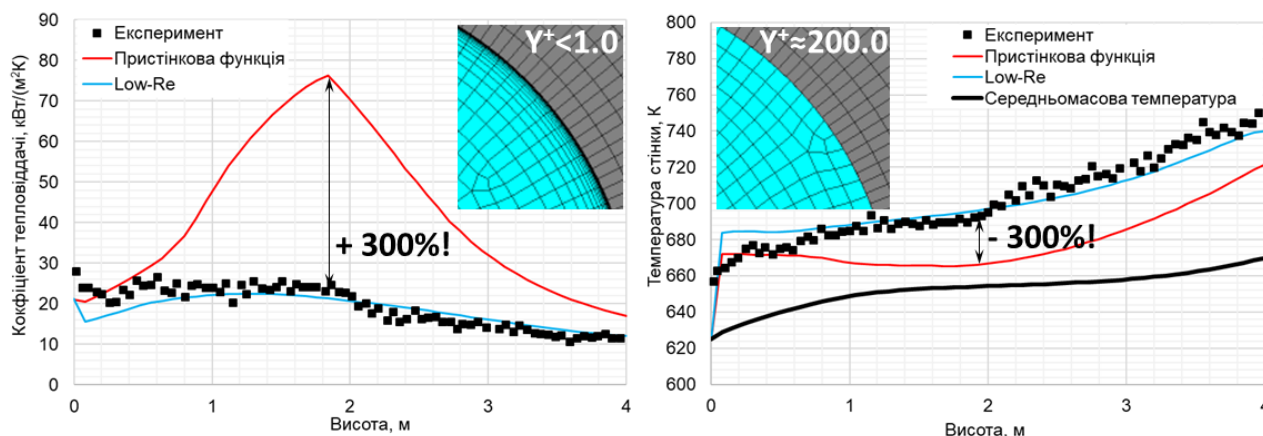


Рисунок 4.1 – Демонстрація проблеми застосування УПФ при розрахунку режиму теплообміну при НКП поблизу точки псевдофазового переходу

Основною метою даного розділу є створення СПФ на основі УПФ, що дасть можливість поліпшити прогностні властивості CFD для режимів теплообміну при надкритичних параметрах. Важливо зберегти застосовність пристінкових функцій, оскільки це дозволяє раціональним чином використовувати розрахункові потужності, що є суттєвим в інженерній практиці та дає можливість не обмежуватися розглядом лише елементарних каналів.

4.1 Адаптація «класичних» температурних пристінкових функцій

Першим етапом створення СПФ є адаптація існуючих УПФ температури на основі комплексних зондових досліджень надкритичного потоку CO_2 [19,23]. Унікальність цих експериментальних досліджень полягає у тому, що вони дають не тільки форму аксіального профілю при погіршеному теплообміні, але й структуру турбулентного потоку (рис. 1.6).

Результати досліджень, а також узагальнень свідчать про те, що при суттєвому впливі плавучості та зміні теплофізичних властивостей, профілі швидкості U^+ та h^+

подібні між собою не тільки при нормальному теплообміні (NORM, рис. 4.2), але й при погіршеному DHT [130]. Нормальний («лінійний») теплообмін характеризується незначним впливом термічного прискорення, оскільки відсутні значні градієнти теплофізичних властивостей, а отже і плавучості. В цьому випадку, тобто при використанні УПФ, можна отримати задовільне узгодження результатів CFD з експериментом (без врахування low-Re ефектів).

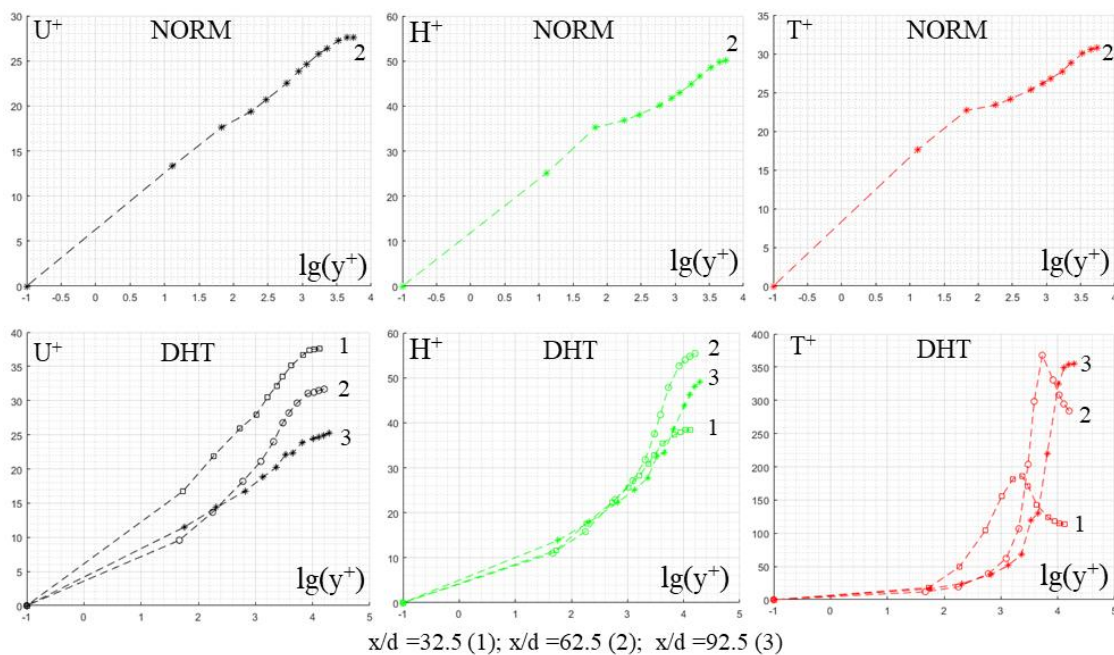


Рисунок 4.2 – Експериментальні УПФ (NORM – нормальний, DHT – ПТВ)

Зважаючи на те, що при «лінійному» теплообміні профілі U^+ , h^+ та T^+ між собою подібні, а також на те, що в сучасних кодах застосовуються комбінації U^+ - T^+ , пропонується достатньо нескладна модифікація пристінкової функції температури, яка може бути представлена у вигляді простого правила:

$$h^+ = \rho u_\tau \frac{h - h_w}{q_w} \approx \rho u_\tau \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \frac{(T - T_w)}{q_w} = \rho u_\tau \bar{C}_p \cdot \frac{(T - T_w)}{q_w} = \frac{\bar{C}_p}{C_p} T^+ \Rightarrow T_{\text{HKП}}^+ = \frac{C_p}{\bar{C}_p} T_{\text{КЛ}}^+ \quad (4.1)$$

де $\rho u_\tau \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_p \frac{(T - T_w)}{q_w}$ - лінеаризація безрозмірної ентальпії h^+ відносно температури стінки.

Похідна ентальпії по температурі може трактуватися як середня величина ізобарної теплоємності між стінкою та точкою, що розглядається з координатою y^+ .

В загальному випадку, структуру двохзонної рівноважної температурної УПФ можна представити як [131,132]:

$$T^+ = e^{-\Gamma} f_{\text{lam}} y^+ + e^{\frac{1}{\Gamma}} \left[f_{\text{turb}} \ln(y^+) + B(\text{Pr}, \text{Pr}_t) \right] \quad (4.2)$$

Перший член залежності (4.2) характеризує ламінарну частину теплового примежового шару (зазвичай обмежується $y^+ \sim 11$), другий член відповідає турбулентній частині. Для сполучення ламінарної та турбулентної зон використовуються експоненціальні поправки у вигляді функцій числа Прандтля та безрозмірної координати.

Функція $B(\text{Pr}, \text{Pr}_t)$ характеризує додатковий термічний опір температурного примежового шару. Зважаючи на те, що в першому наближенні, «принципово» профіль швидкості не змінюється при переході від нормального до погіршеного теплообміну, можна оцінити вплив модифікації $B(\text{Pr}, \text{Pr}_t) \frac{C_p}{C_p}$ на температурну УПФ.

Для апіорної оцінки (температура та тепловий потік на стінці відомі) використаємо двохзонну УПФ Кадера [128], яка може бути представлена у вигляді:

$$T_{\text{кл}}^+ = e^{-\Gamma} (\text{Pr} y^+) + e^{\frac{1}{\Gamma}} \left[2,39 \ln(9,79 \cdot y^+) + B(\text{Pr}, \text{Pr}_t) \right]; \Gamma = \frac{0,01 (\text{Pr} y^+)^4}{1 + 5 \cdot \text{Pr}^3 y^+} \quad (4.3)$$

$$B(\text{Pr}, \text{Pr}_t) = 9,28 \left[\left(\frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t} \right)^{\frac{3}{4}} - 1 \right] \left(1 + 0,28 \cdot e^{-0,007 \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_t}} \right)$$

При застосуванні (4.3) для апіорної оцінки (див. рис. 4.3) було використано фіксоване значення Pr_t , яке прийнято рівним 0.9.

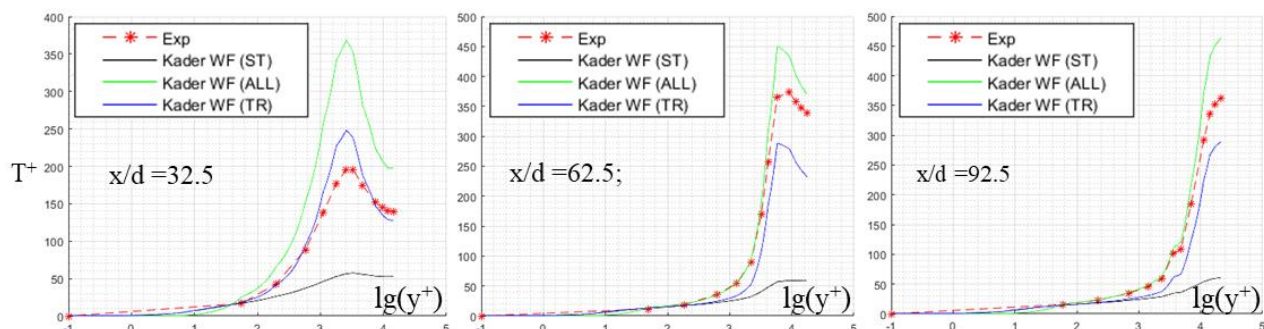


Рисунок 4.3 – Адаптовані УПФ (СПФ) (ST – стандартна, ALL – адаптація (1), TR – адаптація термічного опору $B(\text{Pr}, \text{Pr}_t)$)

Отримані результати апріорної оцінки є досить оптимістичними, оскільки в першому наближенні значно покращують прогностні можливості пристінкової функції, яка взагалі кажучи, отримана при принципово інших температурних умовах [128]. Навіть в області y^+ від 30 до 300 (а іноді до 1000 при числах Рейнольдса $\sim 10^6$ – 10^9), яка є характерною для інженерних розрахунків, запропонована модифікація УПФ дозволяє отримувати значно кращі прогнози (рис. 4.4).

Таким чином, запропонована досить проста модифікація, що може бути корисною для інженерної практики. Зважаючи на те, що самі по собі пристінкові функції, які проінтегровані на ділянці від 0 до y^+ , можуть бути неявними, це означає, що проблеми неявних кореляцій, які описані в розділі 3, автоматично відносяться і до пристінкових функцій. Нижче наведені результати імплементації СПФ у розрахунковий CFD код.

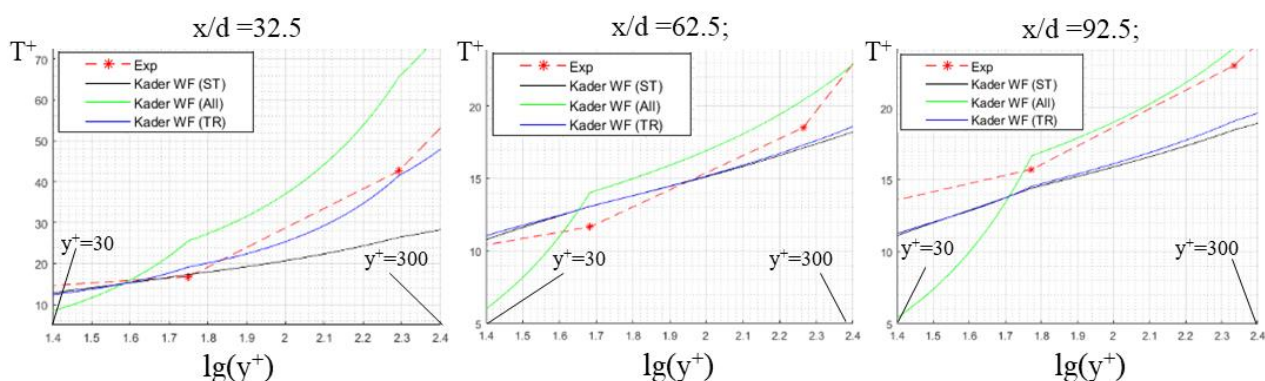


Рисунок 4.4 – Адаптовані УПФ (СПФ) у межах y^+ від 30 до 300 (ST – стандартна, ALL – адаптація (1), TR – адаптація термічного опору $B(\text{Pr}, \text{Pr}_t)$)

4.2 Особливості імплементації пристінкової функції

Відповідно до залежності (4.3), для визначення всіх коефіцієнтів необхідно визначитися з опорним значенням u^+ для визначення теплофізичних властивостей. Якщо прийняти u^+ рівним локальному вузловому значенню першого контрольного об'єму, то отримаємо повністю явну постановку. Якщо ж визначальним значенням прийняти $u^+=0$, то отримаємо повністю неявну імплементацію, оскільки необхідні коефіцієнти є функціями температури стінки. Слід зазначити, що йде мова про теплові граничні умови другого роду, які є притаманними для такого роду задач. Згідно з [133] сама по собі імплементація пристінкової функції є досить важливою задачею, і може бути реалізована навіть шляхом побудови екстраполяційного профілю, тобто задіяти декілька пристінкових вузлів по нормалі. В переважній більшості комерційних пакетів розрахункової гідродинаміки пристінкова функція враховується шляхом модифікації ефективної в'язкості у пристінковому контрольному об'ємі, які можуть бути двох типів (рис. 4.5). При використанні типу «А», умовне «проектування» температури стінки відбувається на весь пристінковий контрольний об'єм, а у випадку типу «Б» - на віртуальний контрольний об'єм. Слід зазначити, що віртуальний контрольний об'єм будується таким чином, щоб практично не впливати на геометричну дискретизацію (тобто висота віртуального КО в рази менша ніж геометричного). Останній підхід дозволяє спростити ітеративну процедуру (особливо при застосуванні пристінкових функцій) і притаманний солверам типу «AMG-coupled», на якому базується CFX. У випадку граничних умов другого роду процедура розрахунку температури стінки організовується по іншому. Справа в тому, що метод контрольного об'єму в принципі працює з потоками через грані, які визначаються одним із можливих способів через значення скалярів у вузлах сітки.

Тобто при використанні пристінкової функції вся необхідна інформація (відносно потоку) вже присутня у вигляді граничної умови. Температура стінки розраховується вже по факту на основі конвергентного (важливо відмітити,

консервативного з точки зору законів збереження) поля температури потоку. Тобто відбувається зворотнє «проектування» температури потоку на стінку.

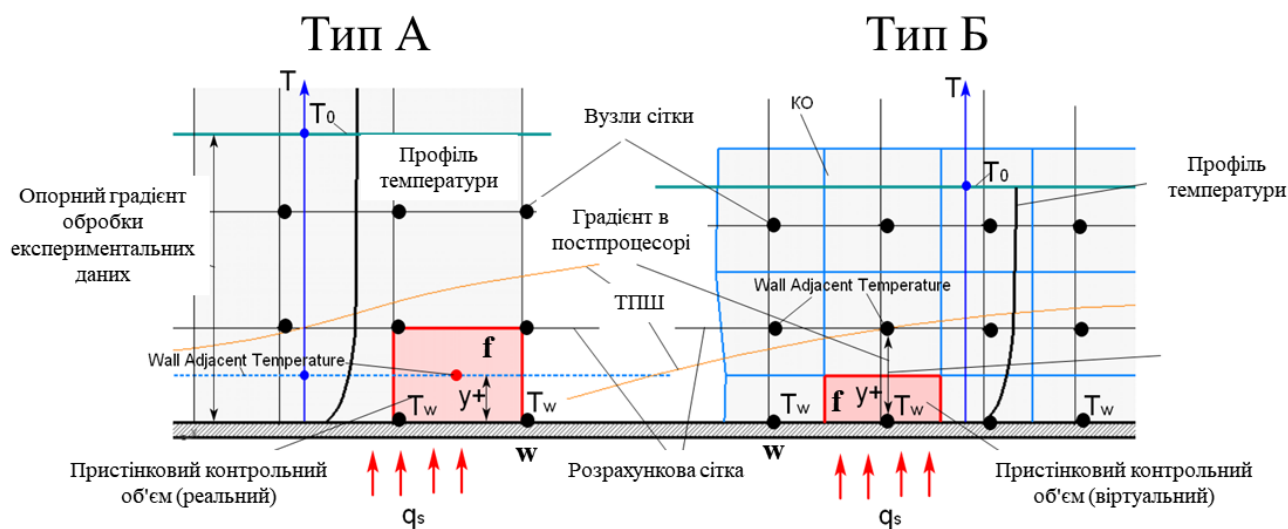


Рисунок 4.5 – Демонстрація способу розрахунку температури стінки з використанням пристінкової функції

Саме цей випадок є характерним для задач теплообміну, які розглядаються в контексті проектування перспективних активних зон. У випадку лінійного теплообміну принципової проблеми не виникає, оскільки теплофізичні властивості у межах характерної висоти пристінкового КО практично не змінюються. Тобто відсутня проблема конвергенції такого «проектування». По-друге, у випадку лінійного теплообміну величина дотичних напружень на стінці є постійною (те, що закладено в сучасні пристінкові функції), тобто з досить високою точністю (що підтверджено в багатьох експериментах [72,128]) можна прийняти, що динамічна швидкість на стінці (позначення « w » на рис. 4.4) рівна динамічній швидкості в точці « f ». Тобто зберігається постійність дотичних напружень на всю глибину примежового шару.

Дослідження [19,23] (пост-обробка) свідчать про те, що постійність дотичних напружень не зберігається при погіршеному теплообміні, що призводить до варіабельності динамічної швидкості не тільки внаслідок зміни густини, але й через зміну «фізики» в примежовому шарі. Очевидно, що УПФ, які застосовуються, не

враховують таких фізичних особливостей як термічне прискорення, а також підйомну силу.

Саме з цих причин при застосуванні СПФ, яка з урахуванням (4.1, 4.3) може бути представлена у вигляді (4.4), важливо розуміти, яку визначальну величину температури необхідно застосовувати (тобто за якою температурою визначати значення числа Прандтля та теплоємності), а також чи є необхідність перераховувати динамічну швидкість (із-за зміни густини) та враховувати реальний розрахунковий градієнт швидкості. Таким чином, важливим є те, яким чином СПФ буде застосовуватися при розрахунку температури стінки. З урахуванням результатів, які наведені в розділі 2, а саме відносно впливу low-Re ефектів СПФ, що були застосовані у зв'язці з high-Re моделями турбулентності, для того, щоб була можливість оцінити можливості врахування «нелінійності» теплообміну.

$$T^+ = \frac{c_p(T)}{\left(\frac{\partial h}{\partial T}\right)_p} T_{\text{кл}}^+ \approx \frac{c_p(T)}{\text{av}[c_p(T)]} T_{\text{кл}}^+ \quad (5.4)$$

де, $\text{av}[...]$ - є певною процедурою усереднення аргументу.

Очевидно, що (4.4) являється неявним узагальненням, тобто з точки зору розрахункового коду втрачає деяку універсальність (з'являється параметр, який є певною середньою функцією локального поля температури). Тобто для такого застосування необхідно вирішити, яку функцію $\text{av}[...]$ необхідно обрати, а також організувати додаткову розрахункову процедуру у самому CFD коді. Інтерфейс, який дозволяє працювати з власними пристінковими функціями, присутній у розрахунковому коді, проте він має деякі особливості. По-перше, організувати усереднення можливо лише шляхом введення додаткових циклічних рестартів методу встановлення, що може на відносно простій геометрії бути цілком прийнятним, проте на складних задачах суттєво ускладнить розрахунки. По-друге, ANSYS CFX використовує в якості опорної температури типу «Wall Adjacent

Temperature» (див. рис. 4.5), тобто значення температури потоку. Як вже зазначалося вище, це є суттєвим недоліком. Для реалізації СПФ з використанням такого підходу необхідно створювати спеціальну процедуру, яка б синхронізувала ітерації за потоком з підпрограмою розрахунку температури стінки.

В контексті тестових розрахунків (в першу чергу для аналізу можливості застосування в неявній постановці) було реалізовано спеціальну підпрограму, яка послідовно застосовувалася після розрахунку основних полів потоку з надкритичними параметрами. Це дало можливість у порівнянні з (4.4) деякою мірою зберегти універсальність СПФ. Для знаходження температури стінки було імплементовано трансцендентне рівняння (4.5) відносно температури стінки, яке враховує вище наведені особливості, що притаманні теплообміну при надкритичних параметрах.

$$u_\tau = \left[\frac{\sqrt{\frac{\tau_w^{CFD}}{\rho(T_{ref})}}}{\sqrt{\frac{[\mu(T_f) + \mu_f^{CFD}]}{\rho(T_f)} \frac{\partial U}{\partial n} \Big|_f}} \right]^{CFD}; y^+ = \left[\frac{(y^+)^{CFD}}{\frac{y_f u_\tau(T_{ref})}{\nu(T_{ref})}} \right]; Pr = Pr(T_{ref}) \quad (4.5)$$

$$q_w K(y^+) T_{KL}^+(y^+; Pr) = \rho(T_{ref}) u_\tau [h(T_w) - h(T_f)]$$

де T_{ref} - опорна температура, яка знаходиться в межах від T_f до T_w . $K(y^+)$ - коефіцієнт пропорційності.

Температура T_f визначається в CFD і якщо її обрати в якості опорної, то отримаємо повністю явний підхід. Варто зазначити деякі особливості співвідношень (4.5). Те, що (4.5) є наслідком (4.4) не є очевидним, оскільки від безрозмірної температури вдалося перейти до безрозмірної ентальпії. Для цього в функцію $av[...]$ залежності (5.4) слід покласти середньоентальпійне значення теплоємності, яке визначається як $(h_w - h_f)/(T_w - T_f)$. Якщо звернути увагу на різницю між h^+ та T^+ (див. рис. 4.1), при нормальному теплообміні (що є граничним випадком для (4.2) у сенсі

$\frac{c_p(T)}{\text{av}[c_p(T)]} \rightarrow 1$), то в першому наближенні можна прийняти, що $h^+ \approx K(y^+)T^+$, як для нормального, так і для погіршеного теплообміну. При $y^+ < 1000$, $K(y^+)$ знаходиться в межах від 1 до $\sim 1,5$.

Калібрування та валідація запропонованої СПФ проводилася при застосування High-Re моделей турбулентності EVT (однопараметрична) та SST (двопараметрична). Зазначимо, що для High-Re побудовані пристінкові функції.

На рис. 4.6 – рис. 4.8 наведені результати тестування СПФ на основі експериментальних даних [19,23] (див. Розділ 1) для CO_2 , аналіз яких власне і дав можливість побудувати відповідну адаптацію УПФ. Розрахунки проводилися для різних опорних температур відповідно (4.5), а також при різному способі визначення дотичних напружень на стінці (або безпосередньо значення із CFD, або розрахунок на основі градієнту повздовжньої швидкості).

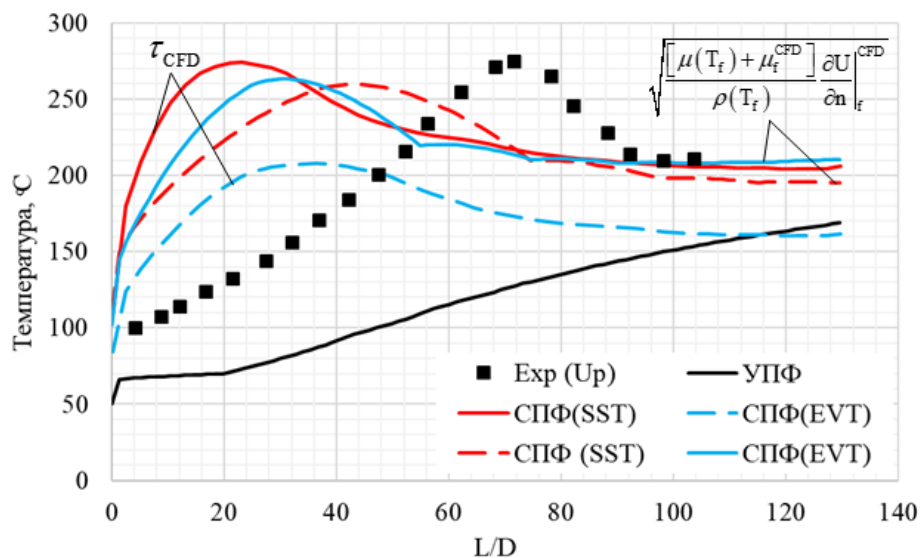


Рисунок 4.6 – Результати застосування СПФ при опорній температурі потоку біля стінки для розрахунку T^+ та u_τ при різних способах визначення дотичних напружень

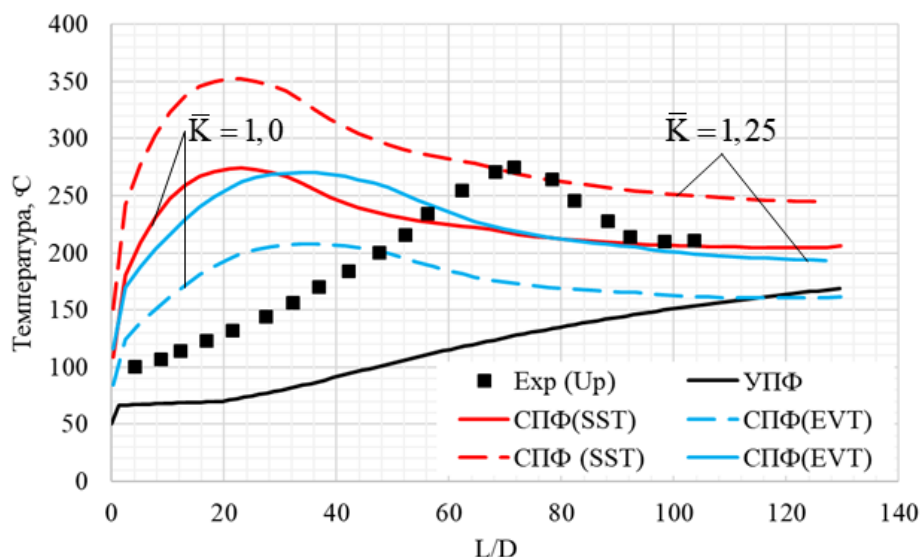


Рисунок 4.7 – Результати застосування СПФ при опорній температурі потоку біля стінки для розрахунку T^+ та u_r для різних середніх значень коефіцієнту пропорційності

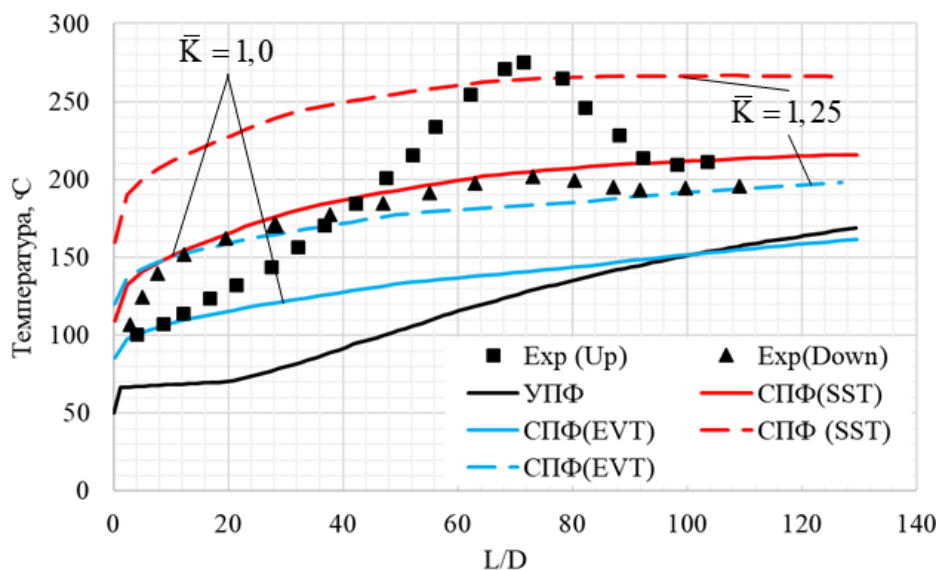


Рисунок 4.8 – Результати застосування СПФ при опорній температурі стінки для розрахунку T^+ та u_r (повністю неявна постановка)

Отримані результати із застосуванням (4.5) демонструють якісну та кількісну зміну прогнозних значень при використанні СПФ. Варто зазначити, що в цілому прогнозні значення стали більшими, а у випадку застосування в якості опорної температури – температури потоку вдається прогнозувати характерний пік в

аксіальному розподілі (хоча цей пік зміщений у сторону ділянки обігріву і може бути результатом «реакції» на встановлення радіального профілю температури). Також з результатів видно, що при використанні альтернативного способу визначення дотичних напружень на основі даних CFD (шляхом розрахунку градієнту швидкості) вдається отримати зміщений пік відносно вхідної ділянки, що краще узгоджується з експериментом. При альтернативному способі розрахунку дотичних напружень виникає необхідність аналізу більшого масиву даних (необхідно оперувати з полем швидкості принаймні у деякій кількості сусідніх вузлів по нормалі до стінки, що обігрівається).

У випадку застосування температури стінки (невідома величина) в якості визначальної, результати в цілому кількісно покращуються, а якісно відповідають «лінійному» теплообміну. Отримані аксіальні профілі подібні до тих, які отримуються при врахуванні low-Re ефектів, але потребують значно нижчих розрахункових ресурсів (густина дискретизації зменшується в 4-10 разів). Необхідно відзначити важливу особливість. Для повністю неявної постановки, при екстремально-нелінійній зміні теплофізичних властивостей виникає проблема конвергенції і для пристінкових функцій, яка детально розглянута в розділі 2.

Отримані результати є очікуваними, оскільки як зазначалося вище СПФ, які базуються на УПФ, не здатні враховувати фізичні особливості процесів при погіршеному теплообміні.

Наступним кроком є розрахунковий тест, який відноситься до «класичного» тесту і з якого власне почалося обговорення проблеми УПФ (див. рис. 4.1). Нижче наведені режими теплообміну з НКП обговорювалися в розділі 2 (під час тестування МНП), а також в розділі 3. Основні характеристики обраного режиму наступні: довжина ділянки обігріву – 4000 мм; опорний тиск – 24 МПа; температура на вході – 352 °С; масова швидкість – 1500 кг/(м²с); тепловий потік -884 кВт/м². На рис. 4.9 наведено результати застосування СПФ для обраного режиму.

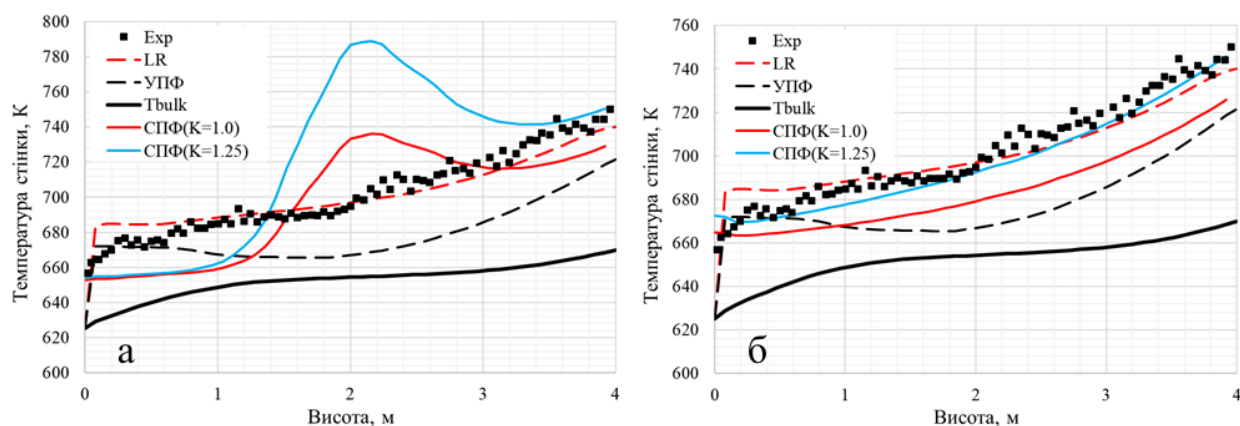


Рисунок 4.9 - Результати застосування СПФ (а – опорна температура біля стінки для T^+ та u_τ ; б - опорна температура стінки для T^+ та u_τ , неявна постановка)

Отримані результати відповідають вище зазначеним висновкам. Для конкретизації розрахункового тесту відмітимо, що в якості моделі турбулентності була використана модель EVT з дискретизацією, яка відповідає значенню y^+ біля стінки ~ 400 . Для довідки: при розрахунку з використанням Low-Re розрахункова сітка має в ~ 13 разів більше! розрахункових вузлів лише за рахунок додаткової дискретизації пристінкової області.

4.3 Застосування СПФ для розрахунку теплообміну при надкритичних параметрах у збірках імітаторів твел

Строго кажучи, область визначення УПФ (а отже і СПФ) відноситься до каналу з практично нескінченною кривизною поверхні. Виключенням є профіль Райхарда [121], який отриманий для труби круглого поперечного перерізу. Проте в сучасній практиці використання CFD пакетів цей факт, як правило, не враховують, оскільки в більшості лінійних задач теплообміну (здебільшого це нормальні режими) застосування пристінкових функцій дозволяє отримати задовільне співвідношення з експериментом.

Нижче наведені результати валідації запропонованих СПФ для застосування при прогнозі режимів теплообміну з надкритичними параметрами теплоносія в

збірках імітаторів твел. В якості першої тестової задачі обрані експериментальні дослідження, які проведені в 2022 році в Nuclear Power Institute of China and Xi'an Jiaotong University [113] на 4-ох стержневому імітаторі з гладкими стержнями. Основні геометричні розміри, а також прийняті характеристики дискретизації наведені на рис. 4.10. Довжина ділянки, що обігрівається – 600 мм.

