

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Кваліфікаційна наукова праця
на правах рукопису

СЕРЕДА ВОЛОДИМИР ВОЛОДИМИРОВИЧ

УДК 536.423.4

**ТЕПЛООБМІН ПРИ ПЛІВКОВІЙ КОНДЕНСАЦІЇ
РУХОМОЇ ПАРИ В ГОРИЗОНТАЛЬНІЙ ТРУБІ**

05.14.06 – Технічна теплофізика та промислова теплоенергетика

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук

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

_____ В.В. Серeda

Науковий керівник: Ріферт Володимир Густавович,
доктор технічних наук, професор

Київ – 2017

АНОТАЦІЯ

Середя В.В. Теплообмін при плівковій конденсації рухомої пари в горизонтальній трубі. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.14.06 – технічна теплофізика та промислова теплоенергетика. – Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського», МОН України, Київ, 2017.

Дисертацію присвячено експериментальним дослідженням, спрямованим на підвищення ефективності роботи горизонтально-трубних конденсаторів за рахунок більш точного оцінювання теплообміну і режимних параметрів під час конденсації різних холодоагентів у горизонтальних трубах таких апаратів.

Виконано порівняльний аналіз наявних теоретичних і експериментальних методів розрахунку теплообміну під час конденсації всередині горизонтальних труб. Виявлено, що нині немає надійних теоретичних рішень для напівкільцевого режиму течії фаз, а задачу конденсації розв’язано тільки для розшарованого (коли наявний переважний вплив сил тяжіння на плівку конденсату) і кільцевого (коли плівка конденсату тече під дією сил міжфазного тертя) режимів. Найскладніше розраховувати тепловіддачу в разі кільцевої турбулентної течії конденсату, коли теплообмін суттєво залежить від швидкості пари. Наявні теоретичні рішення вимагають знання значення перепаду тиску на тертя $(\Delta P/\Delta z)_f$ та об’ємного паровмісту ϵ . Для їх визначення є багато кореляцій, які дають велику похибку між собою і відповідно суттєве відхилення в результатах розрахунку теплообміну.

З’ясовано, що у більшості опублікованих праць не досліджують вплив теплового потоку на характер теплообміну, що є найбільш актуальним для плівкової конденсації пари, а переважно розглядають вплив масової швидкості G і паровмісту x . Вимірювання середніх коефіцієнтів тепловіддачі за кутовою координатою і довжиною (мінімум 0,5 м) труби і подання дослідних даних у вигляді $\alpha = f(G, x)$ не дозволяє отримати повної картини особливостей

теплообміну під час конденсації, а саме – впливу на теплообмін паровмісту, швидкості пари, густини теплового потоку, натікання конденсату. Також у багатьох працях немає вимірювання коефіцієнтів тепловіддачі у струмку конденсату, де значення коефіцієнтів тепловіддачі набагато нижче, ніж у верхній частині труби.

Показано невідповідність наявних залежностей для розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації з дослідними даними, отриманими в експериментах із різними рідинами. Розбіжності розрахункових і дослідних даних досягають 50–70 % і вище.

Використовуючи градієнтний метод досліджень, який полягає у вимірюванні поля температур у тілі товстостінної робочої секції, протестовано експериментальну установку за допомогою порівняння дослідних даних із конвективного теплообміну, отриманих у разі протікання рідини повним перерізом труби, з відомими теоретичними рішеннями. Також оцінено максимальні значення похибок, які можна отримати під час досліджень.

У результаті виконання серії експериментальних досліджень отримано нові експериментальні значення локальних за периметром труби коефіцієнтів тепловіддачі під час плівкової конденсації фреону R-22 і водяної пари на описаній експериментальній установці.

За умови конденсації фреону R-22 дослідження проводили за масової швидкості на вході в дослідну ділянку G , що дорівнювала 283–300, 200–230, 150–160, 100, 50–43 і 11 кг/(м²·с), змінювання середніх за φ теплових потоків $\overline{q_\varphi}$ від $5 \cdot 10^3$ до $50 \cdot 10^3$ Вт/м² і паровмістом у межах $x = 0,7–0,99$ за $G=200–300$ кг/(м²·с), $x = 0,63–0,99$ за $G = 150–160$ кг/(м²·с) і $x = 0,24–0,99$ за $G = 11–52$ кг/(м²·с). Усі дослідження виконано для однакових G та x , але за змінних $\overline{q_\varphi}$. Така процедура дозволяла стабільно підтримувати в дослідах однакові параметри процесу (G і x). У всіх експериментах простежується нерівномірний розподіл α_φ за φ , тобто немає чіткого кільцевого режиму течії фаз.

Установлено, що значення α_ϕ у верхньому сегменті труби (ϕ становить більше від 90°) зменшується зі збільшенням q_ϕ незалежно від G і x . Якщо $\phi < 90^\circ$, то характер впливу q_ϕ на α_ϕ залежить від G ; за великих G у нижній частині труби α_ϕ майже не залежать від q_ϕ ; за малих G ($\leq 160 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$) у нижній частині труби (струмок конденсату) α_ϕ зростає зі збільшенням q_ϕ , особливо за малих x .

Доведено, що за умови розшарованого режиму течії фаз локальні коефіцієнти тепловіддачі майже не залежать як від швидкості пари (тертя на межі поділу фаз), так і від паровмісту x , при цьому добре узгоджуються з формулою Нуссельта для зовнішньої поверхні горизонтальної труби, коли на процес конденсації впливає тільки сила тяжіння.

Основні параметри, за якими проводили дослідження, у разі конденсації водяної пари у горизонтальній трубі наступні: $G = 9\text{--}54 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, $x = 0,4\text{--}0,98$, $\overline{q_\phi} = 40\text{--}320 \text{ кВт}/\text{м}^2$. На робочих секціях створювали такі режими течії, за яких або немає впливу швидкості пари на теплообмін, або цей вплив переважає і має місце ламінарна плівка конденсату.

Встановлено такі закономірності локальної тепловіддачі: 1) зменшення α_ϕ зі зростанням ϕ , тобто наявний асиметричний режим течії; 2) збільшення швидкості пари w_v , за близьких значень Re_f збільшує тепловіддачу; 3) зростання α_ϕ за однакових (близьких за значенням) швидкостей пари зі збільшенням теплового потоку.

Проведені експериментальні дослідження показали, що навіть незначна асиметричність течії конденсату в верхній частині труби призводить до змінювання хвильових і турбулентних характеристик плівки і впливає на розподіл локальних коефіцієнтів тепловіддачі, тому точність отриманих результатів залежить від правильного оцінювання ділянки з кільцевим режимом течії фаз. Для визначення меж режимів використано метод Коскі та Стауба (Kosky and Staub) і скориговано граничне значення співвідношення сил міжфазного тертя τ_f до сил тяжіння τ_g на основі отриманих експериментальних даних.

На основі встановлених закономірностей і одержаних експериментальних даних розроблено метод розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації рухомої пари у горизонтальній трубі. У методі використано числове розв'язання рівнянь переносу тепла й імпульсу, записаних для кільцевої течії плівки конденсату з уточненим оцінюванням впливу сили міжфазного тертя τ_f на тепловіддачу. Це уточнення містить експериментальне обґрунтування методу розрахунку параметра β_v для визначення впливу двофазності течії на силу тертя τ_f і застосування поправки β_q , яка враховує всмоктування рідини у пару на межі поділу фаз.

Доведено, що використання запропонованого методу розрахунку теплообміну під час конденсації водяної пари, фреонів R-22, R-123, R-134a, R-245fa, вуглекислого газу, пропілену, пропану, ефіру, ізобутану, холодоагентів FC-72, Novoc®649 та HFE-7000 у горизонтальній трубі дозволяє отримати найкращу точність (до $\pm 25\%$) поміж усіх наявних методів і моделей.

Розроблений метод розрахунку теплообміну подано у вигляді спеціальної програми у пакеті Mathcad. За допомогою інформаційної технології «хмарних» функцій посилання на розроблену програму розміщено у мережі Інтернет. Отже, новий метод розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації в горизонтальних трубах є доступним для використання всім користувачам мережі Інтернет і може бути інтегрований в інші розрахункові програми.

Результати дисертаційних досліджень апробовано у процесі проектування конденсаторів

повітряного і водяного охолодження у компанії «UkrIce Company» (м. Одеса) та на ПАО ОПП «ХОЛОДМАШ» (м. Одеса).

Робота на тему «Удосконалення методики розрахунку теплообміну при конденсації всередині горизонтальних гладких труб», що ґрунтується на результатах цієї дисертації, отримала диплом III ступеня на XV Всеукраїнському конкурсі «Молодь – енергетиці України – 2015: відкритий конкурс молодих вчених та енергетиків» у номінації «Теплова енергетика».

Ключові слова: горизонтальна труба, двофазний потік, плівкова конденсація, сила міжфазного тертя, теплообмін, холодоагент.

Список публікацій здобувача:

1. Риферт В. Г., Горин В. В., Середа В. В., Усенко В. И. Конденсация внутри горизонтальных труб. Состояние вопроса и анализ результатов исследований. Международный научно-прикладной журнал «Промышленная теплотехника». 2011. № 33(8). С.62-71.
2. Середа В. В. Анализ современных карт режимов течения двухфазного потока при конденсации в горизонтальных трубах теплообменных аппаратов. Міжвузівський збірник Луцького національного технічного університету «Наукові нотатки». 2013. № 43. С. 199-205.
3. Риферт В. Г., Барабаш П. А., Горин В. В., Середа В. В. Теплообмен при конденсации внутри горизонтальных гладких труб. Совершенствование метода расчета теплообмена. Холодильна техніка та технологія. 2015. № 6 (51). С. 26-34. (Входит до міжнародних наукометричних баз Index Copernicus International, Ulrich's Periodicals Directory, Open Academic Journals Index).
4. Rifert V. G., Gorin V. V., Barabash P. A., Sereda V. V. Condensation inside horizontal tubes: state of the problem and analysis of research results. Scientific Journal «Transactions of Academenergo». 2011. № 4. P. 57-68. (Іноземне видання, яке входить до міжнародної наукометричної бази РІНЦ).
5. Rifert V. G., Sereda V. V. Condensation inside Smooth Horizontal Tubes. Part 1. Survey of the Methods of Heat-exchange Prediction. Scientific journal «Thermal Science». 2015. № 5 (19). P. 1769-1789. (Іноземне видання, яке входить до міжнародних наукометричних баз SCOPUS Database, EBSCO Database).
6. Rifert V. G., Sereda V. V., Barabash P. O., Gorin V. V. Condensation inside Smooth Horizontal Tubes. Part 2. Improvement of heat exchange prediction. Scientific journal «Thermal Science». 2017. № 3 (21). P. 1479-1489. (Іноземне видання, яке входить до міжнародних наукометричних баз SCOPUS Database, EBSCO Database).
7. Середа В. В., Волощук В. В. Визначення термодинамічних властивостей фреону R-22 в середовищі Mathcad. Матеріали VII Міжнародної науково-практичної конференції аспірантів, магістрантів і студентів «Сучасні проблеми наукового забезпечення енергетики», 21-25 квітня 2009 р. Київ, 2009. С.134.

8. Серeda В. В., Риферт В. Г. Анализ результатов исследований теплообмена при конденсации хладагентов в горизонтальных трубах. Матеріали VIII Міжнародної науково-практичної конференції аспірантів, магістрантів і студентів «Сучасні проблеми наукового забезпечення енергетики», 19-23 квітня 2010 р. Київ, 2010. С. 174.

9. Риферт В. Г., Горин В. В., Серeda В. В. Стенд и методика исследования теплообмена при конденсации внутри горизонтальных труб. Матеріали I Міжнародної науково-практичної конференції «Комплексне забезпечення якості технологічних процесів та систем», 17-19 травня 2011 р. Чернігів, 2011. С. 115-116.

10. Риферт В. Г., Горин В. В., Серeda В. В., Усенко В. И. Конденсация внутри горизонтальных труб: состояние вопроса и анализ задачи исследования. Матеріали VII Міжнародної конференції «Проблеми промислової теплотехніки», 23-27 травня 2011. Київ, 2011. С. 54.

11. Риферт В. Г., Горин В. В., Серeda В. В. Исследование процесса конденсации внутри горизонтальных труб теплообменных аппаратов. Матеріали VII Міжнародної науково-технічної конференції «Сучасні проблеми холодильної техніки і технології», 14-16 вересня 2011. Одеса, 2011. С. 114.

12. Rifert V. G., Gorin V. V., Barabash P. A., Sereda V. V. Condensation inside Horizontal Tubes: State of the Problem and Analysis of Research Results. Proceedings of the 15-th International Workshop «Transport Phenomena in Two-Phase Flow», September 17-22, 2011. Sunny Beach, Bulgaria, 2011. P. 155-166.

13. Серeda В. В., Най П. А. Применение облачных функций для расчета теплоотдачи при конденсации в горизонтальных трубах. Матеріали XII Міжнародної науково-практичної конференції аспірантів, магістрантів і студентів «Сучасні проблеми наукового забезпечення енергетики», 22-25 квітня 2014. Київ, 2014. С. 189.

14. Rifert V. G., Sereda V. V. Improvement of the Design Model for Condensation inside Smooth Tubes. Proceedings of the 7th Baltic Heat Transfer Conference, August 24-26, 2015. Tallinn, Estonia, 2015. P. 143-149.

SUMMARY

Sereda V. V. Heat Transfer during Film Condensation of Moving Vapor in Smooth Horizontal Tube. – The manuscript.

Thesis for the degree of candidate of technical sciences in specialty 05.14.06 – Technical Thermal Physics and Industrial Heat-Power Engineering. – National Technical University of Ukraine “Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute”, MES of Ukraine, Kyiv, 2017.

The dissertation is devoted to the experimental researches which are aimed at increasing the efficiency of horizontal tube condensers by strictly accurate evaluation of heat transfer and regime parameters in condensing various refrigerants in horizontal tubes of such devices.

The review involves the results of theoretical and experimental studies of condensation inside horizontal tubes carried out in the period from 1955 to 2017. The theoretical solutions have been submitted for two phase flow patterns: annular flow, when condensate film is flowing under friction forces, and gravitational (stratified) flow, when gravity dominates among the forces affecting condensate flow. Prediction of heat transfer in a stratified flow on the upper part of tube is recommended in accordance with the Nusselt formula for condensation outside horizontal tube. Heat transfer by vapor condensing in a stream (bottom part of tube) is predicted by different correlations not proved by the experiments, but related to convective heat transfer in tube.

Theoretical solutions for annular turbulent flow of condensate affected by vapor velocity require information on frictional pressure drop $(\Delta P/\Delta z)_f$ and volumetric vapor content ε . To predict $(\Delta P/\Delta z)_f$ and ε a lot of the correlations give high discrepancy between each other and respectively result in wide deviations of the parameters demanded for heat transfer calculation.

It is established that in all published works only heat-transfer coefficients of condensation inside smooth horizontal tubes averaged both over tube's perimeter and its certain length (0.5 m and above) were measured. It made impossible to gain proper

enough insight into the features of condensation heat transfer, namely into impact of vapor content and velocity, as well as condensate accumulation on heat transfer.

Presentation of the experimental data in the form of heat-transfer coefficient (Nusselt number) as a function of only weight vapor content x or mass velocity G is basically incorrect from the point of view of heat transfer under flow of condensate film on the greater part of the surface, because such analysis does not explain impact of either heat flux or temperature drop ΔT .

It is shown that the existing correlations for calculation of local and mean coefficients of heat transfer inside smooth tubes do not correspond with the data obtained in the experiments on different fluids. Discrepancy of calculated and experimental data reaches 30 to 70% and more.

The unique measurements of heat fluxes and heat transfer coefficients local by circumference have been carried out during condensation of Freon R-22 and steam which varies over a wide range of the main regime parameters (G , x , q , Re_l). Also, the maximum values of errors that can be obtained during research, have been estimated.

Condensation of Freon R-22 have been carried out at the inlet mass flow rate $G=283-300$, $200-230$, $150-160$, 100 , $50-43$ and 11 $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, average by φ heat fluxes $\overline{q_\varphi}$ from $5 \cdot 10^3$ to $50 \cdot 10^3$ W/m^2 and the vapor content $x=0,7-0,99$ for $G=200-300$ $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $x=0,63-0,99$ for $G=150-160$ $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ and $x=0,24-0,99$ for $G=11-52$ $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$. All experiments have been performed for the same G and x , but for variables $\overline{q_\varphi}$. Such a procedure allowed to maintain in the experiments the same process parameters (G and x).

The main parameters during steam condensation are follows: $G=9-54$ $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$, $x=0,4-0,98$, $\overline{q_\varphi}=40-320$ kW/m^2 .

To prove correctness of the applied method of measurement of local α_φ the modes corresponding to the maximal accuracy of theoretical local α_φ were investigated. They were two modes of condensation inside horizontal tube. The first one was without effect of vapor and condensate stream velocities, when $J_g \ll 1.0$ and $X_{tt} < 1$. The second mode was under prevailing impact of vapor velocity and annular flow of the phases, when $Re_f < 100$ and laminar film of condensate took place ($J_g \gg 2.0$ and $X_{tt} < 1$).

Another verification of the accuracy of α_φ measurement and of the theory of flowing vapor film condensation has been performed in this work. There are doubts about accuracy of the methods of velocity profile calculation, estimation of turbulent Pr_t , and influence of condensate entrainment. As well, there is still a problem to estimate friction coefficient C_f included in different theoretical correlations for prediction of heat transfer on the interphase. The values of C_f and $(\Delta P/\Delta z)_f$ depend upon two-phase flow parameters, the main of which are vapor content x and density ρ_v , as well as liquid density ρ_l . As follows from the theory of annular phase flow friction coefficients in one-phase and two-phase flows and their $(\Delta P/\Delta z)_f$ are equal, when Locart-Martinelli parameter X_{tt} is close to zero.

For water steam with pressure below 10^5 Pa, when $\rho_v/\rho_l \ll 1$ at $x > 0.9$ according to any available correlations for Φ_v^2 required to calculate $(\Delta P/\Delta z)_f$ and C_f respectively, $\Phi_v^2 < 1.1 \div 1.2$ is obtained. Φ_v^2 is a multiplier that expresses impact of two-phase flow upon $(\Delta P/\Delta z)_f$, C_f , and Nu respectively. Calculation of Φ_v^2 has been performed due to Hasan Afroz formula.

Three features of α_φ change are clearly seen from the obtained experimental data. The first of them is decreasing in α_φ , as φ increases that means asymmetric mode. The second feature is increasing α_φ , as steam velocity increases. The third one is the most interesting feature of increasing α_φ under equal (close values) steam velocities, when heat flux is growing.

Effect of heat flux on hydraulic resistance and heat transfer in two-phase flows under phase transformations is explained by mass suction in boundary layer under condensation. It is shown that, if suction parameter $j = q/(rG) > 10^{-4}$, hydraulic resistance C_f at interphase increases as compared to one-phase flow resistance C_{fo} and is described by formula $\Phi_q = C_f/C_{fo} = 1 + 17.5 \text{Re}_v^{0.25} j$. This correction is used in further analysis of the experimental data.

Depending upon condensation characteristics (w , q , x), as well as steam and condensate qualities increasing friction coefficient C_f and, respectively, pressure losses $(\Delta P/\Delta z)_f$ result in increasing β and, respectively, local and average heat transfer coefficients.

The obtained experimental data on local α_φ under condensation of R22 ($t_s=40^\circ\text{C}$, $G=284\text{ kg}/(\text{m}^2\cdot\text{s})$, $x=0.99$). allows to make a such conclusions. Under such parameters $J_g>2.4$ and $X_{tr}\approx 0$ an annular flow of the phases should take place. However, descend in local α_φ under increasing φ is seen. Averaged by φ the heat transfer coefficients decrease, as q increases that corresponds with the theory of laminar film condensation. As well as under water steam condensation it is seen from calculation for R22 that the calculated and experimental α_φ completely converge, when the corrections Φ_v^2 for two-phase flow and Φ_q for impact of q are taken into account.

So, in this work the improved model of film condensation inside horizontal tubes for prediction of heat transfer with application of the results of numerical solutions of Dukler and Bae *et al.* and more precise definition of friction coefficient at interphase as the main parameter crucial for condensation is proposed. This more precise definition contains experimental substantiation of Φ_v^2 prediction for calculation of pressure losses by friction and introduction of correction Φ_q that takes into account surface suction at the interphase.

Heat exchange predicted by the proposed method was compared with the experimental data of various authors for 13 substances (steam, Freon's R-22, R-123, R-134a, R-245fa, carbon dioxide, propylene, propane, ether, isobutene, refrigerants FC-72, Novec[®]649, HFE-7000) in annular and intermediate modes. Good agreement of the experiments with calculations (divergence within 25%) proves correctness of the proposed method both for laminar flow of condensate film (Nusselt's theory) and turbulent flow (models by Bae and others).

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СИМВОЛІВ.....	15
ВСТУП.....	18
РОЗДІЛ 1	
АНАЛІЗ ВІДОМИХ ТЕОРЕТИЧНИХ І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ТЕПЛООБМІНУ ПРИ КОНДЕНСАЦІЇ В ГОРИЗОНТАЛЬНИХ ГЛАДКИХ ТРУБАХ.....	24
1.1. Огляд теоретичних досліджень теплообміну при ламінарній і турбулентній плівковій конденсації.....	24
1.2. Аналіз експериментальних досліджень по конденсації в горизонтальних трубах.....	34
1.3. Порівняння теоретичних рішень з експериментальними даними....	52
1.4. Висновки, мета і задачі досліджень.....	60
РОЗДІЛ 2	
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА І МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛООБМІНУ ПРИ КОНДЕНСАЦІЇ В ГОРИЗОНТАЛЬНИХ ГЛАДКИХ ТРУБАХ.....	62
2.1. Модернізація експериментальної установки.....	63
2.2. Перевірка точності вимірювання параметрів при проведенні досліджень.....	70
2.3. Методика обробки отриманих експериментальних даних.....	73
2.4. Розрахунок похибок експериментальних досліджень.....	77
2.4.1. Розрахунок похибок вимірювання температур термопарами.....	77
2.4.2. Розрахунок похибок вимірювання діаметрів.....	79
2.4.3. Розрахунок похибок вимірювання витрати води ротаметрами.....	81
2.4.4. Розрахунок похибок визначення локальних теплових потоків і коефіцієнтів тепловіддачі.....	81

2.4.5. Розрахунок похибок визначення локальних паровмістів.....	83
2.5. Висновки за розділом.....	85
РОЗДІЛ 3.	
РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЛОКАЛЬНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ	
ТЕПЛОВІДДАЧІ ПРИ ПЛІВКОВІЙ КОНДЕНСАЦІЇ.....	87
3.1. Обґрунтування вибору режимів проведення досліджень.....	87
3.2. Результати експериментального дослідження локальних коефіцієнтів тепловіддачі при конденсації фреону R22 в горизонтальній трубі.....	89
3.3. Результати експериментального дослідження локальних коефіцієнтів тепловіддачі при конденсації водяної пари в горизонтальній трубі.....	95
3.4. Обґрунтування методу визначення режимів течії.....	99
3.5. Висновки за розділом.....	101
ГЛАВА 4.	
РОЗРОБКА МЕТОДУ РОЗРАХУНКУ ТЕПЛООБМІНУ	
ПРИ КОНДЕНСАЦІЇ В ГОРИЗОНТАЛЬНИХ ТРУБАХ.....	103
4.1. Обґрунтування вибору теоретичних залежностей.....	103
4.2. Дослідження впливу параметрів двофазної течії на середню тепловіддачу.....	111
4.3. Дослідження впливу теплового потоку на середню тепловіддачу...	114
4.4. Порівняння запропонованого методу з отриманими дослідними даними.....	117
4.5. Порівняння запропонованого методу розрахунку теплообміну з іншими методиками на основі експериментальних даних різних авторів...	125
4.5.1. Порівняння отриманих експериментальних даних з іншими методиками розрахунку теплообміну.....	125
4.5.2. Порівняння експериментальних даних по конденсації водяної пари з праці Бойка Л.Д. (1966).....	126

4.5.3. Порівняння експериментів по конденсації фреонів R22, R123 і R134a з праці Ю Джи із співавторами (1995).....	128
4.5.4. Порівняння експериментів по конденсації вуглекислого газу з праці Юуна Йо Кіма і Джеремі Янга (2009).....	130
4.5.5. Порівняння експериментів по конденсації пропілену, пропану, ефіру та ізобутану з праці Парка із співавторами (2008).....	132
4.5.6. Порівняння експериментів по конденсації холодоагенту FC-72 з праці Лі із співавторами (2013).....	134
4.5.7. Порівняння експериментів по конденсації холодоагентів R245fa, Novac®649, HFE-7000 із праці Джима та Лі (2017).....	135
4.6. Висновки за розділом.....	141
ВИСНОВКИ.....	142
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	145
Додаток А. Програма розрахунку теплообміну при плівковій конденсації рухомої пари в горизонтальних трубах в математичному пакеті Mathcad.....	159
Додаток Б. Документи, що підтверджують впровадження результатів роботи.....	169

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І СИМВОЛІВ

a – коефіцієнт температуропровідності, $\text{м}^2/\text{с}$;

C_f – коефіцієнт тертя;

c_p – питома масова теплоємність, $\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$;

d – внутрішній діаметр труби, м ;

Fr_l – число Фруда, $Fr_l = \frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) w_v^2}{\rho_l^2 (v_l g)^{2/3}}$;

G – масова швидкість, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$;

g – прискорення вільного падіння, $\text{м}/\text{с}^2$;

Ga – число Галілея, $Ga = \rho_l (\rho_l - \rho_v) g d^3 / \mu_l^2$;

Ja_l – число Якобі, $Ja_l = c_{pl} (t_s - t_w) g d^3 / \mu_l^2$;

J_g – безрозмірна швидкість пари, $J_g = xG / [gd \rho_v (\rho_l - \rho_v)]^{0.5}$;

l – довжина труби, м ;

Nu – число Нуссельта;

Pr – число Прандтля;

p_r – відношення тиску при заданій температурі до критичного тиску, $p_r = P/P_c$;

q – питомий тепловий потік, $\text{Вт}/\text{м}^2$;

Q – кількість теплоти, Вт ;

r – питома теплота пароутворення, $\text{Дж}/\text{кг}$;

Re_f – число Рейнольдса для плівки рідини, $Re_f = q \Delta z / (r \mu_l)$;

Re_l – число Рейнольдса для рідини, $Re_l = G(1-x)d / \mu_l$;

Re_{lo} – число Рейнольдса при течії тільки рідини в трубі, $Re_{lo} = Gd / \mu_l$;

Re_v – число Рейнольдса для пари, $Re_v = Gxd / \mu_v$;

Re_{vo} – число Рейнольдса при русі тільки пари в трубі, $Re_{vo} = Gd / \mu_v$;

u – швидкість плівки конденсату, м/с;

w – швидкість, м/с;

x – паровміст;

X_{tt} – параметр Мартинеллі, $X_{tt} = (\mu_l / \mu_v)^{0.1} (\rho_v / \rho_l)^{0.5} [(1-x) / x]^{0.9}$;

y – радіальна відстань від внутрішньої стінки труби, м;

z – осьова координата, м;

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

β – параметр, пов'язаний з напругою тертя τ_f , $\beta = C_f Fr_l / 2$;

δ – товщина плівки конденсату, м;

ΔP – перепад тиску, Па;

ΔT – різниця між температурою конденсації і температурою стінки труби, К;

ε – об'ємний паровміст;

Φ_v^2 – параметр для визначення впливу двофазності конденсаційного потоку на напругою тертя τ_f ;

Φ_q – параметр для визначення впливу теплового потоку на напругу тертя τ_f ;

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

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

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

ρ — густина, кг/м³;

σ — коефіцієнт поверхневого натягу, Н/м;

τ_f — напруга тертя на межі поділу фаз, Па.

Нижні та верхні символи

eq — еквівалентний;

f — тертя;

l — рідина;

m — моментальний;

s — конденсація;

t — турбулентний;

ν — пара;

w — стінка труби;

ϕ — кутовий;

+— безрозмірний.

ВСТУП

Актуальність теми.

У сучасних системах кондиціонування, холодильних і теплонасосних установках, у техніці випаровування морської води та підігрівниках енергетичних систем процес конденсації пари здійснюється переважно всередині горизонтальних труб і каналів. Теплообмінні процеси, які відбуваються у конденсаторах такого типу, суттєво впливають на загальну енергетичну ефективність цих систем. Різниця температур між рідиною, яка конденсується, і охолоджувальною рідиною та втрати тиску цих рідин впливають на швидкість виробництва ентропії в конденсаторі, а отже й на ексергетичний коефіцієнт корисної дії (ККД) апарата.