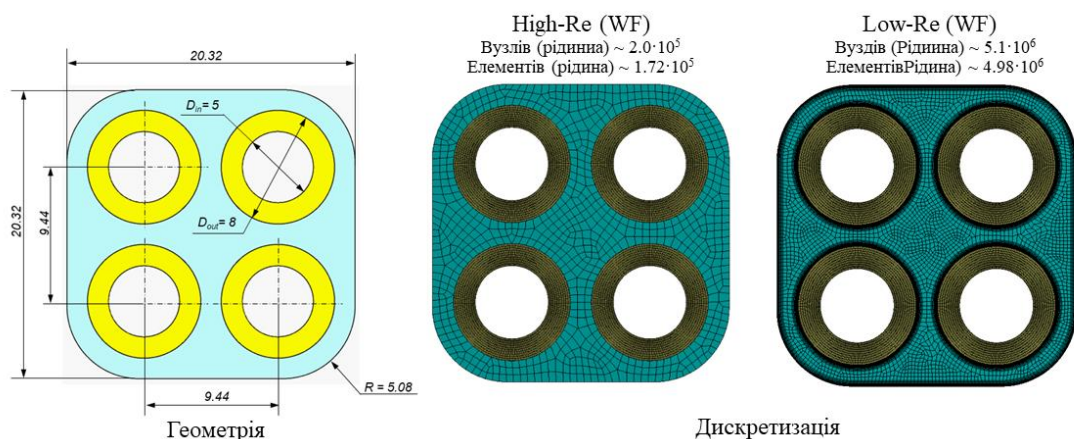


Рисунок 4.10 – Основні характеристики геометрії та дискретизації розрахункової моделі

Накопичений досвід застосування CFD для аналізу теплообміну при НКП теплоносія не дає можливості виділити однозначний підхід до опису турбулентності (див. розд. 1, п. 1.4). Як і раніше, з інженерної точки зору переважним залишається RANS підхід, оскільки в більшості практичних задач він є компромісом між точністю і швидкістю отримання результату. Саме тому існує інтерес до адаптації RANS моделей турбулентності для задач теплообміну при НКП теплоносія [66]. Важливою особливістю застосування RANS є те, що необхідно застосовувати low-Re моделі турбулентності, що в свою чергу призводить до підвищених вимог до дискретизації пристінкової області.

Розрахунки проводилися з використанням ANSYS CFX 18. Як замикаюча модель турбулентності застосовувалася low-Re EVT, яка ґрунтується на $k-\epsilon$ і згідно (див. розд. 3) називається $(k-\epsilon)_{IE}$, в якій low-Re ефекти враховуються за допомогою «near wall damping functions» за умови, що $y^+ < 1.0$. Також для аналізу цих режимів використовувалася поширена в інженерній практиці SST модель турбулентності.

Вибір цих моделей обумовлений тим, що вони найбільш перспективні з точки зору майбутньої модифікації для розрахунку ПТВ. Також застосовується RNG модель турбулентності, яка має деякі переваги у контексті оцінки турбулентного числа Прандтля [81].

Таким чином, розрахункова модель побудована в ANSYS CFX, де в якості тестових моделей турбулентності прийняті EVT, RNG та SST аналогічно як і у 3 розд. Розглядається спряжений теплообмін з твердим тілом, де задається внутрішнє джерело енерговиділення з рівномірним профілем. Для кожної з моделей турбулентності виконується два розрахунки, один з яких на досить детальній дискретизації для того, щоб враховувати low-Re ефекти, а також у High-Re формулюванні, де активізуються універсальні пристінкові функції. У другому випадку розрахункова сітка має в 25 разів меншу кількість розрахункових вузлів.

На рис. 4.11 наведені основні режимні параметри, а також прийняті ГУ. У випадку High-Re застосовувалася СПФ температури. Отримані результати для температури входу наведені в табл. 4.1. З точки зору прогнозування температурного поля важливим є початкове значення розподілу температури стінки, яке у випадку відсутності початкової ділянки стабілізації, як правило, близьке до температури потоку. Також досить фрагментне порівняння пояснюється тим, що на сьогоднішній день автори експерименту не опублікували для учасників бенчмарку увесь набір експериментальних даних.

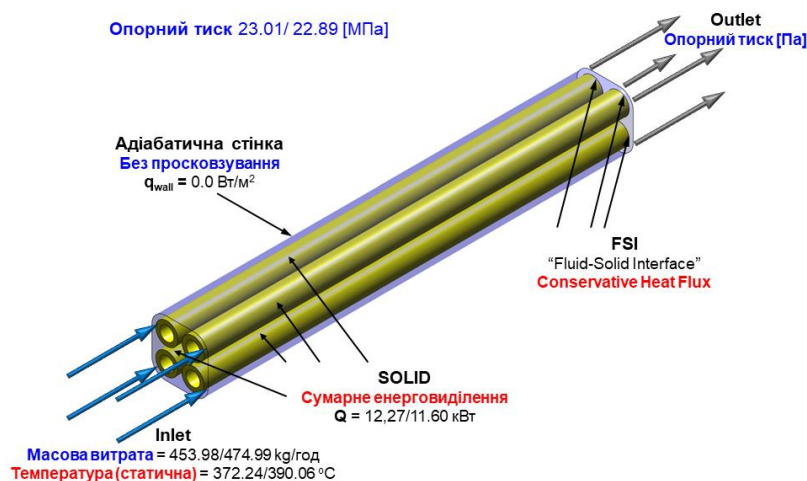


Рисунок 4.11 – Граничні умови та режимні параметри розрахункової моделі

Таблиця 4.1 – Значення температури стінки на вході в зону обігріву

№ реж.	Режим №1				Режим №2			
	LR	УПФ	СПФ	Експ.	LR	УПФ	СПФ	Експ.
EVT	373	372	382	~388	394	390	417	~416
RNG	372	372	383		391	390	423	
SST	375	372	385		397	393	410	
Примітки: СПФ застосовувалася неявним чином, K=1.25. Режимні параметри наведені на рис. 4.10								

За результатами прогнозу початкової температури стержнів (що усереднена по периметрам) видно, що застосування СПФ значно покращує оцінку при використанні кожної з моделей турбулентності.

Розглянемо більш деталізовані приклади розрахунку теплообміну в імітаторах твел. Для цього розглянемо режими з погіршеним теплообміном, які свого часу були отримані на експериментальному стенді КПП ім. І. Сікорського.

Унікальність цих експериментів крім геометрії (див. рис. 1.9) і режимних параметрів полягає в тому, що, незважаючи на наявність інтенсифікаторів у вигляді шнеків, були отримані режими ПТВ із явним аксіальним піком температури. Характеристики розглянутих режимів представлені в табл. 4.2. Висота гріючої частини складала 485 мм, крок закручування шнеків – 400 мм.

Режими 1R [74] та 3R#2 застосовувалися для тестування СПФ, оскільки в них явно виражений пік в аксіальному профілі температури. Застосовані також режими 3R#1-7R#2 для оцінки впливу на напружений стан форми температурного профілю імітаторів твел, результати яких наведені у Додатку В, де виконана оцінка впливу профілю погіршеного теплообміну на напружений стан імітаторів твел [134].

Загальний вигляд розрахункової моделі, а також сітки для врахування Low-Re наведено на рис. 4.12. В якості моделі турбулентності, яка використовувалася для тестування СПФ, прийнята EVT. Результати тестування СПФ наведені на рис. 4.13.

Таблиця 4.2 – Основні характеристики режимів з ПТВ

Regime (Upflow)	Режимні параметри
1R	$P_{\text{ref}}=22.6 \text{ MPa}$; $T_{\text{in}}=246^{\circ}\text{C}$; $q_s=2750 \text{ kW/m}^2$; $G=2500 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$
3R#1	$P_{\text{ref}}=24.5 \text{ MPa}$; $T_{\text{in}}=260^{\circ}\text{C}$; $q_s=3200 \text{ kW/m}^2$; $G=2700 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$
3R#1	$P_{\text{ref}}=27.5 \text{ MPa}$; $T_{\text{in}}=212^{\circ}\text{C}$; $q_s=2400 \text{ kW/m}^2$; $G=1500 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$
7R#1	$P_{\text{ref}}=22.6 \text{ MPa}$; $T_{\text{in}}=178^{\circ}\text{C}$; $q_s=1288 \text{ kW/m}^2$; $G=1000 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$
7R#2	$P_{\text{ref}}=27.5 \text{ MPa}$; $T_{\text{in}}=210^{\circ}\text{C}$; $q_s=1188 \text{ kW/m}^2$; $G=800 \text{ kg/(m}^2\text{s)}$

В цілому прогнозні властивості СПФ значно кращі у порівнянні з УПФ, проте для збірок імітаторів твел існують деякі особливості. По-перше, скоріше за все визначення дотичних напружень по температурі потоку дає велику похибку: в першу чергу через специфіку дискретизації через наявність шнеків. Справа в тому, що зберегти по всьому тепловому периметру значення $y^+ > 100$ практично неможливо (це стосується в першу чергу 3-ох та 7-ми стержневих імітаторів). По-друге, із-за досить тісної компоновки імітаторів складається ситуація, коли характерний розмір пристінкового контрольного об'єму співставний з характерним розміром всього ядра потоку.

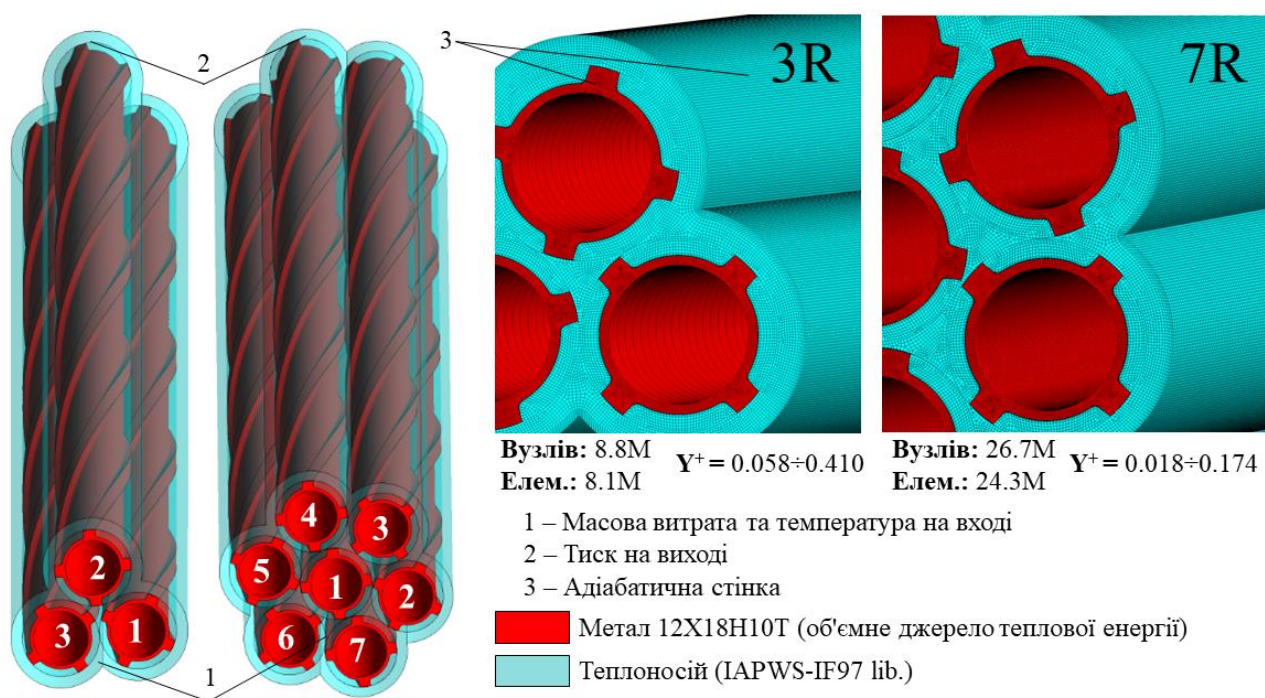


Рисунок 4.12 – Загальний вигляд розрахункової моделі та її дискретизації

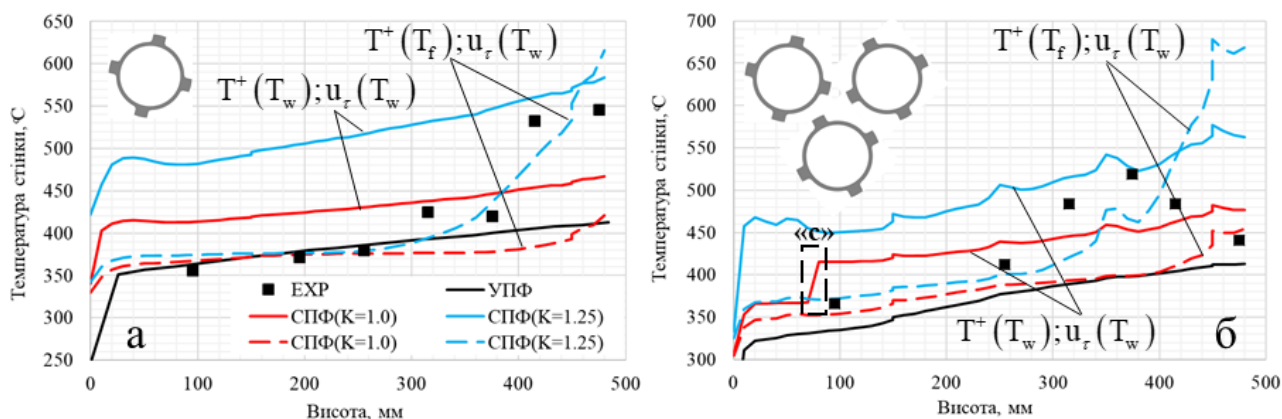


Рисунок 4.13 – Результати застосування СПФ для режиму з ПТВ (а – одно-стержневий імітатор; б - трьох-стержневий імітатор твел)

По-друге, це все призводить до того, що процедура усереднення параметрів потоку по тепловому периметру необхідних для (4.5) має суттєві неточності, що проявляться на аксіальних профілях температури. До того ж при повністю неявній постановці можуть виникати проблеми з конвергенцією, що притаманне такого типу розрахункам (див. розд. 2, п. 2.4, на рис. 4.12 б, зона «с»). Те, що існує проблема з визначенням дотичних напружень, також свідчить і вплив комбінації опорних температур, за яких T^+ визначається за температурою потоку, а динамічна швидкість розраховується неявно (за температурою на стінці).

Виходячи з отриманих результатів, для подальших розрахунків можна рекомендувати застосовувати СПФ з High-Re, одно- та двох- параметричними моделями турбулентності в рамках RANS. Характерний розмір пристінкового контрольного об'єму слід обирати, виходячи із рекомендованого значення y^+ , яке заходиться у межах від 100 до 1000. Середнє значення коефіцієнту пропорційності рекомендується прийняти рівним 1,25. Для строгості, варто відзначити, що застосування СПФ (УПФ) порушує консервативність розв'язку у контексті законів збереження.

Отримані результати для 7-ми стержневої збірки розглянуті у Додатку В.

4.4 Висновки до розділу

В даному розділі обговорюється проблема прогнозування погіршеного теплообміну за допомогою CFD кодів, використовуючи інженерні підходи, які дають можливість раціонально підходити до аналітичної частини проектування перспективних активних зон. Досить потужним інженерним інструментом є метод пристінкових функцій, перспективність якого неоціненна в контексті розрахунку нелінійних режимів теплообміну при надкритичних параметрах. Вище представлена спроба адаптувати універсальні пристінкові функції для розрахунку в першу чергу зони з погіршенням тепловіддачі. Отримані результати переконують в перспективності даного підходу, оскільки:

1. За допомогою запропонованої спеціальної пристінкової функції вдається суттєво покращити прогностні властивості погіршеного теплообміну не лише в трубах, але й в каналах зі складною формою поперечного перерізу.
2. При найгірших прогностичних властивостях СПФ результати принципово не відрізняються від тих, що отримані при врахуванні low-Re ефектів.
3. Дискретизація розрахункової області при застосуванні СПФ може бути більше ніж в 10 разів меншою лише за рахунок пристінкової області, що є суттєвим з точки зору аналізу не фрагменту каналу, а фрагменту перспективної активної зони.
4. Імплементация таких функцій принципово не змінює розрахунковий алгоритм CFD коду і фактично може застосовуватися послідовно за умови прийняття граничних умов другого роду.

Основним недоліком СПФ є проінтегрована форма УПФ. Тобто УПФ, отримані при таких гіпотезах (наприклад, сталість дотичних напружень), які в загальному не є справедливими при нелінійному теплообміні. Відносно недоліку проінтегрованої форми УПФ, це свідчить про те, що необхідно обумовитися відносно опорної температури, за якою розраховуються безрозмірні величини. Також УПФ не враховують особливостей балансу сил біля стінки, що обігрівається. Це не дозволяє враховувати фізику, пов'язану зі структурою потоку надкритичного середовища. Це також пов'язано з тим, що СПФ тестувалася лише з high-Re

моделями турбулентності, які не дозволяють коректно враховувати плавучість. Таким чином залишається відкритим комплексне питання відносно врахування впливу плавучості моделями турбулентності, а отже важливо надалі оцінити можливість масштабування СПФ, що, власне кажучи, притаманно УПФ. Таким чином, СПФ дозволяє враховувати лише зміну теплофізичних властивостей, що є лише однією з причин погіршеного теплообміну. Запропонована адаптація стосується лише температурної пристінкової функції, хоча коректніше розглядати адаптацію системи УПФ $U^+ - T^+$.

Варто також відзначити, що залишається відкритим питання введення спеціальних інженерних методів оцінки турбулентного числа Прандтля, яке є складовою не тільки рівняння енергії, але й СПФ.

Виходячи з отриманих результатів, для подальших розрахунків можна рекомендувати застосовувати СПФ з high-Re, одно- та двох- параметричними моделями турбулентності в рамках RANS. Характерний розмір пристінкового контрольного об'єму слід обирати, виходячи із рекомендованого значення y^+ , яке знаходиться у межах від 100 до 1000. Середнє значення коефіцієнту пропорційності $K(y^+)$ рекомендується прийняти рівним 1,25. Для строгості, варто відзначити, що застосування СПФ (УПФ) порушує консервативність розв'язку у контексті законів збереження.

РОЗДІЛ 5. ОПИС СПЕЦІАЛЬНОГО КОДУ РОЗРАХУНКУ ТЕПЛОГІДРАВЛІЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ТЕПЛОГЕНЕРУЮЧОГО КАНАЛУ В УМОВАХ ЯДЕРНОГО ОБІГРІВУ

Нижче наведені ключові аспекти, які дозволяють поєднати напрацювання для одновимірної (розд. 2) та двовимірної (розд. 3) теплогідравліки з урахуванням генерації теплової енергії шляхом реакції ділення. Тобто враховуються умови ядерного обігріву, який є характерним для активної зони.

5.1 Зональна модель тепловиділяючого елементу

Генерація теплової енергії здійснюється в об'ємі палива, а її перенос відбувається за рахунок складного теплообміну. Для спрощення постановки вважатимемо, що перенос теплової енергії в моделі твел відбувається за рахунок теплопровідності у кожному з елементів (газові зазори, паливне осердя та оболонка). Такий підхід є раціональним у першому наближенні, що дозволяє ввести поняття зональної моделі, опис якої наведений нижче.

Нестационарні процеси переносу теплоти у зональній моделі твел можуть бути описані рівняннями:

$$\begin{cases} \sum_i (\rho c_p)_i \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\sum_i \lambda_i \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sum_i \lambda_i \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sum_i \lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \sum_i [q_v(r, z)]_i \\ q_v(r, z) = \varphi(\rho_{t-n}, T, r_i, k_{eff}, C_i \dots) = \sum_{j=1}^n (\sum_f E_f \cdot \Phi)_j \end{cases} \quad (5.1)$$

В системі (5.1) функції теплофізичних властивостей зі знаком суми характеризують зональність області і застосовують предикати; n – кількість груп для розрахунку нейтронного потоку.

Наприклад функція об'ємного енерговиділення $\sum_i [q_v(r, z)]_i$ має ненульове значення лише в паливному осерді і визначається функціоналом нейтронного потоку ϕ , що залежить від геометричних (r_i), матеріальних (ρ_i , C_i), та температурних параметрів (T).

Таким чином, генерація теплової енергії визначається об'ємним джерелом у паливному осерді твел, яке шляхом розв'язання (5.1) дає можливість визначити густину теплового потоку на стінці. Таким чином, між рівняннями теплогідравліки та теплопровідності використовується тепловий інтерфейс, який формалізується як:

$$\begin{cases} \text{Fluid side: } q = -\lambda_f(T) \frac{dT}{dr} \Big|_{r=R_4} \\ \text{Solid side: } q = \text{HTC} \cdot (T|_{r=R_4} - T_f) \end{cases} \quad (5.2)$$

В загальному випадку розгляду неізотермічної течії зі зміною теплофізичних властивостей, функція коефіцієнту тепловіддачі є неявною, тобто залежить як від температури потоку, так і від температури стінки. Даний факт накладає деякі додаткові особливості на класичні розрахункові алгоритми, оскільки в деяких випадках неявні кореляції для теплоносія з НКП являються «важко конвергентними». У випадку застосування ТММ (див. Додаток Б) проблем не виникає.

Розглянемо особливості організації спряженої теплогідравлічної та нейтронофізичної постановки за принципом 1D(2D)-2D-2D. В 1D(2D) постановці отримується аксіальний розподіл параметрів надкритичного потоку (температура, швидкість, тиск, густина, КТВ), а в 2D (r - z) враховується перенос теплової енергії від паливного осердя до теплоносія (теплова структура), та в 2D (r - z) розраховується функція об'ємного енерговиділення за рахунок реакції ділення.

Схематизація розрахункової геометрії задачі представлена на рис. 5.1, відповідні граничні умови наведені в табл. 5.1.

Для розрахунку нейтронофізичної частини задачі застосовується відомий у багатьох лабораторіях світу код для розрахунку решіток WIMS5b [135], в якому умовний твел представляє собою багатошаровий циліндр скінченної висоти в r - z геометрії із застосуванням ідентифікатору PRIZE [136,137]. Більш детальний опис представлено нижче. Слід лише зауважити, що зона уповільнювача виділяється явно, що є особливістю елементарних чарунок перспективних реакторів з надкритичним теплоносієм, та полягає в збільшенні середньої густини води для термалізації нейтронів [138].

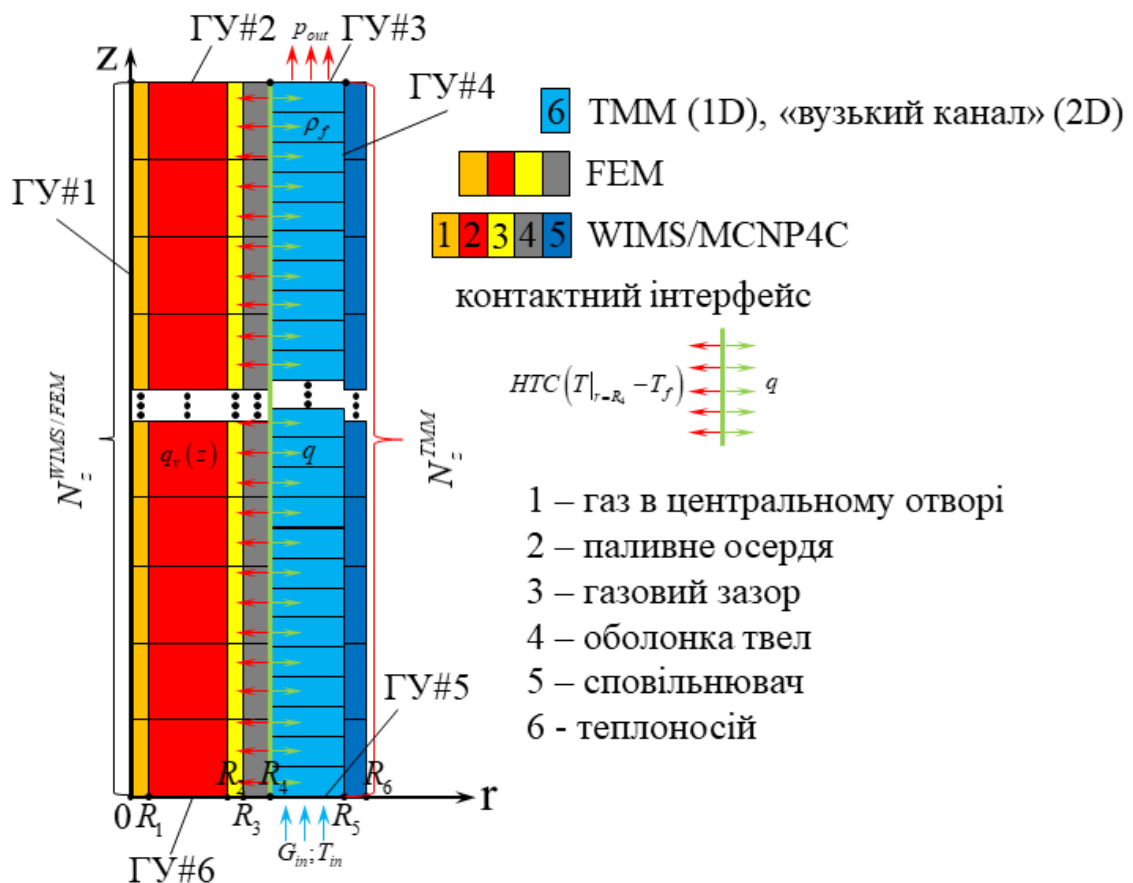


Рисунок 5.1 – Схематизація геометрії розрахункової моделі елементарної моделі твел НКП

Для розв'язання рівняння (5.1) з урахуванням вище зазначених допущень та спрощень був застосований метод скінчених елементів, який реалізований в розрахунковій процедурі. Для кожного елементу сітки розподіл температурного

поля апроксимується функцією форми, яка може бути представлена у вигляді поліному (3.9), аналогічно тому, як це виконано для моделі вузького каналу.

Використовувати функцію форми вигляду (3.9) в даному випадку досить доречно, оскільки побудувати відповідну інтерполяційну функцію для результатів, а також отримувати вектор теплового потоку доволі просто.

Таблиця. 5.1 – Опис граничних умов розрахункової моделі елементарного твел

Маркер (див. рис 4.1)	Тип ГУ	Формалізація	Опис
ГУ#1	«Вісь»	$\frac{\partial \Pi}{\partial r} = 0$	Застосовується для вирішення рівняння (2.1) в осесиметричній постановці.
ГУ#2	«Адіабата»	$\frac{\partial \Pi}{\partial r} = 0$	Для (2.1), для коду WIMS баклінги прийняті рівними нулю.
ГУ#3	«Вихід»	$\Pi_{in} = \{G_{in}; T_{in}\}$	Параметри теплоносія на вході в канал (2.1)
ГУ#4	«Симетрія»	$\left. \frac{\partial \Pi}{\partial r} \right _{r+} = - \left. \frac{\partial \Pi}{\partial r} \right _{r-}$	Відносяться до коду WIMS (нескінченна решітка, радіальний баклінг 0,0)
ГУ#5	«Вхід»	$\Pi_{out} = p_{out}$	Параметри теплоносія на виході з каналу (2.1)
ГУ#6	«Адіабата»	$\frac{\partial \Pi}{\partial r} = 0$	Для (5.1), для коду WIMS баклінги прийняті рівними нулю.
Примітки: П - формальний скаляр У випадку використання моделі вузького каналу застосовуються ГУ (3.10)			

Для простоти постановки відповідні граничні умови (див. рис. 5.1) також промарковані, що дозволяє позбутися різного роду предикатів, які у випадку фільтрації вузлів чи ребер граничних елементів можуть працювати нестабільно із-за округлення відповідних координат.

Джерело енерговиділення в паливному осерді вважатимемо рівномірним по поперечному перерізу, та представимо його у вигляді (5.2):

$$q_v(z) = \bar{q}_v \phi(z) \quad (5.2)$$

де $\phi(z)$ - безрозмірний аксіальний профіль енерговиділення, спосіб визначення якого розглянуто нижче.

Розв'язок зонального рівняння теплопровідності відбувається шляхом застосування методу встановлення [138] з визначенням відповідних теплофізичних властивостей за температурою з попереднього ітераційного кроку.

Під поняттям «зональності» мається на увазі застосування спряженої розрахункової сітки для кожного елементу твел, яку розділено на умовні зони, де підставляються індивідуальні значення теплофізичних властивостей твердотільних елементів (рис. 5.2).

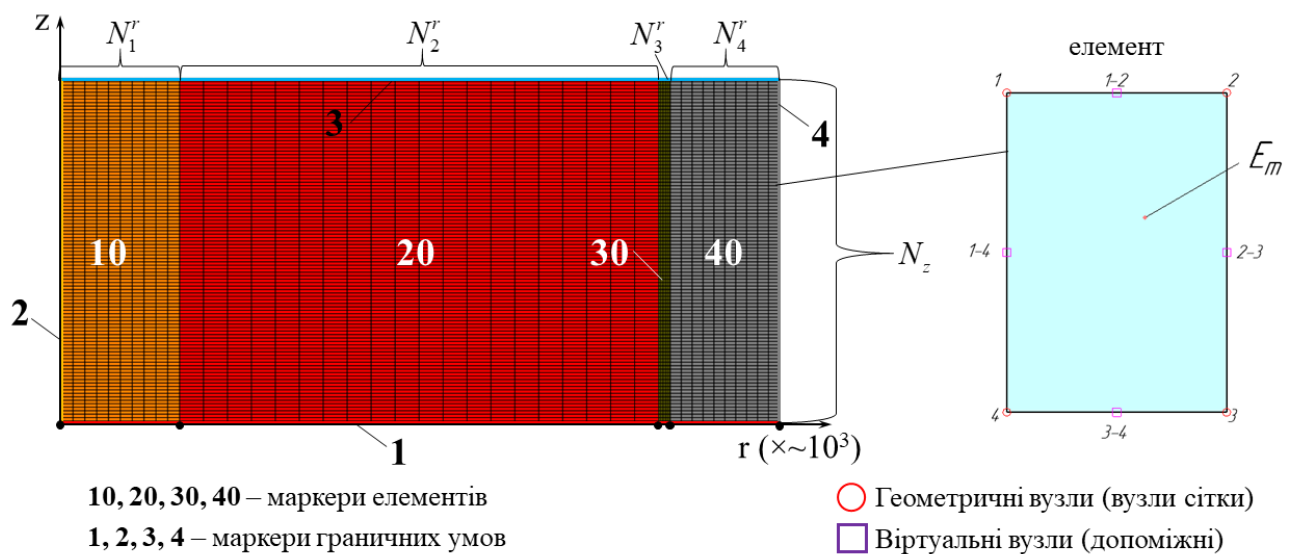


Рис. 5.2 – Дискретизація та маркування твердотільної моделі твел

При необхідності застосування диференційного методу визначення, рівняння одновимірної теплогідравліки і моделі «вузького каналу» зв'язуються через інтегральні співвідношення (5.3), що дозволяє виключити застосування емпіричних кореляцій для коефіцієнтів тепловіддачі та гідравлічного опору.

$$\begin{aligned}
 \text{HTC}(x) &= \frac{q(x)d_T}{\lambda} \left[T(2R_0, x) - \underbrace{\frac{2}{G_x^{\text{in}} \cdot R_0^2} \int_0^{R_0} G(r, x) T(r, x) r dr}_{T_f} \right]^{-1} \\
 \xi(x) = \xi_i &= \left(\underbrace{-8\tau_w \rho_f (G_x^{\text{in}})^{-2}}_{\xi_{fr,i}} + \underbrace{\frac{4d_r}{(G_x^{\text{in}})^2} \frac{d}{dx} \left[\frac{2}{R_0^2} \int_0^{R_0} \frac{G(r, x)^2}{\rho(r, x)} r dr \right]}_{\xi_{ac,i}} + \underbrace{\frac{4g \cdot n_x}{(G_x^{\text{in}})^2} \left[\frac{2}{R_0^2} \int_0^{R_0} (\rho(r, x) - \rho_{in}) r dr \right]}_{\xi_{grav}} \right) \quad (5.3) \\
 \left(\frac{dp}{dx} \right)_{1D} &= \left(\frac{dp}{dx} + \rho_{in} n_x g \right)_{2D}
 \end{aligned}$$

Ліва частина відповідає функціям, які є складовими одновимірної постановки (розд. 2), а права визначається за допомогою полів, отриманих у наближенні вузького каналу (розд. 3). Відзначимо, що тиск в одновимірній моделі є внутрішньою змінною, а у двовимірній – зовнішньою функцією, яка може інтерпретуватися як компенсуючий силовий фактор, що діє таким чином, щоб виконувалося рівняння нерозривності для повздовжньої та поперечної складових масової швидкості.

Як видно із спряження, гідравлічний опір розраховується як складова факторів [115]: тертя (ξ_{fr}), прискорення потоку (ξ_{ac}) та гравітації (ξ_g), складові яких були розглянуті у розд. 1 (п. 1.1).

Фактично, (5.3) є інтегральною формою спряження одновимірної та двовимірної гідравлічних частин, які побудовані в даній дисертаційній роботі. Наближення «вузького каналу» може активуватися як суб-модель оцінки теплогідравлічних характеристик потоку таким же чином, як це виконано з кореляціями. Такий спосіб дозволяє здійснювати прогнози теплогідравлічного стану, коли має місце суттєва нерівномірність поля енерговиділення.

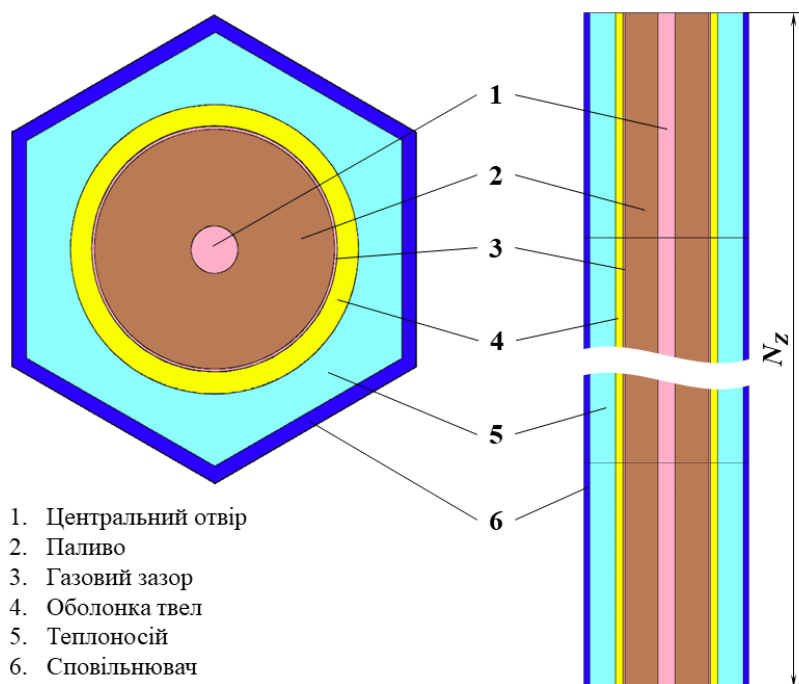
5.2 Оцінка впливу форми температурного розподілу стінки на розмножуючі властивості чарунки

Для спряженого розрахунку теплогідравлічних та нейтронофізичних характеристик тепловиділяючого каналу важливим є застосування оптимізованих підходів. Наприклад, використання методу Монте-Карло в процедурі спряженого розрахунку для знаходження рішення нейтронної частини на кілька порядків збільшує час виконання такого розрахунку, що не є доцільним у випадку параметричного дослідження.

В даній роботі було використано наступний підхід. В розрахунковому коді було реалізовано декілька опцій, а саме: розрахунок нейтронофізичної задачі за допомогою коду WIMS5b (критичність системи, при практично рівномірному полі енерговиділення), та теж саме реалізовано і для коду MCNP4C [139]. Перший випадок вимагає значно менших розрахункових затрат, проте практично не дозволяє отримати реакцію профілю енерговиділення на зміну густини теплоносія (температури). При використанні MCNP4C в якості нейтронофізичного модулю вдається враховувати всі необхідні аспекти, а також прогнозувати взаємний вплив теплогідравлічних характеристик на енерговиділення, проте такий спосіб вимагає суттєвих часових затрат (приблизно $\sim 1\%$ на теплогідравлічний модуль, та відповідно близько 99% на розв'язання нейтронної задачі). З метою оптимізації параметричних розрахунків профіль енерговиділення наперед формується прецизійним способом за допомогою MCNP4C. Критичність системи оцінюється за допомогою чарункового коду WIMS5b у r-z наближенні з використанням ідентифікатору PRIZE.

Для коду MCNP4C була розроблена модель паливної чарунки із омиваючим її теплоносієм та сповільнювачем, вигляд якої зображено на рис. 5.3. Розрахункова модель розділена в радіальному напрямку на шість зон: центральний отвір, паливо, газовий зазор, оболонку твел, теплоносій і сповільнювач. В аксіальному напрямку модель розділена на скінчену кількість елементів N_z . Граничними умовами на

шестигранній поверхні є дифузне відбиття, а на торцях – дзеркальне відбиття або витік нейтронів (в залежності від того, чи є витік нейтронів з торців).



Рисунко 5.3 – Розрахункова модель паливної чарунки для коду MCNP4C

Перед тим, як шукати загальний вигляд залежності профілю енерговиділення, необхідно встановити, які теплогідравлічні параметри мають найбільший вплив на нейтронофізичну картину в моделі паливної чарунки, а вплив яких з них не є суттєвим і, відповідно, ним можна знехтувати при подальшому аналізі.

Одним із таких факторів впливу на нейтронні властивості конструкційних матеріалів паливного стержня і теплоносія є температура, оскільки вона визначає поправки на макроперерізи взаємодії через зміну густини матеріалів, або такі температурні ефекти, як термалізація нейтронів в теплоносії і сповільнювачі, чи ефект Доплера в паливному осерді.

Одним із питань, яке виникає при дослідженні ядерного обігріву теплоносія надкритичних параметрів, є вплив погіршеного теплообміну на стабільність такої системи. Для визначення цього було проведено серію параметричних розрахунків для різних форм аксіального температурного профілю. На основі узагальнень для

аксіальних профілів температури при теплообміні теплоносія з надкритичними параметрами теплоносія [140] було підготовлено 16 можливих варіантів для градієнту між температурами стінки та надкритичного потоку (рис. 5.4).

В якості тестового був використаний режим, в якому, в залежності від потужності, відбувається перехід через псевдофазову температуру, та який має наступні параметри: температура теплоносія на вході – 645 К, масова швидкість – $1500 \text{ кг/м}^2\cdot\text{с}$, опорний тиск – 24 МПа. Набір температурних полів формувався наступним чином. Для заданої рівномірної потужності за допомогою ТММ розраховувався розподіл температури надкритичного потоку. Для розрахунку температури стінки, для кожного із профілів приросту температури обиралися опорна точка (опорний градієнт). Для цього була застосована кореляція Розумовського, оскільки вона задовільним чином прогнозує тепловіддачу на вході/виході в/з канал/у та середню тепловіддачу (рис. 5.5). В якості опорної точки для визначення перепаду температури вздовж осі був обраний прогнозний градієнт температури на початку ділянки обігріву.

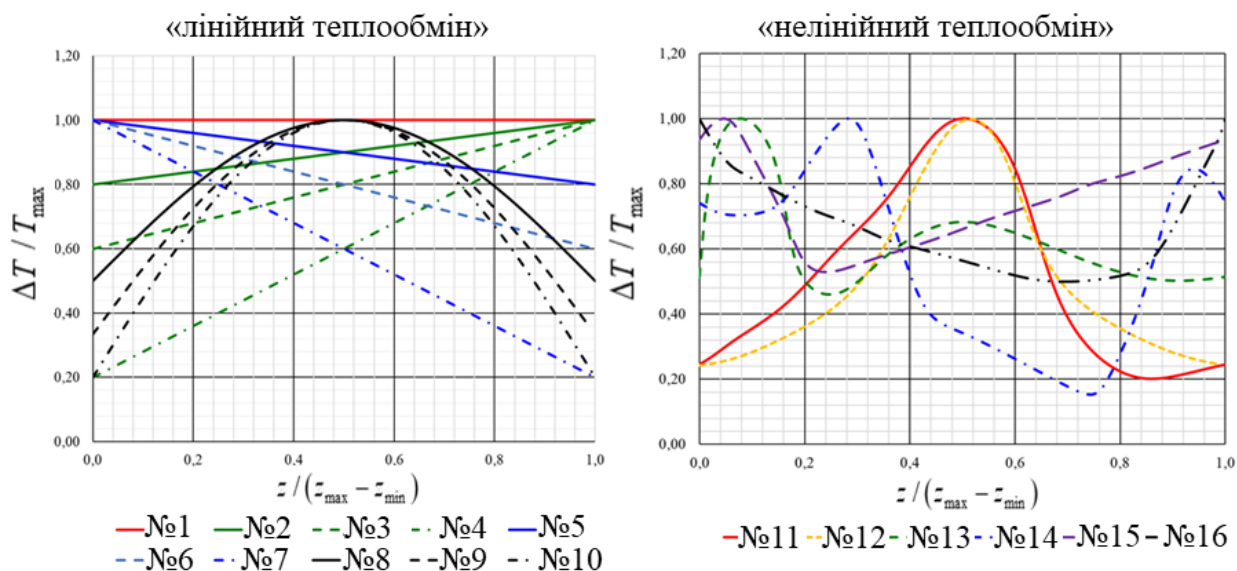


Рисунок 5.4 – Параметричні профілі температурного градієнту між стінкою та ПОТОКОМ

Враховуючи вище зазначене, температура стінки може бути розрахована за залежністю (5.3), в якій опорне значення температурного градієнту було розраховано з використанням кореляції Розумовського [74] для входу.

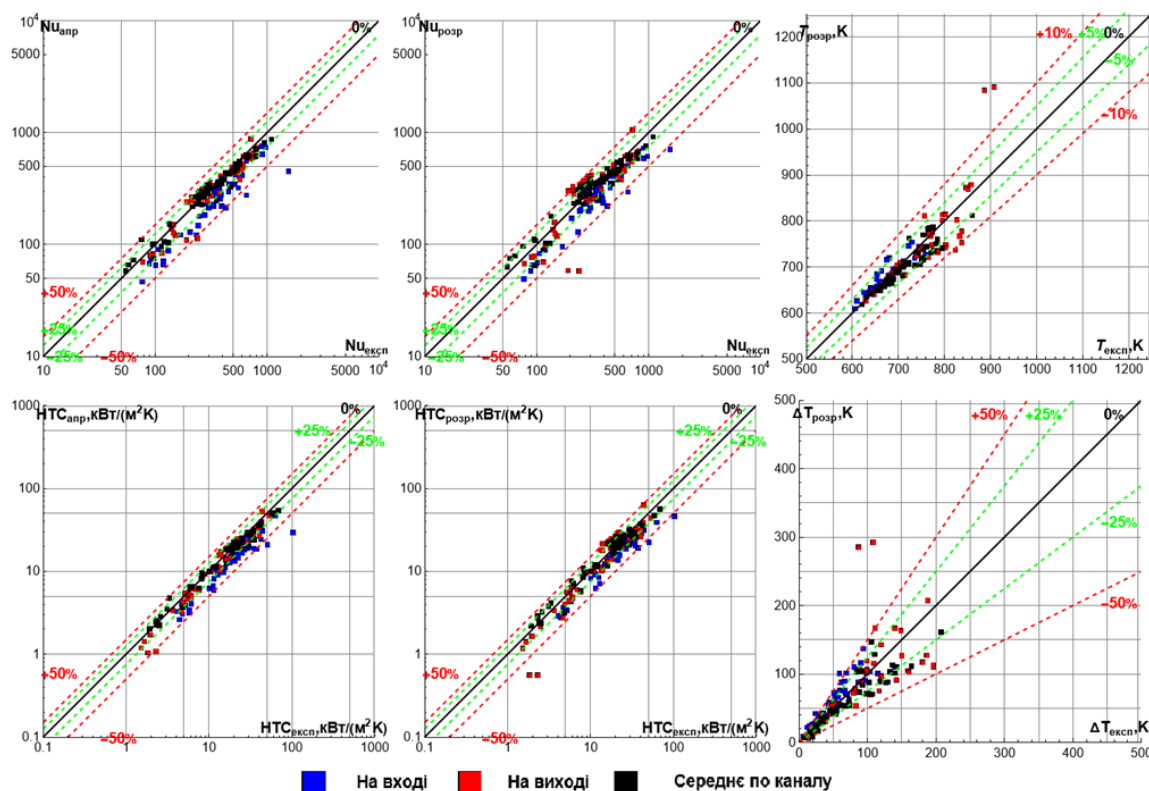


Рисунок 5.5 – Прогнозні властивості обраної кореляції для характерних точок

$$T_w(x) = T_f(x) + (\Delta T)_{\text{вихід}} \psi(x) \quad (5.4)$$

де $T_f(x)$ - розподіл температури потоку теплоносія, який розрахований за допомогою ТММ, $(\Delta T)_{\text{вихід}}$ - температурний градієнт, який оцінений за кореляцією Розумовського, $\psi(x)$ - профіль температурного градієнту (рис. 5.4).

За допомогою зональної моделі твел (див. п.5.1) було розраховано температурне поле в твердотільних елементах при ГУ першого роду у спряженні (яке в цьому випадку фактично не використовувалося, оскільки відбувався послідовний розрахунок). Отримані температурні поля та густини формують набір вхідних даних для нейтронофізичного розрахунку методом Монте-Карло.

Розрахункові розмножувальні властивості чарунки потужністю 100 кВт при температурному напорі на вході в канал рівному ~ 50 К (оцінено за кореляцією), а також відповідні межі опорного значення ефективного коефіцієнта розмноження з довірчими інтервалами в одне і три стандартні відхилення (істинне значення величини потрапляє в заданий інтервал з вірогідністю 67% та 95 % відповідно) наведені на рис. 5.6,а. Як було зазначено вище, оцінка з використанням MCNP4C є досить затратною (значні витрати часу), тому аналогічні розрахунки впливу аксіального профілю були виконані за допомогою WIMS5b (рис. 5.6,б).

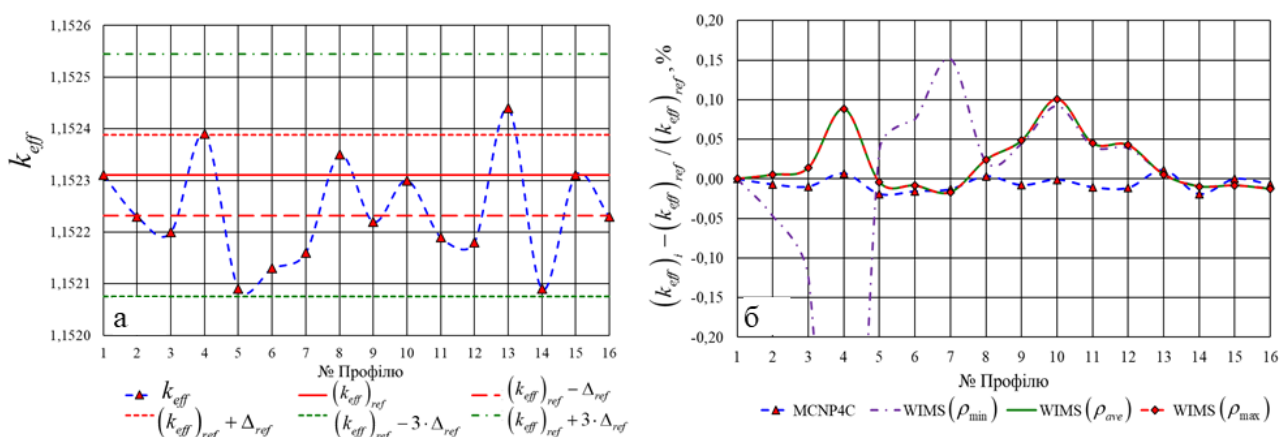


Рисунок 5.6 – Результати розрахунків розмножувальних властивостей системи в залежності від температурного профілю стінки (а – результати розрахунку в MCNP4C, б – порівняння з WIMS5b для різного значення опорної густини)

Виходячи з отриманих результатів можна зробити висновок, що температурний профіль стінки практично не впливає на розмножувальні властивості чарунки, а отже стійкість системи в нейтронофізичному розрахунку не залежить від режиму теплообміну. Також, за результатами варіантних розрахунків було виявлено, що вплив нерівномірності температури стінки на профіль енерговиділення практично не спостерігається або відмінність знаходиться в межах одного стандартного відхилення. На практиці це означає, що при фіксованій середній густині теплоносія форма погіршеного теплообміну практично не впливає на середню потужність енерговиділення. Важливим результатом є і те, що форма

профілю енерговиділення суттєво залежить від того, чи відбувається псевдофазовий перехід. Тобто перспективні активні зони, які працюватимуть в умовах псевдофазового переходу, матимуть суттєву нерівномірність поля енерговиділення і потребуватимуть спеціальних компенсаційних заходів.

Оскільки температурний профіль при заданому рівні потужності практично не впливає на розмножуючі властивості, це означає, що профілі енерговиділення можуть бути запараметризованими, тобто сформованими на основі попередніх розрахунків прецедентним способом.

5.3 Аналітична форма профілю енерговиділення при надкритичних параметрах теплоносія

Для побудови аналітичного профілю енерговиділення введено наступні припущення. За результатами попереднього аналізу в першому наближенні можна прийняти, що розподіл теплових нейтронів, а отже і профіль енерговиділення, в залежності від густини теплоносія по висоті моделі відповідає функції розподілу Гауса. В цілому, такий вибір пояснюється тим, що в області більшої густини теплоносія – більша його сповільнююча здатність, а отже, і кількість теплових нейтронів, що викликає поділ в Урані-235. Так як найбільша густина теплоносія присутня на вході в канал (нагрів), то пік енерговиділення також буде на вході в канал. Покладемо, що функція енерговиділення може бути представлена у компактному вигляді (5.5).

$$\bar{q}_v(\bar{\rho}) = (a_1 \cdot \ln[9.0 \cdot \bar{Q} + 1.0] + 1.0) \cdot \text{Exp} \left[-a_2 \cdot \bar{Q}^{-n_2} \cdot (\bar{\rho} - 1.0)^2 \right] \quad (5.5)$$

де $\bar{q}_v = \frac{q_v}{q_{v,ave}}$ – безрозмірне об'ємне енерговиділення; $q_v, q_{v,ave}$ – відповідно локальне і

середнє об'ємне енерговиділення в системі; $\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_{in}}$ – безрозмірна густина

теплоносія; ρ, ρ_{in} – локальна густина і густина теплоносія на вході відповідно;

$\bar{Q} = \frac{Q}{h_{in} \cdot G}$ – безрозмірна інтегральна потужність системи; Q – інтегральна потужність системи; h_{in} – ентальпія теплоносія на вході; G – масова витрата теплоносія.

За результатами варіантних розрахунків для різної потужності методом Монте-Карло без витоку нейтронів (дзеркальні ГУ на торцях моделі), та їх апроксимації, отримані наступні функціональні значення коефіцієнтів:

$$a_1 = 2.14 \cdot \ln[8.0 - 7.0 \cdot \alpha] \quad (5.6a)$$

$$a_2 = 12.5 \cdot \ln[3.0 - 2.0 \cdot \alpha] \quad (5.6b)$$

$$n_2 = -0.62 \cdot \alpha + 1.5 \quad (5.6b)$$

де $\alpha = \left(\frac{m_{спов.}}{m_{спов.} + m_{мн.}} \right)_{вх.}$ – масова доля сповільнювача на вході в модель. Коефіцієнти

(5.6) справедливі за умови, що аксіальний розподіл густини сповільнювача рівномірний в аксіальному напрямку і його густина дорівнює густині теплоносія на вході в модель.

В реальних умовах ідеального відбивача не існує, а отже не всі нейтрони будуть залишатися в розрахунковій області. Цей випадок можна врахувати за допомогою альбедних граничних умов, а сам профіль енерговиділення представити у вигляді добутку профілю енерговиділення при повному відбитті на торцях $\bar{q}_v^{Ref}(z)$ та форм-фактору $f(z)$, що враховує витік нейтронів через торці моделі (5.6).

$$\bar{q}_v^{NonRef}(z) = A \cdot \bar{q}_v^{Ref}(z) \cdot f(z) \quad (5.7)$$

де A – нормуючий множник.

Профіль енерговиділення $\bar{q}_v^{Ref}(z)$ формується на основі залежності (5.5), а форм-фактор $f(z)$ визначається, опираючись на аналітичне рішення хвильового

рівняння Гельмгольца [141] для циліндричної активної зони з однорідним складом по всьому об'єму. Припускається, що витік нейтронів із торців впливає таким же чином на нейтронну картину в аксіальному напрямку і при нерівномірності нейтронофізичних властивостей по активній зоні гетерогенного циліндричного реактору (5.7).

$$f(z) = \text{Cos} \left[\frac{\pi \cdot \tau}{z_{out} - z_{in}} \cdot (z - 0.5 \cdot (z_{out} - z_{in})) \right] \quad (5.7)$$

де $\tau = 1.0 - a$ – доля не відбитих нейтронів, що перетинають торці моделі; a – альбедо нейтронів; z_{in}, z_{out} – координати відповідно нижнього і верхнього торців моделі; z – локальна аксіальна координата.

Порівняльні результати безрозмірного профілю енерговиділення без сповільнювача в моделі при різних рівнях потужності чарунки з урахуванням та без урахування витоку нейтронів представлені на рис. 5.7. Розрахункові та апроксимовані аналітичною функцією безрозмірні профілі енерговиділення в залежності від масової долі сповільнювача на вході з та без витоку нейтронів з торців представлені на рис. 5.8.

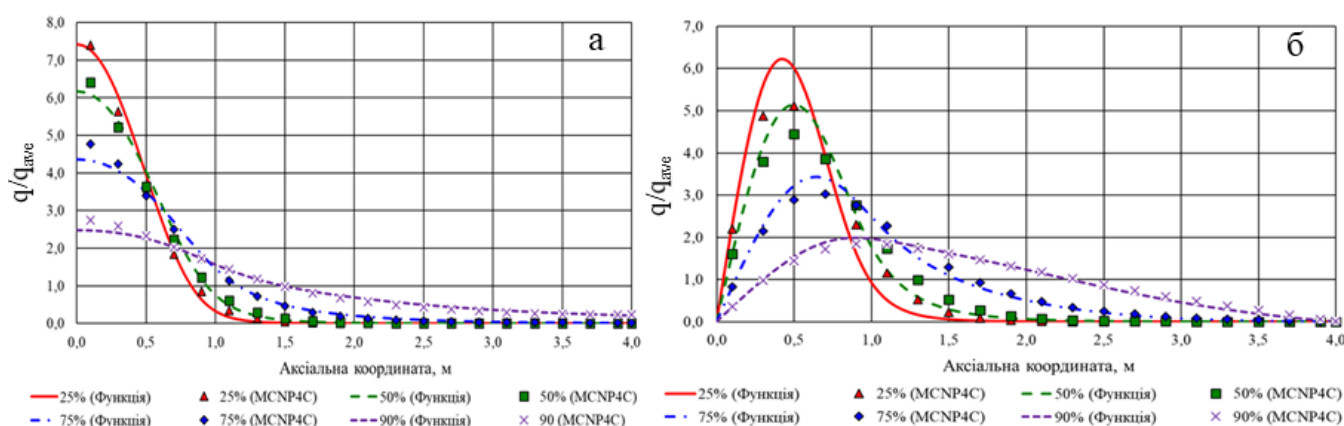


Рисунок 5.7 – Безрозмірний профіль енерговиділення при різних потужностях системи без сповільнювача: без витоку (а) та з витоком нейтронів (б) з торців

Результати розрахунку та апроксимації свідчать про те, що аналітична функція досить добре описує об'ємне джерело тепла. При збільшенні потужності профіль енерговиділення звужується до входу, натомість при збільшенні кількості сповільнювача профіль згладжується. Такі виявлені закономірності можуть стати основою для реалізації одного із можливих варіантів компенсації енерговиділення шляхом організації потоку «холодного» теплоносія в каналах, які не приймають участь у енерговиділенні.

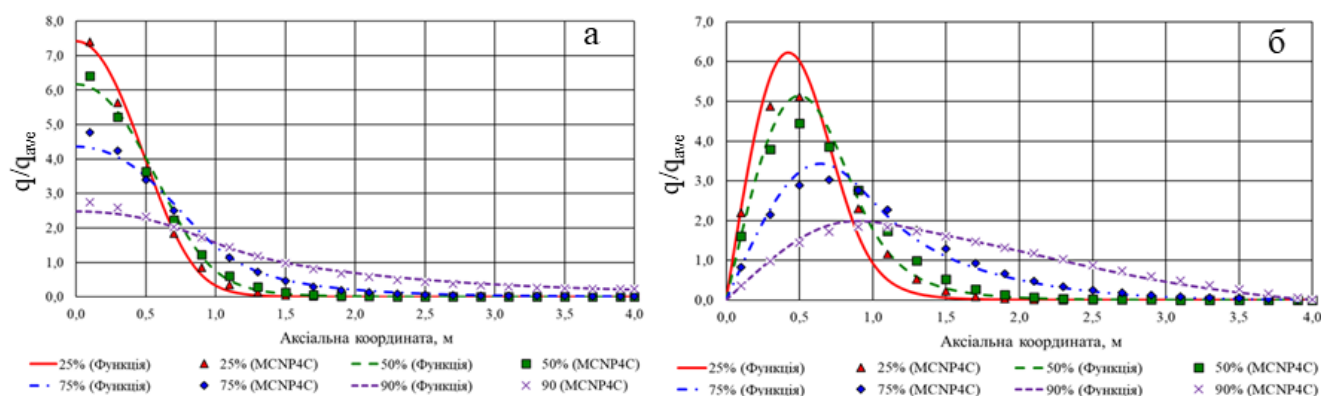


Рисунок 5.8 – Безрозмірний профіль енерговиділення при різних масових долях сповільнювача на вході та при потужності системи 100 кВт: без витоку (а) та з витоком нейтронів (б) з торців твел

Запропонований спосіб формування параметричних профілів справедливий для конкретного значення водо-уранового співвідношення. Тобто для конкретного каналу з геометричними розмірами необхідно попередньо формувати індивідуальні параметричні профілі енерговиділення.

5.4 Загальна концепція спряження та спосіб застосування

Напрацювання, які представлені у розд. 2 (одновимірна теплогідравліка підвищеної надійності), у розд. 3 (наближення «вузького» каналу) поєднуються із зональною моделлю тепловиділяючого елемента, а також з нейтрофізичною частиною у вигляді єдиної розрахункової процедури. Можливості такого підходу

наступні. Задавшись геометрією, опорним тиском, температурою на вході, збагаченням за Ураном-235 та необхідним запасом реактивності, можна отримати самопогоджені поля: температури теплоносія та елементів твел, поле енерговиділення, гідравлічний опір та коефіцієнт тепловіддачі. Зауважимо, що всі ці величини отримуються в абсолютних значеннях. Таким чином розрахунковий код в якості основних змінних використовує такі параметри, які повністю характеризують стан тепловиділяючого елемента за реальних умов. Відсутня необхідність застосовувати додаткові умови (форма енерговиділення, потужність тощо).

Умовно розрахункову процедуру тепловиділяючого елемента структурно можна поділити на такі етапи:

1) Підготовка параметричних профілів енерговиділення для конкретної геометрії та фіксованого значення водо-уранового співвідношення.

2) Блок основних налаштувань, де задаються геометричні характеристики, параметри дискретизації, а також межі, в яких визначатимуться теплофізичні властивості теплоносія. В цьому ж блоці задаються параметри конвергенції, а також ініціалізуються допоміжні функції, в тому числі граничні умови.

3) Блок констант, який дозволяє керувати вибором кореляцій, а також деякими термами в рівняннях теплогідравліки. В цьому блоці введені умовні ключі, за якими визначається необхідність підключення того чи іншого модулю. Наприклад, підключення наближення «вузького каналу» замість кореляцій, чи використання коду MCNP4C напряду для розрахунку критичності та профілю енерговиділення. Додатково задаються такі параметри як: орієнтація у просторі, вибір моделі для розрахунку коефіцієнтів турбулентного переносу [(3.12),(3.13),(3.18)] та Pr_t (3.22)-(3.28), врахування термічної поправки на дотичні напруження (3.14).

4) Завантаження основних бібліотек, до яких в конкретному випадку відносяться: генератор теплофізичних властивостей, бібліотека з реалізованою моделлю MCE твел з генератором сітки, бібліотека кореляцій для КГО та КТВ, а також бібліотека pre/post коду WIMS/MCNP4C, в якій реалізовані відповідні функції

управління та розрахунку, а також параметричний профіль енерговиділення, який попередньо сформований.

5) Блок ініціалізації, в якому формуються додаткові функції для бібліотеки ТММ, будується розрахункова область (сітки) та формуються масиви початкових параметрів для нульового часового кроку (в тому числі розраховуються похідні теплогідравлічних параметрів для ТММ). Зауважимо, що наближення «вузького каналу» реалізовано лише у стаціонарній постановці.

б) Ітераційний блок, в якому відбувається поетапний запуск відповідних солверів. З метою прискорення збіжності передбачено групування теплогідравлічних модулів у внутрішній ітераційний цикл, проте за замовчуванням використовується наскрізна ітерація. На даному етапі на основі базових величин розраховуються рівняння для коригуючих величин, які послідовно уточнюються. У випадку застосування диференційного способу визначення коефіцієнту тепловіддачі та гідравлічного опору – першими розраховуються двовимірні поля коригуючих величин (поперечна та повздовжня масова швидкість та ентальпія), розрахунок інтегральних коефіцієнтів (5.3). Далі розраховується ТММ для визначення градієнту тиску і здійснюється корекція основних полів базових величин. На основі розподілу температури потоку, який отриманий в ТММ та КТО, який визначений за допомогою наближення «вузького каналу», розраховується температурне поле в зональній моделі твел. Отримані результати передаються у нейтронофізичний модуль, де відбувається розрахунок критичності системи і формується профіль енерговиділення. Наближення до заданого рівня запасу реактивності відбувається шляхом рекурсивної дискретної форми PID – регулятора. Після визначення нового значення потужності відбувається перерахунок інтерфейсного значення теплового потоку. Зберігаються дисбаланси, а також формується інформація, яка необхідна для моніторингу розрахунку.

7) Після того, як були досягнуті критерії збіжності – автоматично генеруються відповідні графіки та набори даних.

Розрахункова процедура має практично лінійний код, який підлягає досить легкій паралелізації не тільки на етапі розрахунку матриць (СЛАУ розраховуються

паралельними алгоритмами), але й на рівні безпосередньо кожного з індивідуальних солверів. Така задача може бути актуальною при масштабуванні підходу (наприклад, в субканальному наближенні).

5.5 Висновки до розділу

В даному розділі розглянуті особливості побудови розрахункової процедури, яка поєднує напрацювання одновимірної теплогідравліки та наближення «вузького каналу» із зональною моделлю розрахунку температурного поля в тепловиділяючому елементі з об'ємним джерелом енерговиділення, яке формулюється шляхом вирішення нейтроної задачі за допомогою відомих кодів WIMS5b/MCNP4C. З метою оптимізації спряженого аналізу був побудований параметричний профіль енерговиділення, який представлений аналітично, що стало можливим завдяки слабкому впливу аксіального розподілу температури при заданій потужності в чарунці. Таким чином, можна констатувати, що погіршений теплообмін практично не впливає на інтегральну потужність твел з точки зору профілю температурного розподілу. Проте, аналізуючи профілі енерговиділення можна зробити важливий висновок, а саме: при переході через область критичної температури пік профілю енерговиділення буде зміщуватися в сторону входу (більшої густини), тобто основне теплове навантаження буде на початку ділянки обігріву. Тобто без використання спеціальних компенсуючих засобів, умови для настання погіршеного теплообміну V та VI групи (згідно з класифікацією [140]) відсутні, а пікові значення температури імовірно будуть відповідати початковій ділянці стабілізації.

Розглянуті особливості спряження кожного з модулів, а також співвідношення, за якими відбувається перерахунок інтерфейсних величин. Наведені підходи та методи можуть застосовуватися в якості попередньої оцінки теплогідравлічних характеристик перспективної активної зони з надкритичними параметрами в реальних умовах ядерного обігріву, в яких енерговиділення залежить від температури.

РОЗДІЛ 6. ОЦІНКА НОМІНАЛЬНИХ ПАРАМЕТРІВ СТАНУ ПЕРСПЕКТИВНОГО МОДУЛЬНОГО РЕАКТОРА ECC-SMART

Розглянемо застосування розроблених підходів на прикладі проектування перспективного модульного реактора малої потужності з надкритичними параметрами теплоносія – ECC-SMART [45]. Даний концепт був запропонований професором Шулінбергом та Отіком із технологічного інституту Карлсруе [107], та базується на концепції високоефективного реактора великої потужності [142].

Обґрунтування основних теплогідравлічних параметрів даного концепту наведені в [107], не враховують особливості енерговиділення, особливо біля точки псевдофазового переходу, а також умови теплообміну, які при цьому можуть виникати.

Моделювання всієї активної зони за допомогою CFD методів на перших етапах проектування є надлишковим, оскільки багато параметрів є ще неузгодженими та не оптимізованими, що доречно зазначено авторами в [107]. В цілому, доопрацювання та оптимізація концепту включає в себе взаємодію трьох основних груп інженерів. Це проєктанти, які оцінюють теплогідравлічну надійність активної зони. Проєктанти, які оцінюють нейтронофізичні аспекти активної зони. І третя ключова група – це проєктанти, які підтверджують надійність запропонованих рішень з точки зору міцності і, фактично, є ключовою ланкою в узгодженні остаточного варіанту. Очевидно, що перша та друга група має тим більш тісну взаємодію, чим більш виражені нелінійні зв'язки між теплогідравлікою та енерговиділенням, що є притаманним реакторам з надкритичними параметрами теплоносія. У цьому випадку виникає досить типова ситуація, коли кожна із команд, не розуміючи специфіку процесів предмету дослідження/оптимізації одне одного, намагаються обґрунтувати надійність запропонованого концепту. Особливо це відчувається у випадку взаємодії міжнародних груп, які працюють над спільним проєктом.

Однією з основних причин є те, що здебільшого інструменти теплогідравлічного та нейтронофізичного аналізу представлені у вигляді

специфічних кодів, які не враховують багато фізичних особливостей, які притаманні новим концептам, а сумісне їх застосування обтяжується особливостями як постановки, так і способу реалізації таких кодів. Наявність нелінійних процесів теплообміну, які особливим чином визначають енерговиділення, а отже і організацію активної зони. Можливість спряженої оцінки основних характеристик тепловиділяючого елементу (каналу) може суттєво прискорити оптимізацію основних параметрів концепту.

В даному розділі розглянуто приклад оцінки основних параметрів номінального стану, а також притаманні йому нерівномірності. Запропонований підхід є досить доречним у випадку оцінки розвірки (нерівномірність потоку теплоносія в системі паралельних каналів) активної зони, яка реалізована у вигляді системи паралельних тепловиділяючих каналів, та не може бути вирішена прямим способом за допомогою існуючих системних кодів типу RELAP через проблеми з кореляціями, а також із-за великої розмірності задачі. У випадку оцінки розвірки масових витрат в активній зоні, застосування CFD є досить доречним у двох випадках:

- Оцінка особливостей інтерфейсного обміну тепловою енергією між теплоносієм і сповільнювачем при нетривіальній компоновці проточної частини, або ж деталізація нерівномірності масових витрат при застосуванні оптимізованого системного аналізу (відповідно до класичного інженерного підходу, це виділення «гарячого» та середньонавантаженого каналу»).

- Оцінка динамічних зусиль при початковій динаміці для обґрунтування надійності внутрішньокорпусних приладів реактору.

Використання CFD у випадку оцінки динамічних зусиль є необхідним, оскільки, згідно з досвідом виконання таких робіт для докритичних реакторів, дає значно вищі ударні амплітуди, ніж при аналогічних оцінках, які отримуються наприклад в RELAP5 [124]. У цьому випадку досить важливим є початковий стан, із якого відбувається деприсуризація.

Використання CFD для реактора в цілому є досить затратним, особливо при реалізації детальної моделі активної зони, і потребує суттєвих розрахункових

ресурсів, які здебільшого відповідають суперкомп'ютерам, що не завжди є доступним при інженерному аналізі. Запропоновані підходи пов'язані із СПФ дозволяють суттєво знизити дискретизацію розрахункової моделі, не втрачаючи при цьому прогностичні особливості теплообміну при надкритичних параметрах теплоносія. Застосування СПФ у випадку спряженого теплообміну через тверде тіло потребує попередньої оцінки функції $\frac{c_p(T)}{\text{av}[c_p(T)]} \rightarrow 1$, де знаменник в силу не локальності не може бути розрахований у CFD.

6.1 Оцінка енерговиділення реактора ECC-SMART

Загальний вигляд запропонованої конструкції реактора ECC-SMART наведено на рис.6.1. Згідно з проєктантом [107], установка має теплову потужність 290 МВт, масова втрата теплоносія 145 кг/с, температура на вході та виході із реактора 280/500 °С відповідно. Опорний тиск – 25 МПа. Запропонований концепт базується на проєкті HPLWR (High Performance Light Water Reactor) [142], для якого розглянуті основні аспекти теплогідравлічної надійності, аспекти організації паливного циклу, а також вплив матеріалів, з яких можуть бути виготовлені основні конструкційні елементи реактора. На відміну від HPLWR, ECC-SMART має 7 рівнів, між якими відбувається змішування теплоносія для подолання пікових значень температури із-за притаманної нерівномірності поля енерговиділення. Критична температура при 25 МПа для води дорівнює ~385°С, тобто в активній зоні теплоносієй переходить через точку псевдофазового переходу.