На сьогодні наявні методи і моделі розрахунку теплообміну для конденсаційних двофазних течій у горизонтальних трубах мають розбіжності між собою до 50–70 %. Така неточність зумовлена наявністю великої кількості параметрів, які впливають на теплообмін, широким діапазоном змін цих параметрів і недостатнім розумінням їх впливу на закономірності теплообміну. Наприклад, геометричні розміри (довжина і діаметр труб), теплофізичні властивості (теплопровідність, густина, поверхневий натяг та інші) рідин, які конденсуються, і робочі параметри (тиск, витрата, теплові потоки) в різних теплообмінниках відрізняються в 10–100 разів. Неточне оцінювання тепловіддачі, а відповідно і теплопередачі, може призвести до необґрунтованого змінювання розмірів апарата й перепадів тиску в бік як збільшення, так і зменшення, наслідком чого буде зниження його ефективності. Також недостатня точність розрахунку тепловіддачі призводить до неточного оцінювання ефективності різноманітних методів інтенсифікації теплообмінного процесу під час конденсації у гладких трубах.

З огляду на це актуальним є проведення нових досліджень впливу режимних параметрів двофазної течії на закономірності локальної та середньої тепловіддачі під час плівкової конденсації рухомої пари в горизонтальній трубі. Ці дослідження відкриють можливості розроблення нового методу

розрахунку теплообміну під час конденсації різних холодоагентів у горизонтальних трубах теплообмінних апаратів. Точніше оцінювання теплообміну і режимних параметрів дасть змогу підвищити ефективність роботи горизонтально-трубних конденсаторів.

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

Дисертацію виконано на кафедрі теоретичної та промислової теплотехніки Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського». Тематика дисертаційної роботи відповідає науковому напрямку досліджень кафедри та програмі досліджень Міністерства освіти і науки України «Науково-технічні проблеми технічної теплофізики та промислової теплоенергетики» за темами: «Інтенсифікація теплообміну при конденсації холодоагентів та їх сумішей всередині труб і каналів, включаючи міні- та мікроканали» (номер державної реєстрації 0108U000517); «Прилади нового покоління для отримання високоочищеної води космічного та наземного використання», підтема «Каскадні відцентрові випарники для приладів очистки води нового покоління» (номер державної реєстрації 0114U004382).

Мета і задачі дослідження.

Метою роботи є розроблення науково обґрунтованого методу розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі, який дозволить більш точно оцінити теплообмін і режимні параметри двофазної течії під час плівкової конденсації різних холодоагентів у горизонтальних трубах теплообмінних апаратів.

Для досягнення мети дослідження необхідно вирішити такі задачі:

1. Установити й обґрунтувати причини розбіжності наявних теоретичних методів з експериментами і з різними емпіричними моделями для розрахунку теплообміну під час конденсації в горизонтальних гладких трубах.

2. Визначити оптимальний метод дослідження, який дозволить експериментально отримати найбільш повну інформацію щодо теплообміну за умови плівкової конденсації, та розробити відповідні технічні засоби для його реалізації.

3. Експериментально дослідити вплив основних режимних параметрів процесу конденсації на закономірності локальної та середньої тепловіддачі.

4. На підставі аналізу результатів дослідження розробити новий метод розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації в горизонтальних гладких трубах.

5. Провести верифікацію використання запропонованого методу для розрахунку теплообміну в разі конденсації різних перспективних холодоагентів, які останнім часом в енергетиці набувають значного поширення.

Об'єктом дослідження є теплообмінний процес між двофазною конденсаційною течією і внутрішньою поверхнею горизонтальної труби.

Предметом дослідження є закономірності локальної та середньої тепловіддачі під час плівкової конденсації рухомої пари в горизонтальній трубі.

Методи дослідження.

Для вирішення сформульованих задач використовували експериментальний і теоретичний методи дослідження процесу теплообміну. Експериментальний метод ґрунтується на особливій методиці вимірювання локальних характеристик двофазної течії під час конденсації всередині горизонтальної труби. Експериментальні дослідження проводили на спеціально розробленій установці. Характеристики теплообміну за умови плівкової конденсації розраховували за відомими залежностями на основі вимірних значень градієнтів температур у поперечному перерізі товстостінної труби. Для проведення теоретичних досліджень використовували інформаційну технологію, що полягає в розробленні нових функцій для розрахунку теплообміну в пакеті Mathcad із можливістю їх розміщення у мережі Інтернет для «хмарних» посилань на них.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в такому:

1. Набула подальшого розвитку теорія плівкової конденсації рухомої пари в горизонтальних трубах щодо встановлення закономірностей процесу

теплообміну під час ламінарної і турбулентної течії плівки конденсату. В результаті цього запропоновано новий метод розрахунку тепловіддачі, який дає змогу більш точно визначити вплив сил міжфазного тертя на теплообмінний процес.

2. Отримано нові експериментальні дані із локальних за периметром труби коефіцієнтів тепловіддачі під час конденсації фреону R-22 і водяної пари в широкому діапазоні зміни основних режимних параметрів (G , x , q , Re_l), що розширило можливості аналізу впливу теплового потоку, швидкості пари і паровмісту на закономірності локальної та середньої за периметром труби тепловіддачі.

3. Виявлено та проаналізовано вплив асиметричності течії плівки конденсату на розподіл локальної за периметром труби тепловіддачі, що дало змогу рекомендувати метод визначення режимів конденсаційної двофазної течії, який враховує вплив сил тяжіння і міжфазного тертя на зміну меж режимів.

4. Удосконалено метод визначення впливу сил міжфазного тертя на теплообмінний процес при конденсації, який на противагу наявним, враховує комплексний вплив двофазності конденсаційної течії і теплового потоку на закономірності середньої за периметром труби тепловіддачі.

Практичне значення отриманих результатів роботи.

1. Установлено, що основні причини невідповідності наявних залежностей для розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації всередині гладких труб як між собою, так і з дослідними даними, отриманими в експериментах із різними холодоагентами, такі: вимірювання лише середніх коефіцієнтів тепловіддачі на певній довжині труби; подання дослідних даних у вигляді залежності коефіцієнтів тепловіддачі тільки від вагового паровмісту x або масової швидкості G ; необхідність знання перепаду тиску на тертя $(\Delta P/\Delta z)_f$ та об'ємного паровмісту ϵ , надійних визначень яких на сьогодні немає.

2. Завдяки використанню інформаційної технології «хмарних» функцій у математичному пакеті Mathcad розроблено метод розрахунку теплообміну,

який доступний усім користувачам мережі Інтернет і може бути інтегрований в інші програми для розрахунку горизонтально-трубних конденсаторів.

3. Доведено, що використання запропонованого методу розрахунку теплообміну під час конденсації водяної пари, фреонів R-22, R-123, R-134a, R-245fa, вуглекислого газу, пропілену, пропану, ефіру, ізобутану, холодоагентів FC-72, Novac®649 та HFE-7000 у горизонтальній трубі дозволяє отримати найкращу точність (до $\pm 25\%$) серед усіх наявних методів і моделей.

Результати дисертаційних досліджень апробовано у процесі проектування конденсаторів повітряного і водяного охолодження у компанії «UkrIce Company» (м. Одеса) та на ПАО ОПП «ХОЛОДМАШ» (м. Одеса).

Особистий внесок здобувача:

1. Установлення причин невідповідності наявних залежностей для розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації в горизонтальних гладких трубах як між собою, так і з різними дослідними даними [1, 43, 44, 106, 107].

2. Підготовка експериментальної установки до проведення досліджень (проектування, складання й тестування) [44, 111, 112].

3. Проведення експериментальних досліджень із конденсації рухомої пари фреону R-22 і водяної пари всередині горизонтальної гладкої труби методом товстої стінки [119-121].

4. Оброблення отриманих експериментальних даних із локальних і середніх за периметром труби коефіцієнтів тепловіддачі під час плівкової конденсації рухомої пари [119-121].

5. Розроблення методу розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації рухомої пари в горизонтальних гладких трубах [125, 131, 134].

Апробація результатів дисертації.

Результати й основні положення роботи доповідали та обговорювали на таких заходах: VII, VIII, XII Міжнародних науково-практичних конференціях аспірантів, магістрантів і студентів «Сучасні проблеми наукового забезпечення енергетики» (Київ, квітень 2009, 2010, 2014 рр.); IV Міжнародній науково-

практичній конференції «Інтегровані інтелектуальні робототехнічні комплекси» (Київ, 17–19 травня 2011 р.); VII Міжнародній конференції «Проблеми промислової теплотехніки» (Київ, 23–27 травня 2011 р.); VII Міжнародній науково-технічній конференції «Сучасні проблеми холодильної техніки в технології» (Одеса, 14–16 вересня 2011 р.); XV International Workshop "Transport Phenomena in Two-Phase Flow" (Sunny Beach, Bulgaria, September 17–22, 2011); XII Baltic Heat Transfer Conference (Tallinn, Estonia, August 24–26, 2015).

Робота на тему «Удосконалення методики розрахунку теплообміну при конденсації всередині горизонтальних гладких труб», яка ґрунтується на результатах цієї дисертації, отримала диплом III ступеня на XV Всеукраїнському конкурсі «Молодь – енергетиці України – 2015: відкритий конкурс молодих вчених та енергетиків» у номінації «Теплова енергетика».

Публікації. За результатами досліджень опубліковано 14 наукових праць, у тому числі 6 статей у наукових фахових виданнях (з них 1 стаття у науковому фаховому виданні України, яке включено до міжнародних наукометричних баз, та 3 статті у виданнях іноземних держав), 8 тез доповідей у збірниках матеріалів конференцій.

Структура та обсяг роботи. Дисертаційна робота складається зі вступу, 4 розділів, висновків, списку використаних джерел зі 136 найменувань та 2 додатків. Загальний обсяг роботи становить 161 сторінку, з них 72 рисунка і 11 таблиць.

РОЗДІЛ 1

АНАЛІЗ ВІДОМИХ ТЕОРЕТИЧНИХ І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ ТЕПЛООБМІНУ ПРИ КОНДЕНСАЦІЇ В ГОРИЗОНТАЛЬНИХ ГЛАДКИХ ТРУБАХ

1.1. Огляд теоретичних досліджень теплообміну при ламінарній і турбулентній плівковій конденсації

У разі протікання двофазної течії в горизонтальній трубі можливий широкий діапазон конфігурацій режимів течії фаз. На сьогодні з такого діапазону виділяють типові режими, які узагальнено описують всю структуру течії двофазного потоку при конденсації в горизонтальній трубі. Розподіл цих режимів по довжині труби розглянутий у праці [1] і залежить від фізичних властивостей пари і конденсату, діаметра труби, швидкості пари і теплового потоку.

На рис.1.1. показано типові режими течії під час плівкової конденсації пари з паровмістом на вході $x \approx 1,0$. На початку труби за певної швидкості пари має місце кільцевий режим течії фаз з ламінарною течією плівки конденсату. За досить високої швидкості пари, коли ще зберігається кільцевий режим течії фаз, може бути перехід ламінарної течії плівки конденсату в турбулентний. Далі на певній від входу ділянці труби буде мати місце асиметрична течія плівки конденсату, коли ця плівка стікає під дією сил тяжіння під певним кутом до горизонталі з турбулентною або хвильовою течією плівки у нижній частині труби і ламінарній у верхній частині. Такий режим може називатися напівкільцевим, кільцевим з розшаруванням, проміжним або хвильовим. Коли сили тяжіння перевищують сили міжфазного тертя, при низьких x (але $x > 0$) має місце стратифікований (розшарований) режим течії фаз. У цьому випадку у верхній частині труби конденсат стікає практично під кутом приблизно 90° до горизонталі, а в нижній частині тече у вигляді струмка за рахунок градієнта статичного тиску. За низьких швидкостей пари на вході в трубу такий характер

перебігу фаз може мати місце по всій довжині горизонтальної труби. За великих швидкостей пари на ділянці труби, де плівка конденсату покрита хвилями, можливий зрив конденсату у пару. У цьому випадку має місце дисперсний режим. За повної конденсації пари в кінці труби значення x наближається до 0, труба повністю затоплюється конденсатом, і в цій зоні має місце снарядний або корковий режим з подальшим переохолодженням рідини.

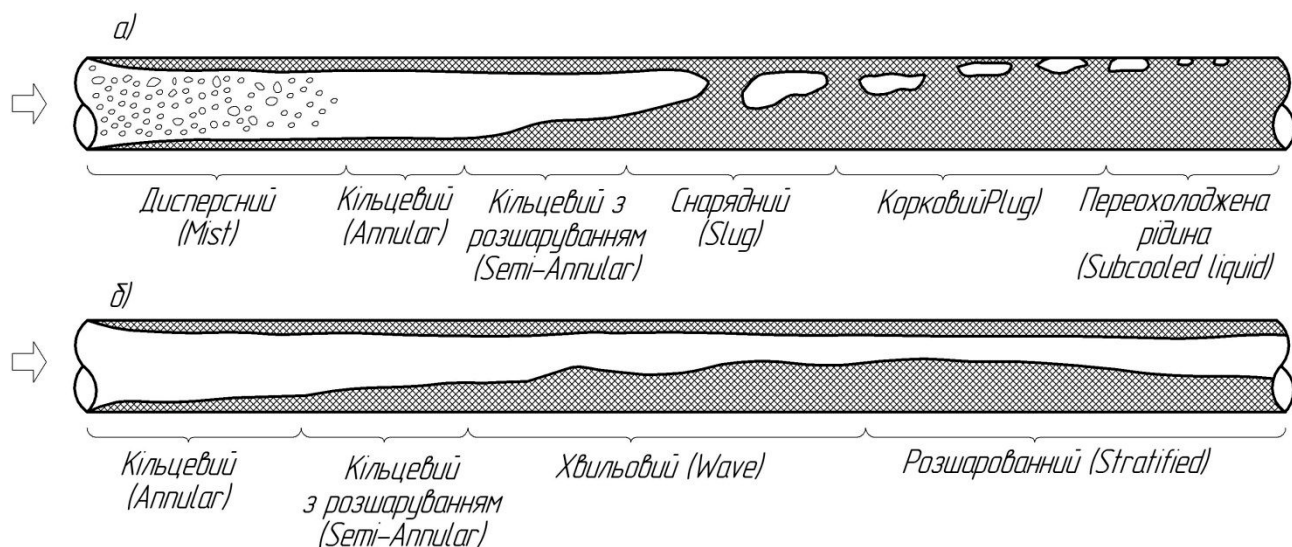


Рис. 1.1. Типові режими течії під час конденсації в горизонтальній трубі за умови руху потоку: *а)* із великою швидкістю; *б)* із низькою швидкістю

Теоретичні рішення задачі конденсації всередині гладких горизонтальних труб виконані для двох режимів двофазного потоку: для розшарованого або стратифікованого режиму, де сили тяжіння суттєво впливають на теплообмін, та для кільцевого режиму, коли впливом сил тяжіння можна знехтувати.