Реактор ECC-SMART має нетривіальну проточну частину, де активна зона виконана у вигляді системи паралельних тепловиділяючих каналів, які розташовані горизонтально. Активна зона складається з 20×20 ТВЗ, які згруповані по рівнях (див. рис. 6.1).

Теплова схема, запропонована проєктантом [107], зображена на рис. 6.2.

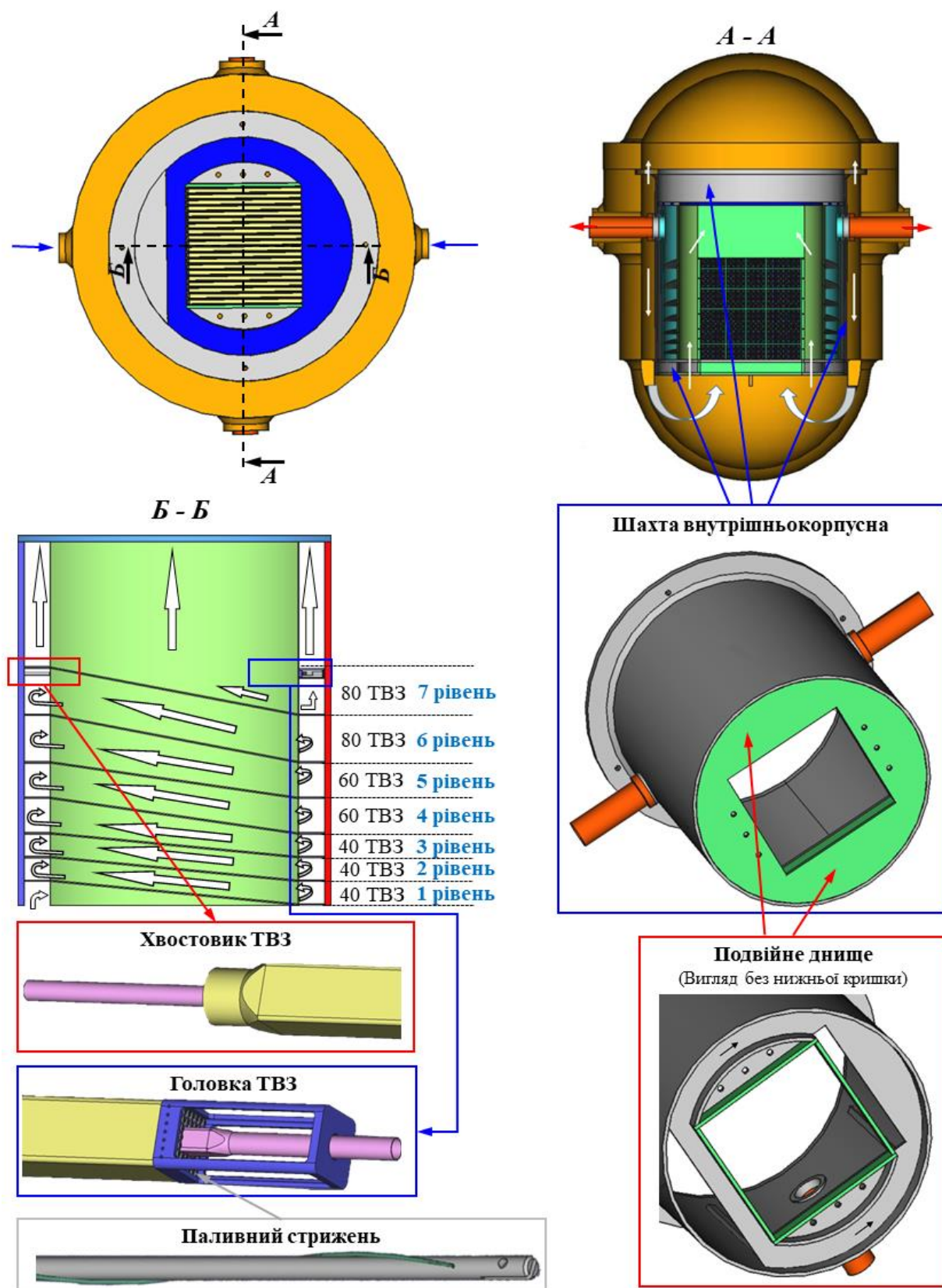


Рисунок 6.1 – Загальний вигляд конструкції концепту модульного реактору ECC-SMART

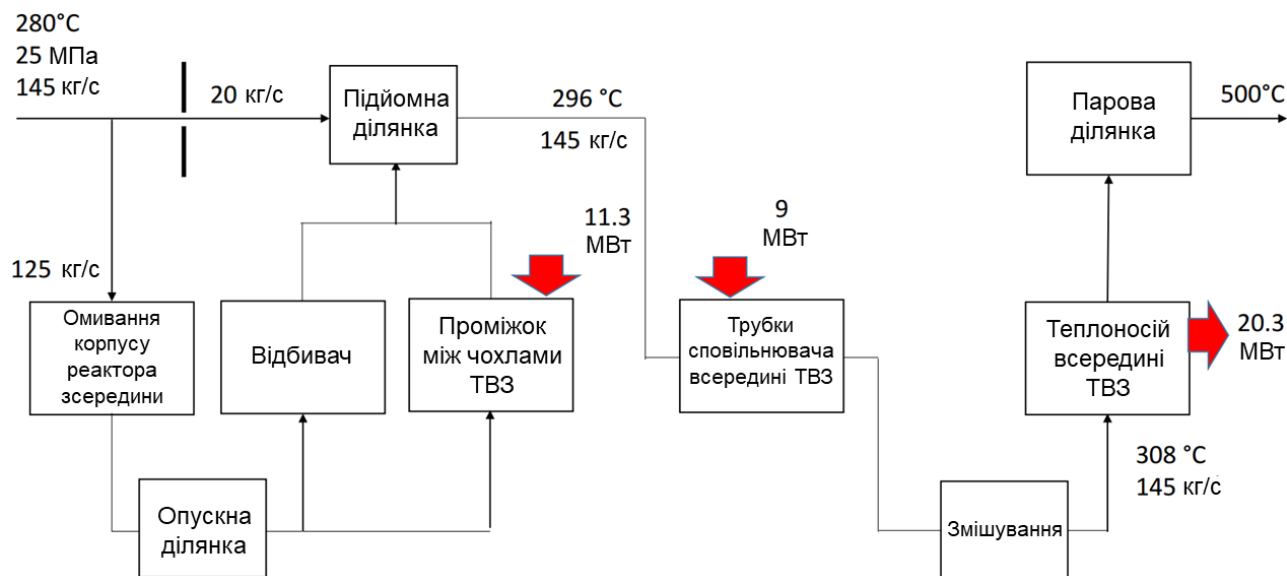


Рисунок 6.2 – Теплова схема реактора ECC-SMART згідно з проєктантом

Аналіз, який був виконаний в каналному наближенні [107], відповідає класичному косинусоїдальному профілю енерговиділення, а отже і оцінка пікових значень температури не зовсім відповідає дійсності. Як було зазначено у розд. 5, перехід через точку критичної температури призводить до того, що пік енерговиділення суттєво зміщується в сторону входу.

Для того, щоб оцінити номінальний стан реактора із застосуванням CFD, необхідно принаймні задатися реалістичним енерговиділенням. Із-за досить складної геометрії проточної частини, а також великої кількості тепловиділяючих елементів, врахування low-Re ефектів призведе до того, що порядок дискретизації сягатиме $\sim 10^9$ контрольних об'ємів. У цьому випадку доцільним буде використовувати концепцію СПФ (див. розд. 4). Форма СПФ (4.5) реалізована таким чином, щоб її можна було застосовувати при постобробці результатів, а в даному випадку її застосування необхідно адаптувати до інтерфейсного теплообміну між теплоносієм та твердим тілом. В рамках ANSYS CFX реалізувати терм, який би базувався на інтегральному співвідношенні за напрямком (функція $av[c_p(T)]$), досить складно і потребує модифікацій на рівні ядра солверу із застосуванням мови FORTRAN77. Причому для кожної геометрії така процедура буде індивідуальною.

Для оцінки розподілу енерговиділення в активній зоні необхідно знати масові витрати, а також температуру на вході в кожну ТВЗ. Для цього було розроблено спрощену теплогідравлічну схему проточної частини реактора (рис. 6.3) для ТММ (див. розд. 2) в якій відображені основні структурні елементи.

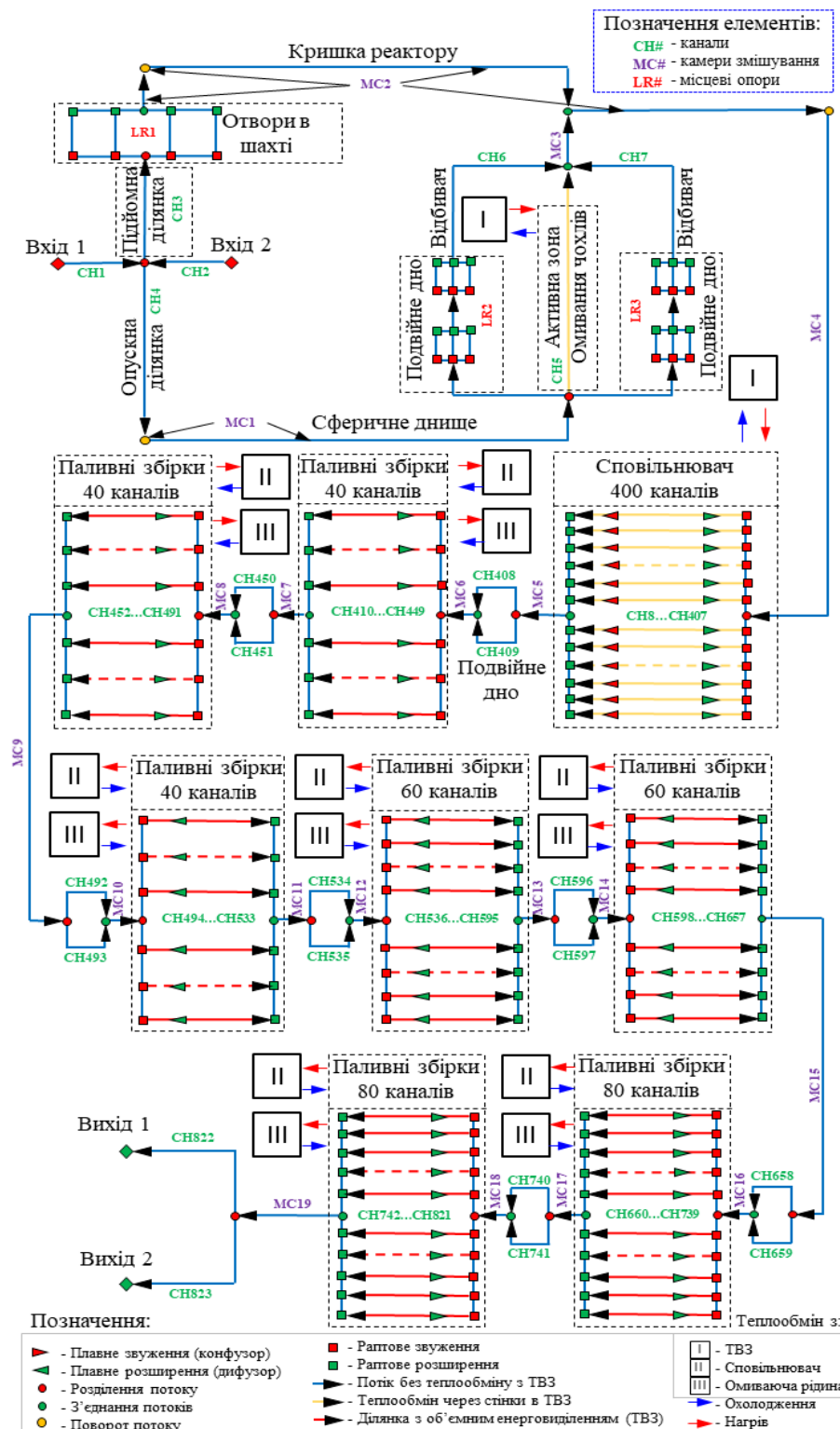


Рисунок 6.3 – Принципова теплогідравлічна схема реактора в рамках ТММ

Усі камери змішування, а також елементи (наприклад такі, як об'єм під кришкою реактора) розглядаються у балансовому наближенні. В рамках ТММ, кожна із ТВЗ була представлена у каналному наближенні. Для розрахунку поля енерговиділення в кожній ТВЗ необхідно визначити співвідношення кількості теплоносія та сповільнювача для того, щоб можна було застосовувати параметричні профілі (див. п.5.3). На рис. 6.4 наведена схематизація для визначення умовних границь для кожної ТВЗ. У даному випадку 66.5% маси в одиниці об'єму теплоносія відповідає сповільнювачу. В першому наближенні крайові ефекти, які притаманні периферійним ТВЗ, не враховані.

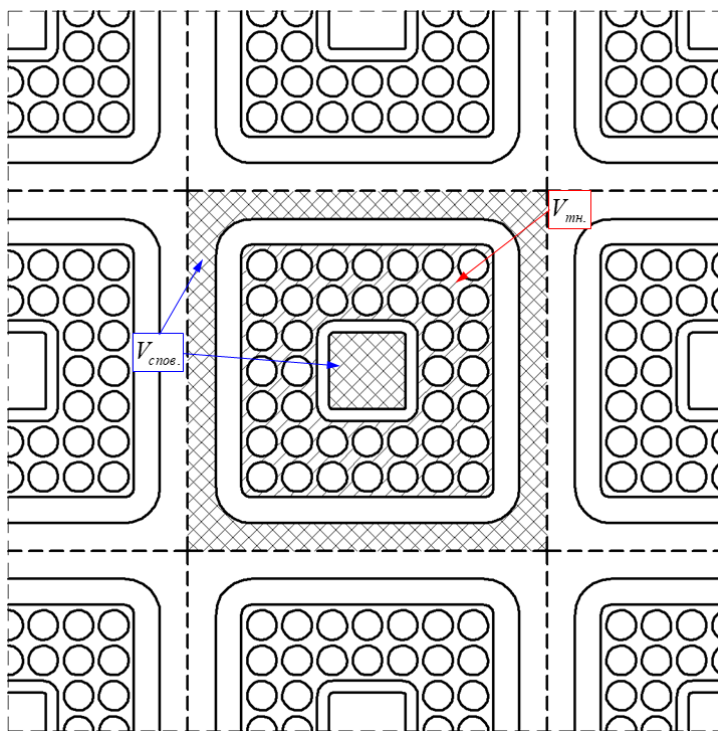


Рисунок 6.4 – До визначення об'ємної долі сповільнювача

Для спрощення попереднього аналізу теплогідравлічного стану ECC-SMART для кожного з рівнів був обраний представницький еквівалентний тепловиділяючий канал, для якого оцінювалися поля енерговиділення. В якості замикаючого співвідношення для визначення інтерфейсного обміну між теплоносієм та сповільнювачем/відбивачем використовувалася залежність Деєва [105], яка за результатами тестування виявилася однією з надійних (див. Додаток Б, Deev).

З урахуванням спрощень, а також способу реалізації системи в рамках ТММ (відносно руху теплоносія) еквівалентна теплогідравлічна схема, яка застосовувалася для аналізу, наведена на рис. 6.5. При розв'язанні з використанням запропоновано методу одновимірної теплогідравліки підвищеної надійності використовувалася концепція «швидкого» розв'язку, де спочатку розраховувалися ГУ для кожної елементарної ланки, а потім відновлювався розподіл відповідних величин шляхом матричної прогонки.

Згідно із запропонованим підходом, який описаний в розд. 5, для еквівалентного каналу, який відповідає ТВЗ, були визначенні коефіцієнти в параметричному профілі енерговиділення (5.4). Далі, прийнявши припущення про постійність енерговиділення за допомогою системного аналізу на базі ТММ, були оцінені референтні значення температури на вході, а також середньої масової витрати для кожного з рівнів: рівень №1 – 2.64 кг/с, 294 °C; рівень №2 – 2.75 кг/с, 330 °C; рівень №3 – 2.77 кг/с, 359 °C ; рівень №4 – 1.81 кг/с, 378 °C; рівень №5 – 1.83 кг/с, 385 °C; рівень №6 – 1.35 кг/с, 392 °C; рівень №7 – 1.37 кг/с, 392 °C.

Наступним кроком було використання спряженого коду, який описаний в розд. 5. В спряженій процедурі була активована опція розрахунку функцій інтенсивності теплообміну та дисипації енергії шляхом застосування диференційного наближення «вузького каналу». Для визначення профілю енерговиділення в абсолютних величинах було прийнято, що необхідний запас реактивності активної зони дорівнює 0.3.

Знаючи інтегральну теплову потужність, яка дорівнює 290 МВт, із застосуванням спряженого підходу для теплогенеруючого каналу було виконано серію параметричних розрахунків для різного значення збагачення по Урану-235 для кожного з рівнів. Аксіальний розподіл енерговиділення, а також значення середньої ентальпії вздовж характеристичної тепловиділяючої збірки наведені на рис. 6.6. Розподіл температури в зональній моделі твел наведений на рис.6.7.

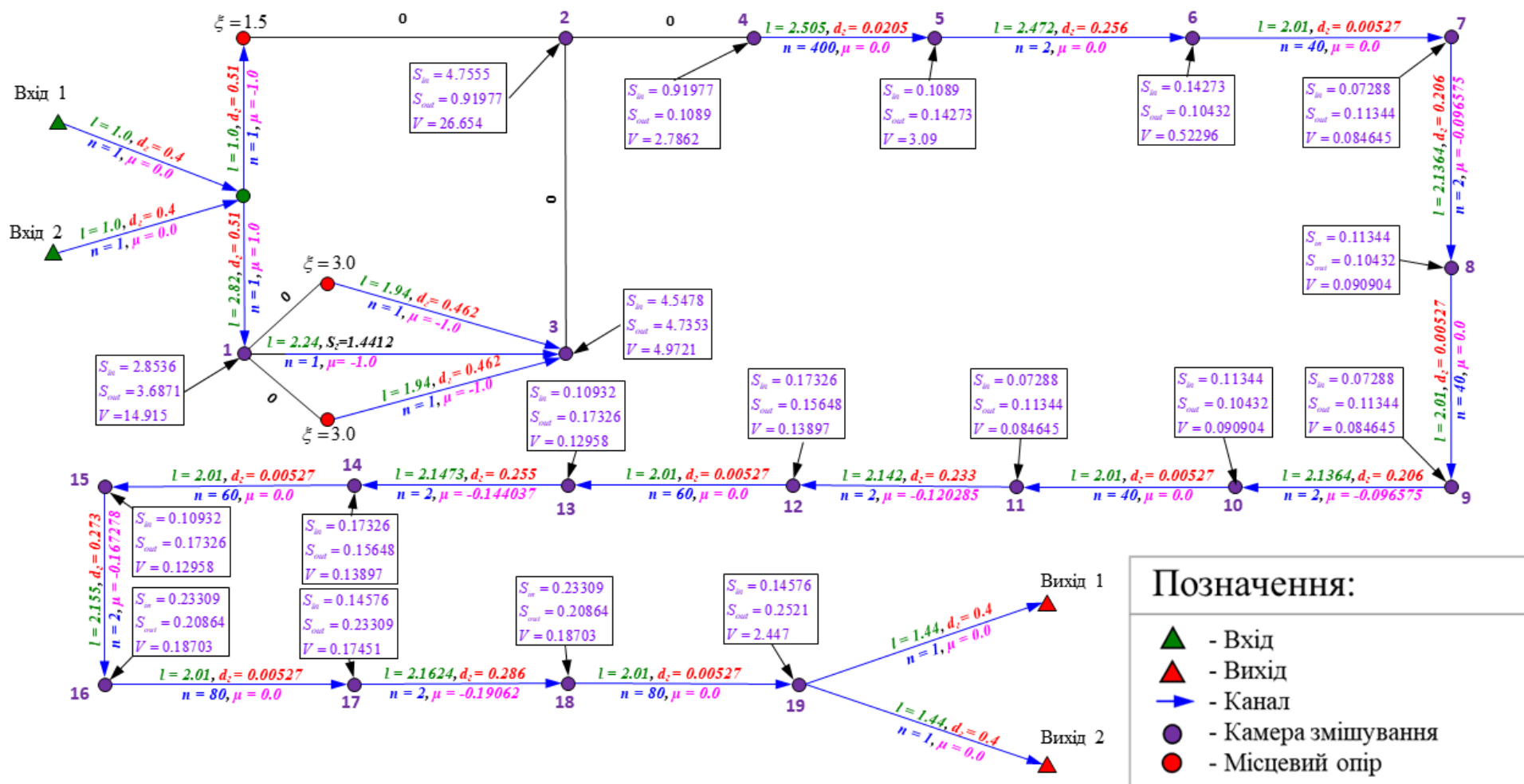


Рисунок 6.5– Основні характеристики кожної з ланок реактора ECC-SMART у відповідності з гідравлічною схемою

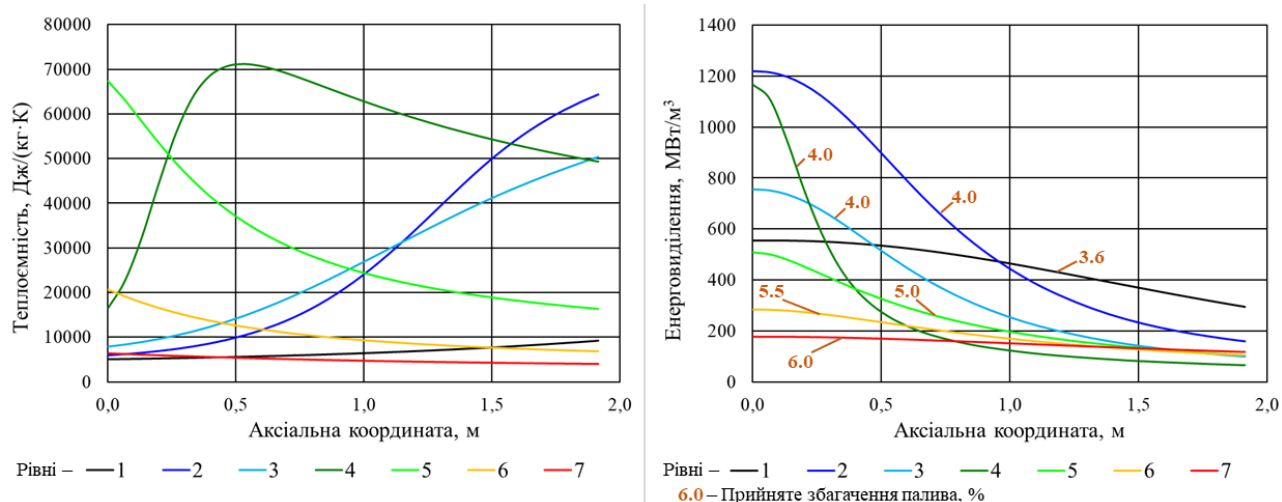


Рисунок 6.6 – Оцінені значення розподілу середньої теплоємності $av[c_p(T)]$, яка є складовою СПФ, а також значення енерговиділення для кожного з рівнів

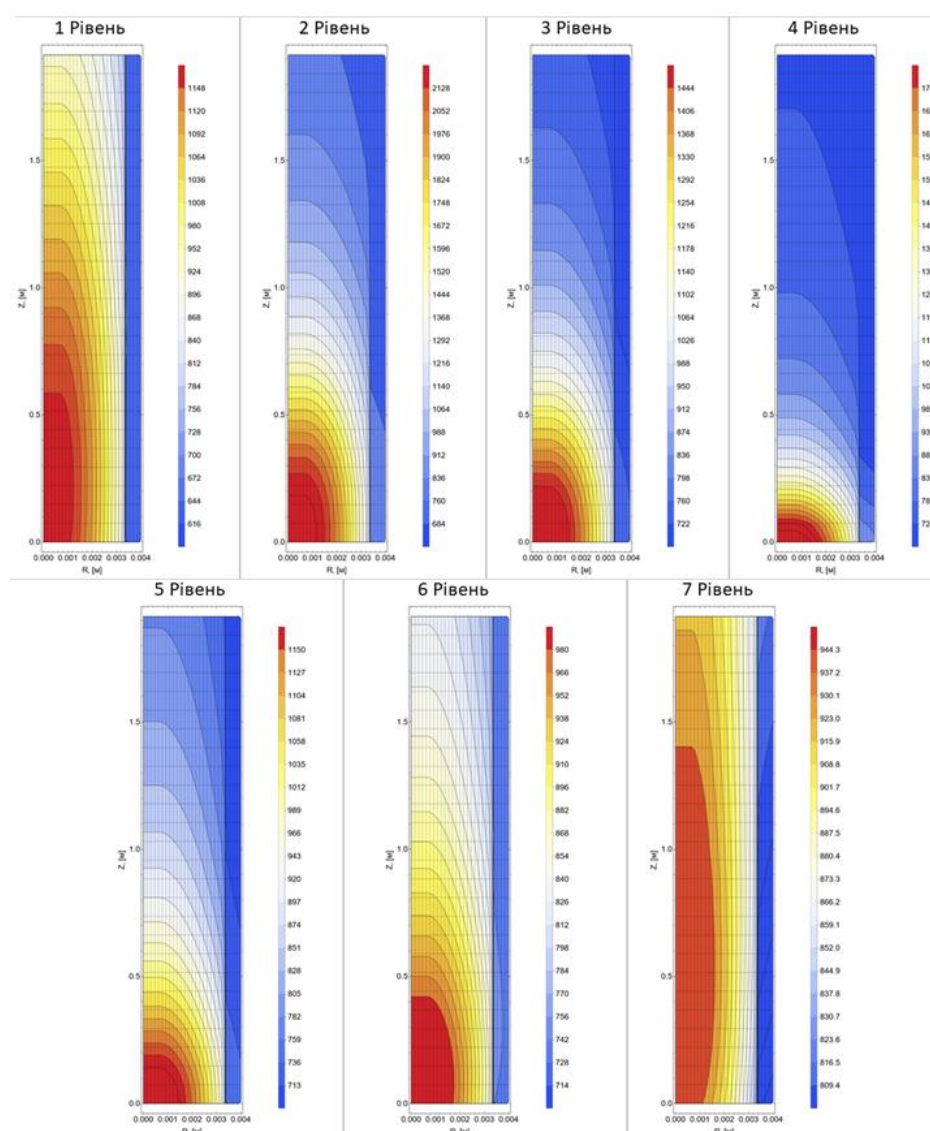


Рисунок 6.7 – Розподіл температури в тепловіділяючих елементах для кожного з рівнів

Максимальна температура палива, яка отримана при оцінці поля енерговиділення, дорівнює ~ 2200 К на другому рівні, в якому присутній псевдофазовий перехід, але на виході із ТВЗ, енерговиділення значно нижчі ніж на вході. Тобто висока температура не є результатом погіршення тепловіддачі, а визначається локальною потужністю енерговиділення із-за відповідного (прийнятого) збагачення палива і запасу реактивності. Псевдофазовий перехід спостерігається на 4-ому та 5-ому рівнях, проте значення температури палива не перевищують 1800 К, тобто тепловідвід в першому наближенні можна вважати надійним.

Отримані розподіли температурного поля в паливних осердях підтверджують попередні висновки відносно умов виникнення погіршеного теплообміну. Без застосування компенсуючих заходів внаслідок існуючого профілю енерговиділення, а також з урахуванням орієнтації збірок у просторі, зниження тепловіддачі може відбуватися лише за рахунок реконструкції вхідного профілю швидкості та температури (погіршення тепловіддачі II-III групи [140]), що може бути скомпенсовано шляхом вхідних турбулізаторів потоку, або часткової навивки на поверхні твел. В силу того, що масова витрата не суттєва, а також через той факт, що питома металомісткість одноконтурного надкритичного концепту завжди менша ніж докритичного, відтак і проблеми із підвищенням гідравлічного опору бути не повинно.

6.2 Оцінка параметрів номінального стану ECC-SMART

Завдяки застосуванню СПФ, дискретизацію розрахункової моделі вдалося суттєво оптимізувати без тотального геометричного спрощення. На відміну від оригінальної постановки [107], в розрахунковій моделі ТВЗ не враховуються можливі гвинтоподібні навивки на тепловиділяючих елементах. Це також є спрощуючим фактором, який може бути скомпенсований за рахунок додаткового повздовжнього моменту дисипації у відповідному рівнянні руху. Побудована розрахункова модель включає в собі домен теплоносію, а також твердотільні

елементи, через які відбувається обмін тепловою енергією між розділеними потоками. Загальний вигляд розрахункової моделі, а також прийняті ГУ показані на рис. 6.8.

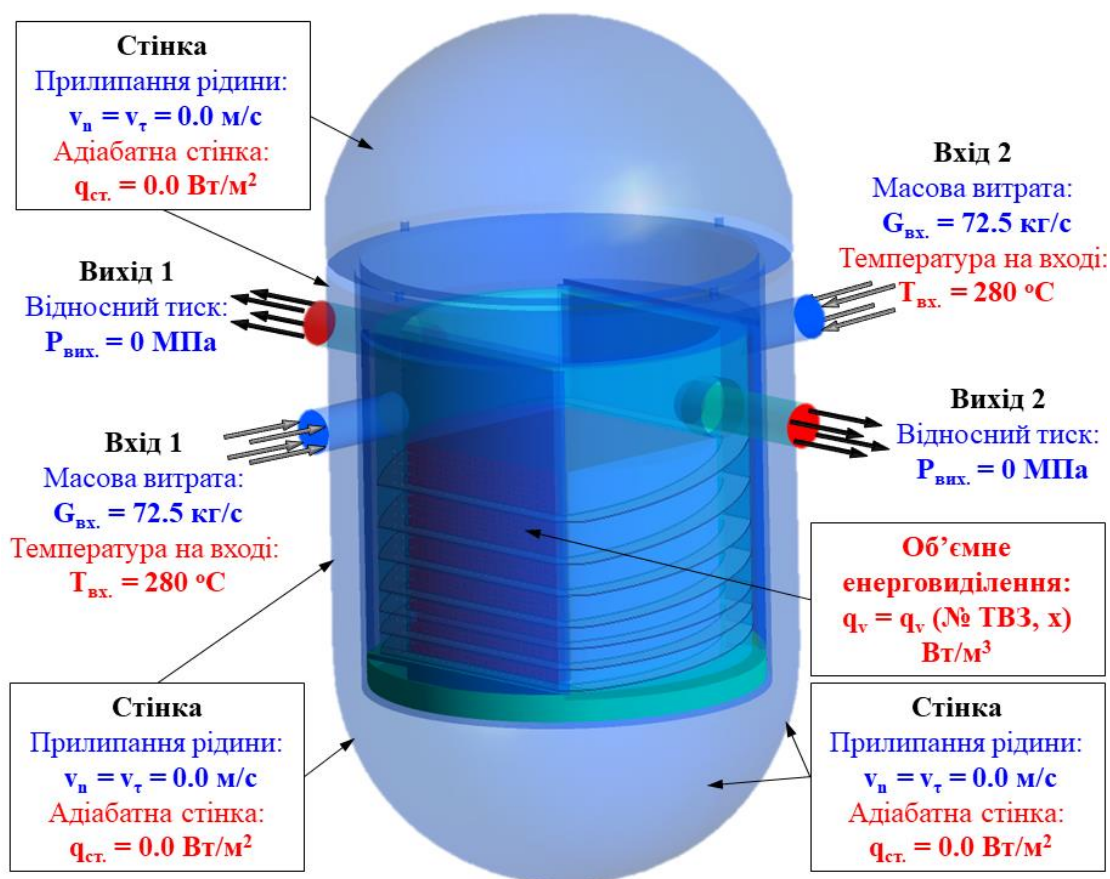


Рисунок 6.8 – Граничні умови CFD моделі реактора

Застосування СПФ суттєво зменшило вимоги до розрахункової сітки і дозволило побудувати CFD модель, яка придатна для інженерного аналізу. Загальна дискретизація CFD моделі ECC-SMART $\sim 20 \cdot 10^6$ контрольних об'ємів, що в десятки разів нижче, ніж найбільш оптимістичної оцінки, яка враховувала б low-Re ефекти. Загальний об'єм оперативної пам'яті, який необхідний для стаціонарних розрахунків складає $\sim 120 \text{ Гб}$, що не потребує застосування суперкомп'ютерів.

В якості замикаючої моделі турбулентності використовується однопараметрична модель переносу вихрової в'язкості RNG, оскільки вона здатна «реагувати» на плавучість у high-Re наближенні.

Для імплементації функції енерговиділення та $av[c_p(T)]$ була створена спеціальна процедура, в якій характерні вузли в поперечному перерізі відповідають контурам кожної ТВЗ (рис. 6.9), що описується 24-а характеристичними точками (зовнішній контур – труба ТВЗ, внутрішній контур – труба сповільнювача, та середня лінія).