Для розшарованого режиму у всіх теоретичних роботах використовується залежність Нуссельта [2], яка отримана за умови конденсації нерухомої пари на горизонтальній трубі:

$$\bar{\alpha} = 0,728 \left(\frac{\lambda_l^3 \rho_l (\rho_l - \rho_v) g r}{\mu_l d \Delta T} \right)^{0,25} \quad (1.1)$$

Залежність (1.1) може коригуватися емпіричними поправками, які враховують наявність струмка конденсату в нижній частині труби. Тепловіддача в струмку залежить від його глибини і розраховується по формулам конвективного теплообміну в разі турбулентного русі рідини.

Теоретичні рішення для кільцевого режиму течії фаз залежать від режиму течії плівки конденсату. Фізичну модель плівкової конденсації зображено на рис. 1.2. При переважному впливі сил міжфазного тертя, теплообмін під час ламінарної плівкової конденсації в трубі може розраховуватися за теоретичною залежністю Нуссельта [2], яку отримано для випадку конденсації рухомої пари на вертикальній поверхні. Розрахункова залежність має вигляд:

$$\alpha = \left(\frac{\lambda_l^3 r C_f \rho_v w_v^2}{6 \nu_l \Delta z \Delta T} \right)^{1/3} \quad (1.2)$$

У разі заданого теплового потоку $q = \text{const}$ і перетворенні рівняння (1.2) у безрозмірну форму, отримаємо:

$$Nu = 0,5 (C_f Fr)^{0,5} Re_f^{-0,5}. \quad (1.3)$$

$$\text{де } Nu \equiv \frac{\alpha}{\lambda_l} \left(\frac{\nu_l^2}{g} \right)^{1/3}, \quad Fr_l = \frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) w_v^2}{\rho_v^2 (\nu_l g)^{2/3}}, \quad Re_f = \frac{q \Delta z}{r \mu_l}.$$

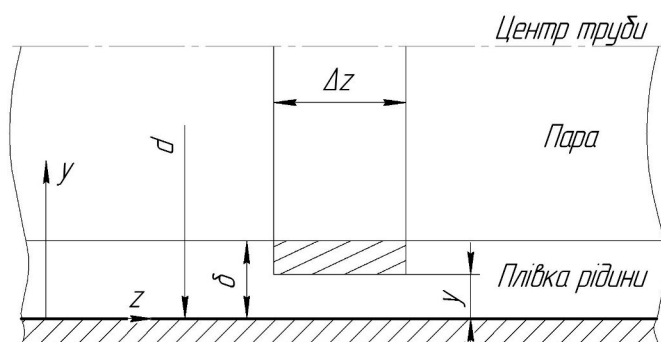


Рис. 1.2. Фізична модель плівкової конденсації

Більш точніші (тертя на межі розділу фаз визначається зі спільного розгляду течії в паровій і рідкій фазах) розв'язки описано в монографії Ісаченка [3]. Аналіз цих результатів показує, що для ньютонівських рідин, коли $Pr_l < 10$, поправки до рівняння (1.3), пов'язані з уточненнями рішення, а також з урахуванням впливу сил інерції і конвекції, суттєво не впливають (менше 1%) на числа Nu , визначені за формулою (1.3).

Ламінарна течія плівки конденсату порушується у разі $Re_f > 100 \div 500$ для вертикальної труби. Точні значення критичної величини Re_f для рухомої пари у випадку конденсації всередині горизонтальної труби не відомі.

При турбулентному режимі течії плівки конденсату для обчислення коефіцієнта тепловіддачі розв'язують спільно рівняння руху і енергії:

$$\tau_f = \mu_l (1 + \varepsilon_\tau / \nu_l) du/dy; \quad (1.4)$$

$$q = -\rho_l c_{pl} \lambda_l (1 + \varepsilon_q / \lambda_l) dT/dy, \quad (1.5)$$

де ε_τ – коефіцієнт турбулентного перенесення кількості руху; ε_q – коефіцієнт турбулентного перенесення теплоти.

Основою для розв'язку цих рівнянь є напівемпіричні співвідношення. При цьому спочатку вирішується рівняння (1.4), щоб визначити розподіл швидкості в плівці. Найчастіше для цього використовують універсальні залежності, запропоновані Карманом (Karman) у праці [4]:

за ламінарного шару, якщо $y^+ < 5$,

$$u^+ = y^+; \quad (1.6)$$

за буферного шару, якщо $5 \leq y^+ < 30$,

$$u^+ = -3,05 + 5 \ln y^+; \quad (1.7)$$

за турбулентного шару, якщо $30 \leq y^+$,

$$u^+ = 5,5 + 2,5 y^+. \quad (1.8)$$

Тут безрозмірна швидкість турбулентного потоку u^+ , визначається за формулою $u^+ = u/u^*$, де $u^* = (\tau_f/\rho_l)^{0,5}$, а безрозмірна відстань до стінки труби як $y^+ = yu^*/\nu_l$.

Для розв'язку рівнянь (1.6)-(1.8) необхідно визначити напругу тертя τ_f , яка входить у формулу для визначення втрат тиску на тертя:

$$(\Delta P/\Delta z)_f = -4\tau_f/d. \quad (1.9)$$

Визначення втрат тиску на тертя є одним з найважливіших питань з точки зору точності і правильності розрахунку.

Знаючи τ_f розв'язують спільно рівняння (1.4),(1.6)-(1.8) для обчислення ε_τ в кожній зоні по товщині плівки. З відомих рішень [5,6] визначають відношення вихрової (турбулентної) в'язкості ε_τ до вихрової теплопровідності ε_q – параметр E . Найчастіше в роботах приймається $E=1$.

Знаючи ε_τ і відповідно ε_q , для кожної зони визначають локальний коефіцієнт тепловіддачі

$$\frac{1}{\alpha} = \int_0^{\delta^+} \frac{\nu_l}{\rho_l c_{pl} (a_l + E\varepsilon_\tau) u^*} dy^+. \quad (1.10)$$

Тревісс (Traviss), зробивши ряд припущень, обґрунтованих у [7], дає наступну залежність для визначення локального Nu в безрозмірному вигляді:

$$\frac{Nu F_2}{Pr_l Re_l^{0,9}} = F(X_u), \quad (1.11)$$

$$F(X_u) = 0,15 \left(\frac{1}{X_u} + \frac{2,85}{X_u^{0,476}} \right). \quad (1.12)$$

Для визначення F_2 для кожного шару отримано відповідні залежності:

$$\text{якщо } \delta^+ < 5, F_2 = 0,707 \text{Pr}_l \text{Re}_l^{0,5}, \quad (1.13)$$

$$\text{якщо } 5 < \delta^+ < 30, F_2 = 5 \text{Pr}_l + 5 \ln \left[1 + \text{Pr}_l (0,09636 \text{Re}_l^{0,585} - 1) \right], \quad (1.14)$$

$$\text{якщо } \delta^+ > 30, F_2 = 5 \text{Pr}_l + 5 \ln(1 + 5 \text{Pr}_l) + 2,5 \ln(0,00313 \text{Re}_l^{0,812}). \quad (1.15)$$

Для різних значень Pr_l у діапазоні $2,5 \div 4,5$ в [7] приведено графічні залежності $F_2 = f(\text{Re}_l)$, на основі яких отримано наступні формули для розрахунку δ^+ :

$$\text{Re}_l < 50, \quad \delta^+ = 0,7071 \text{Re}_l^{0,5}, \quad (1.16)$$

$$50 < \text{Re}_l \leq 1125, \quad \delta^+ = 0,4818 \text{Re}_l^{0,585}, \quad (1.17)$$

$$\text{Re}_l > 1125, \quad \delta^+ = 0,095 \text{Re}_l^{0,812}. \quad (1.18)$$

Даклер (Dukler) у праці [8] вирішив задачу теплообміну під час конденсації рухомої пари всередині вертикальної труби, тому в його рішенні враховується вплив сила тяжіння. Результати обчислень представлено в графічній формі у вигляді функцій $Nu = f(\text{Re}_l, \beta)$ для чисел Pr_l від 1 до 5, які характерні для більшості робочих тіл (вода, фреони, аміак, гідрокарбони та інші).

У працях Бає (Бає) [9,10] результати теоретичних розрахунків також представлено графіками типу $Nu = f(\text{Re}_l, \beta)$, які показані на рис. 4.1-4.4. і повністю збігаються з графіками Даклера [8]. На графіках по осі ординат відкладений безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі, який використовується за умови плівкової течії конденсату $Nu \equiv \alpha / \lambda_l (v_l^2 / g)^{1/3}$, а по осі абсцис відкладені числа Re_l . Як параметр, пов'язаний з напругою тертя на межі поділу фаз, на графіках використовується співвідношення $\beta = \left[\tau_f^3 / (\rho_l g^2 \mu_l^2) \right]^{1/3}$.

У працях [7-10] турбулентне число Pr_t , яке характеризує співвідношення коефіцієнтів турбулентної в'язкості і теплопровідності, прийнято рівним 1. У праці [11] виконані розв'язки задачі плівкової конденсації всередині горизонтальної труби з урахуванням того, що значення Pr_t може бути більше 1. Для більшості рідин з $Pr_l > 2$ (фреони, гідрокарбони, аміак) при $Re_l > 10^3$, відповідно до формул, наведених в [11], число Pr_t близьке до 1,0. Також в [11] авторами відзначено вплив Pr_t на характеристики турбулентного шару і тепловіддачу в межах 7-8%.

Схожі з [7-10] розв'язки задачі теплообміну під час конденсації в кільцевому режимі течії фаз приведено у працях [12-14].

Для розрахунку теплообміну за великих масових витрат, коли на більшій частині труби, починаючи від входу може мати місце інтенсивне всмоктування конденсату у пару і режим течії близький до дисперсного, у працях [15,16] запропоновано напівемпіричну гомогенну модель течії фаз.

Приймаючи кілька спрощень (вся конденсація внаслідок інтенсивного всмоктування конденсату зосереджена у парі; течія суміші пари із конденсатом турбулентна; теплообмін під час конденсації такої суміші аналогічний конвективному теплообміну за турбулентного руху рідини в трубі) в [15] авторами запропоновано розрахункову залежність для визначення локального числа $Nu = \alpha d / \lambda_l$:

$$Nu = c Re_l^{0,8} Pr_l^{0,43} \left[1 + x(\rho_l / \rho_v - 1) \right]^{0,5}, \quad (1.19)$$

де коефіцієнт c дорівнює 0,024 для нержавіючої сталі; 0,032 для міді та латуні.

Основні складності і відмінності в теоретичних дослідженнях конденсації за умови кільцевого режиму, а також під час побудови емпіричних формул для розрахунку тепловіддачі полягають в методах визначення втрат тиску на тертя у двофазному потоці $(\Delta P / \Delta z)_f$. Значення цієї величини необхідне для теоретичного розв'язку систем рівнянь (1.4)-(1.8) або для визначення числа Nu

за графіками з праць [8-10]. Значення $(\Delta P/\Delta z)_f$ також необхідне для обчислення загальних втрат тиску $\Delta P/\Delta z$, які для горизонтальної труби включають в себе також втрати тиску на прискорення $(\Delta P/\Delta z)_m$:

$$\Delta P/\Delta z = (\Delta P/\Delta z)_f + (\Delta P/\Delta z)_m. \quad (1.20)$$

Складова втрат тиску на прискорення обчислюється для кільцевого потоку за формулою з праці [14]:

$$(\Delta P/\Delta z)_m = \frac{G^2 d}{\Delta z} \left[\frac{x^2}{\rho_v \varepsilon} + \frac{(1-x)^2}{\rho_l (1-\varepsilon)} \right]. \quad (1.21)$$

Для обчислення об'ємного паровмісту ε тільки у праці [17] наведено 35 формул. За великих значень вагового паровмісту (кільцева течія), коли $x > 0,5$ ці формули дають відмінності у величині ε у 2-му чи 3-му знаку після 0. При $\varepsilon > 0,9$ таке невелике розходження може змінити значення $(\Delta P/\Delta z)_m$ до 200%. Тому використання формул (1.20) і (1.21) для обчислення $(\Delta P/\Delta z)_f$, знаючи з дослідів повні втрати тиску, дає велику похибку в подальших розрахунках теплообміну.

У більшості робіт для обчислення $(\Delta P/\Delta z)_f$ використовують метод Локхарта-Мартініеллі (Lockhart-Martinelli) з [18], який розроблено для гомогенного двофазного потоку без конденсації:

$$(\Delta P/\Delta z)_f = \Phi_v^2 (\Delta P/\Delta z)_v = \Phi_l^2 (\Delta P/\Delta z)_l, \quad (1.22)$$

де $(\Delta P/\Delta z)_v$ і $(\Delta P/\Delta z)_l$ – втрати тиску при течії в трубі, відповідно тільки пари або тільки рідини; Φ_v^2, Φ_l^2 – множники, які є функцією від безрозмірного параметра X_{tt} .

Тільки у праці [19] і в книзі [20] приведено 12 емпіричних залежностей для визначення Φ_v і Φ_l . На рис. 1.3. показано порівняння розрахунку втрат тиску на тертя $(\Delta P/\Delta z)_f$ по 10 методам із праць [21-30] на основі дослідних даних для випадку конденсації ізобутану R600a із праці [31] (рис. 1.3а) та водяної пари R718 із [32] (рис. 1.3б). Видно, що існує велика неузгодженість між всіма залежностями для розрахунку $(\Delta P/\Delta z)_f$.