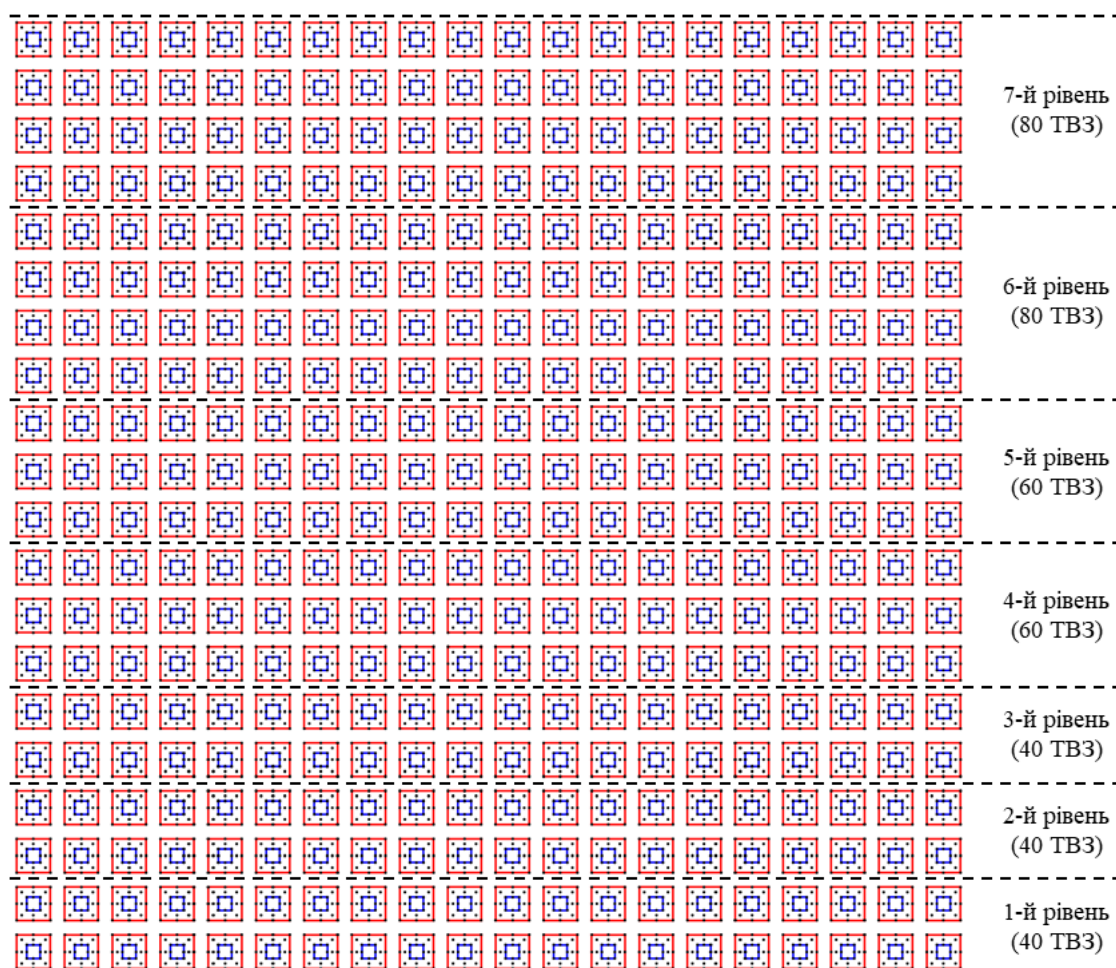


Рисунок 6.9 - Загальний вигляд вузлів інтерполяції для теплоносія в активній зоні

На рис. 6.10 наведені результати розрахунку поля тиску по тракту теплоносія, на рис. 6.11 – поля температури, на рис. 6.12 - поля швидкості.

Розподіл масової витрати, підігріву та максимальної температури стінки для кожної ТВЗ, які оцінені за допомогою УПФ при рівномірному енерговиділенні та СПФ із запропонованою методикою попередньої оцінки представлено на рис. 6.13.

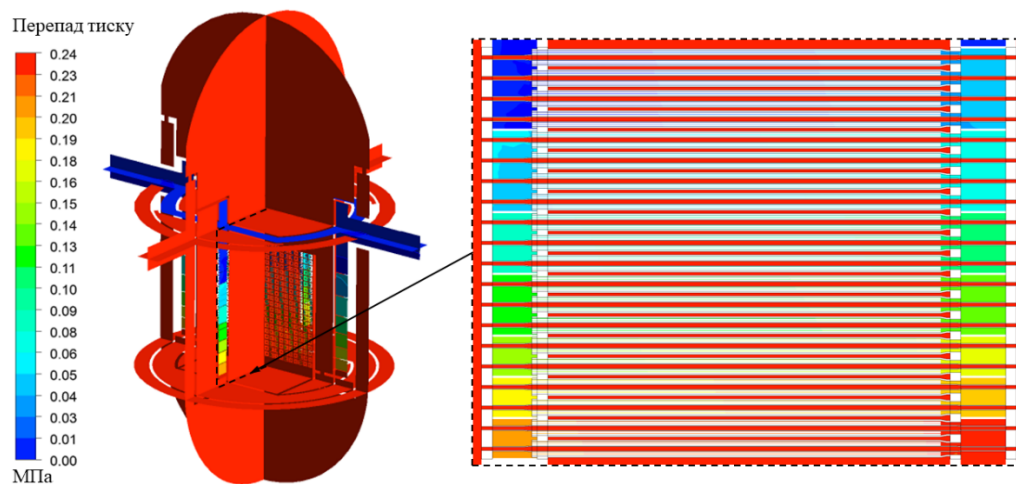


Рисунок 6.10 – Розрахунковий перепад тиску по тракту руху теплоносія в реакторі ECC-SMART

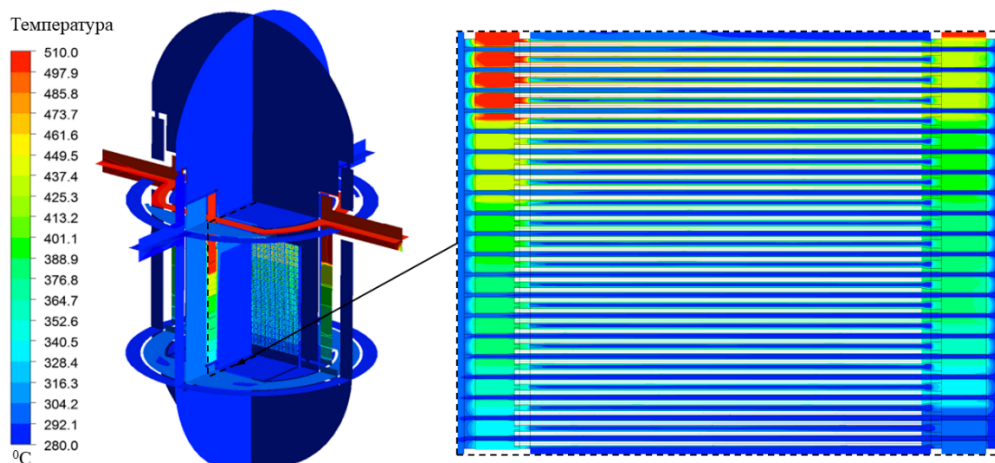


Рисунок 6.11 – Розрахункове температурне поле реактора ECC-SMART

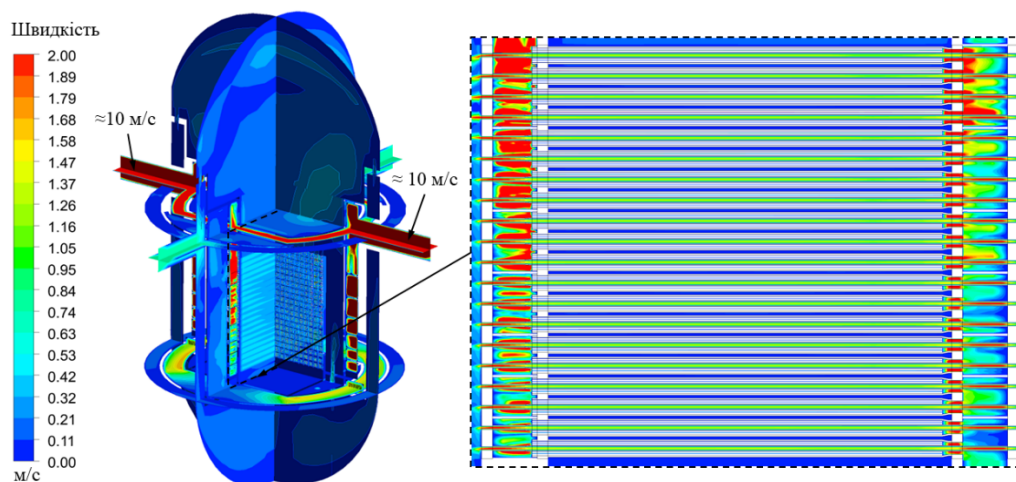


Рисунок 6.12 – Розрахункове поле швидкостей по тракту теплоносія в реакторі ECC-SMART

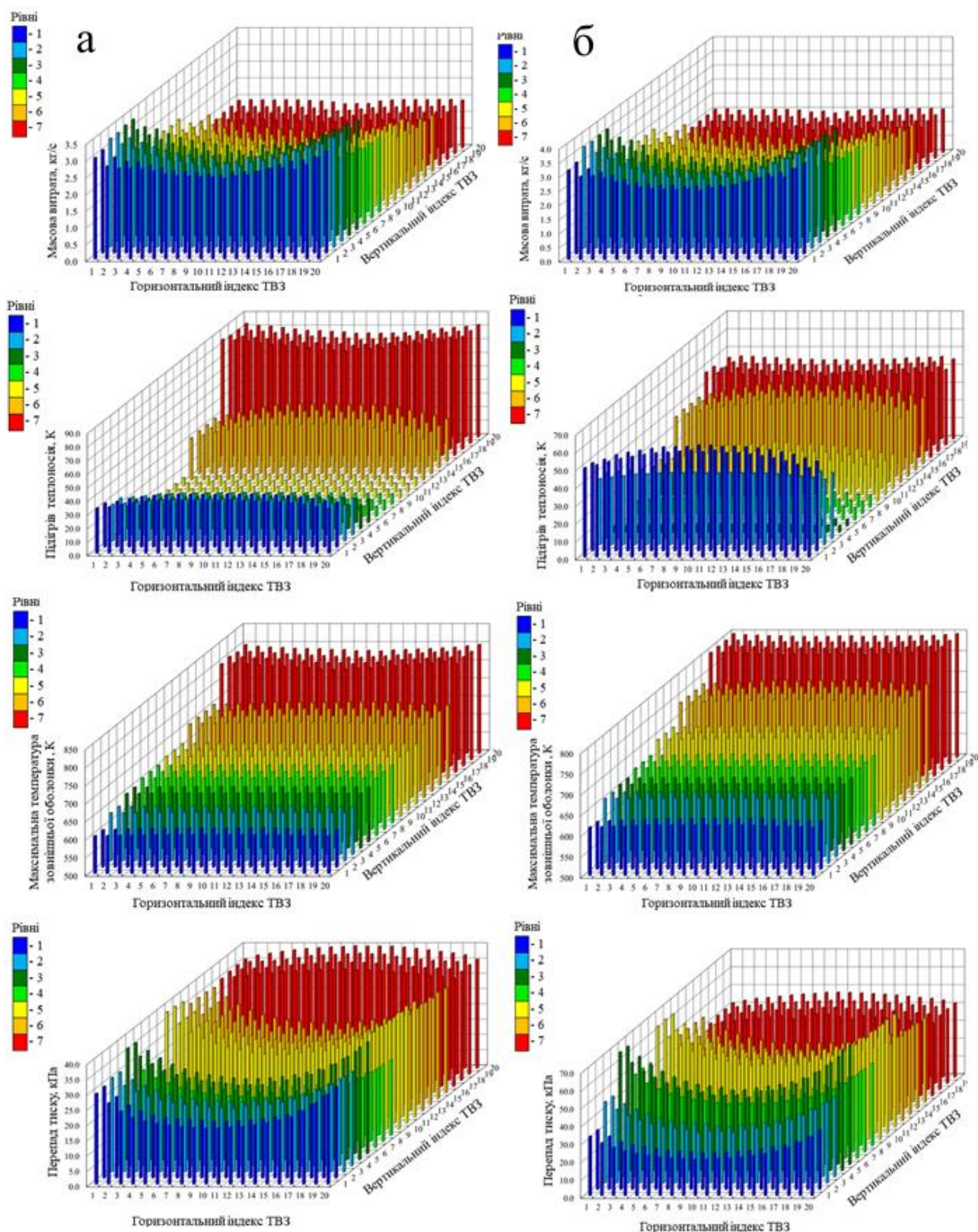


Рисунок 6.13 – Порівняльний аналіз характеристики початкового стану ЕСС-SMART, оціненої за рівномірним профілем енерговиділення з використанням УПФ (а) та запропонованим підходом із використанням СПФ (б)

6.3 Висновки до розділу

На основі концепту малого модульного реактора з надкритичними параметрами теплоносія показано застосовність розроблених підходів для оцінки нерівномірності параметрів номінального стану. Продемонстрований спосіб побудови поля енерговиділення, застосовуючи спряжені підходи. Отримані температурні розподіли паливного осердя свідчать про відсутність режимів погіршеного теплообміну на номінальних параметрах стану. Важлива особливість, яка була підтверджена відповідними розрахунками, полягає у тому, що із-за форми енерговиділення в активній зоні відсутні умови для розвитку режимів погіршеного теплообміну V-VI групи [140], які характеризуються «широкою» зоною високих температур. Натомість можуть виникати режими погіршеного теплообміну I-III групи [140], які пов'язані із перебудовою вхідних профілів швидкості. Такий стан може бути недопущений шляхом введення турбулізаторів потоку на вході в ТВЗ, що хоча і призведе до підвищення гідравлічного опору реактора, але одночасно суттєво поліпшить умови тепловідводу на вхідній ділянці ТВЗ, в особливості на рівнях, на яких відбувається псевдофазовий перехід.

При врахуванні нерівномірності енерговиділення вирівнюється температурне поле, а також локалізуються зони псевдофазового переходу. При цьому нерівномірність масових витрат зростає в «холодній» частині активної зони.

Запропоновані підходи можуть застосовуватися для параметричного аналізу з метою оптимізації конструкційних рішень.

ЗАГАЛЬНІ ВИСНОВКИ

Концепції реакторів з надкритичними параметрами теплоносія притаманна теплофізична проблема, яка стосується прогнозування погіршеного теплообміну, а також впливу цього феномену на основні характеристики перспективної активної зони. На основі сучасного досвіду пошуку оптимальних підходів для оцінки параметрів погіршеного теплообміну основну увагу було акцентовано на створенні нових та адаптації існуючих, в першу чергу інженерних підходів.

До найбільш важливих результатів, які отримано в дисертаційній роботі, відносяться наступні:

1) Розроблений метод підвищеної стабільності розрахунку параметрів надкритичного потоку в одновимірному наближенні, який базується на оригінальному способі лінеаризації і дозволяє отримати точний розв'язок для абстрактних змінних, що є складовими ряду, та описує загальний розподіл основних полів потоку. Запропоновано формалізацію побудови розв'язку, яка дає можливість узагальнити його на типові теплогідравлічні задачі більшої розмірності. Запропонований підхід дозволив працювати з неявними кореляціями для локальних значень чисел Нуссельта, які мають погану збіжність при застосуванні традиційних підходів.

2) Побудований метод оцінки теплогідравлічних характеристик у наближенні «вузького» каналу, який враховує фізичні особливості процесів нелінійного теплообміну в умовах конкуренції підйомної сили та термічного прискорення. Завдяки прийнятим основним змінним (масова швидкість та ентальпія), а також застосуванню концепції лінеаризації у вигляді «базових» та «коригуючих» величин побудовано ефективну чисельну процедуру, яка дозволяє отримати розв'язок у вигляді збіжного ряду. Запропонований метод є альтернативою емпіричним кореляціям, та дозволяє прогнозувати режими погіршеного теплообміну як при підйомному, так і при опускному русі надкритичного середовища.

3) Спираючись на результати аналізу опублікованих зондових досліджень запропонована проста адаптація універсальної пристінкової температурної функції Кадера. У випадку граничних умов другого роду вдається уникнути проблеми «нелокальних» формулювань, та виконувати оцінку температури стінки послідовним чином. Запропонований підхід суттєво поліпшив прогностні можливості пристінкової функції, що дозволяє оптимізувати дискретизацію розрахункової області \sim в 10 разів, що є суттєвим результатом для інженерної практики.

4) Створено підхід теплогідравлічного та нейтронофізичного розрахунку елементарного тепловиділяючого каналу з теплоносієм надкритичного тиску, який дозволяє оцінювати узгоджені температурні поля та енерговиділення. Даний спосіб дозволяє для обраних режимних параметрів (температура на вході, опорний тиск та масова швидкість) при заданих параметрах запасу реактивності та збагачення оцінювати поле енерговиділення в ядерному паливі в абсолютних величинах.

5) Проаналізований вплив аксіального профілю температури на розмножуючі властивості тепловиділяючого каналу. Встановлено, що при однаковій середній температурі стінки, форма профілю температури практично не впливає на енерговиділення, що свідчить про те, що прогноз профілю погіршеного теплообміну не є суттєвим, а визначальним є надійна оцінка пікових значень температури.

6) Показано, що профіль енерговиділення при переході через критичну температуру зміщується в сторону входу теплоносія в ТВЗ, тобто якщо і можуть виникати умови погіршеного теплообміну, то вони локалізуються на початковій ділянці стабілізації. У цьому випадку доречним є використання вхідних турбулізаторів замість шнеків на всю довжину твел, що часто розглядається як базова геометрія перспективних твел.

7) Виконана оцінка параметрів номінального стану перспективного модульного реактора четвертого покоління з надкритичними параметрами теплоносія ECC-SMART на основі запропонованих підходів спряженого аналізу.

8) Побудовані карти робастності емпіричних кореляцій, які можуть бути корисні при адаптації існуючих теплогідравлічних кодів для обґрунтування безпеки перспективних установок.

9) Встановлено вплив форми погіршеного теплообміну, а також типових прогнозних профілів температури з використанням low-Re та high-Re моделей турбулентності вихрової в'язкості на напружений стан імітаторів твел. Визначено, що градієнт температури по товщині оболонки твел є значно впливовішим фактором, у порівнянні з аксіальним розподілом температури.

В цілому, запропоновані підходи значно поліпшують параметричний аналіз стану перспективних активних зон з надкритичними параметрами теплоносія шляхом застосування комбінованих підходів і які мають стати підґрунтям для інженерної практики.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Abram T. Generation-IV nuclear power: A review of the state of the science / T. Abram, S. Ion. // *Energy Policy*, 2008. №12. P. 4323–4330.
2. Kelly J. Generation IV International Forum: A decade of progress through international cooperation / John E. Kelly // *Progress in Nuclear Energy*, 2014. №77. P. 240–246.
3. Jinguang Z. The Research and Development Progress of SCWR / Z. Jinguang, H. Yanping // *Nuclear Power Engineering*, 2021. №42. P. 1–4.
4. Rieth M. Impact of materials technology on the breeding blanket design – Recent progress and case studies in materials technology / M. Rieth, M. Dürrschnabe, S. Bonk et al. // *Fusion Engineering and Design*. 2021. №166. P. 1–14.
5. Xiao L. Microstructural characterization and tensile properties assessment of gtaw welded incoloy 800h alloys fuel cladding for SCWR / L. Xiao, G. Cota-Sanchez // *CNL Nuclear Review*. 2021. №10. P. 38–41.
6. Corrosion behavior of 316 stainless steel for advanced high-temperature water-cooled nuclear plant / Guo-Ming Yi, Yan-Hai Cheng, Lu Ren et al. // *Surface and Interface Analysis*. 2022. №54. P. 767–774.
7. Visualization Experiments and Piston Effect of Heat Transfer on Supercritical Carbon Dioxide in a Mini Vertical Upward Flow / H.Jundi, W. Han, B. Qincheng, N. Fenglei // *SSRN eLibrary*. 2022. –URL: https://papers.ssrn.com/sol3/papers.cfm?abstract_id=4166671.
8. Jundi H. A study of turbulence and heat transfer in upward pipe flows of supercritical fluids: diss. PhD / Jundi H. 2021. 233 p.
9. Nguyen T. Direct Numerical Simulation of high Prandtl number fluids and supercritical carbon dioxide canonical flows using the spectral element method [Електронний ресурс] / T. Nguyen, E. Merzari, H. Yuan. 2022. URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.06670>.
10. 3D PipeMaster. 2021. URL: <https://www.ipp-centre.com.ua/3dpipemaster>.

11. Heat Transfer Behaviour and Thermohydraulics Code Testing for Supercritical Water Cooled Reactors (SCWRs)– Viena: IAEA, 2014. 508 p. – (IAEA-TECDOC-1746). – (978-92-0-107614-4).
12. Understanding and Prediction of Thermohydraulic Phenomena Relevant to Supercritical Water Cooled Reactors (SCWRs) – Viena: IAEA, 2020. – 544 p. – (IAEA-TECDOC-1900). – (978-92-0-102320-9).
13. Advances in small modular reactor technology developments, IAEA, Viena: IAEA, 2020. 339 p. - 20-02510E.
14. Samoilov O.B. Experimental Investigation of the Heat-Engineering Characteristics of TVSA Fuel Assemblies With Mixing Lattices. / Samoilov, O.B., Kupriyanov, A.V., Fal'kov, A.A. et al. // At Energy. 2014. №116. P.14–19.
15. Majed, Mahdi, Andersson, Stig, and Waldemarsson, Fredrik. Westinghouse critical heat flux test facility. ODEN. Germany: N. p., 2012. Web.
16. Теплофизика надежности активных зон / [А. А. Ключников, И. Г. Шараевский, Н. М. Фиалко та ін.]. – Чернобыль: НАН України, 2015. 772 с. (ISBN 978-966-02-5763-4)
17. Теплообмен и сопротивление в трубах при сверхкритических давлениях теплоносителя: итоги научных исследований и практические рекомендации / В. А.Курганов, Ю. А. Зейгарник, Г. Г. Яньков, И. В. Маслакова. – Москва: ООО "Печатный салон шанс", 2018. 304 с. (ISBN 978-5-9500112-7-6).
18. М.А. Стрыкович. Некоторые данные по температурному режиму вертикальной кипятильной трубы при околоскритических давлениях / М.А. Стрыкович, М.Е. Шицман, З.Л. Миропольский. // Теплоэнергетика. 1955. №12. С. 32-36.
19. Kurganov V.A. Flow structure and turbulent transport of a supercritical pressure fluid in a vertical tube under the conditions of mixed convection. Experimental data / V.A. Kurganov, A.G. Kaptil'nyi // Int. J. Heat Mass Transfer. Vol 36. 1993. P. 3383-3392.

20. Wood R. D. Heat transfer in the critical region-temperature and velocity profiles in turbulent flow / R. D. Wood, J. M. Smith. // *AIChE Journal*. 1964. №10. №2 – P. 180–186.
21. Bourke P. J. Experimental explanation of deterioration in heat transfer to supercritical carbon dioxide / P. J. Bourke, D. J. Puiling. // *ASME*. 1971. №71. P. 1- 7.
22. Bourke P. J. Measurement of turbulent velocity and temperature fluctuation in the supercritical region / P. J. Bourke, D. J. Puiling, L. E. Gill, W. H. Denton. // *Symposium on heat transfer and fluid dynamics of near critical fluids*. 1968. №182. P. 58–67.
23. Kurganov V. A. Velocity and enthalpy Fields and eddy diffusivities in a heated supercritical fluid flow / V. A. Kurganov, A. G. Kaptil'nyi. // *Experimental Thermal and Fluid Science*. 1992. №5. P. 465–478.
24. Wang H. Heat Transfer from a 2×2 Wire wrapped Rod Bundle to Supercritical Pressure Water / Wang H., Bi Q., Leung L.K. // *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 2016. №97. P. 486–501.
25. Razumovskiy V. G. Experimental heat transfer in an annular channel and 3-rod bundle Cooled with upward flow of supercritical water / V. G. Razumovskiy, E. N. Pis'mennyi, K. Sidawi et al. // *JNERS*. 2016. №2. P. 1–8.
26. Eter A. An Experimental Investigation of Supercritical Heat Transfer in A Three-Rod Bundle Equipped with Wire wrap and Grid Spacers and Cooled by Carbon Dioxide / Eter A., Groeneveld D., Tavoularis S. // *J. Nuclear Engineering and Design*. 2016. №303. P. 173-191.
27. Publication of the University of Wisconsin Supercritical Fluid Experiments // Experimental facility overview: PPT Presentation, 27 June 2017. [S. l.].
28. Yaras M.I. Steady and Unsteady Forced-Convection Heat Transfer Measurements in Upward Flow of R134a at Supercritical Thermodynamic States in a Heated Bundle Test Section with a Wire wrap Spacer / Carleton University Report submitted to Canadian Nuclear Laboratories // Report CU-M&A-2014-03. 2015.

29. Разумовский В. Г. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление гладких каналов при турбулентном течении воды сверхкритического давления : дис. канд. техн. наук : 01.04.14 «Теплофизика» / Разумовский В. Г. Киев. 1984. 220 с.
30. Pucciarelli A. Overview of a Theory for Planning Similar Experiments with Different Fluids at Supercritical Pressure / A. Pucciarelli, S. Kassem, W. Ambrosini. // *Energies*. 2021. №14. P. 1–22.
31. Петухов Б. Экспериментальное исследование сопротивления и теплоотдачи при турбулентном течении жидкости сверхкритического давления / Б. Петухов, В. Курганов, В. Анкудинов, В. Григорьев. // *ТВТ*. 1980. №1. С. 100–111.
32. Razumovskiy V. G. Heat transfer to supercritical water in vertical 7-rod bundle / V. G. Razumovskiy, E. N. Pis'mennyi, A. E. Koloskov, I. L. Pioro. // *Proceedings of the ICONE-16*. 2009. P. 963–969.
33. Mokry S. Supercritical-water heat transfer in vertical bare tube / S. Mokry, I. Pioro, P. Kirillov, Y. Gospodinov. // *Nuclear Engineering and Design*. 2010. №240. P. 568–576.
34. Mokry S. Supercritical Water Heat Transfer in a Vertical Bare Tube: Normal, Improved and Deteriorated Regimes / S. Mokry, P. Kirillov, I. Pioro, Y. Gospodinov. // *Nuclear Technology*. 2017. №172. P. 60–70.
35. Кириллов П.Л. Тепломассообмен в ядерных энергетических установках / П.Л. Кириллов, Г.П. Богословская. – М.: Энергоатомиздат. 2000. 456 с.
36. Brogna C. Capabilities of high y^+ wall approaches in predicting heat transfer to supercritical fluids in rod bundle geometries / C. Brogna, A. Pucciarelli, W. Ambrosini. // *Annals of Nuclear energy*. 2018. №120. P. 272–278.
37. Петухов Б.С. Турбулентное течение и теплообмен в вертикальных трубах при сильном влиянии подъемных сил. / Петухов Б.С., Медвецкая Н.В. // *Теплофизика высоких температур*. 1978. т.16. №.4. С. 778-786.
38. Сорокин А. П. Исследования теплообмена в пучках твэлов при сверхкритическом давлении воды / А. П. Сорокин, П. Л. Кириллов, Ю. А. Кузина и др. // *Вопросы Атомной Науки и Техники*. 2019. №3. С. 189–209.

39. Yamagata K. Forced convective heat transfer to supercritical water flowing in tubes / K. Yamagata, K. Nishimura, S. Hasegawa et al. // *Int. J. Heat Mass Transfer*. Pergamon Press. 1972. №15. P. 2575–2593.
40. Adebisi G. A. Experimental investigation of heat transfer to supercritical pressure carbon dioxide in a horizontal pipe / G. A. Adebisi, W. B. Hall. // *Int. J. Heat Mass Transfer*. Pergamon Press. 1976. №19. P. 715–720.
41. Tanimizu K. Experimental investigation of buoyancy effects on convection heat transfer of supercritical CO₂ flow in a horizontal tube / K. Tanimizu, R. Sadr. // *Heat Mass Transfer (Springer)*. 2015. P. 1–14.
42. Bazargan M. Effect of Buoyancy on Heat Transfer in Supercritical Water Flow in a Horizontal Round Tube / M. Bazargan, D. Fraser, V. Chatoorgan. // *Journal of Heat Transfer*. 2005. №127. P. 897–903.
43. Chen S. Experimental investigation on heat transfer to supercritical water in a three-rod bundle with spacer grids / S. Chen, H. Gu, M. Liu et al. // *Applied Thermal Engineering* 164. 2019. №164. P. 1–14.
44. Chen J. Experimental investigation on heat transfer behavior in a tight 19 rod bundle cooled with supercritical R134a / J. Chen, H. Gu, Z. Xiong, D. Liu. // *Annals of Nuclear Energy*. 2018. №115. P. 393–402.
45. ECC-SMART Project // Euratom Research. 2020. URL: <https://ecc-smart.eu/team/>.
46. Bae J. Direct numerical simulation of turbulent supercritical flows with heat transfer / J. Bae, J. Yoo, H. Choi. // *Physics of Fluids*. 2005. №17. P. 1–25.
47. Bae J. Direct numerical simulation of heated CO₂ flows at supercritical pressure in a vertical annulus at Re=8900 / J. Bae, J. Yoo, D. McEligo. // *Physics of Fluids* 2008. №20. P. 20–41.
48. He S. Laminarisation of flow at low Reynolds number due to stream wise body force / S. He, K. He, M. Seddighi. // *J. Fluid Mech*. 2016. №809. P. 31–71.
49. Wan T. Mean velocity and temperature scaling for near-wall turbulence with heat transfer at supercritical pressure / T. Wan, P. Zhao, J. Liu et al. // *Phys. Fluids*. 2020. №32. P. 1–19.

50. Kawai S. Direct numerical simulation of trans-critical turbulent boundary layers at supercritical pressures with strong real fluid effects / S. Kawai. // American Institute of Aeronautics and Astronautics. 2016. P. 1–21. URL: <https://doi.org/10.2514/6.2016-1934>

51. Игнатьев А. А. Прямое численное моделирование турбулентных течений с помощью CFD-пакета STAR-CCM+ / А. А. Игнатьев, О. И. Симакова, Р. А. Шарапов. // CAD/CAM/CAE Observer. 2014. №6. С. 75–83.

52. Баскова О. О. Управління вихровим тепломасообміном в елементах енергетичного обладнання : дис. канд. техн. наук : 05.14.06 / Баскова О. О. Київ, 2019. 143 с.

53. Van Haren S. W. Testing DNS capability of OpenFOAM and STAR-CCM+ / S. W. Van Haren // In support of thermal fatigue assessment for complex geometrie / S. W. VAN HAREN. 2011. P. 1–87.

54. CHAPSim // Collaborative Computational Project in Nuclear Thermal Hydraulics CCP-NTH. URL: https://ccpnth.ac.uk/?page_id=25999.

55. Hussam A. M. Assessment of Convective Heat Transfer Correlations Against an Expanded Database for Different Fluids at Supercritical Pressures / Hussam A. M. Zahlan, Laurence K. H. Leung, Yan-Ping Huang, Guang-Xu Liu. // Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science. 2018. №4. P. 1–14.

56. Wang H. Nonuniform heat transfer of supercritical water in a tight rod bundle – Assessment of correlations / Han Wang, Qincheng Bi, Linchuan Wang, Laurence K. H. Leung. // Annals of Nuclear Energy. 2017. №110. P. 570–583.

57. Краснощеков Е. А. Экспериментальное исследование теплообмена двуокси углерода в сверхкритической области при больших температурных напорах / Е. А. Краснощеков, В. С. Протопопов. // ТБТ. 1966. №3. С. 389–398.

58. Kassem S. Pucciarelli A. Ambrosini W. Outcomes of a Successful Fluid-To-Fluid Similarity Theory for Heat Transfer at Supercritical Pressures. In Proceedings of the 10th International Symposium on Supercritical Water-Cooled Reactors, ISSCWR-10, Prague, Czech Republic. 15–19 March 2021. ISSCWR-10-014.

59. Kassem S. Analysis of existing correlations for heat transfer to supercritical pressure fluids in support to the ECC-SMART Project / S. Kassem, A. Pucciarelli, W. Ambrosini – Pisa: Dipartimento di Ingegneria Civile e Industriale. 2021. №282. P. 1–123.
60. He J. Study of fluid-to-fluid scaling for upward pipe flows of supercritical fluids using direct numerical simulation / J. He, W. Wang, A. Pucciarelli, P. Jiang. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2022. №189. P. 1–18.
61. Eter A. Flow obstruction effects on heat transfer in channels at supercritical and high subcritical pressures: дис. канд. техн. наук: Mechanical Eng. / Eter Ahmad – Ottawa. 2016. 289 p.
62. Валуева Е. П. Численное моделирование процессов теплообмена и турбулентного течения жидкости в турбах при сверхкритическом давлении / Е. П. Валуева. // ТВТ. 2012. №2. С. 298–306.
63. Валуева Е. П. Влияние пульсаций плотности в поле силы плавучести на теплообмен и турбулентное течение жидкости в вертикальной трубе при сверхкритических давлениях / Е. П. Валуева. // ТВТ. 2015. №3. С. 403–411.
64. Валуева Е. П. Численное моделирование теплообмена и турбулентного течения в трубе жидкости при сверхкритическом давлении с учетом совместного влияния ну турбулентный перенос пульсаций плотности и термического ускорения / Е. П. Валуева. // ТВТ. 2014. №6. С. 899–906.
65. Fangbo Li. A model of heat transfer coefficient for supercritical water considering the effect of heat transfer deterioration / Fangbo Li, Bofeng Bai. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2019. №133. P. 316–329.
66. Pucciarelli A. Results of 4-equation turbulence models in the prediction of heat transfer to supercritical pressure fluids / A. Pucciarelli, I. Borroni, M. Sharabi, W. Ambrosini. // Nuclear Engineering and Design. 2015. №281. P. 5–14.
67. Pei-Xue Jiang. A modified buoyancy effect correction method on turbulent convection heat transfer of supercritical pressure fluid based on RANS model / Pei-Xue Jiang, Zhen-Chuan Wang, Rui-Na Xu. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2018. №2018. P. 257–267.

68. Tang G. A variable turbulent Prandtl number model for simulating supercritical pressure CO₂ heat transfer / Guoli Tang, Hang Shi, Yuxin Wu et al. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2016. №102. P. 1082–1092.
69. Sommer T. P. Near-Wall Variable-Prandtl-Number Turbulence Model for Compressible Flows / T. P. Sommer, R. M. So, H. S. Zang. // AIAA Journal. 1993. №31. P. 27–35.
70. Hasan B. Turbulent Prandtl Number and its Use in Prediction of Heat Transfer Coefficient for Liquids / Basim Hasan. // College of Engineering Journal (NUCEJ). 2007. №1. P. 53–64.
71. Зайцев Д. К. Метод расчета турбулентного числа Прандтля для SST-модели турбулентности / Д. К. Зайцев, Е. М. Смирнов. // Физико-математические науки. 2019. №12. С. 39–40.
72. Кириллов П. Л. Турбулентное число прандтля (история и современность) / П. Л. Кириллов, М. И. Терентьева. – Обнинск: ФЭИ, 2017. 56 с.
73. Kong X. Numerical Investigation on Heat Transfer of Supercritical Water With a Variable Turbulent Prandtl Number Model / X. Kong, D. Sun, L. Gou et al. // Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science. 2020. №6. P. 1–10.
74. Filonov V. V. On experimental and computational investigation of heat transfer deterioration and hydraulic resistance in annular channel and SCWR 3-rod bundle / V. V. Filonov, Y. S. Filonova, V. G. Razumovskiy, E. N. Pis'mennyi. // Proceedings of the ICONE-26. 2018.
75. Yan C. Numerical Analysis on Heat Transfer Characteristics of Supercritical CO₂ in Heated Vertical Up-Flow Tube / C. Yan, J. Xu, B. Zhu, G. Liu. // Materials. 2020. №13. P. 723–741.
76. Zhu B. The general supercritical heat transfer correlation for vertical up-flow tubes: K-number correlation / B. Zhu, J. Xu, C. Yan, J. Xie. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2020. №148. P. 1–21.
77. Wen Q. L. Numerical simulation of heat transfer deterioration phenomenon in supercritical water through vertical tube / Q. L. Wen, H. Y. Gu. // Annals of Nuclear Energy. 2010. №37. P. 1272–1280.