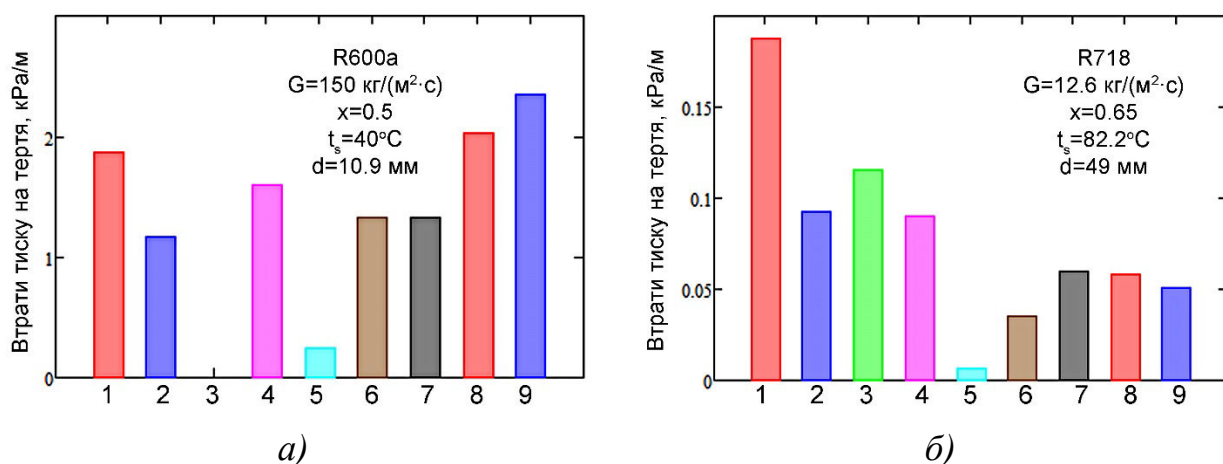


Рис. 1.3. Порівняння дослідних даних для конденсації: а) – ізобутану R600a; б) – водяної пари із методами для розрахунку втрат тиску на тертя із робіт:

1 – [21]; 2 – [22]; 3 – [23]; 4 – [24]; 5 – [25];
 6 – [26]; 7 – [27, 28]; 8 – [29]; 9 – [30]

У праці [33] Далкілік (Dalkilic) іншим методом визначає втрати тиску на тертя. Автор використовує шість різних співвідношень для розрахунку коефіцієнта тертя C_f , який входить у відому залежність для визначення τ_f і відповідно, $(\Delta P/\Delta z)_f$:

$$\tau_f = C_f \rho_v w_v^2 / 2. \quad (1.23)$$

Для порівняння розрахункових і експериментальних значень C_f в [33] використано дослідні дані, в яких були виміряні загальні перепади тиску під час конденсації фреонів R400a, R502 і R507с всередині гладкої горизонтальної

труби за $G=120\div 600$ кг/(м²·с) і $x=0,23\div 0,6$. Значення дослідного коефіцієнта тертя $C_{f\,ex}$ розраховували за формулою

$$C_{f\,ex} = \frac{2d\rho_l\Delta P_f}{G_{eq}^2 4z}, \quad (1.24)$$

де еквівалентну масову витрату G_{eq} визначали за такою залежністю:

$$G_{eq} = G \left[(1-x) + x(\rho_l/\rho_v)^{0.5} \right]. \quad (1.25)$$

Перепад тиску ΔP_f в [33] визначали шляхом віднімання від виміряного загального перепаду тиску ΔP втрат тиску на прискорення, обчислених по залежності (1.21). При цьому об'ємний паровміст ε в (1.21) розраховували за формулою:

$$\varepsilon = 1 / \left[1 + 2(1-x)(\rho_v/\rho_l)^2/x \right]. \quad (1.26)$$

Отже, знову мають місце похибки, пов'язані з точністю визначення ε за різними залежностями при великих (більше 0,8) його значеннях. Результати порівняння розрахункових і експериментальних значень $(\Delta P/\Delta z)_f$ дають можливість Далкіліку в [33] зробити висновок, що найменша розбіжність має місце, якщо розрахунок C_f проводити по наступній формулі:

$$C_f = 0,079 \left[\frac{Gx(d-\delta)}{\mu_v(1-4\delta/d)} \right]^{-0,25}, \quad (1.27)$$

де $\varepsilon = 1 - 4\delta/d$.

Формула (1.27) фактично є відомим співвідношенням для однофазного потоку з поправкою, яка враховує об'ємний паровміст.

За результатами огляду теоретичних досліджень виявлено, що нині немає надійних теоретичних рішень для напівкільцевого режиму течії фаз, а задачу конденсації розв'язано тільки для розшарованого (коли наявний переважний вплив сил тяжіння на плівку конденсату) і кільцевого (коли плівка конденсату тече під дією сил міжфазного тертя) режимів.

Найскладніше розраховувати тепловіддачу в разі кільцевої турбулентної течії конденсату, коли теплообмін суттєво залежить від швидкості пари. Наявні теоретичні рішення вимагають знання значення перепаду тиску на тертя $(\Delta P/\Delta z)_f$ та об'ємного паровмісту ϵ . Для їх визначення є багато кореляцій, які дають велику похибку між собою і відповідно суттєве відхилення в результатах розрахунку теплообміну.

1.2. Аналіз експериментальних досліджень по конденсації в горизонтальних трубах

У всіх експериментальних роботах (за виключенням праць Сардака А.І. [34], Ріферта В.Г. [35-37] і Безродного М.К. [38,39]), починаючи з одних із перших робіт [40,41] і по теперішній час методика дослідження теплообміну при конденсації всередині горизонтальних труб однакова, має незначні відмінності в діаметрах і довжинах дослідних ділянок, кількості термопар для вимірювання температури стінки, методах охолодження поверхні. Мінімальна довжина тестової ділянки була у праці [42] і становила 0,3 м. В інших роботах $l=0,5\div 1,5$ м. Температура стінки дослідних труб вимірювалась в трьох-чотирьох точках по периметру труби і в декількох перерізах по довжині. Отже, у всіх роботах вимірювався середній по периметру і на певній довжині труби коефіцієнт тепловіддачі $\bar{\alpha}_{\varphi,l}$. Недоліки такого підходу до вимірювань коефіцієнтів тепловіддачі відмічені і обґрунтовані у праці [43].

Типова принципова схема установки для дослідження теплообміну при конденсації в горизонтальних трубах показана рис. 1.4. Установка включає випарник 1, компресор пари 2, ділянку попередньої конденсації 3 для

створення перед дослідною ділянкою 4 певного паровмісту x , конденсатор 5 для конденсації пари після дослідної ділянки 4, оглядові ділянки 6, датчики тиску і температури на вході і виході з усіх ділянок конденсації, витратоміри конденсату. У деяких роботах тестова ділянка мала кілька секцій (мінімальна довжина 0,3 м), охолоджуваних за допомогою окремого підводу води. Встановивши в експериментах невеликі (0,1-0,2) зміни паровмісту на дослідній ділянці, автори вважають, що вони визначають коефіцієнти тепловіддачі для локального конкретного значення G і x . Недоліки такого підходу до оцінки «локальності» α відмічено і обґрунтовано у праці [44].

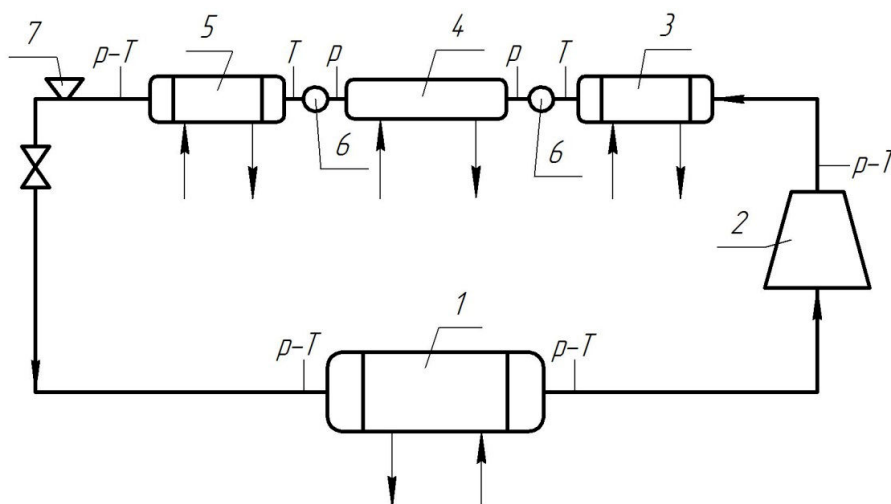


Рис. 1.4. Принципова схема установки для дослідження теплообміну:
 1 – випарник; 2 – компресор; 3 – ділянка попередньої конденсації; 4 – дослідна ділянка; 5 – кінцевий конденсатор; 6 – оглядові вікна; 7 – витратомір конденсату; p – манометр; T – термопара

Розглянемо більш детально результати найбільш відомих експериментальних робіт, які були виконані за останній час.

У роботах радянських вчених Юсуфовой В.Д. [45], Городинської С.Л. [46], Консєтова В.В. [47] Кутателадзе С.С. [48], Волкова Д.І. [49], Смирнова Г.Ф. [50] досліди проводилися при повній конденсації пари, тому паровміст на дослідній ділянці змінювався від $x_1=1$ (вхід) до $x_2 \approx 0$ (вихід). У праці Бойко Л.Д. [51] досліди по конденсації проводилися в середині труб довжиною 2,5 і 12 м при різних поєднаннях x на вході і виході, але при цьому

мінімальний Δx на дослідній ділянці дорівнював 0,22. Отже, у всіх цих роботах можна визначити масову швидкість G тільки на вході в трубу, і середні значення коефіцієнта тепловіддачі на всій довжині труби.

Дослідні значення середнього коефіцієнта тепловіддачі $\overline{\alpha}_l$ в роботах [47-49] представлені у вигляді залежності $\overline{\alpha}_l$ від середньої густини теплового потоку q . Аналізуючи зміну функції $\overline{\alpha}_l = f(q)$, можна виділити три характерні ділянки:

- перша, де $\overline{\alpha}_l$ зменшується з ростом q . Це характерно для ламінарного режиму течії плівки конденсату при низьких швидкостях пари на зовнішній поверхні горизонтальної труби;

- друга ділянка, де $\overline{\alpha}_l$ слабо залежить від q ;

- третя, де $\overline{\alpha}_l$ збільшується з ростом q в степені 0,5 [49] і 0,8 [47, 48].

У всіх цих роботах дослідні дані по середній тепловіддачі узагальнені у безрозмірному вигляді $Nu = f(Re_f, Pr_l)$.

У дослідях Кроссера (Crosser) [40] дослідні дані по повній конденсації R12 і метанолу, на відміну від [45-51] представлені у вигляді залежності $\alpha = f(G, \Delta T)$. Запропонована Кроссером в [40] розрахункова залежність містить два безрозмірних комплекси (не враховуючи Pr_l): один у вигляді Gd/μ_l , інший комплекс M , пов'язаний з ΔT :

$$Nu Pr_l^{1/3} = 0.388 M^{1/6} (Gd/\mu_l)^{1/4} (\rho_l/\rho_v)^{1/8}, \quad (1.28)$$

$$\text{де } M = \frac{(\rho_l - \rho_v) \rho_l r d^3}{8 \lambda_l \mu_l \Delta T}.$$

У праці [16] ведеться пошук залежності для розрахунку локальної і середньої тепловіддачі у вигляді $Nu = f(Re_l, Pr_l)$ з використанням різних доданків, в які входить паровміст x . Таким чином Акерс (Akers) із співавторами отримують наступну залежність для розрахунку середньої тепловіддачі:

$$\overline{Nu} = c Re_{eq}^n Pr_l^{1/3}; \quad (1.29)$$

$$Re_{eq} = G_{eq} d / \mu_l, \quad (1.30)$$

де $c = 0.0265$, $n = 0.8$ *при* $Re_{eq} > 5 \cdot 10^4$ і $c = 0.503$, $n = 1/3$ *при* $Re_{eq} < 5 \cdot 10^4$.

Значення G_{eq} розраховано за формулою (1.25) при середньоарифметичному по довжині труби значенню паровмісту x . Формула (1.29) досить точно узгоджується з експериментальними даними по конденсації R113 і R11 із [52].

Каушик (Kaushik) і Азер (Azer) у праці [52] досліджували конденсацію R113 і R11 всередині дослідних ділянок, які складаються з послідовно з'єднаних секцій довжиною по 0,6 м. У дослідах використовувалися три дослідні ділянки з внутрішніми діаметрами 12,5; 15,8 і 17,8 мм. У дослідах визначалося середнє значення $\overline{\alpha}$ для $l=0,6$ м. при $G=70 \div 220$ кг/(м²·с). Автори [52] пропонують наступну залежність для розрахунку тепловіддачі:

$$\overline{Nu} = 2,078 \cdot Re_{eq}^{0,507} Pr_l^{0,33} (\Delta x d / z)^{0,198} p_r^{-0,14}, \quad (1.31)$$

де значення Re_{eq} визначається за формулою (1.30).

В [52] Каушик і Азер відзначають задовільне ($\pm 30\%$) узгодження розрахунку по (1.31) з власними дослідними і дослідними з робіт [53-55]. Однак частина дослідів з праці [56] в області високих $\overline{\alpha}$ (кільцевий режим) мають значення більші за розрахункові на 30% і вище. Відсутність у [52-56] даних з локальних значень x і q не дає змогу більш детально проаналізувати ці роботи.

В одній з ранніх робіт Кавалліні (Cavallini) [57] також використовується еквівалентне число Re_{eq} , але записане в іншому вигляді:

$$Re_{eq} = Re_v (\rho_l / \rho_v)^{0,5} (\mu_v / \mu_l) + Re_l, \quad (1.32)$$

де $Re_v = G d x / \mu_l$; $Re_l = G d (1 - x) / \mu_l$.

У такому ж дивному вигляді записаний Re_v (в знаменнику замість μ_v записана кінематична в'язкість рідини μ_l) в роботах [58,59]. Формула Кавалліні і Зекхіна (Zecchin) для розрахунку $\overline{\alpha}$ в [57] має вигляд:

$$Nu = 0,05 Re_{eq}^{0,8} Pr_l^{0,35}. \quad (1.33)$$

Ця формула використовується багатьма авторами і за теперішнього часу для порівняння дослідних даних.

У працях [60,61] Фуджі (Fujii) зі співавторами провели порівняння власних дослідних даних, отриманих при конденсації R22, R134a і R123 в середині горизонтальної труби, з розрахунками за формулами (1.31) і (1.33), залежностями із [62,63], а також з розробленим авторами методом. Автори [60,61] пропонують визначати середній коефіцієнт тепловіддачі при конденсації в середині труб для трьох режимів течії фаз: кільцевої, розшарованої і проміжної за такою залежністю:

$$\overline{Nu} = \left(Nu_f^n + Nu_b^n \right)^{1/n}, \quad (1.34)$$

де Nu_f – «конвективна» тепловіддача, яка має місце в області суттєвого впливу швидкості пари; Nu_b – тепловіддача в області, де переважає вплив сили тяжіння.

Слід зазначити, що формули для розрахунку Nu_f і Nu_b у праці [60] відрізняються від формул з праці [61]. Проведене в [60,61] порівняння дослідних і розрахункових даних показало, що всі розрахункові залежності, крім (1.34), дають розбіжність з експериментальними даними більше 100%.

Більш детально розглянемо роботу [61], в який Ю Джи (Yu J) зі співавторами досліджували конденсацію R22 і R134a всередині дослідної ділянки діаметром 8,4 мм, яка складається з 14 секцій, охолоджуваних окремо.

Загальна довжина горизонтальної труби $l=6$ м, чотири секції мали довжину 0,25 м, решта – по 1 м. У кожній секції вимірювалася температура стінки у верхній і нижній частині труби, і з двох сторін по боках. У праці наведені дані по температурах стінки, локальним x , q , і $\bar{\alpha}_{\phi,l}$. Досліди проведені при повній конденсації пари зі зміною G від 87 до 340 кг/(с·м²).

Результати дослідів [61] показали, що при всіх значеннях G має місце нерівномірність розподілу температур по периметру труби, в результаті чого різниця перепадів температур зверху і знизу труби коливається від 20 до 70% (рис. 1.5). Це свідчить про асиметричну течію конденсату на більшій частині дослідної ділянки. По-друге, коефіцієнти тепловіддачі для R22 мало змінюються з ростом x і G (рис. 1.6), що не узгоджується з результатами багатьох інших дослідників.

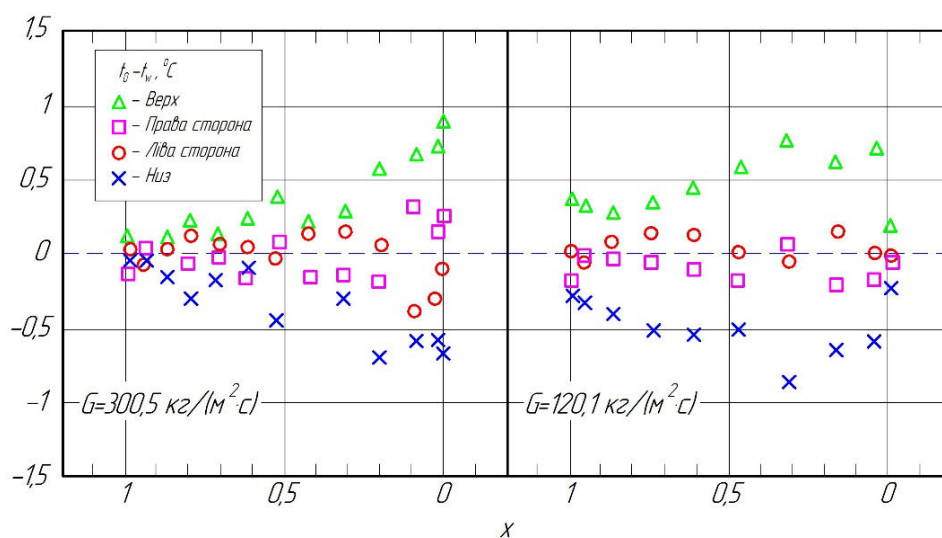


Рис. 1.5. Розподіл різниці температур за периметром труби

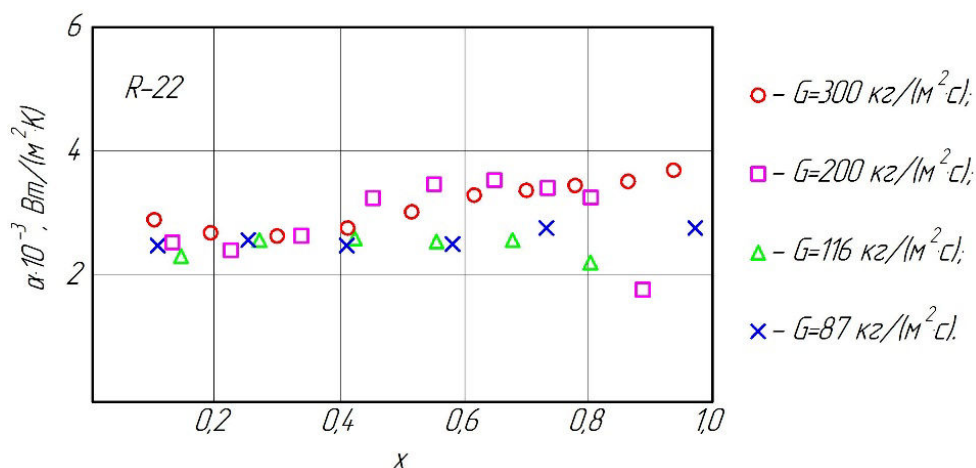


Рис. 1.6. Залежність тепловіддачі від паровмісту для конденсації R22

І по-третє, чітко спостерігається вплив теплового потоку на тепловіддачу при конденсації R134a: α при близьких G (300 і 340 кг/(с·м²)), однакових x , але різних q відрізняються за величиною. А саме з рис. 1.7 видно, що α при $q=26\div40$ кВт/м² більше на 40÷60%, ніж α при $q=14\div22$ кВт/м². Вплив теплового потоку на тепловіддачу також відзначено при аналізі експериментальних даних, представлених в третій частині цієї роботи, і не враховується в усіх методах розрахунку теплообміну, які використовуються для порівняння.

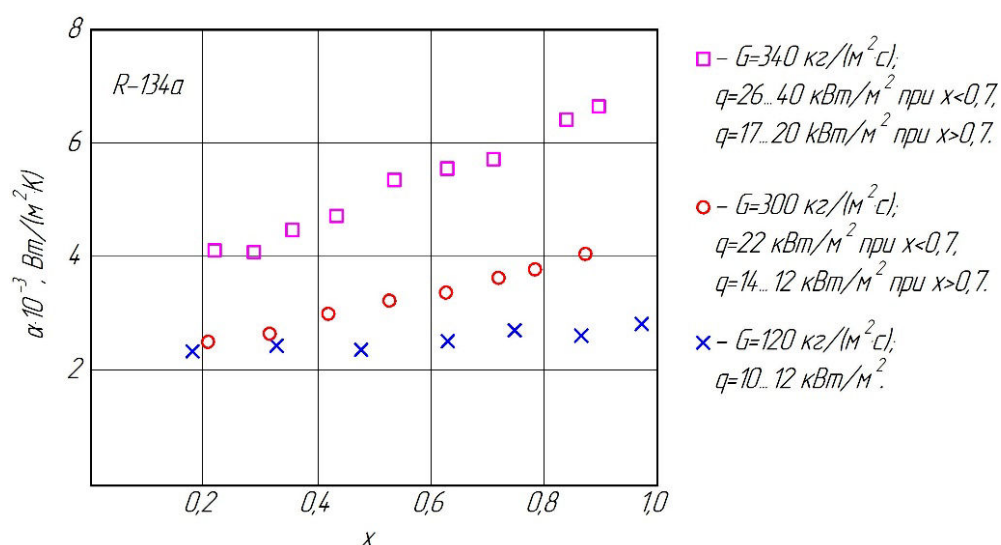


Рис. 1.7. Залежність тепловіддачі від паровмісту для конденсації R134a

У праці [63] Шах (Shah) обґрунтовує прості методи розрахунку локальної і середньої тепловіддачі. В основі цих методів використовуються залежності для однофазної конвекції при турбулентному русі рідини в трубах з коригуючою функцією Ψ , в яку входить паровміст x і приведений тиск p_r . Для локальної тепловіддачі розрахункова формула має такий вигляд:

$$\alpha = \alpha_c \Psi, \quad (1.35)$$

де $\alpha_c = 0.023 \text{ Re}_l^{0.8} \text{ Pr}_l^{0.43} (\lambda_l / d)$, а Ψ записується як:

$$\Psi = (1-x)^{0.8} + 3.8x^{0.76}(1-x)^{0.04} / p_r^{0.38}. \quad (1.36)$$

Шах порівняв розрахунки по запропонованій ним залежності (1.35) з дослідними даними 10 авторів, які вивчали конденсацію R11, R22, R113, H₂O, метанолу та бензину в діапазоні зміни G від 22 до 1600 кг/(с·м²), $x=0\div 1,0$, $p_r=0,013\div 0,44$. Отже, порівняння експериментальних даних було проведено також для випадку, коли кільцевий режим течії фаз був відсутній. Порівняння у праці представлені у вигляді функції безрозмірного комплексу $\Phi = \alpha_{\text{експ}} / \alpha_{\text{розр}}$ від параметра $Z = (1/x - 1)^{0,8} Pr_l^{0,4}$, і неможливо зробити детальний аналіз, тобто визначити при якому значенні параметрів, які впливають на теплообмін, має місце максимальна розбіжність. Сам автор в [63] зазначає про необхідність уточнення розрахунку в області малих значень p_r , що характерно для конденсації водяної пари при $P < 1$ МПа. Також залежність (1.34) не може точно описати процес при стратифікованому режимі течії фаз.

В іншій своїй праці [64] Шах для розрахунку тепловіддачі виділяє два режими течії двофазного потоку при конденсації – режим I і II. Межі між цими режимами визначаються відповідно до рис. 1.8. За думкою автора режим I має місце тільки тоді, коли $J_g \geq 0,98(Z + 0,263)^{-0,62}$. Обґрунтування такого підходу до вибору режимів течії у праці [64] відсутнє.

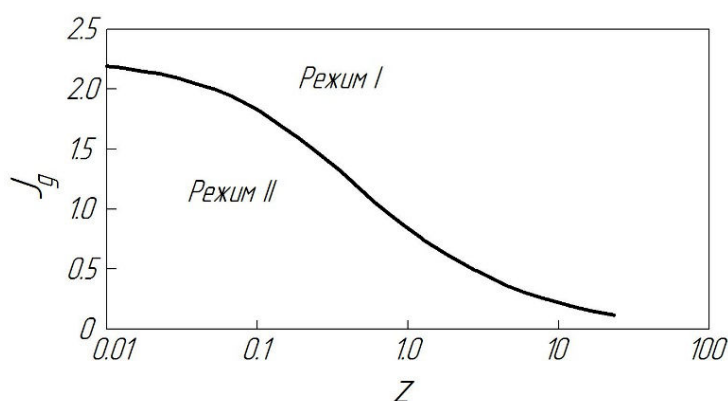


Рис. 1.8. Режими течії в горизонтальній трубі, відповідно до [64]

Також у [64] Шах дає уточнення залежності (1.35) додавши до неї комплекс $(\mu_l / 14\mu_v)^n$:

$$\alpha_I = \alpha_c (\mu_l / 14 \mu_v)^n \left[(1-x)^{0,8} + 3,8 x^{0,76} (1-x)^{0,04} / p_r^{0,38} \right], \quad (1.37)$$

де $n = 0,0058 + 0,557 p_r$.

За цією формулою автор пропонує рахувати тепловіддачу тільки в режимі I. У режимі II α пропонується визначати по такій залежності:

$$\alpha_{II} = \alpha_1 + \alpha_{Nu}, \quad (1.38)$$

де α_{Nu} розраховується за формулою Нуссельта для вертикальної труби:

$$\alpha_{Nu} = 1,32 \text{Re}_l^{-1/3} \left[\rho_l (\rho_l - \rho_v) g \lambda_l^3 / \mu_l^2 \right]^{1/3}, \quad (1.39)$$

де Re_{LS} записаний у формі, справедливій для горизонтальної труби:

$$\text{Re}_{LS} = \frac{G(1-x)d}{\mu_l}. \quad (1.40)$$

У праці [64] Шах проводить порівняння розрахунків за своєю новою методикою з експериментами 26 авторів, включаючи праці по 2008 рік. В [64] наведені таблиці, в яких записана інформація про автора експерименту, дані експерименту і відсоток розбіжності з розрахунком. Також показані кілька графіків у вигляді $\alpha = f(x)$, де представлені ці порівняння. В цілому, нова кореляція (1.37) добре узгоджує ті дані, які автор використав для порівняння.

У праці [58], на основі виконаних експериментів по конденсації R12 і R22 всередині труби $d=10$ мм при $G=175 \div 650$ кг/(м²·с) і $0,1 < x < 0,99$, Тендон (Tandon) зі співавторами представили дві близькі до (1.29) і (1.35) формули:

- для кільцевого і проміжного режиму течії фаз ($\text{Re}_v \geq 30000$):

$$Nu = 0,084 Re_v^{0,67} Pr_l^{1/3} (1/Ja_l)^{1/6}; \quad (1.41)$$

- для розшарованого режиму ($Re_v < 30000$):

$$Nu = 23,1 Re_v^{1/8} Pr_l^{1/3} (1/Ja_l)^{1/6}. \quad (1.42)$$

Відповідно до цих формул для всіх режимів відзначено вплив як сили тяжіння, так і сил тертя на межі поділу фаз (наявність в формулах чисел Re_v і Ja_l). Але в області кільцевого і проміжного режимів течії фаз цього не спостерігається в більшості кореляцій інших авторів.

Багато авторів порівнюють свої експериментальні дані із залежностями Добсона (Dobson) і Чато (Chato) із праці [65]. Для кільцевого режиму їх формула має вигляд:

$$Nu = 0,023 Re_l^{0,8} Pr_l^{0,4} (1 + 2,22/X_u^{0,89}). \quad (1.43)$$

Для розшарованого режиму автори [65] пропонують залежність, в який так само, як і у формулі (1.42) міститься Re_v :

$$Nu = \frac{0,23 Re_{vo}^{0,12}}{1 + 1,1 X_u^{0,58}} \left(\frac{Ga Pr_l}{Ja_l} \right)^{0,25} + \left[\frac{\arccos(2\varepsilon - 1)}{\pi} \right] Nu_{forced}; \quad (1.44)$$

$$\text{де } Nu_{forced} = 0,0195 Re_l^{0,2} Pr_l^{0,4} (1,376 + c_1/X_u^{c_2})^{0,5}.$$

Постійні c_1 і c_2 мають різні значення в залежності від Re_l і Fr_l .

Парк (Park) зі співавторами у праці [66] досліджували конденсацію R22, пропілену, пропану, ефіру і ізобутану в трубах діаметром $d=8,8$ мм і довжиною 0,53 м при $q=7,3 \div 7,7$ кВт/м² і $t_k=40$ °С. Експериментальні дані порівнювалися з

розрахунковими залежностями різних авторів, в тому числі з формулами (1.32), (1.35) і (1.43), а також з власної формулою:

$$\alpha = 22,4\alpha_c \left(1 + 2/X_{tt}\right)^{0,81} \left[q/(rG)\right]^{0,33}. \quad (1.45)$$

У цій формулі з'являється параметр $q/(rG)$, який визначає вплив відсмоктування конденсату на межі фаз пара-рідина. Його вплив на характер зміни локальної тепловіддачі вперше вивчався в роботах [34-39] і буде більш детально досліджений в експериментальній частині нашої роботи. Аналіз праці [66] показує, що всі залежності, крім (1.45) дають відхилення від дослідних коефіцієнтів тепловіддачі в межах 27÷50%.