78. Гибсон М. М. О расчете свободных горизонтальных турбулентных течений со сдвигом в условиях влияния естественной конвекции / Гибсон М. М., Лондер Б. Е. // Теплопередача. Серия С. 1976. Т. 98, №1. С. 86–94.
79. Daly B. J. Transport equation in turbulence / B. J. Daly, F. H. Harlow. // Phys. Fluids. 1970. №13. P. 1305–1315.
80. Pucciarelli A. Prediction of heat transfer to supercritical fluids by the use of Algebraic Heat Flux Models / A. Pucciarelli, M. Sharabi, W. Ambrosini. // Nuclear Engineering and Design. 2016. №297. P. 257–266.
81. Ренормализационно групповой анализ турбулентности / А. А. Авраменко, Б. И. Басок, Н. П. Дмитренко и др. Киев: Экспрес. 2013. 299 с.
82. Yang Z. Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations Describing Turbulent Flow and Heat Transfer Behavior for Supercritical Fluid / Z. Yang, X. Cheng, X. Zheng, H. Chen. // Journal of Thermal Science. 2021. №10. P. 191–200.
83. Palko D. Theoretical and Numerical Study of Heat Transfer Deterioration in High Performance Light Water Reactor / D. Palko, H. Anglart. // Science and Technology of Nuclear Installations. 2008. P. 1–5.
84. Kao M. Heat transfer deterioration in a supercritical water channel / Min-Tsung Kao, Min Lee, Yuh-Ming Ferng, Ching-Chang Chieng. // Nuclear Engineering and Design. 2010. №240. P. 3321–3328.
85. Zhang Y. Transient thermal–hydraulic analysis of SCO₂-cooled reactor system with modified RELAP5 / Y. Zhang, M. Peng, G. Xia, L. Lv. // Annals of Nuclear Energy. 2020. №147. P. 1–11.
86. Zhou. C. Feasibility analysis of the modified ATHLET code for supercritical water cooled systems / C. Zhou, Y. Yang, X. Cheng. // Nuclear Engineering and Design. 2012. №250. P. 600–612.
87. Jäger W. Review and proposal for heat transfer predictions at supercritical water conditions using existing correlations and experiments / W. Jäger, V. Hugo, S. Espinoza, A. Hurtado. // Nuclear Engineering and Design. 2011. №241. P. 2184–2203.

88. Chen. W. A new heat transfer correlation for supercritical water flowing in vertical tubes / W. Chen, X. Fang. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2014. №78. P. 157–160.
89. Kurganov V. A. Normal and deteriorated heat transfer upon heating of turbulent flows of heat carriers with variable physical properties in tubes / V. A. Kurganov, I. V. Maslakova. // High Temperature. 2016. №54. P. 577–598.
90. Heat transfer to water near the critical point: evaluation of the ATHLET thermal-hydraulic system code / T. Gschnaidtner, I. Aymerich Rodríguez, G. Lerchl et al. // Kerntechnik. 2019. №84. P. 375–389.
91. “Pipe flow module user’s guide”, COMSOL v. 5.2, 2015. 118 p.
92. Chevillotte F. Coupling transfer matrix method to finite element method for analysing the acoustics of complex hollow body networks / F. Chevillotte, R. Panneton. // Applied Acoustics. 2011. №72. P. 962–968.
93. Transfer matrix method for four-flux radiative transfer / B. Slovick, Z. Flom, L. Zipp, S. Krishnamurthy. // Applied Optics. 2017. №56. P. 5890–5896.
94. Mackay T. G. The transfer-matrix method in electromagnetics and optics / T. G. Mackay, A. Lakhtakia., 2020. – 126 p. – (Morgan & Claypool).
95. Batura A. An application of the transfer matrix approach for a dynamic analysis of complex spatial pipelines / A. Batura, A. Novikov, A. Pashchenko, Y. Dubyk. // Nuclear Engineering and Design. 2019. №349. P. 174–182.
96. Селезнев В. Математическое моделирование трубопроводных сетей и систем каналов: методы, модели и алгоритмы / В. Селезнев, В. Алешин, С. Прялов ; ред. В. Селезнева. – Москва : МАКС Пресс. 2007. – 695 с.
97. Filonov V.V. Transfer matrix method for analysis of thermohydraulic Characteristics of supercritical water using channel Approach / Y. Filonova., Y. Dubyk., E. Pis'mennyi. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2022. № 187. P. 1-19.
98. Schulenberg T. Transient heat transfer in an out-of-pile SCWR fuel assembly test at near-critical pressure / T. Schulenberg, H. Li. // JNERS. 2018. №4. P. 1–14.
99. Orynyak I. Basic (Discontinuous) and Smoothing-Up (Conjugated) Solutions in Transfer-Matrix Method for Static Geometrically Nonlinear Beam and Cable in Plane /

I. Orynyak, R. Mazuryk, A. Oryniak. // *Journal of Engineering Mechanics*. 2020. №146. P. 1–26.

100. Orynyak I. Novel numerical approach to analysis of axial stress accumulation in pipelines subjected to mine subsidence / I. Orynyak, Z. Yaskovets, R. Mazuryk. // *J. Pipeline Syst. Eng. Prac.* 2019. №10. P. 1–9.

101. Melot M. Verification of transport equations in a general purpose commercial CFD code / M. Melot, B. Nennemann, C. Deschenes. // *IAHR symposium on Hydraulic Machinery and Systems*. 2016. №49. P. 1–11.

102. Wang H. Nonuniform heat transfer of supercritical water in a tight rod bundle – Assessment of correlations / H. Wang, Q. Bi, L. Wang, L. K.H. Leung. // *Annals of Nuclear Energy*. 2019. №110. P. 570–583.

103. Razumovskiy V.G., Pis'mennyi E.N., Yeryomenko V.K., Koloskov A.E., Filonov V.V., 2017. Numerical Analysis of HTD and PD in 3-rod bundle & Benchmark. 3rd RCM on “Understanding and Prediction of Thermal-Hydraulics Phenomena Relevant to Supercritical Water-Cooled Reactors (SCWRs)”, 26-29 June 2017, University of Wisconsin – Madison, Wisconsin, US, P.1-23.

104. Gschnaidtner T. A new assessment method for the evaluation of supercritical heat transfer correlations, particularly with regard to the multiple/no solutions problem / T. Gschnaidtner, G. A. Schatte, A. Kohlhepp et al. // *Thermal Science and Engineering Progress*. 2018. №7. P. 2678–278.

105. Deev V.I. Heat transfer in rod bundles cooled by supercritical water – Experimental data and correlations / V. I. Deev, V. S. Kharitonov, A. M. Baisov, A. N. Churkin. // *Annals of Nuclear Energy*. 2019. №36. P. 1120–1128.

106. Cheng X. A simplified method for heat transfer prediction of supercritical fluids in circular tubes / X. Cheng, Y. Yang, S. Huang // *Annals of Nuclear Energy*. 2009. Volume 36, № 8. P. 1120–1128.

107. Schulenberg T. Suggestion for design of a small modular SCWR / T. Schulenberg, I. Otic. // *ISSCWR10*. 2021. P. 1–17.

108. Polyakov A. F. Heat Transfer under Supercritical Pressures / A. F. Polyakov // *Advances in Heat Transfer*. 1991. № 21. P. 1–53.

109. Xiong T. Experimental study on flow instability in parallel channels with supercritical water / Ting Xiong et al. // *Annals of Nuclear Energy*. 2012. Vol. 48. P. 60–67. URL: <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2012.05.018>
110. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям / И. Е. Идельчик. – Москва ; Ленинград : [б. в.], 1960. – 464 с.
111. Катковский Е. О соответствии требованиям МАГАТЭ кодов RELAP-5 и Athlet / Е. Катковский. 2016. С. 1–21.
112. RELAP/MOD3.3 code manual. – Washington, D.C : Division of Systems Research, Office of Nuclear Regulatory Research, U.S. Nuclear Regulatory Commission, 2004.
113. Publication of the IBSC TH experimental data // The Second technical seminar of the IBSC TH : PPT Presentation, 27 July 2022. – [S. l.].
114. Петухов Б. С. Теплообмен в ядерных энергетических установках / Б. С. Петухов. – М. : [б. в.], 1974. – 407 с.
115. Попов В. Н. К расчету процессов теплообмена и турбулентного течения сжимаемой жидкости в круглой трубе / В. Н. Попов // *Теплофизика высоких температур*. 1977. Т. 15, № 4. С. 795–801.
116. Kiss A. Summary on the results of two CFD benchmarks of tube and different channel geometries / Attila Kiss, Andrey Churkin, Darwan S. Pilkhwal et al. // *Journal of Nuclear Engineering and Radiation Science*. 2017. Vol. 4, №. 1. P. 1–15.
117. Бубенчиков А.М., Комаровский Л.В., Харламов С.Н. Математические модели течения и теплообмена во внутренних задачах динамики вязкого газа :/ А. М. Бубенчиков, Л.В. Комаровский, С.Н. Харламов. – Томск : ИТУ. 1993. 178 с.
118. ANSYS Inc. ANSYS Fluent Theory Guide. – [S. l.] : SAS IP, Inc, 2017. 868 p.
119. Симуни Л. М. Численное решение задачи о неизотермическом движении вязкой жидкости в плоской трубе. / канд. фіз.-мат. наук Симуни Л. М. ; // *Інженерно фізический журнал*, Т. 10, № 1, 1964. С. 86-91.

120. Rhie C. M. Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation / C. M. Rhie, W. L. Chow // AIAA Journal. 1983. Vol. 21, №. 11. P. 1525–1532.
121. Петухов Б. С. Теплообмен в ядерных энергетических установках / Б. С. Петухов, Л. Г. Генин, С. А. Ковалёв. – Москва : Энергоатомиздат, 1986. 470 с.
122. A variable turbulent Prandtl number model for simulating supercritical pressure CO₂ heat transfer / Guoli Tang et al. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2016. Vol. 102. P. 1082–1092.
URL: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.06.046>
123. ANSYS Inc., ANSYS CFX 18 -Solver Theory Guide. 2017. 364 p.
124. Dubyk Y. Dynamic Assessment of the Core Barrel During Loss of Coolant Accident / Y. Dubyk, V. Filonov, O. Ishchenko et al. // American Society of Mechanical Engineers. 2018. URL: <https://doi.org/10.1115/PVP2018-84762>
125. Filonov V. Estimation of MCP-195M elements stress-strain state at the initial dynamics of shaft jamming/mpa transient process / V. Filonov, Y. Dubyk, K. Lukianenko. // Proceedings of Odessa Polytechnic University. 2019. №3. P. 1–15.
126. Allegrini J. An adaptive temperature wall function for mixed convective flows at exterior surfaces of buildings in street canyons. / Allegrini J. Dorer V., Defraeye T., Carmeliet J // Building and Environment. 2012. №49. P. 55–66.
127. Popovac M. Compound Wall Treatment for RANS Computation of Complex Turbulent Flows and Heat Transfer. / Popovac M., Hanjalic K. // Flow Turbulence Combust. 2007. №78. P. 177–202.
128. Kader B. Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers. // International Journal of Heat and Mass Transfer. 1981. №9. P. 1541–1544.
129. Жлутков С. В. Пристеночные функции для высокорейнольдсовых расчетов в программном комплексе FlowVision. / Жлутков С. В., Аксенов А. А. // Компьютерные исследования и моделирование. 2015. №6. С. 1221–1239.
130. Філонов В. В. Проста адаптація "класичних" пристінкових функцій температури для розрахунку теплообміну при надкритичних параметрах/ В. В.

Філонов, Є. М. Письменний Є.М. // Матеріали XIX МНПК молодих вчених і студентів. 2021.

131. Жукаускас А. Теплоотдача в турбулентном потоке жидкости. / Жукаускас А., Шлянчяускас А. Вильнюс : Минтис, 1973. 328 с.

132. Berni F. A 3D-CFD methodology to investigate boundary layers and assess the applicability of wall functions in actual industrial problems: A focus on incylinder simulationsю / Berni F., Fontanesi S. // Applied Thermal Engineering. 2020. №174. P. 4–15.

133. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя : пер. с нем. / Г. Шлихтинг. – Москва : Наука. 1974. 711 с.

134. Dubyk Y. Deteriorated Heat Transfer Influence On the Stress-Strain State of SMR SCWR Fuel Bundles / Y. Dubyk, V. Filonov, Y. Filonova, O. Kovalenko. // ASME J of Nuclear Rad Sci. 2021. P. 1–14.

135. WIMS-ANL USER MANUAL REV. 4/ ANL/RERTR/TM-23/Jan.2001.

136. Окунев В. С. Нейтронофизический расчет решетки ядерного реактора на основе газокинетической теории переноса / В. С. Окунев, И. С. Лисицын. Москва: МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2011. 145 с.

137. Lindley B. A. Current status of the reactor physics code WIMS and recent developments / B. A. Lindley, J. G. Hosking, P. J. Smith et al. // Annals of Nuclear Energy. 2016. №102. P. 148–157.

138. Грабежная В. А. Численное исследование теплообмена в сборках ТВС, охлаждаемых водой сверхкритических параметров (из обзора зарубежных работ / В. А. Грабежная. // Сборник статей РУ СКД. 2005. С. 118–129.

139. MCNPX User's Manual Version 2.6.0, LA-CP-07-1473. April 2008.

140. Курганов В. А. Нормальная и ухудшенная теплоотдача при нагревании в трубах турбулентных потоков теплоносителей с переменными физическими свойствами / В. А. Курганов, И. В. Маслакова. // Теплофизика высоких температур. 2016. №4. С. 609–631.

141. Демин В. Е. / Тепловыделения в ядерном реакторе / В. Е. Демин, Е.С. Глуш, Н.Н. Пономарев-Степной, А.А. Хрулев, - М.: Энергоатомиздат. 1985 160 с.

142. Schulenberg T. High Performance Light Water Reactor. Design and Analyses / T. Schulenberg, J. Starflinger. – Karlsruher. 2012. 258 p. – (KIT Scientific Publishing). – (ISBN 978-3-86644-817-9).

ДОДАТОК А. ФУНКЦІОНАЛЬНІ ЗАЛЕЖНОСТІ ЛІНЕАРИЗОВАНИХ
КОЕФІЦІЄНТІВ ДЛЯ ТММ

Таблиця А.1 – Загальний вигляд рівняння нерозривності та відповідні коефіцієнти

$DG_{k11} \cdot \frac{\partial G_k}{\partial x} = -[C_{k11}]$	
1	$DG_{k11} = 1; C_{k11} = -\frac{\partial G_{\bar{o}}}{\partial x}$

Таблиця А.2 – Загальний вигляд рівняння руху та відповідні коефіцієнти

$DG_{k21} \cdot \frac{\partial G_k}{\partial x} + [DP_{k21} + DP_{k22}] \cdot \frac{\partial P_k}{\partial x} + DT_{k21} \cdot \frac{\partial T_k}{\partial x} + [G_{k21} + G_{k24}] \cdot G_k + [P_{k21} + P_{k23} + P_{k24}] \cdot P_k + [T_{k21} + T_{k23} + T_{k24}] \cdot T_k = -[C_{k21} + C_{k22} + C_{k23} + C_{k24}]$	
1	$DG_{k21} = \frac{2G_{\bar{o}}}{\rho_{\bar{o}} f}; DP_{k21} = -\frac{2G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^2 f} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _{\bar{o}}; DT_{k21} = -\frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^2 f} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\bar{o}}$
	$G_{k21} = \left[\frac{2}{\rho_{\bar{o}} f} \cdot \frac{\partial G_{\bar{o}}}{\partial x} - \frac{2G_{\bar{o}}}{\rho_{\bar{o}} f^2} \cdot \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{2G_{\bar{o}}}{\rho_{\bar{o}}^2 f} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _{\bar{o}} \cdot \frac{\partial P_{\bar{o}}}{\partial x} - \frac{2G_{\bar{o}}}{\rho_{\bar{o}}^2 f} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\bar{o}} \cdot \frac{\partial T_{\bar{o}}}{\partial x} \right]$
	$P_{k21} = -\left[\frac{2G_{\bar{o}}}{\rho_{\bar{o}}^2 f} \cdot \frac{\partial G_{\bar{o}}}{\partial x} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _{\bar{o}} - \frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^2 f^2} \cdot \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _{\bar{o}} - \frac{2G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^3 f} \left(\left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)^2 \Big _{\bar{o}} \cdot \frac{\partial P_{\bar{o}}}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _{\bar{o}} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\bar{o}} \cdot \frac{\partial T_{\bar{o}}}{\partial x} \right) \right]$
	$T_{k21} = -\left[\frac{2G_{\bar{o}}}{\rho_{\bar{o}}^2 f} \cdot \frac{\partial G_{\bar{o}}}{\partial x} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\bar{o}} - \frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^2 f^2} \cdot \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\bar{o}} - \frac{2G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^3 f} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\bar{o}} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _{\bar{o}} \cdot \frac{\partial P_{\bar{o}}}{\partial x} + \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)^2 \Big _{\bar{o}} \cdot \frac{\partial T_{\bar{o}}}{\partial x} \right) \right]$
	$C_{k21} = \frac{2G_{\bar{o}}}{\rho_{\bar{o}} f} \cdot \frac{\partial G_{\bar{o}}}{\partial x} - \frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}} f^2} \cdot \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^2 f} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _{\bar{o}} \cdot \frac{\partial P_{\bar{o}}}{\partial x} - \frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^2 f} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\bar{o}} \cdot \frac{\partial T_{\bar{o}}}{\partial x}$
2	$DP_{k22} = f; C_{k22} = f \cdot \frac{\partial P_{\bar{o}}}{\partial x}$
3	$P_{k23} = gf \cos \varphi \cdot \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _{\bar{o}}; T_{k23} = gf \cos \varphi \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\bar{o}}; C_{k23} = \rho_{\bar{o}} gf \cos \varphi$
4	$G_{k24} = \frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}} f^2} \cdot \frac{\pi D}{8} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial G} \Big _{\bar{o}} + \xi_{\bar{o}} \frac{2G_{\bar{o}}}{\rho_{\bar{o}} f^2} \cdot \frac{\pi D}{8}; P_{k24} = \frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}} f^2} \cdot \frac{\pi D}{8} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial P} \Big _{\bar{o}} - \frac{\xi_{\bar{o}} G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^2 f^2} \cdot \frac{\pi D}{8} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _{\bar{o}}; T_{k24} = \frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}} f^2} \cdot \frac{\pi D}{8} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial T} \Big _{\bar{o}} - \frac{\xi_{\bar{o}} G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^2 f^2} \cdot \frac{\pi D}{8} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\bar{o}}; C_{k24} = \xi_{\bar{o}} \frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}} f^2} \cdot \frac{\pi D}{8}$

Таблиця А.3 – Загальний вигляд рівняння енергії та відповідні коефіцієнти

4	$G_{k34} = \xi_{\bar{o}} \frac{G_{\bar{o}}^2}{\rho_{\bar{o}}^2 f^3} \cdot \frac{\pi D}{8} + \frac{G_{\bar{o}}^3}{\rho_{\bar{o}}^2 f^3} \cdot \frac{\pi D}{24} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial G} \Big _{\bar{o}} ; P_{k34} = - \left[\xi_{\bar{o}} \frac{G_{\bar{o}}^3}{\rho_{\bar{o}}^3 f^3} \cdot \frac{\pi D}{12} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial P} \Big _{\bar{o}} - \frac{G_{\bar{o}}^3}{\rho_{\bar{o}}^2 f^3} \cdot \frac{\pi D}{24} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial P} \Big _{\bar{o}} \right]$
	$T_{k34} = - \left[\xi_{\bar{o}} \frac{G_{\bar{o}}^3}{\rho_{\bar{o}}^3 f^3} \cdot \frac{\pi D}{12} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big _{\bar{o}} - \frac{G_{\bar{o}}^3}{\rho_{\bar{o}}^2 f^3} \cdot \frac{\pi D}{24} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial T} \Big _{\bar{o}} \right] ; C_{k34} = \xi_{\bar{o}} \cdot \frac{G_{\bar{o}}^3}{\rho_{\bar{o}}^2 f^3} \cdot \frac{\pi D}{24}$
5	$G_{k35} = T_{\bar{o}} \cdot \pi D \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial G} \Big _{\bar{o}} - T_w \cdot \pi D \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial G} \Big _{\bar{o}} ; P_{k35} = T_{\bar{o}} \cdot \pi D \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial P} \Big _{\bar{o}} - T_w \cdot \pi D \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial P} \Big _{\bar{o}}$
	$T_{k35} = \alpha_{\bar{o}} \cdot \pi D + T_{\bar{o}} \cdot \pi D \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial T} \Big _{\bar{o}} - T_w \cdot \pi D \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial T} \Big _{\bar{o}} ; C_{k35} = \alpha_{\bar{o}} \cdot T_{\bar{o}} \cdot \pi D - \alpha_{\bar{o}} \cdot T_w \cdot \pi D$

Нижче наведено коефіцієнти розв'язку для коригуючих величин $G_{cor}(x)$, $p_{cor}(x)$, $T_{cor}(x)$ (Див. Розділ 2, залежність (2.6)), де прийнято $\lambda = \sqrt{A_{Tx}^2 - 4A_T \cdot A_{Tx}}$, та $\{x_k; x_{k+1}\} = \{x_{in}; x_{out}\}$, а, також $\Omega_{\pm} = \left(\exp \left[\frac{(x_{in} - x) \cdot \lambda}{A_{Tx}} \right] \pm 1 \right)$

Таблиця А.4 – Коефіцієнти розв'язку для коригуючих величин

–	$\alpha_{11}(x) = 1; \alpha_{12}(x) = 0; \alpha_{13}(x) = 0; \beta_1(x) = A_G(x - x_{in})$
2	$\alpha_{21}(x) = \frac{1}{2 \cdot A_T \cdot B_{Tx} \cdot \lambda} e^{\left(-\frac{(x - x_{in})\lambda + A_{Tx}(x_{in} + x)}{2A_{Tx}} \right)} \cdot (A_{CGk} \cdot B_T \cdot B_{Tx} (\lambda \cdot (-2e^{\left(\frac{(x - x_{in})\lambda + A_{Tx}(x_{in} + x)}{2A_{Tx}} \right)} + e^{\frac{(x - x_{in})\lambda + A_{Tx}x_{in}}{A_{Tx}}} + e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Tx}}}) + A_{Tx} e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Tx}}} \Omega_-) -$ $-A_T (B_{Tx} (2A_{CGk} B_{Tx} e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Tx}}} \Omega_- + B_{CGk} \cdot \lambda \cdot (-2e^{\left(\frac{(x - x_{in})\lambda + A_{Tx}(x_{in} + x)}{2A_{Tx}} \right)} + e^{\frac{(x - x_{in})\lambda + A_{Tx}x_{in}}{A_{Tx}}} + e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Tx}}}) - A_{Tx} B_{CGk} e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Tx}}} \Omega_-) +$ $+ 2A_{Tx} B_{CGk} B_T e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Tx}}} \Omega_-));$ $\alpha_{22}(x) = e^{\frac{(x - x_{in})(\lambda - A_{Tx})}{2A_{Tx}}} (-2A_{Tx} B_T \Omega_- + A_{Tx} B_{Tx} \Omega_- + B_{Tx} \cdot \lambda \Omega_+) [2B_{Tx} \cdot \lambda]^{-1};$ $\alpha_{23}(x) = (B_{Tx} (A_T B_{Tx} - A_{Tx} B_T) + A_{Tx} B_T^2) e^{\frac{(x - x_{in})(\lambda - A_{Tx})}{2A_{Tx}}} \Omega_- [B_{Tx} \cdot \lambda]^{-1};$

	$\beta_2(x) = \frac{1}{2A_T B_{Tx} \cdot \lambda} \exp\left(-\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}(x_{in}+x)}{2A_{Txx}}\right) (A_C B_T B_{Tx} (\lambda \cdot \left(-2\exp\left(\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}(x_{in}+x)}{2A_{Txx}}\right) + e^{\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} + e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}}\right) + A_{Tx} e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} \Omega_-) -$ $-A_T (B_{Tx} (2A_C B_{Tx} e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} \Omega_- + B_C \cdot \lambda \left(-2\exp\left(\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}(x_{in}+x)}{2A_{Txx}}\right) + e^{\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} + e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}}\right) - A_{Tx} B_C e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} \Omega_-) + 2A_{Txx} B_C B_T e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} \Omega_-))$
Продовження табл. А.4	
	$\alpha_{31}(x) = \frac{1}{2A_T B_{Tx} \cdot \lambda} e^{\left(\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}(x_{in}+x)}{2A_{Txx}}\right)} (A_{C_{Gk}} B_{Tx} (\lambda \cdot (-2e^{\left(\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}(x_{in}+x)}{2A_{Txx}}\right)} + e^{\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} + e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}}) + A_{Tx} e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} \left(e^{\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda}{A_{Txx}}} - 1\right)) -$ $-2A_T A_{Txx} B_{C_{Gk}} e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} \Omega_-); \alpha_{32}(x) = -A_{Txx} e^{\frac{(x-x_{in})(\lambda-A_{Tx})}{2A_{Txx}}} \Omega_- [B_{Tx} \cdot \lambda]^{-1}$
3	$\alpha_{33}(x) = e^{\frac{(x-x_{in})(\lambda-A_{Tx})}{2A_{Txx}}} (2A_{Txx} B_T \Omega_- + B_{Tx} (A_{Tx} (1-\Omega_-) + \lambda \cdot \Omega_+ + A_{Tx})) [2B_{Tx} \cdot \lambda]^{-1};$
	$\beta_3(x) = \frac{1}{2A_T B_{Tx} \cdot \lambda} e^{\left(\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}(x_{in}+x)}{2A_{Txx}}\right)} (A_C B_{Tx} (\lambda \cdot (-2e^{\left(\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}(x_{in}+x)}{2A_{Txx}}\right)} + e^{\frac{(x-x_{in}) \cdot \lambda + A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} + e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}}) + A_{Tx} e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} \Omega_-) -$ $-2A_T A_{Txx} B_C e^{\frac{A_{Tx}x_{in}}{A_{Txx}}} \Omega_-)$
Значення коефіцієнтів для визначення похідних коригуючих величин:	
1	$\frac{d\alpha_{11}(x)}{dx} = 0; \frac{d\alpha_{12}(x)}{dx} = 0; \frac{d\alpha_{13}(x)}{dx} = 0; \frac{d\beta_1(x)}{dx} = C_{k1}(B_v)$

2	$\frac{d\alpha_{21}(x)}{dx} = \frac{1}{2A_{Txx}B_{Tx} \cdot \lambda} e^{\frac{(x-x_{in})(\lambda+A_{Tx})}{2A_{Txx}}} (A_{Tx}B_{Tx}(A_{C_{Gk}}B_{Tx}\Omega_- + B_{C_{Gk}}\lambda \cdot \Omega_+) - 2A_{C_{Gk}}A_{Txx}B_TB_{Tx}\Omega_- - A_{C_{Gk}}B_{Tx}^2\lambda \cdot \Omega_+ +$ $+ A_{Tx}A_{Txx}B_{C_{Gk}}B_T\Omega_- - A_{Txx}B_{C_{Gk}}B_T\lambda \cdot \Omega_+ + A_{Tx}^2(-B_{C_{Gk}})B_{Tx}\Omega_- + 2A_TA_{Txx}B_{C_{Gk}}B_{Tx}\Omega_-)$
Продовження табл. А.4	
2	$\frac{d\alpha_{22}(x)}{dx} = \frac{1}{2A_{Txx}B_{Tx} \cdot \lambda} e^{\frac{(x-x_{in})(\lambda-A_{Tx})}{2A_{Txx}}} (A_{Tx}A_{Txx}B_T\Omega_- + A_{Txx}B_T \cdot \lambda \cdot \Omega_+ + A_{Tx}^2(-B_{Tx})\Omega_- -$ $- A_{Tx}B_{Tx} \cdot \lambda \cdot \Omega_+ + 2A_TA_{Txx}B_{Tx}\Omega_-); \frac{d\alpha_{23}(x)}{dx} = (B_{Tx}(A_{Tx}B_T - A_TB_{Tx}) - A_{Txx}B_T^2) e^{\frac{(x-x_{in})(\lambda-A_{Tx})}{2A_{Txx}}} (A_{Tx}\Omega_- + \lambda \cdot \Omega_+) [2A_{Txx}B_{Tx} \cdot \lambda]^{-1}$ $\frac{d\beta_2(x)}{dx} = \frac{1}{2A_{Txx}B_{Tx} \cdot \lambda} e^{\frac{(x-x_{in})(\lambda+A_{Tx})}{2A_{Txx}}} (A_{Tx}B_{Tx}(A_CB_{Tx}\Omega_- + B_C \cdot \lambda \cdot \Omega_+) - 2A_CA_{Txx}B_TB_{Tx}\Omega_- -$ $- A_CB_{Tx}^2 \cdot \lambda \cdot \Omega_+ + A_{Tx}A_{Txx}B_CB_T\Omega_- - A_{Txx}B_CB_T \cdot \lambda \cdot \Omega_+ + A_{Tx}^2(-B_C)B_{Tx}\Omega_- +$ $+ 2A_TA_{Txx}B_CB_{Tx}\Omega_-)$
3	$\frac{d\alpha_{31}(x)}{dx} = \frac{e^{\frac{(x-x_{in})(\lambda+A_{Tx})}{2A_{Txx}}} (-2A_{C_{Gk}}B_{Tx}\Omega_- + A_{Tx}B_{C_{Gk}}\Omega_- - B_{C_{Gk}} \cdot \lambda \cdot \Omega_-)}{2B_{Tx} \cdot \lambda}; \frac{d\alpha_{32}(x)}{dx} = \frac{e^{\frac{(x-x_{in})(\lambda-A_{Tx})}{2A_{Txx}}} (A_{Tx}\Omega_- + \lambda \cdot \Omega_+)}{2B_{Tx} \cdot \lambda}$ $\frac{d\alpha_{33}(x)}{dx} = -\frac{e^{\frac{(x-x_{in})(\lambda-A_{Tx})}{2A_{Txx}}} (A_{Tx}B_T\Omega_- + B_T \cdot \lambda \cdot \Omega_+ - 2A_TB_{Tx}\Omega_-)}{2B_{Tx} \cdot \lambda}; \frac{d\beta_3(x)}{dx} = \frac{e^{\frac{(x-x_{in})(\lambda+A_{Tx})}{2A_{Txx}}} (-2A_CB_{Tx}\Omega_- + A_{Tx}B_C\Omega_- - B_C \cdot \lambda \cdot \Omega_+)}{2B_{Tx} \cdot \lambda}$

ДОДАТОК Б. КАРТИ ЗАСТОСОВНОСТІ КОРЕЛЯЦІЙ ДЛЯ РОЗРАХУНКУ
ТЕПЛООБМІНУ ПРИ НАДКРИТИЧНИХ ПАРАМЕТРАХ

Карта кореляцій побудована на основі бази експериментальних даних для води, яка була підготовлена за результатами літературного огляду. За допомогою запропонованого у розд. 2 методу одновимірної теплогідравліки підвищеної стабільності був виконаний аналіз набору кореляцій для прогнозування теплообміну при надкритичних параметрах. Розглянуто **59** кореляцій, серед яких представлено одну процедуру для прогнозування режимів погіршеного теплообміну (Kurganov_DHT [17]). Огляд у хронологічному порядку переважної більшості кореляцій наведений в [59].

Кожна із кореляцій тестується на експериментальному наборі для круглої труби, а також для 1-но, 3-ох та 7-ми стержневій збірці. Тобто формуються два набори карт.

Кожна із наведених кореляцій розраховується апіорним (по відомій експериментальній температурі стінки), а також неявним чином із застосуванням ТММ (див. розділ 2). Для наочності експериментальні та розраховані значення наведені для таких параметрів:

- число Нуссельта;
- коефіцієнти тепловіддачі;
- температура стінки;
- різниця температури між стінкою та потоком.

Для кожної з кореляцій наведені легенди, які характеризують складність конвергенції. Отримані результати можуть бути корисними при адаптації кодів системного теплогідравлічного аналізу, коли користувачу потрібно обрати одну з кореляцій серед інших, яку необхідно імплементувати в залежності від типу майбутнього аналізу.

На рис. Б.1 – Б.5 – наведені карти кореляцій для гладкої труби.

На рис Б.6 – Б.10 – наведені карти кореляцій для імітаторів твел, які аналізувалися в каналному наближенні. В цифровій версії документу дані рисунки наведені у великій роздільній здатності.

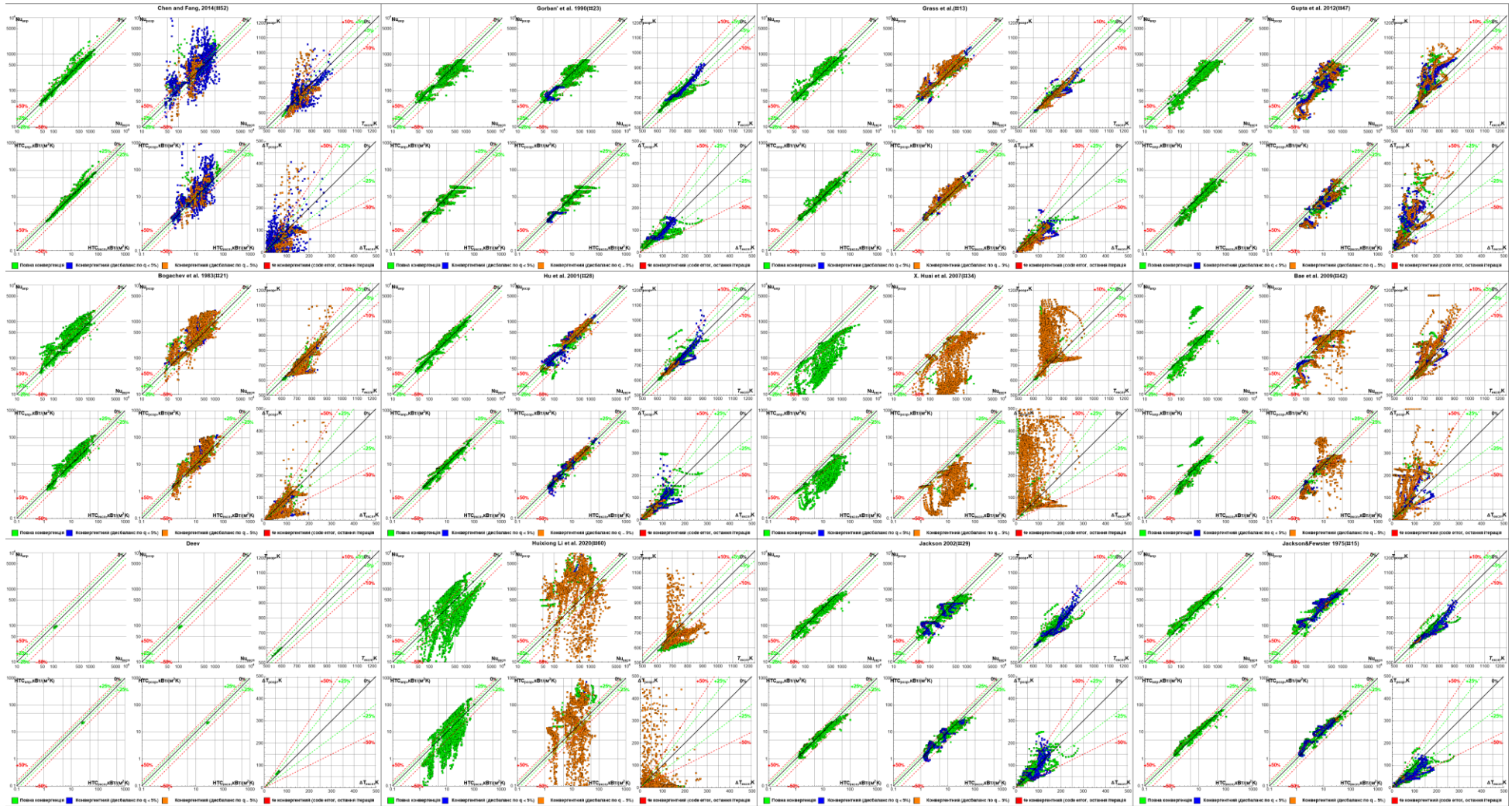


Рисунок Б.1 – Карта застосовності кореляцій для прогнозування температурних характеристик в гладкій трубі (1-12)

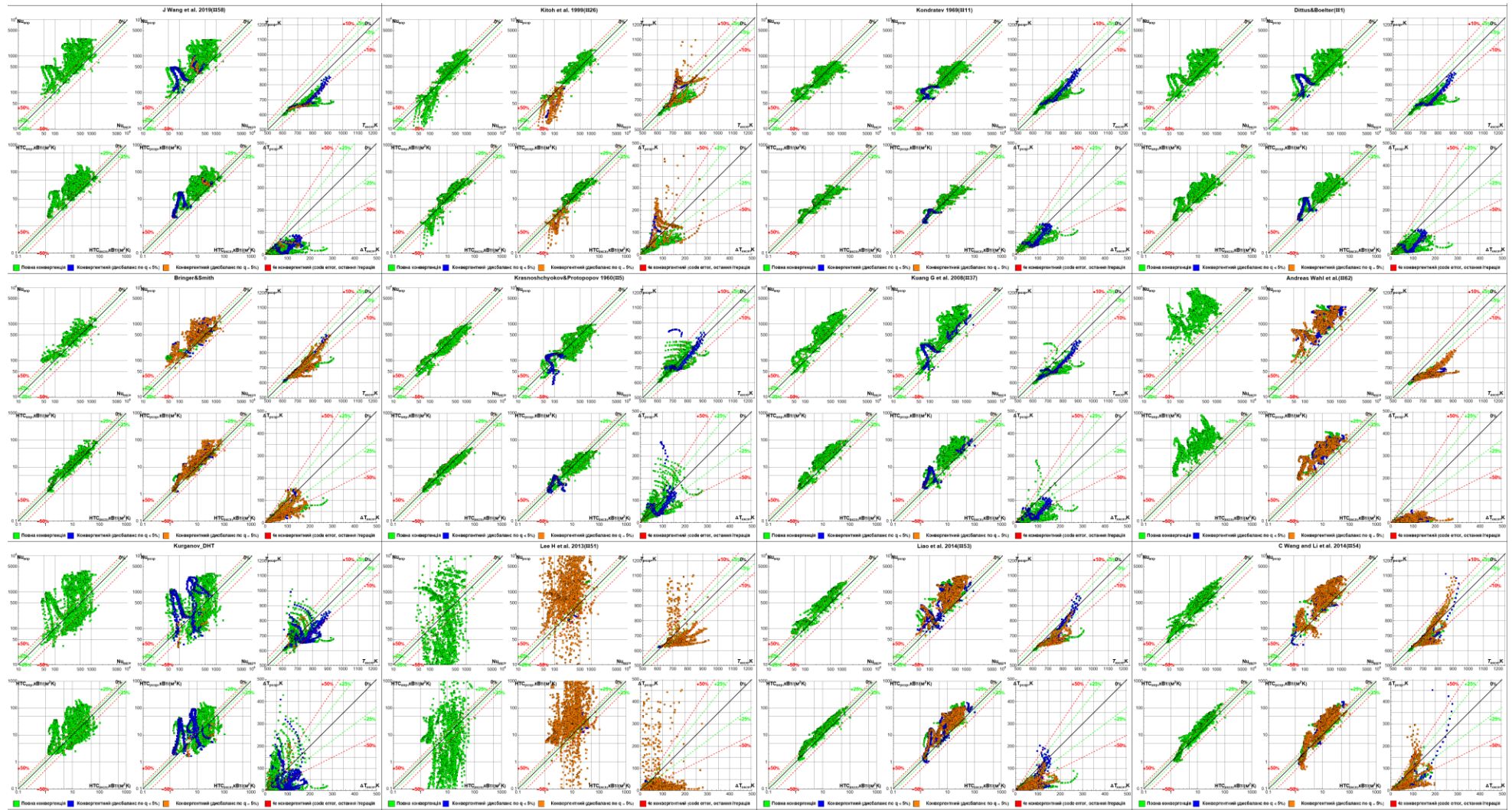


Рисунок Б.2 – Карта застосовності кореляцій для прогнозування температурних характеристик в гладкій трубі (13-24)

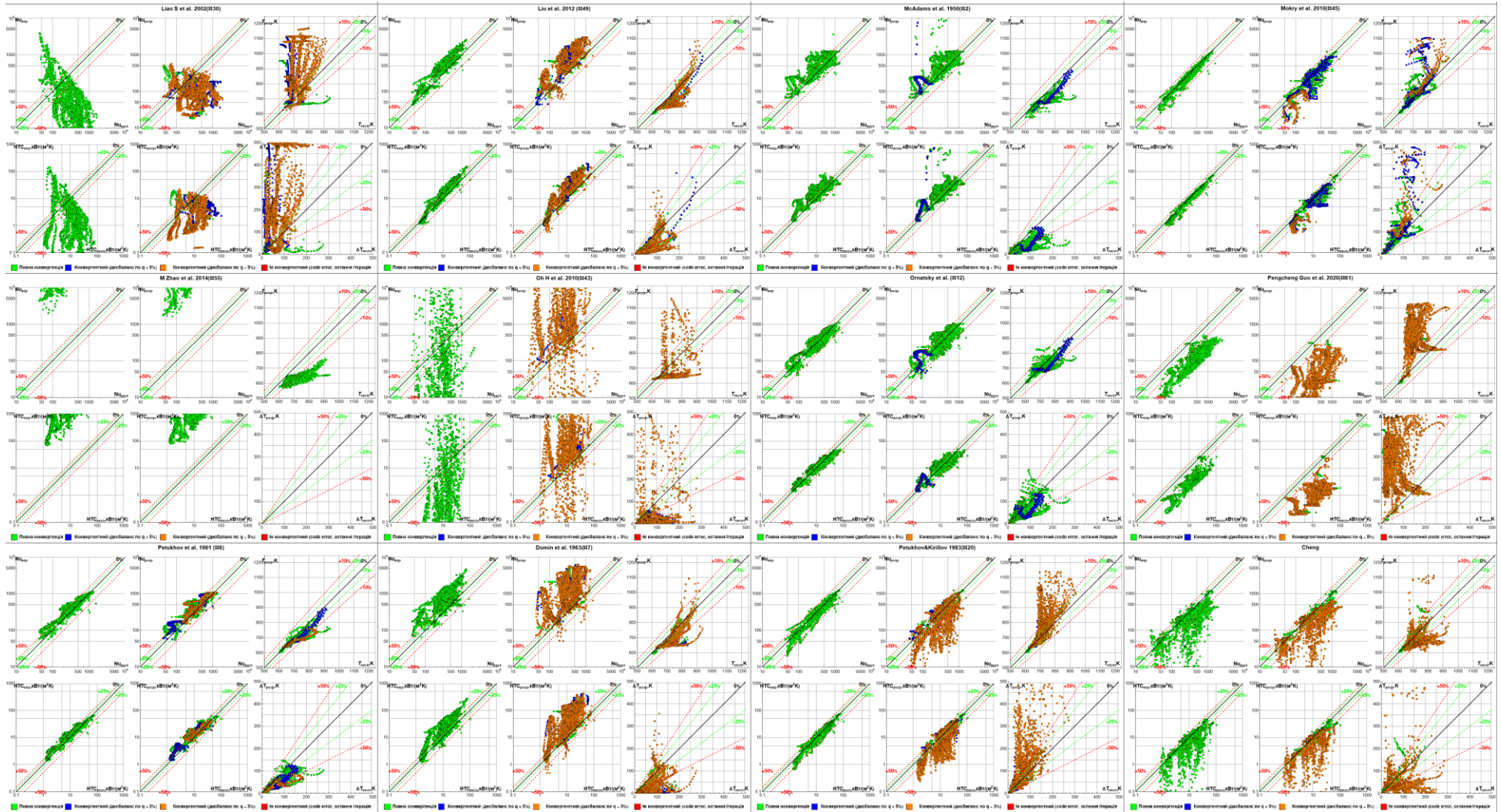


Рисунок Б.3 – Карта застосовності кореляцій для прогнозування температурних характеристик в гладкій трубі (25-36)

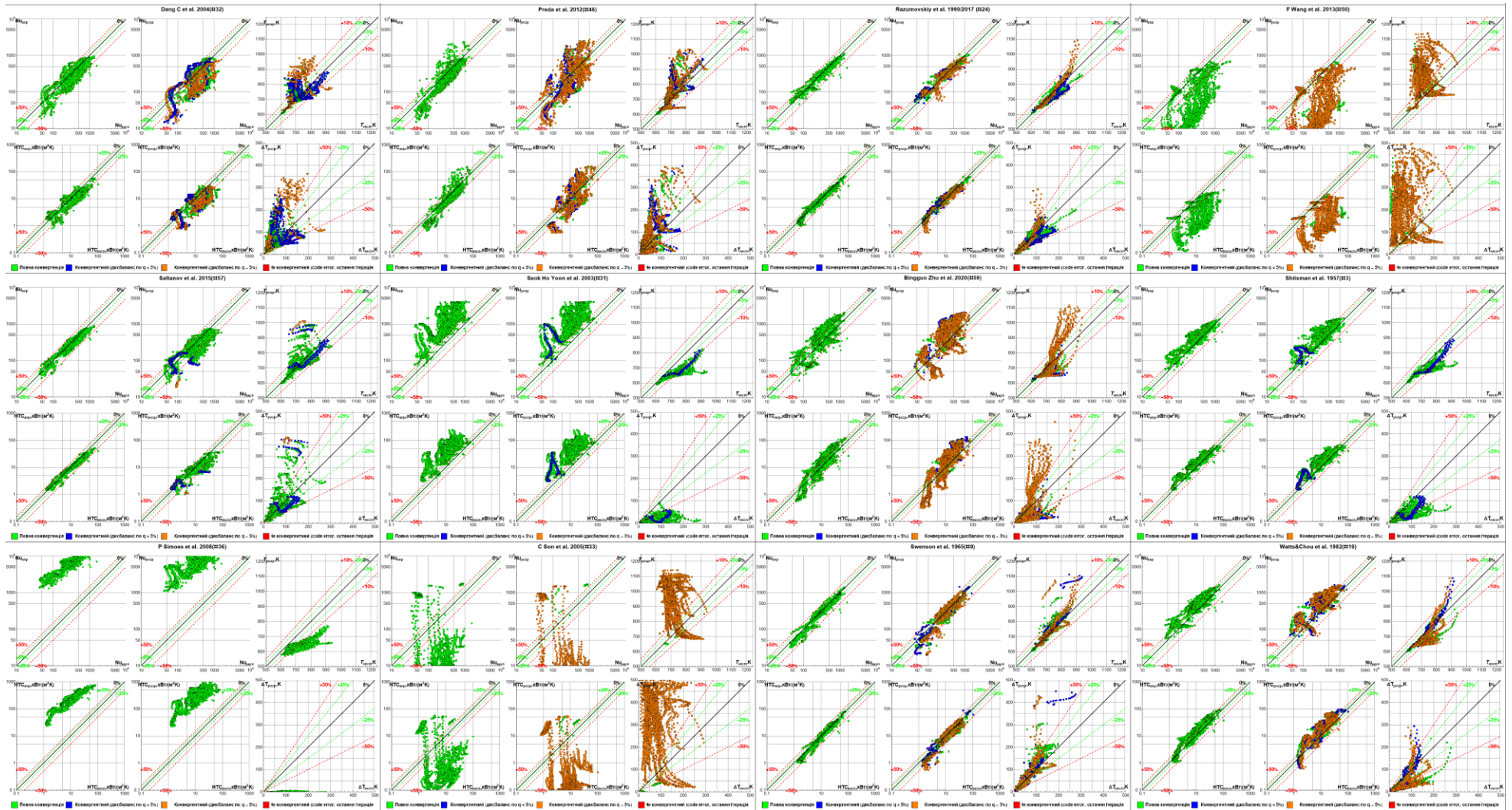


Рисунок Б.4 – Карта застосовності кореляцій для прогнозування температурних характеристик в гладкій трубі (37-48)

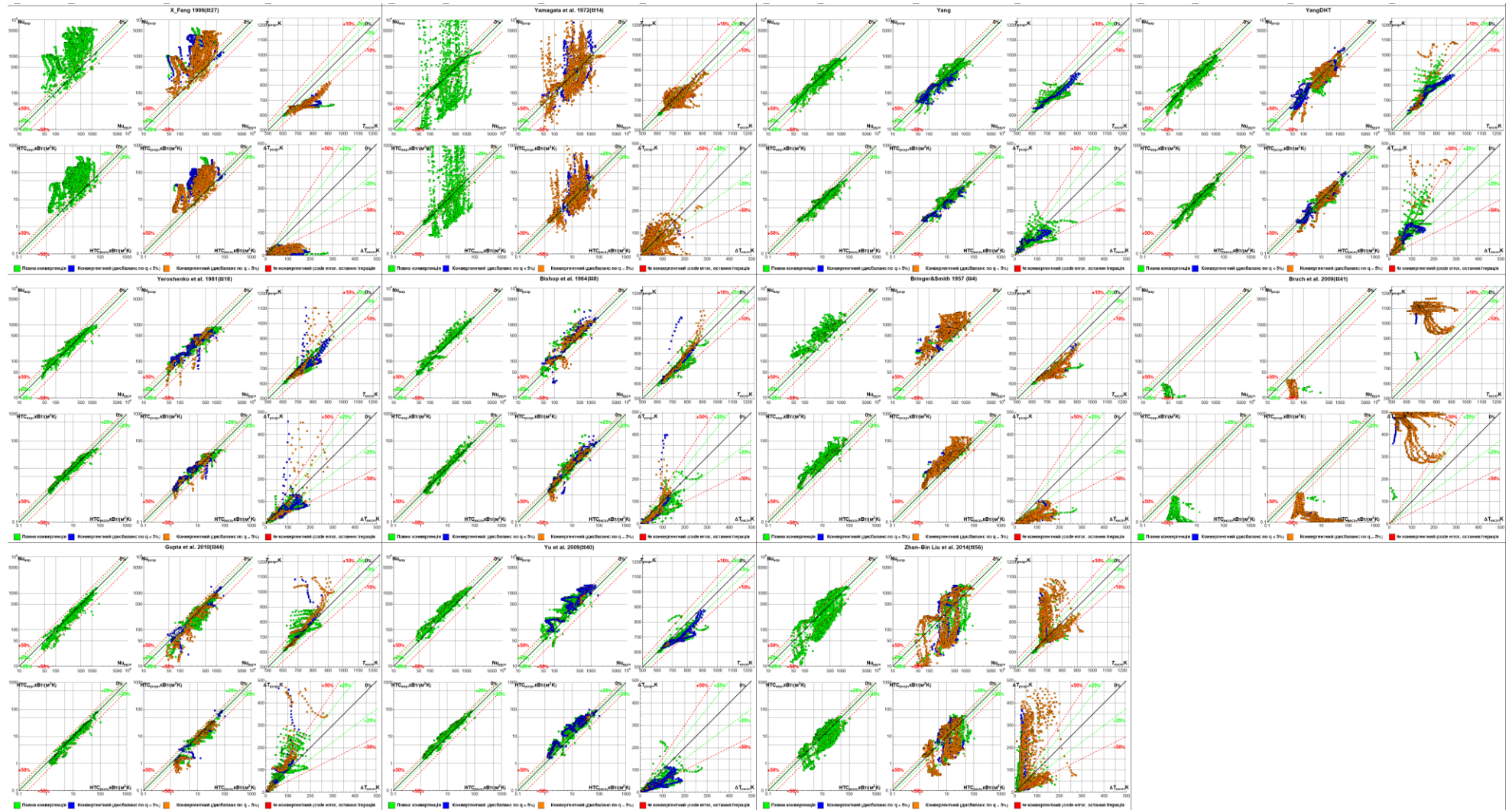


Рисунок Б.5 – Карта застосовності кореляцій для прогнозування температурних характеристик в гладкій трубі (49-59)

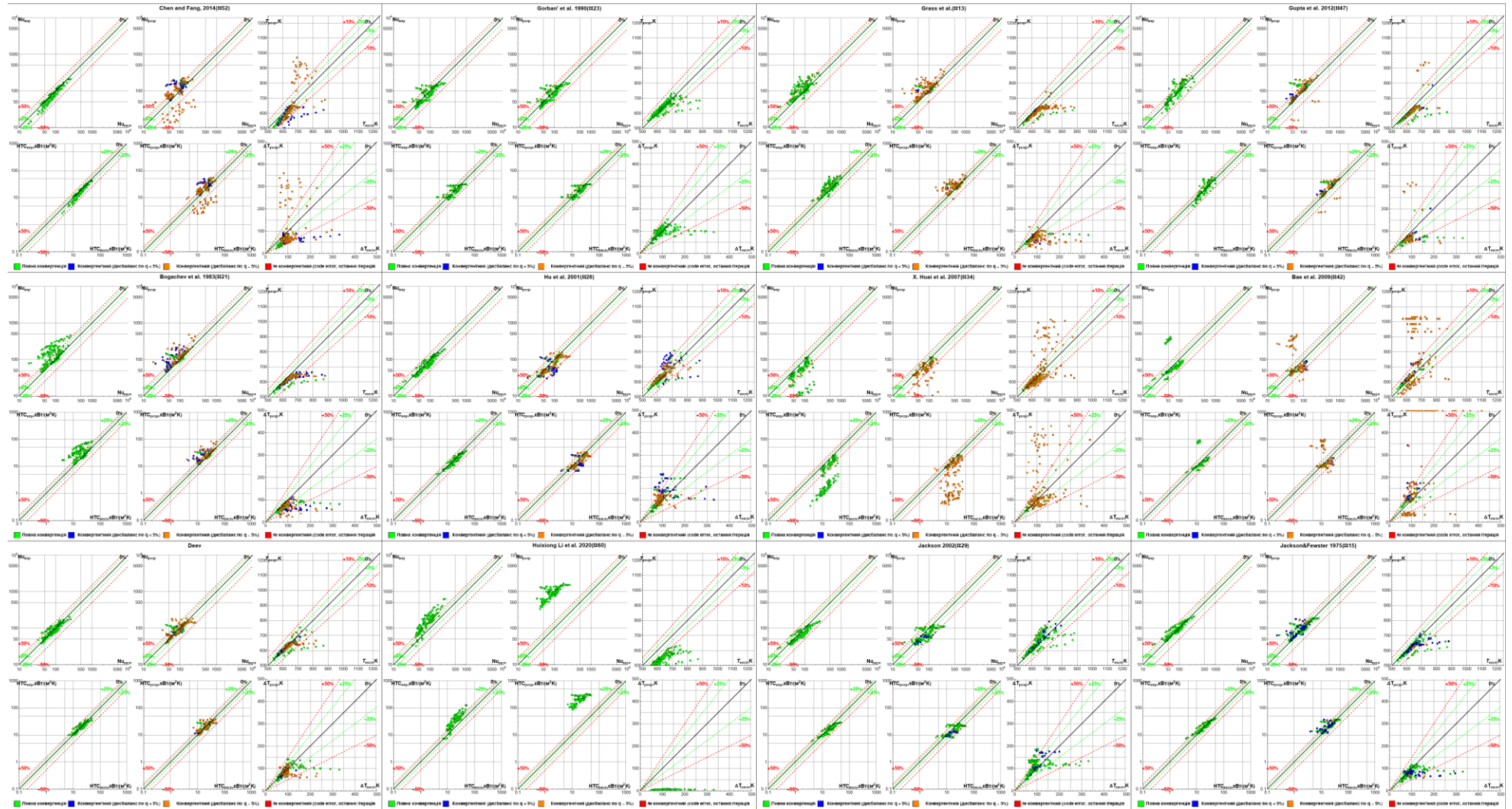


Рисунок Б.6 – Карта застосовності кореляцій для прогнозування температурних характеристик для імітаторів твєл (1-12)

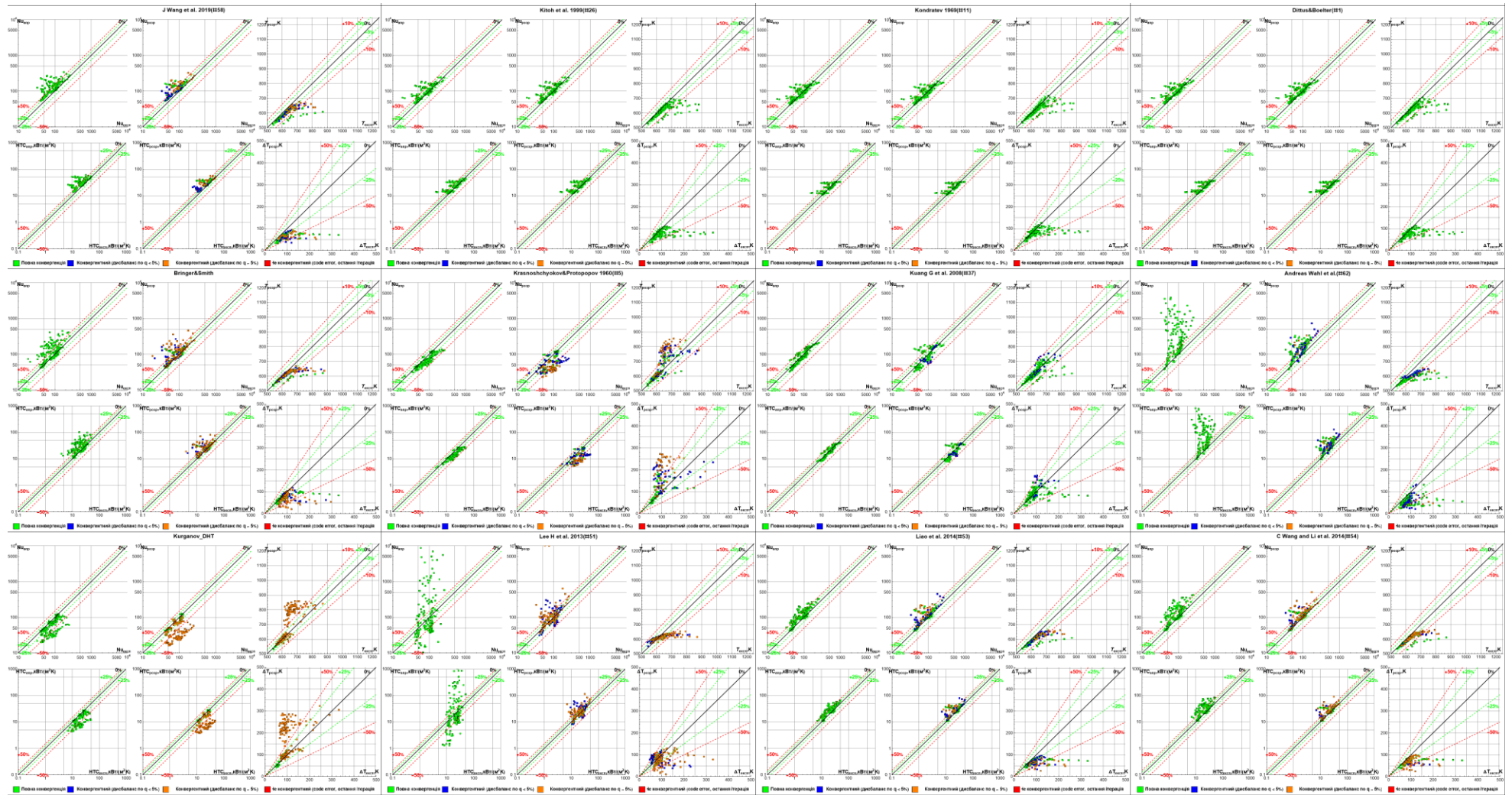


Рисунок Б.7 – Карта застосовності кореляцій для прогнозування температурних характеристик для імітаторів твел (13-24)

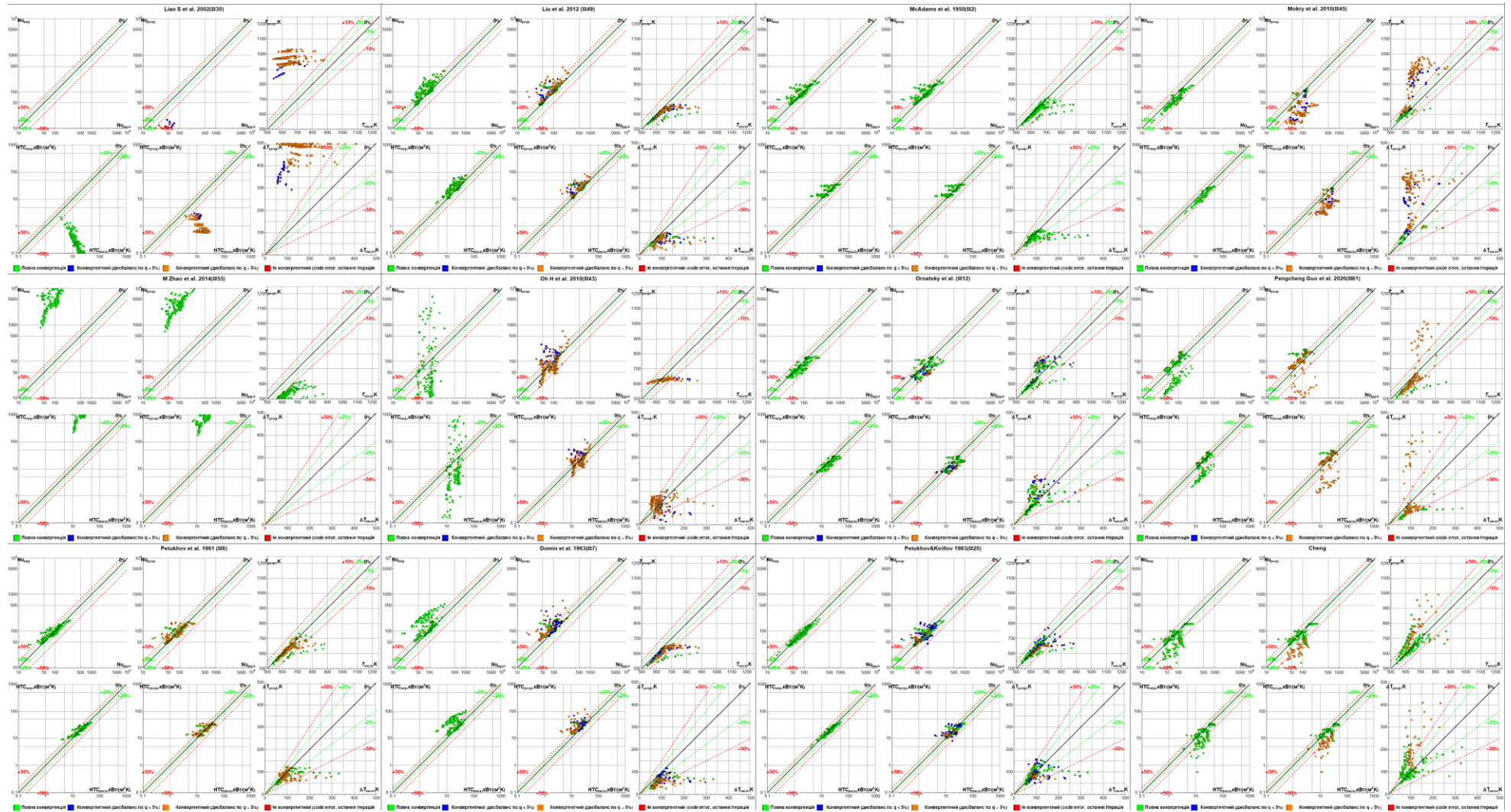


Рисунок Б.8 – Карта застосовності кореляцій для прогнозування температурних характеристик для імітаторів твел (25-36)

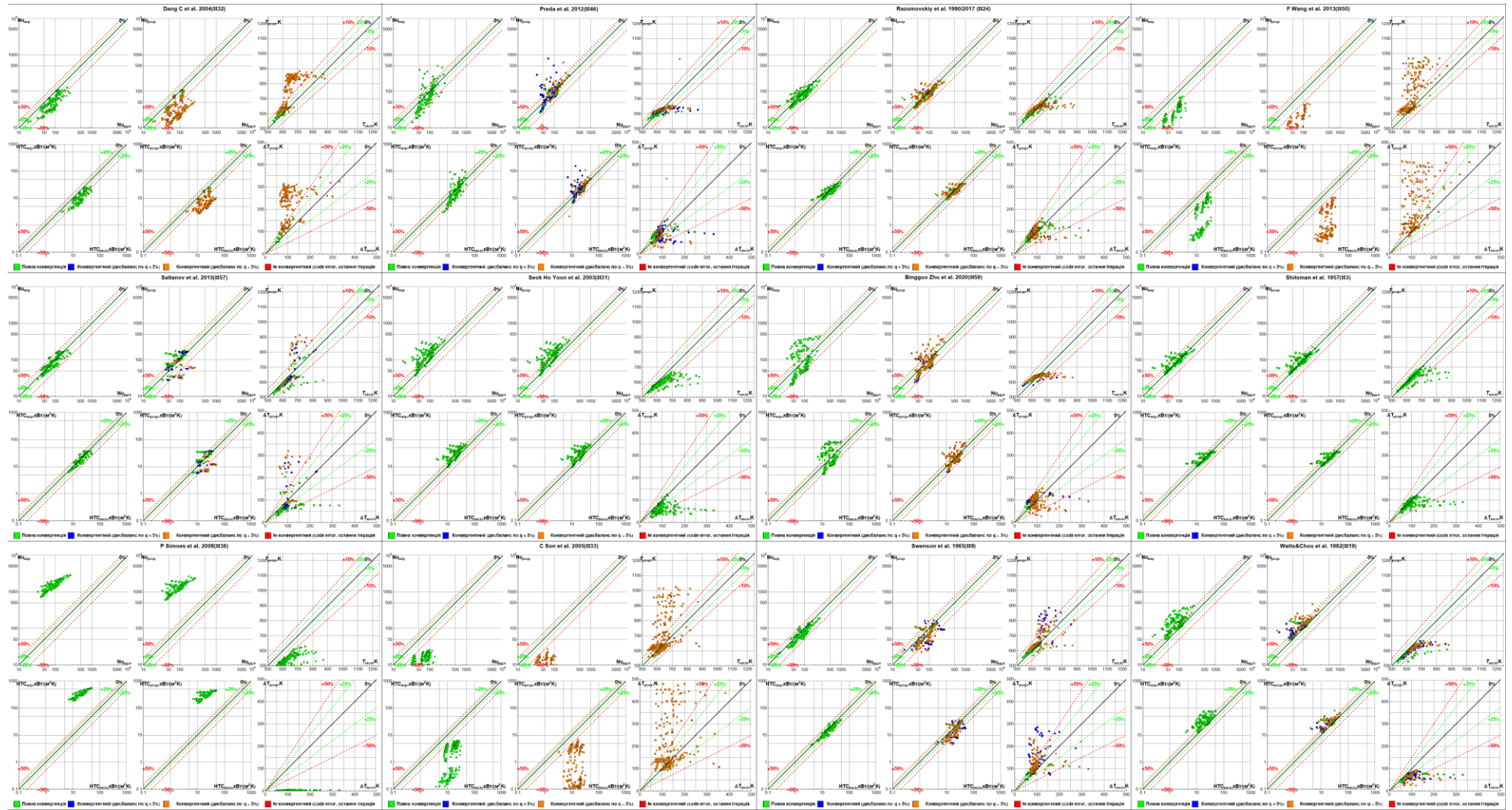


Рисунок Б.9 – Карта застосовності кореляцій для прогнозування температурних характеристик для імітаторів твєл (37-48)

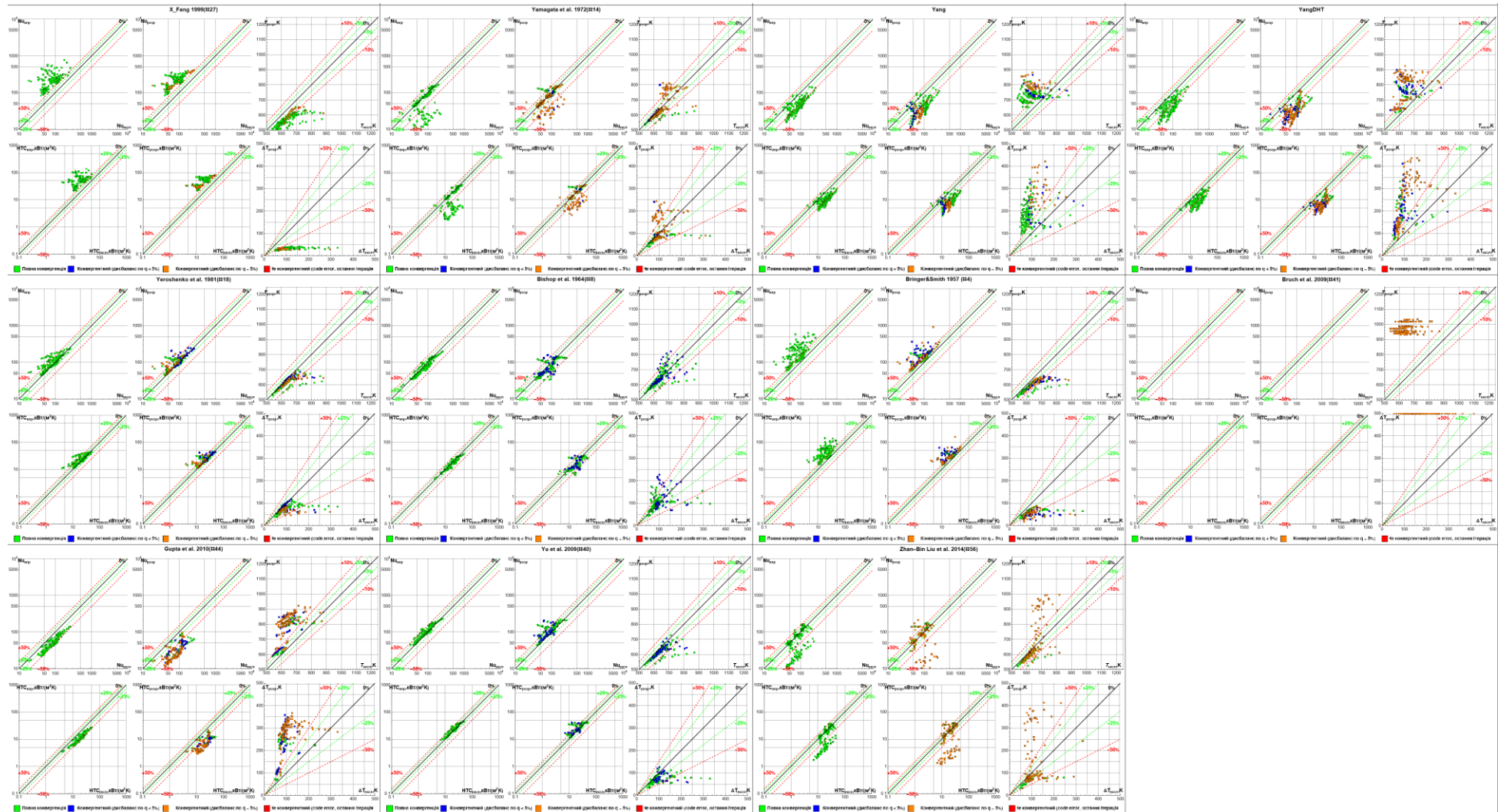


Рисунок Б.10 – Карта застосовності кореляцій для прогнозування температурних характеристик для імітаторів твел (49-59)

ДОДАТОК В. ОЦІНКА ВПЛИВУ ФОРМИ ПОГІРШЕНОГО ТЕПЛООБМІНУ
НА НАПРУЖЕНИЙ СТАН ІМІТАТОРІВ ТВЕЛ

В даному додатку наведені результати оцінки впливу форми аксіального температурного профілю на напружений стан імітаторів твел. Результати оцінки характеристик міцності були отримані із застосуванням напіваналітичних методів, які люб'язно було надано к.т.н, Дубику Я.Р. для використання при виконанні даної дисертаційної роботи, що вочевидь зробило її змістовнішою, за що йому подяка від автора.