У праці [67] авторами проведено порівняння дослідних даних за середніми коефіцієнтами тепловіддачі при конденсації R22 всередині труби довжиною 0,91 м з $d=8,7$ мм при $q=11$ кВт/м², $t_k=45$ °C і $G=183\div363$ кг/(м²·с) із розрахунком за формулами (1.29), (1.35) і (1.43). Розбіжність у значеннях $\alpha_{\text{досл}}$ і $\alpha_{\text{розн}}$ збільшується з ростом G і досягає 47%. Цей факт пов'язаний з тим, що ступінь впливу G на тепловіддачу в експерименті відрізняється від розрахункового.

Ферейра (Ferreira) із співавторами у праці [68] вивчали конденсацію R404A при $t_k=40$ °C і $G=200\div600$ кг/(м²·с) всередині труби $d=8,0$ мм, $l=1,0$ м при зміні q від 5 до 45 кВт/м². Такі параметри забезпечують зміну паровмісту Δx в межах 0,1÷0,25 при кожному значенні G . У цій роботі відзначено вплив на локальні α паровмісту x при різних G . Степінь впливу G на α в області кільцевого і перехідного режимів течії фаз при однакових x змінюється від 0,8 до 1,0. Порівняння дослідних значень $\alpha_{\text{досл}}$ із розрахунковими $\alpha_{\text{розн}}$ за формулами (1.46) (1.47) і (1.35) показує узгодження в межах $\pm 20\%$, хоча ступінь впливу G в експериментах відрізняється від розрахункової.

Сміт (Smit) і Мейер (Meyer) у праці [69] досліджували процес конденсації R22 і сумішей R22 із R142b у 8-ми послідовно з'єднаних секціях

горизонтальних труб $d=8,1$ мм і довжиною 1,6 м в діапазоні зміни G від 100 до 800 кг/(м²·с) при $t_k=60$ °С. Необхідно зауважити, що обрана авторами схема підключення секцій невдала, так як при переході двофазного потоку з однієї секції в іншу має місце порушення режимів течії. З аналізу праці [69] видно, що степінь впливу G на тепловіддачу при $G=100\div300$ кг/(м²·с) дорівнює $0,5\div0,6$, а при $G=300\div800$ кг/(м²·с) – $0,85\div0,9$.

У праці [70] отримані дуже високі степені впливу G на α при дослідженні конденсації R134a в трубі довжиною $l=2,5$ м і діаметром $d=8,1$ мм при $t_k=30$ °С і 40 °С. При зміні G від 400 до 800 кг/(м²·с) при $x>0,5$, коли має місце кільцевої режим течії фаз, степінь впливу G досягає 1,0. Дослідні дані праці [70] в межах $\pm 30\%$ збігаються з розрахунком по залежності (1.33). Автори [70] пропонують для розрахунку α модернізовану залежність (1.33), яка відрізняється ступенем впливу Re_{eq} і Pr_l та узагальнює дослідні дані з точністю $\pm 20\%$:

$$Nu = 0,003 Re_{eq}^{0,997} Pr_l^{0,932}. \quad (1.48)$$

Найбільша кількість методів розрахунку теплообміну та досліджень при конденсації різних холодоагентів виконані Кавалліні і Томом (Thome) з співавторами.

У праці [14] Кавалліні із співавторами порівняли свої дослідні дані по конденсації R134a, R125, R32, R410A, R236 і R22 з теоретичним рішенням Коскі (Kosky) і Стауба (Staub) із [12] для кільцевого режиму і формулою (1.2). У дослідях конденсація відбувалась всередині труб з $d=8$ мм і $l=1,0$ м. Температура стінки вимірювалася в 4-х точках (верх, низ і дві по боках при $\phi=90^\circ$) труби на відстані 0,1 м від входу в трубу і 0,1 м до виходу з труби. У дослідях температура пари була однаковою і дорівнювала $t_s=40$ °С, $G=65\div750$ кг/(м²·с), а густина теплового потоку q , при зміні паровмісту Δx від 0,2 до 0,4 змінювалася від 6 до 62 кВт/м² в залежності від значення G . Також у всіх дослідях вимірювалися загальні перепади тиску $\Delta P/\Delta z$. Далі по залежності

(1.21) оцінювалися втрати тиску на прискорення $(\Delta P/\Delta z)_m$. На основі формули (1.20) визначалися втрати тиску на тертя $(\Delta P/\Delta z)_f$, які потім використовувалися в розрахунковій моделі Коскі і Стауба [12]. В [14] проведено порівняння отриманих дослідних даних з розрахунковими, з аналізу якого видно, що дані по R32 і R134 відхиляються від розрахункових на 40÷50%.

У праці [71] Кавалліні пропонує використовувати модель Коскі і Стауба [12] для розрахунку тепловіддачі при кільцевому режимі ($J_G > 2,5$), але при цьому втрати тиску на тертя визначає за формулою (1.22). Крім кільцевого в [71] автор виділяє ще такі режими: розшарований, коли $J_G < 2,5$ і $X_{tt} > 1,6$ та проміжний (annular-stratified), коли $J_G < 2,5$ і $X_{tt} < 1,6$. Для розрахунку тепловіддачі в цих режимах записані громіздкі залежності. В [71] Кавалліні провів порівняння запропонованої їм моделі з розрахунками за формулами (1.43), (1.44) і (1.35), користуючись дослідними даними із іншої своєї праці [14]. При аналізі цього порівняння встановлено, що для R22, R134a при всіх G всі методи дають близькі результати (узгодження з експериментом $\pm 15\%$). Для R410a при $G = 750$ кг/(м²·с) формули (1.43), (1.44) і (1.35) дають завищені на 25÷35% значення α в порівнянні з експериментом. Для R32 дослідні дані нижче розрахункових більш ніж на 50%.

У роботах Тома (Thome) з співавторами [72, 73] пропонується ще одна модель для розрахунку теплообміну при конденсації, яка основана на спрощеній структурі режимів течії фаз.

Для розрахунку тепловіддачі в кільцевому, проміжному і дисперсному (mist) режимах пропонується залежність:

$$\alpha_c = c \operatorname{Re}_l^n \operatorname{Pr}_l^m \frac{\lambda_l}{\delta} f_i, \quad (1.49)$$

$$\text{де } \operatorname{Re}_l = \frac{4G(1-x)\delta}{(1-\varepsilon)\mu_l}.$$

Визначальним розміром тут прийнята товщина плівки конденсату δ , яка визначається по залежності $\delta = d(1 - \varepsilon)/4$.

Для оцінки об'ємного паровмісту ε автори [72] запропонували без будь-якого об'єктивного обґрунтування наступну залежність

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_h - \varepsilon_{ra}}{\ln(\varepsilon_h / \varepsilon_{ra})}, \quad (1.50)$$

де ε_h розраховується за формулою Зіві (Zivi) для гомогенної течії із праці [74], а ε_{ra} - за формулою Роухані (Rohani) із [75].

У праці [72] автори показують порівняння даних, розрахованих за кореляцією (1.49) при $f_i=1,0$, $c=0,0039$, $n=0,734$, $m=0,5$. А в [73] розрахунок тепловіддачі вже проводиться при $c=0,003$, $n=0,74$, а множник f_i визначається по залежності

$$f_i = 1 + (w_v / w_l)^{0,5} [(\rho_l - \rho_v) g \delta^2 / \sigma]^{0,25}, \quad (1.51)$$

де $u_v = \frac{Gx}{\rho_v \varepsilon}$ і $u_l = \frac{G(1-x)}{\rho_l(1-\varepsilon)}$ – середні швидкості фаз.

Обґрунтування для розрахунку f_i з включенням комплексів $(w_v / w_l)^{0,5}$ і $[(\rho_l - \rho_g) g \delta^2 / \sigma]^{0,25}$ у праці [73] відсутні.

Розрахунок дослідних даних Кавалліні з [14] за запропонованим методом із праці [73] дає добре узгодження, але не краще ніж за методом Кавалліні [14], де використовується теоретична модель Коскі і Стауба.

У праці [76] Кавалліні з співавторами запропонували ще одну спрощену модель розрахунку теплообміну. Автори [76] вважають, що в області конвективного теплообміну, який має місце в кільцевому режимі течії фаз, тепловіддача не залежить від температурного напору. Але це не відповідає

дійсності, як мінімум, для ламінарної течії плівки конденсату. У розширеному режимі автори приймають залежність тепловіддачі від Δt відповідно до формули Нуссельта (1.2). Використовуючи запропоновані у праці [76] критерії J_G і X_{tt} для визначення меж режимів (див. рис. 1.9) автори пропонують наступний метод розрахунку.

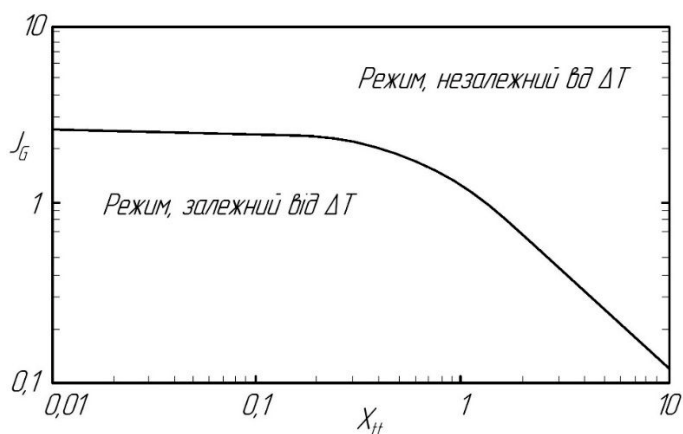


Рис. 1.9. Карта режимів течії з праці [76]

У режимі, незалежному від Δt ($J_g > J_g^T$):

$$J_g^T = \left\{ \left[7,5 / (4,3 \cdot X_{tt}^{1,111} + 1) \right]^{-3} + C_T^{-3} \right\}^{-1/3}, \quad (1.52)$$

де $C_T = 1,6$ – для вуглеводнів, $C_T = 2,6$ – для інших холодоагентів.

$$\alpha_A = \alpha_{LO} \left[1 + 1,128 x^{0,8170} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,3685} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,2363} \left(1 - \frac{\mu_v}{\mu_l} \right)^{2,144} \text{Pr}_l^{-0,1} \right]. \quad (1.53)$$

У режимі, залежному від Δt ($J_g \leq J_g^T$):

$$\alpha_D = \left[\alpha_A \left(J_g^T / J_g \right)^{0,8} - \alpha_{STRAT} \right] \left(J_g / J_g^T \right) + \alpha_{STRAT}; \quad (1.54)$$

$$\alpha_{STRAT} = 0,725 \left[1 + 0,741 \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,3321} \right]^{-1} \left[\frac{\lambda_l^3 \rho_l (\rho_l - \rho_g) r g}{\mu_l d \Delta T} \right]^{0,25} + (1 - x^{0,087}) \alpha_{LO}; \quad (1.55)$$

$$\alpha_{LO} = 0,023 \text{Re}_{lo}^{0,8} \text{Pr}_l^{0,4} \lambda_l / d. \quad (1.56)$$

Автори [76] вважають, що запропонована модель добре узагальнює більшу частину дослідних даних, які представлені у праці, як часто це робиться багатьма авторами, у вигляді графіка $\alpha_{розр.} = f(\alpha_{досл.})$. Однак з цієї ж праці [76] видно, що ця модель дає відхилення від багатьох дослідних даних більше 50%.

Порівняння різних моделей для розрахунку α проведене у праці [77] Джассімом (Jassim) зі співавторами. У цій роботі порівнюються розрахунки за моделями, запропонованими в [73, 71, 65] і за представленою авторами [77] моделлю, де використовуються формули (1.49) і (1.43) для кільцевого режиму з визначенням меж застосування цих формул по новій карті режимів. Для побудови карти автори [77] вводять новий критерій, який вони назвали «time fraction». У праці [77] представлені результати порівняння всіх моделей з дослідями на 7-ми холодоагентах. За винятком даних по суміші R32/R125 60/40%, без сумніву, більш точне узгодження з експериментом дає проста модель з праці Добсона і Чато [65], а потім теоретична модель, представлена у праці Кавалліні [71].

Цікаві аналізи результатів експериментів приведені у праці Хеунгсоона Лі (Hyounghoon Lee) зі співавторами [78], де досліджувалась конденсація спеціальної рідини FC-72 (теплофізичні властивості якої при $t_s=62$ °C і $p_k=1,21$ кПа приведені в табл. 1.1) всередині каналу $d=7,12$ мм і $l=791$ мм при $G=143\div 402$ кг/(м²·с).

Табл.1.1.

Теплофізичні властивості рідини FC-72 при $t_s=62$ °C

λ_l , Вт/(м·К)	μ_l , кг/(м·с)	C_{pl} , Дж/(кг·К)	σ , мН/м	r , кДж/кг	ρ_l , кг/м ³	ρ_v , кг/м ³
0,0532	$409 \cdot 10^{-6}$	1,11	7,8	93,03	1,578	15,86

На рис. 1.10 показано порівняння експериментальних і розрахункових даних за формулами з робіт [12, 16, 63, 65, 79-85]. Автори [78] у своєму висновку пишуть, що всі формули дають добре узгодження з експериментом, але цього не спостерігається на рис. 1.10. Дивним здається той факт, що

формула Шаха з [63] добре узгоджується з експериментом при низькому значенні $G=144$ кг/(м²·с) (рис. 1.10а) і навпаки, не узгоджується при $G=400$ кг/(м²·с) (рис. 1.10 б). Також незрозуміло погане узгодження теорії [12] з експериментом при всіх значеннях G . Автори [78] вважають, що найкраще узгоджується з експериментом модель Добсона і Чато [65], але при $G=400$ кг/(м²·с) і $x>0,8$ краще узгодження дають методи [82] і [79]. Також відповідно до рис. 1.10, при всіх G та x спостерігається вплив G на α , а при $x>0,5$ $\alpha \sim G^{1,0}$.