Типові аксіальні профілі температури стінки, які вдається отримати із використанням «кращих» кореляцій або CFD моделювання з урахуванням low-Re ефектів наведено на рис. В.1. Зазвичай, при застосуванні CFD спільно з пристінковими функціями (УПФ) значно недооцінюється профіль температури який по суті відповідає «нормальному» теплообміну (синя лінія, рис. В.1). Типовий профіль, який виходить при використанні кореляцій, що побудовані на масиві експериментальних даних з режимами ПТВ позначений зеленою лінією. Профіль, який прогнозується CFD з урахуванням low-Re ефектів зазвичай має вигляд, який показаний червоною лінією. Оскільки за допомогою CFD можна оцінити і азимутальний профіль, поле температури доцільно представляти у вигляді залежності $T(\theta, Z)$.

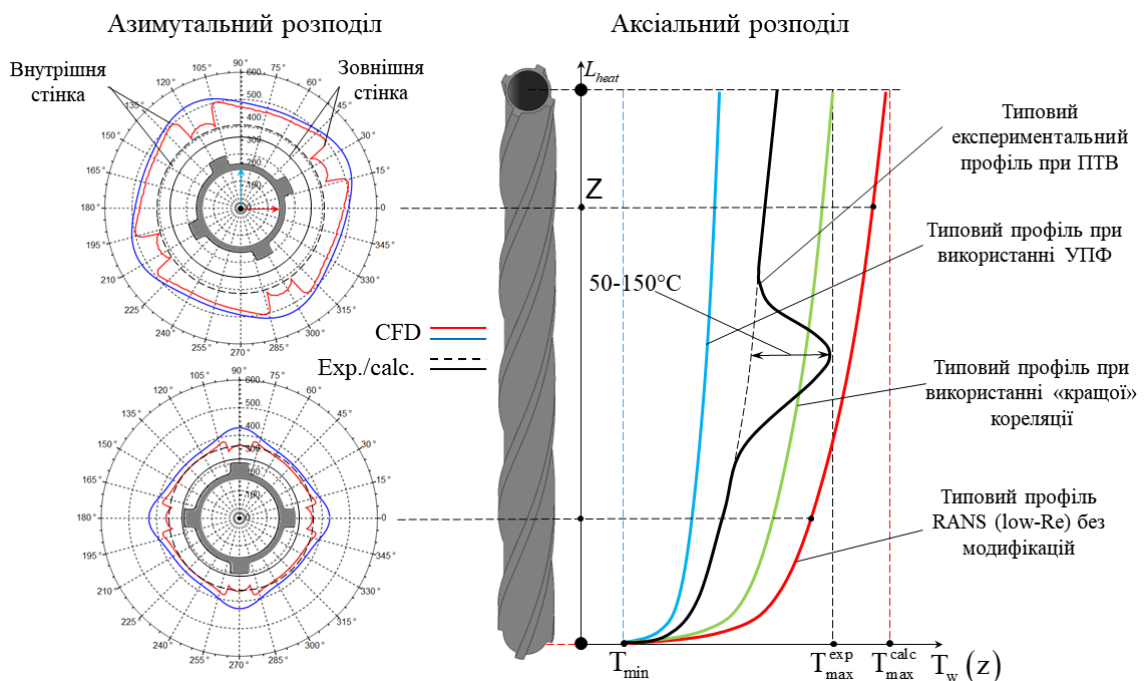


Рисунок В.1 – Типові аксіальні профілі температури стінки

Для демонстрації описаної в [134] методики в якості вхідних температурних полів застосуємо результати, які були отримані для режимів 3R#1, 3R#2 та 7R#1, 7R#2 (рис В.2 – В.6) із застосуванням розроблених підходів/моделей, описаних в розд. №4.

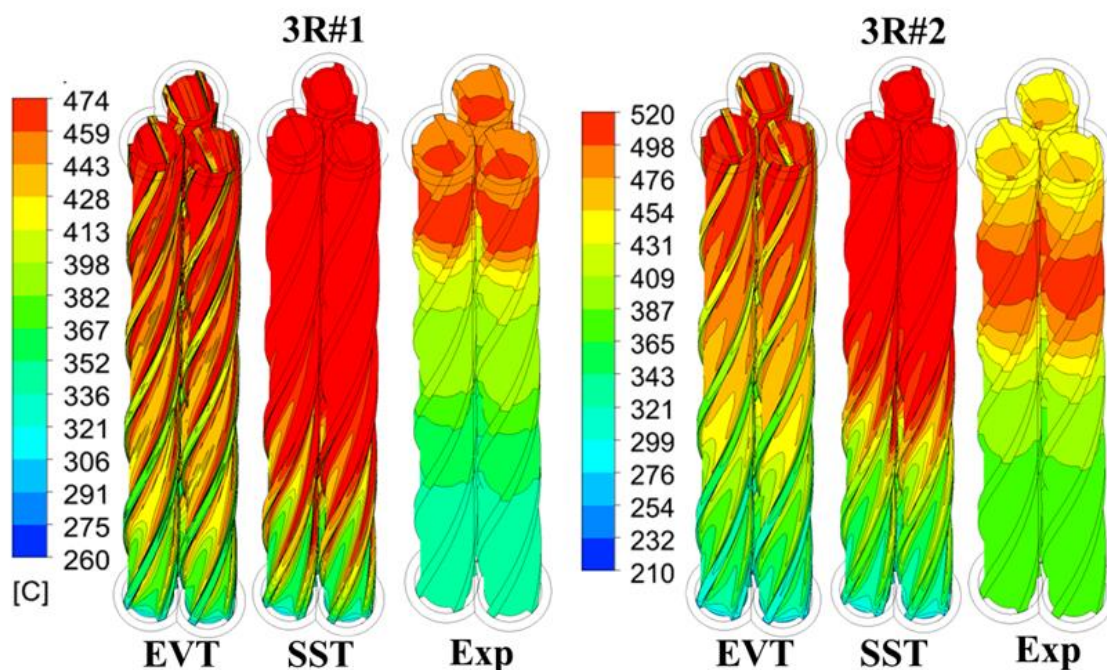


Рисунок В.2 – Розподіл температури стінки для 3-ох стержневого імітатора твелів

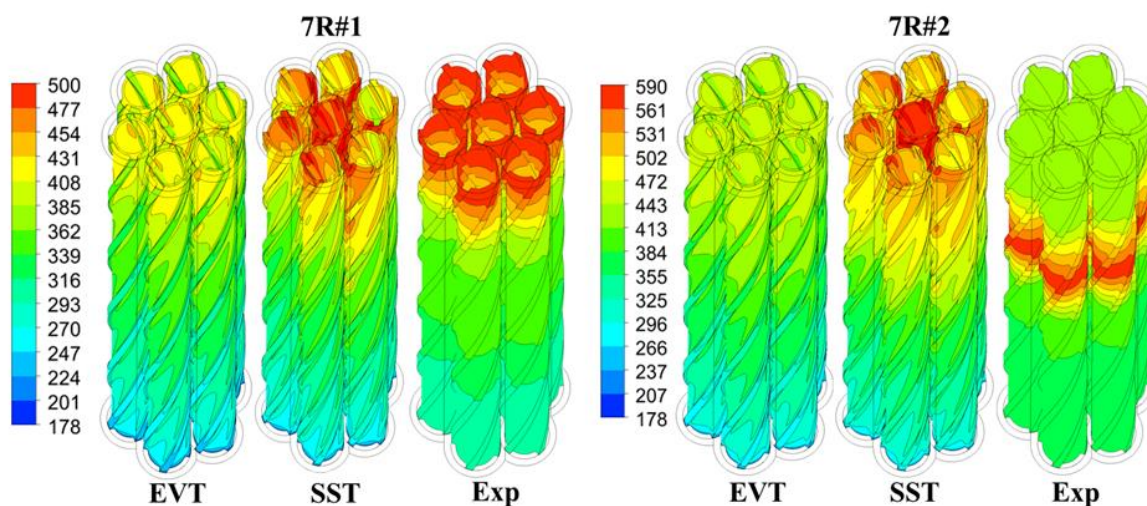


Рисунок В.3 – Розподіл температури стінки для 7-ми стержневого імітатора твелів

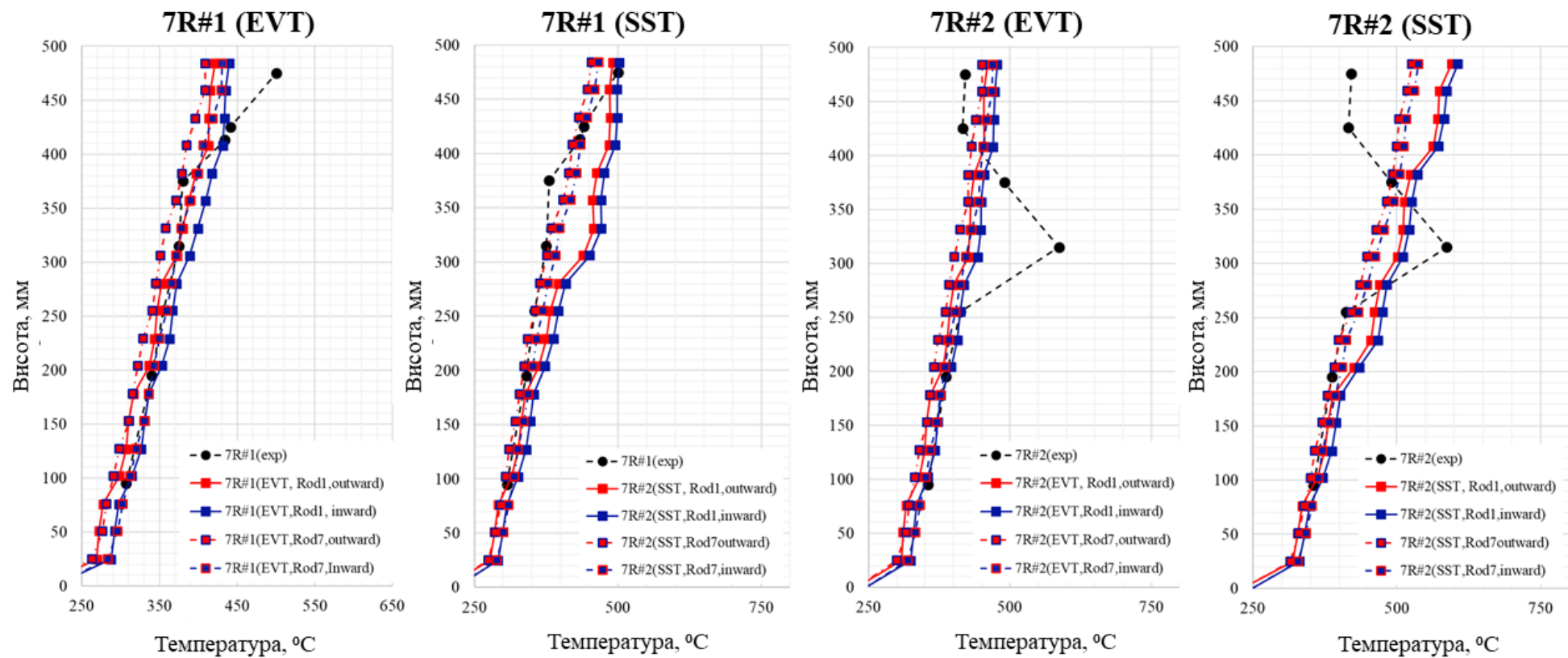


Рисунок. В.5 – Аксіальний розподіл температури для 7-ми стержневого імітатора твелів

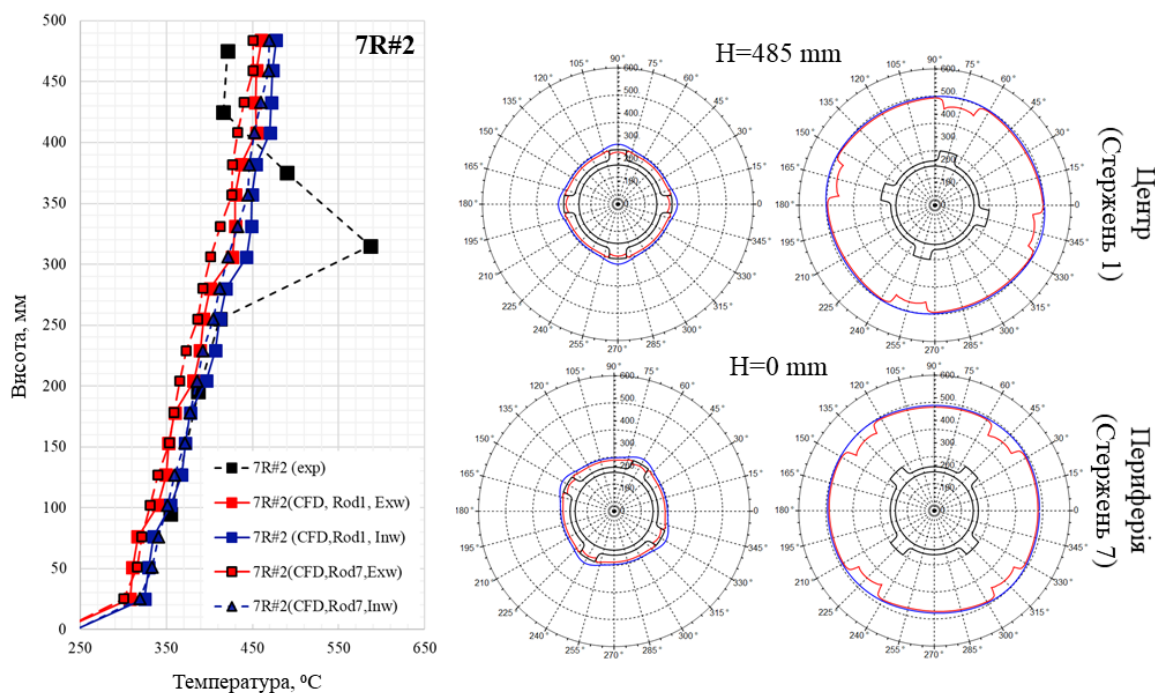


Рисунок В.6 – Аксіальний і азимутальні розподіли температури для 7-ми стержневого імітатора твелів (режим № 2)

Отримані поля та розподіли температур використано для дослідження напруженого стану експериментальних збірок. На рис. В.7 – В.10 наведено отримані результуючі розподіли згинальних напружень та розгортки мембранних аксіальних напружень для трьох- та семи-стержневих збірок.

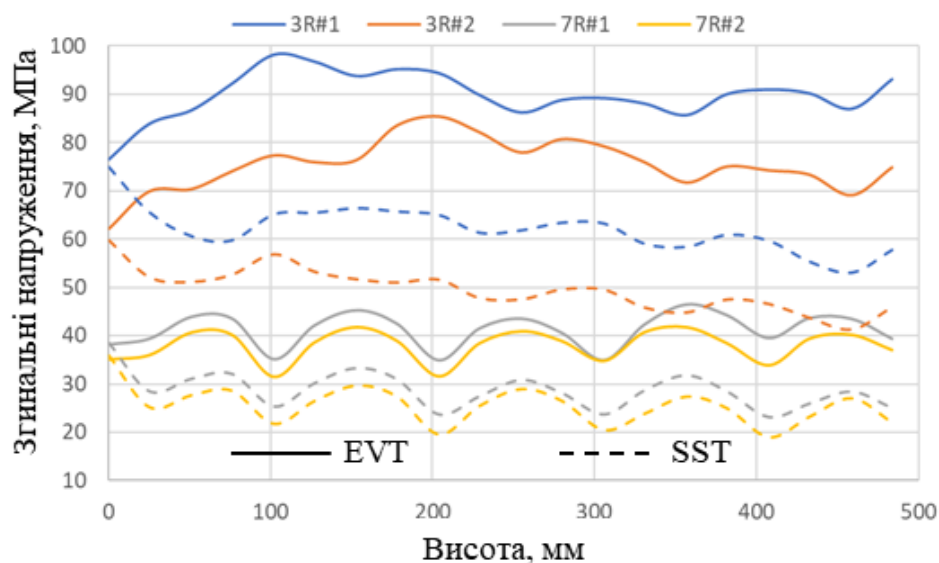


Рисунок В.7 – Розподіл згинальних напружень внаслідок лінійної зміни температури стінки

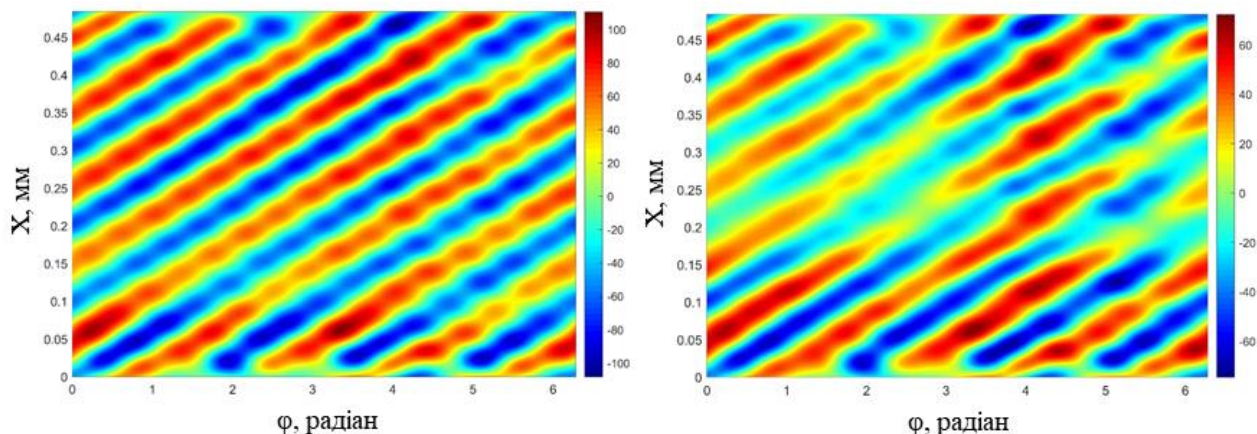


Рисунок В.8 – Мембранні аксіальні напруження для 3-ох стержневої збірки: ліва частина - режим 3R#1, права частина - режим 3R#2 (low-Re, EVT)

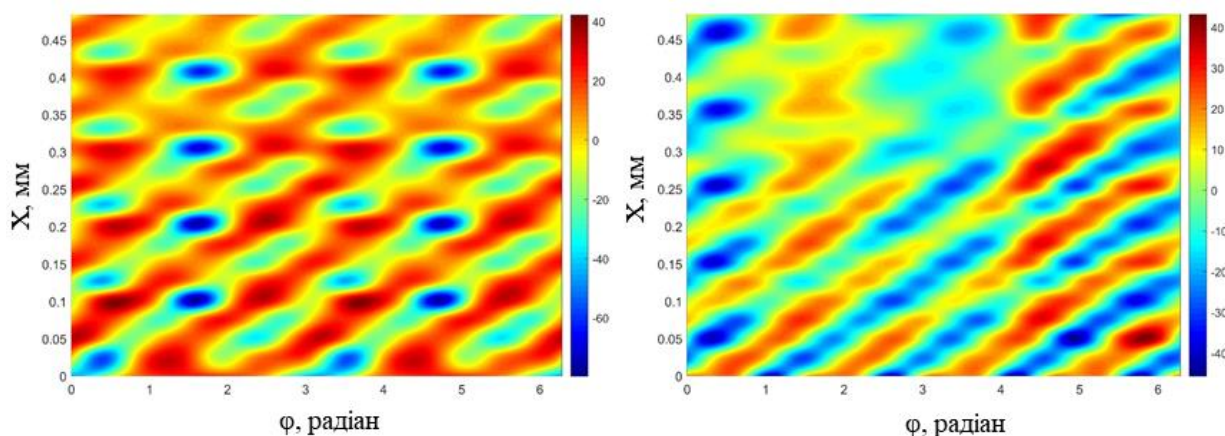


Рисунок В.9 – Мембранні аксіальні напруження для 7-ми стержневої збірки: ліва частина – центральний стержень (№1), права частина – периферійний стержень (№7) (low-Re, EVT, 7R#2)

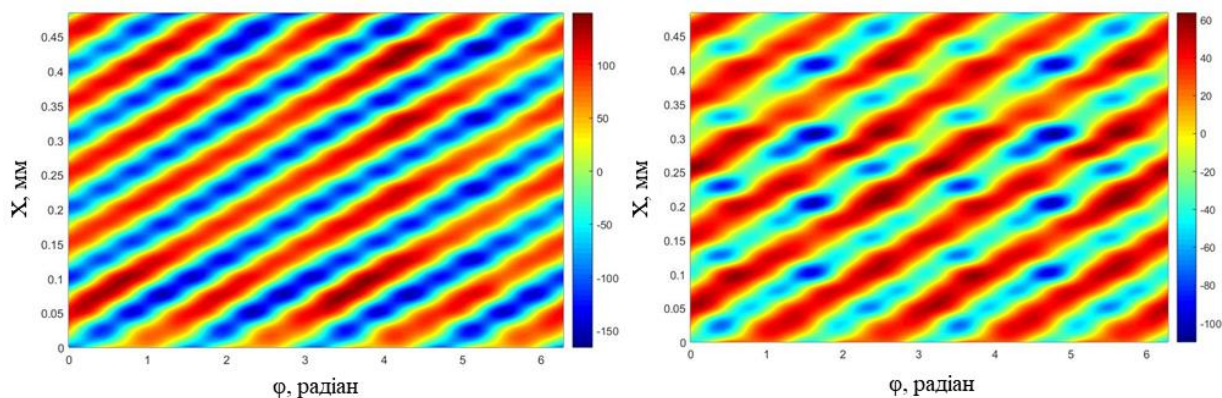


Рисунок В.10 – Мембранні аксіальні напруження для 7-ми стержневої збірки: ліва частина – 3R#1, права частина – 7R#2 (SST)

Представлений на рис. В.7 розподіл осьових згинальних напружень, які виникають за рахунок градієнта температури по товщині стінки імітатора твел, має вагомі амплітудні значення, що слід враховувати при проєктуванні паливних стержнів. Відповідно аналізу даних, представлених на рис. В.7, можна сказати, що модель EVT (low-Re) дає більш консервативні результати для осьових згинальних напружень. Профіль напружень повністю повторює розподіл градієнту температури стінки в осьовому напрямку, і різниця результатів розрахунків відповідно двом застосованим моделям чітко прослідковується для пучків із 3-ох стержнів. Слід зазначити, що розподіл температур по товщині та висоті стержнів різний для 3-х і 7-стержневих пучків. Це пояснюється робочими параметрами (див. табл. 4.2), а також різницею характеристик масообміну (міжканального обміну) у поперечному перерізі.

Розподіл мембранних напружень внаслідок осесиметричного температурного поля, отриманого в розд. 4, показаний на рис. В.8 – В.10. Відповідно приведеним результатам можна констатувати, що рівень напружень для 3-ох збірок є більшим в порівнянні з периферійними імітаторами твел 7 –ми стержневих збірок. Такий висновок стосується як для результатів розрахунків з використанням моделі EVT low-Re, так і моделі SST. Порівнюючи результати розрахунків за цими двома моделями, необхідно відзначити, що модель SST дає більш високі значення температур, а отже і більший рівень напружень. Варто відмітити, що осьові напруження, що виникають при застосуванні шнеків, можуть слугувати додатковими концентраторами (напружень) у місцях умовного контакту з оболонкою імітаторів (твел) і можуть ініціювати початок процесу утворення тріщин, що необхідно враховувати на етапі проєктування.

Результати розрахунків для цих двох моделей представлено в табл. В.1. Відповідно аналізу отриманих даних модель SST дає більш високі результати для мембранних напружень, а для згинальних - навпаки. Тому неможливо зробити однозначний вибір застосовності тієї чи іншої моделі турбулентності з двох вищезгаданих з точки зору отримання даних для наступних розрахунків міцності. Для забезпечення механічної міцності складових активної зони, що розглядаються,

важливо мати на увазі високий рівень напружень, який викликаний ПТВ. Внаслідок наявності передбачуваного розрахунками значного рівня негативного мембранного напруження, і, відповідно, можливих локальних викривлень тонких паливних оболонок, слід не тільки обов'язково проводити оцінку їх вірогідного стану у відповідних умовах експлуатації на етапі проєктування, але і передбачити можливі компенсаторні заходи з метою уникнення пошкоджень активної зони для забезпечення тривалого безаварійного функціонування РУ.

Таблиця В.1 – Результати оцінки напруженого стану збірок імітаторів твеле для режимів теплообміну при наявності ПТВ

Режим	low-Re EVT			SST model		
	$+\sigma_m$, [MPa]	$-\sigma_m$, [MPa]	σ_b , [MPa]	$+\sigma_m$, [MPa]	$-\sigma_m$, [MPa]	σ_b , [MPa]
#3R1	105	-107	98	149	-166	75
#3R2	64	-77	85	133	-143	60
#7R1	44	-82	46	64	-110	38
#7R2	42	-80	42	70	-120	36

Отримані результати можуть бути кваліфіковані для кількісного прогнозування явищ ПТО, хоча й не прогнозують аксіальний профіль температури. Не дивлячись на те, що існує якісна відмінність в аксіальних профілях температури, перепад тиску прогнозується з відхиленням, яке не перевищує 10% у порівнянні з експериментальними значеннями навіть при використанні спрощених підходів із застосуванням для розрахунків пристінкових функцій).

ДОДАТОК Г. ПРАКТИЧНЕ ЗАСТОСУВАННЯ РОЗРОБЛЕНИХ ПІДХОДІВ ТА
РЕЗУЛЬТАТІВ ДОСЛІДЖЕНЬ



**Товариство з обмеженою
відповідальністю
"ІПП-ЦЕНТР"**

01104, м. Київ, вул. Болсуновська, 8
Тел/факс: (044) 502-4570. Код ЄДРПОУ 24264063
E-mail: ipp@ipp-centre.com.ua
Веб-сайт: www.ipp-centre.com.ua

Від «19» вересня 2022 р.

ЗАТВЕРДЖУЮ
Директор ТОВ «ІПП-ЦЕНТР»
Матеяшук Б.М.



ДОВІДКА

про впровадження результатів дисертаційної роботи
Філонова Владислава Віталійовича
на тему

**«Прогнозування режимів погіршеного теплообміну в перспективних реакторах
IV покоління з надкритичними параметрами теплоносія»**


Дана довідка засвідчує те, що дисертаційна робота відповідає перспективному напрямку науково-технічної діяльності в рамках міжнародної дослідницької та навчальної програми Євроатому «Euratom Research and Training Programme (2019-2020 рр.)», яка охоплює ядерні дослідження та інновації, зокрема в рамках спільного європейсько-канадсько-китайського проекту «Технологія малого модульного реактора» ECC-SMART (Grant Agreement No 945234), де підприємство є одним із виконавців.

Розроблені спеціалізовані методи для нелінійної теплогідравліки суттєво поліпшили використання різного роду неявних напівемпіричних співвідношень для прогнозу інтенсивності теплообміну при надкритичних параметрах, що є невід'ємною частиною обґрунтування безпеки референтної конструкції перспективного реактора.

Запропоновані підходи щодо прогнозування режимів погіршеної тепловіддачі, які базуються на фізичних співвідношеннях в примежовому шарі виявилися досить плідними при проектуванні перспективної активної зони. Практична цінність розроблених підходів полягає в підвищенні прогностичної надійності, а також безпосередньої оптимізації часу при параметричному аналізі характеристичних величин активної зони: теплової потужності, збагачення ядерного палива, гідравлічного опору та температурних режимів твел і конструкційних елементів.

Реалізовані на практиці інженерні підходи були апробовані при обґрунтуванні номінальних параметрів референтної конструкції модульного реактора ECC-SMART з надкритичними параметрами теплоносія.

Головний інженер,
ТОВ «ІПП-ЦЕНТР»,
К.Т.Н.

 Заразовський М.М.

ДОДАТОК Д. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Публікації, в яких опубліковані основні наукові та практичні результати дисертації:

1) Філонов В.В. Адаптація температурної пристінкової функції для розрахунку теплообміну при надкритичних параметрах теплоносія / Філонов В.В., Письменний Є.М., Разумовський В.Г. // Науковий журнал «Енергетика: економіка, технології, екологія». № 4. 2021. С. 44–53

URL: <https://doi.org/10.20535/1813-5420.4.2021.257268>.

2) Dubyk Y. Deteriorated heat transfer influence on the stress-strain state of SMR SCWR fuel bundles / Dubyk Y., V. Filonov., O. Kovalenko, Y. Filonova // *ASME J of Nuclear Rad Sci.* Jul 2022. Volume 8(Issue 3): 031105 (8 pages)

URL: <https://doi.org/10.1115/1.4052590> (Q3, Scopus).

3) Filonov V.V. Transfer matrix method for analysis of thermohydraulic Characteristics of supercritical water using channel Approach / V. Filonov, Y. Filonova., Y. Dubyk., E. Pis'mennyi. // *International Journal of Heat and Mass Transfer.* Volume 187, 15 May 2022. 122531 (14 pages)

<https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2022.122531> (Q1, Scopus)

Публікації які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

4) Філонов В. В. Вибір оптимальної двопараметричної моделі турбулентності для CFD аналізу теплообміну при надкритичних параметрах / В. В. Філонов, Є. М. Кондратюк В.А. // Матеріали XV МНПК молодих вчених і студентів. Київ. 2017. С. 43.

5) Razumovskiy V.G. Numerical Analysis of HTD and PD in 3-rod bundle & Benchmark. 3rd RCM on “Understanding and Prediction of Thermal-Hydraulics Phenomena Relevant to Supercritical Water-Cooled Reactors (SCWRs)” / Razumovskiy V.G., Pis'mennyi E.N., Yeryomenko V.K., Koloskov A.E., Filonov V.V. // University of Wisconsin – Madison, Wisconsin, US. 26-29 June 2017. P. 1-23.

6) Filonov V. On experimental investigation of heat transfer deterioration and hydraulic resistance in annular channel and SCWR 3 – rod bundle / V. Filonov, Y.

Filonova, V. Razumovskiy, E. Pis'mennyi // Proceedings of the 26th International Conference on Nuclear Engineering ICONE26-81289. London, England. July 22-26. 2018. P.1–8.

7) Філонов В.В. On experimental and computational investigation of heat transfer deterioration and hydraulic resistance in annular channel and SCWR 3-rod bundle / В.В. Філонов, Є.М. Письменний // Матеріали II міжнародної наукової мультидисциплінарної конференції студентів та молодих учених “Modern Technologies: Improving the Present and Impacting the Future”. 2018. С.43

8) Філонов В. В. Применение связки MATLAB + FORTRAN для расширения расчетных возможностей ANSYS CFX / В.В. Філонов, О. В. Коваленко, Ю.С. Філонова // Тезисы VII МНПК "Компьютерная гидромеханика". 2020. С. 74-75.

9) Filonov V. Transfer Matrix Method for Analysis of Thermohydraulic Characteristics of Supercritical Water Using Channel Approach / V. Filonov, Y. Filonova, V. Razumovskiy, Y. Dubyk // International Symposium on SCWRs. Prague, Czech Republic. March 15-18. 2021. P. 1-14.

10) Філонов В. В. Проста адаптація "класичних" пристінкових функцій температури для розрахунку теплообміну при надкритичних параметрах/ В. В. Філонов, Є. М. Письменний Є.М. // Матеріали XIX МНПК молодих вчених і студентів. 2021. С. 86-87.

11) Filonov V. Concept of velocity and temperature fields comparison at heat transfer deterioration under water supercritical conditions / V. Filonov, Y. Filonova, V. Razumovskiy // 25 th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics. 2021. P. 481–482.