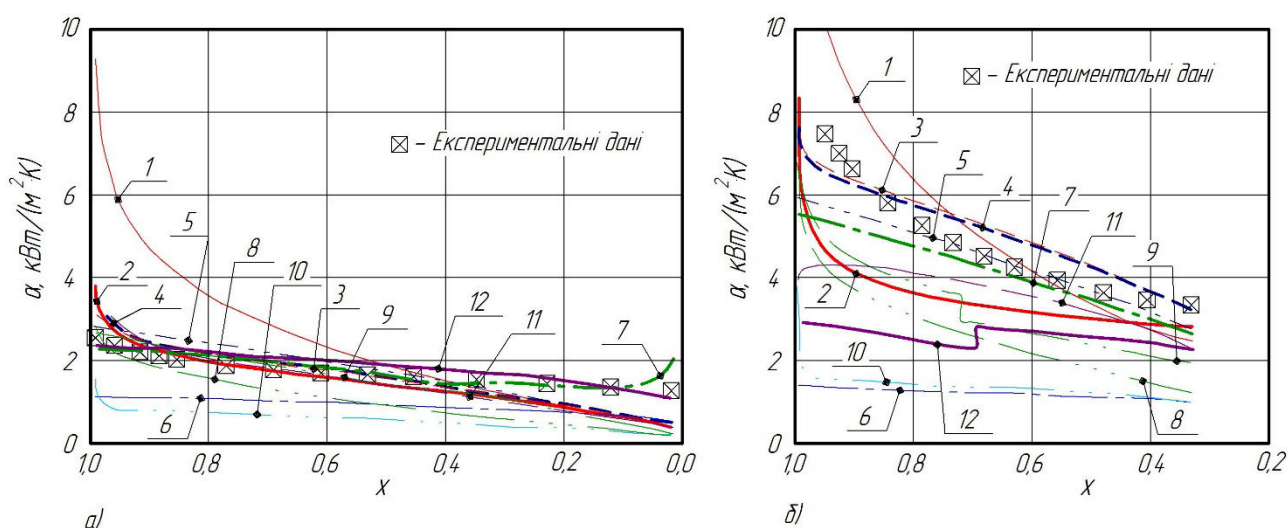


Рис. 1.10. Порівняння експериментальних значень $\alpha_{\text{досл}}$ із праці [78] за

а) $G=144$ кг/м²/с і б) $G=400$ кг/м²/с із розрахунковими $\alpha_{\text{розра}}$ із робіт:

1 – [79]; 2 – [80]; 3 – [81]; 4 – [82]; 5 – [65]; 6 – [83]; 7 – [57]; 8 – [84];

9 – [85]; 10 – [12]; 11 – [63]; 12 – [16]

Окремо слід виділити експериментальні праці українських вчених [34- 39], в яких використовували градієнтний метод дослідження теплообміну і дослідні данні представлені у вигляді залежності локальних по периметру труби коефіцієнтів тепловіддачі α_{ϕ} від локальних теплових потоків q_{ϕ} .

Так в наукових працях [34-37] проф. Ріферта В.Г. зі співавторами досліджували конденсацію водяної пари за $t_s=44\div 100$ °С, $\bar{q}_{\phi}=70\div 500$ кВт/м², $w_v=0,9\div 60$ м/с. В цих працях показано наявність суттєвої асиметрії α_{ϕ} , яка

зменшується у разі збільшенні швидкості пари і q_φ , а дослідні дані обробляли, використовуючи локальні величини швидкості пари w_v і густини теплового потоку q_φ .

У праці проф. Безродного М.К. із співавторами [39] проведено дослідження процесу конденсації R-22 при ламінарному русі плівки конденсату ($Re_f=16\div130$). Автори відмічають зменшення α_φ при збільшенні q_φ , що відповідає теорії ламінарної конденсації (1.1). В [38] наведено дослідні дані у випадку конденсації холодоагенту R407c при розширеному режимі течії фаз і показано незалежність локальної тепловіддачі від теплового потоку. Коефіцієнти α_φ дорівнюють приблизно $1250 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$. Це значення рекомендовано використовувати для практичних розрахунків за такого діапазону параметрів: $t_s=26,1\div40,1 \text{ }^\circ\text{C}$, $q=2\div9 \text{ кВт}/\text{м}^2$ і $w_v=0,013\div0,26 \text{ м}/\text{с}$. Відмічено асиметрію α_φ , які за межами струмка конденсату мають високі значення, а у струмку низькі.

На жаль, через відсутність у працях [34-39] значень локальних паровмістів x , експериментальні дані не вдається використати для більш детального вивчення і порівняння з даними інших авторів, де переважно всі залежності побудовані з використанням в тому чи іншому вигляді x і G .

Аналіз експериментальних досліджень показав, що у більшості опублікованих праць (крім [34-39]) не досліджують вплив теплового потоку на характер теплообміну, що є найбільш актуальним для плівкової конденсації пари, а переважно розглядають вплив масової швидкості G і паровмісту x . Вимірювання середніх коефіцієнтів тепловіддачі за кутовою координатою і довжиною (мінімум $0,5 \text{ м}$) труби і подання дослідних даних у вигляді $\alpha = f(G, x)$ не дозволяє отримати повної картини особливостей теплообміну під час конденсації, а саме – впливу на теплообмін паровмісту, швидкості пари, густини теплового потоку, натікання конденсату. Також у багатьох працях (крім [34-39]) немає вимірювання коефіцієнтів тепловіддачі у струмку конденсату, де значення коефіцієнтів тепловіддачі набагато нижче, ніж у верхній частині труби.

1.3. Порівняння теоретичних рішень з експериментальними даними

У роботах Тревісса [7] і Бає [9, 10] виконано велику кількість експериментів по конденсації R12 і R22 на однакових стендах. Відмінність полягала лише в тому, що в експериментах [9, 10] дослідні труби мали діаметр $d=12,5$ мм і довжину $l=5,55$ м, у праці [7] $d=8,0$ мм і $l=5,03$ м. У цих роботах дослідні дані представлені в вигляді таблиць і графіків. При цьому є повна інформація по t_s , G , x і q , що дає можливість більш детально аналізувати отримані результати.

Одним з цікавих результатів є вплив локального в межах дослідної ділянки q на α при однакових t_s і G , що спостерігається, якщо звести дані з робіт [9,10] в таблицю 1.2.

Таблиця 1.2.

Зведені дослідні дані з робіт [9, 10]

Параметри	№ досліду	x	$q, \text{кВт/м}^2$	$\alpha, \text{Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$
R12, $t_s=40^\circ \text{C}$, $G=420 \div 440 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$.	22	0,9	35,5	4201
	23	0,89	42,2	5631
	24	0,87	50,7	4911
	22	0,54	27,2	3139
	23	0,45	32,9	4167
	24	0,59	49,7	5086

Другий цікавий результат – відмінність дослідних даних Тревісса [7] від даних Бає [9,10] при $x>0,4 \div 0,6$ для R12 і R22. На рис.1.12 показані коефіцієнти тепловіддачі у вигляді функції від середньої швидкості w_v при однакових t_s . Видно, що коефіцієнти тепловіддачі, які взяті з праці Тревісса [7] при однакових w_v більші за α з робіт Бає [9,10] і Кавалліні [14] на 20÷50%. При цьому, дослідні дані Бає для R22 при однакових t_k і G добре узгоджуються у всьому діапазоні зміни x з дослідом Кавалліні.

Порівняння експериментів з розрахунками по вищеописаним методам, які описані вище, показало добре узгодження дослідних α в [9,10] і відхилення дослідних даних з [7] від розрахункових при $x>0,5 \div 0,6$.

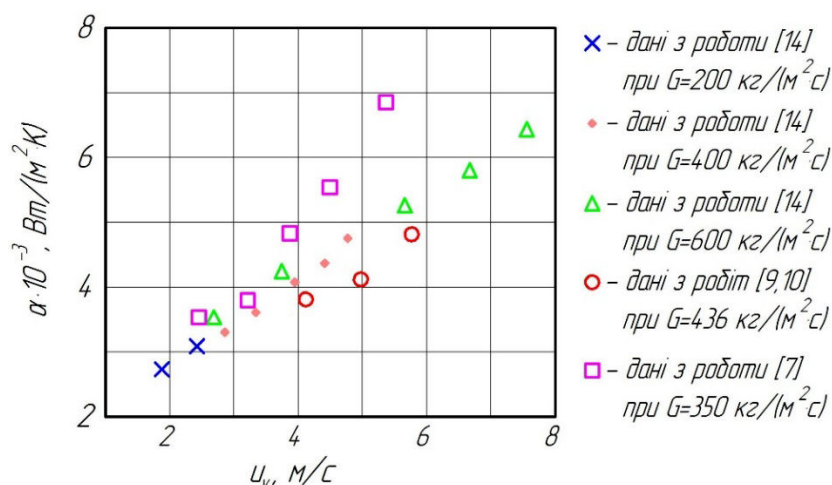


Рис. 1.12. Порівняння дослідних даних з робіт [7, 9, 10, 14]

У праці [86] Гарсія-Валладарес (Garcia-Valladares) порівнює розрахунки за формулами (1.34), (1.35), (1.41) -(1.44) і методами [87-89] з експериментами різних авторів, проведених для різних холодоагентів. На рис.1.12 на двох прикладах показано, що має місце погане узгодження вищенаведених формул з розрахунками. При цьому через відсутність первинних даних (насамперед по q) не вдається визначити при яких конкретних параметрах має місце відхилення дослідних даних від розрахункових.

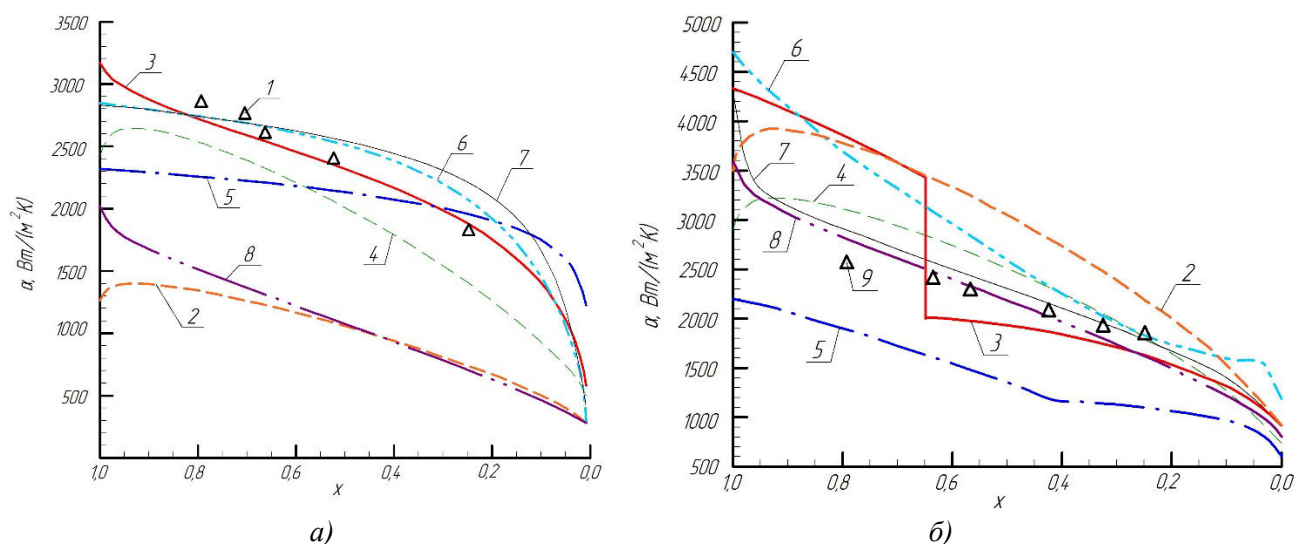


Рис. 1.12. Порівняння експериментальних і розрахункових коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації R-134a (а) і R-125 (б): 1 – експериментальні дані з [89]; методи розрахунку теплообміну з: 2 – [63]; 3 – [65, 89]; 4 – [87]; 5 – [58]; 6 – [60]; 7 – [14]; 8 – [88]; 9 – експериментальні дані з [14]

Квон (Kwon) в [11] порівнює свою розрахункову модель зі своїми експериментами по конденсації R22 всередині труби $d=9,5$ мм і $l=0,4$ м при $t_s=40^\circ\text{C}$ для двох значень G : 300 і 400 кг/(м²·с). Не зупиняючись на моментах, пов'язаних з впливом виносу конденсату у пару на тепловіддачу, з праці [11] можна зробити висновок, що розрахунок за власною моделлю Квона і за формулою (1.33) дає близькі результати і при $x=0,06\div 0,8$ збігається з експериментом в межах $\pm 15\%$.

Розрахунки Агра (Agra) і Теке (Teke) з праці [13] добре збігаються ($\pm 20\%$) як з експериментом по конденсації R134a всередині труби $d=3,14$ мм і $l=0,99$ м при $G=300$ і 650 кг/(м²·с), так і з розрахунками по [7] і [63]. Порівняння з розрахунковою формулою (1.33) дає розбіжність з експериментом більше ніж на 40%. З праці [13] не ясно, яким чином (за якими формулами) визначаються втрати на тертя $(\Delta P/\Delta z)_f$ на межі розділу фаз, необхідні для розрахунку.

У праці [90] автори порівнювали дослідні дані по конденсації R22 і R407c в трубі $d=20$ мм, $l=6,6$ м при $G=45,5\div 120$ кг/(м²·с), а також дані з робіт [14,66] з розрахунками за формулами (1.29), (1.54), (1.43), (1.35) і (1.45). Жодна з залежностей не дає близьких результатів з усіма дослідними даними. Необхідно також відзначити, що таке порівняння не дає інформації при яких конкретних даних (G , q , t_s , d) спостерігаються максимальні розбіжність розрахунків з дослідями.

Сапалі (Sapali) та Патіл (Patil) у праці [91] досліджували конденсацію фреонів R134 та R404A всередині горизонтальної труби $d=8,56$ мм, $l=4,5$ м при $G=90\div 800$ кг/(м²·с). Дослідні значення $\alpha_{\text{досл}}$ для випадку конденсації фреону R134 в [91] виявилися на 30÷40% нижчими, ніж у праці Кавалліні [14] при таких самих параметрах. Також в [91] отримана розбіжність у 60÷90% при порівнянні отриманих дослідних даних із теоретичним розрахунком по [7].

Джим (Goohyun Ghim) та Лі (Jaeseon Lee) у праці [92] наводять порівняння коефіцієнтів тепловіддачі, отриманих при конденсації робочих тіл R245fa, NOVEC[®] 649 та HFE-7000 в горизонтальній трубі $d=7,75$ мм, $l=0,33$ м при $G=150\div 700$ кг/(м²·с) із теоретичним розрахунком Тревісса [7]. При всіх x та G дослідні дані нижче розрахункових на 25÷40%.

Макдональд (Macdonald) у праці [93] порівнює свої дослідні дані по конденсації пропану із формулами Тревісса [7] та Ястера (Jaster) і Коскі (Kosky) [94]. Отримано розбіжність із розрахунком по [7] більш ніж 50%, а із розрахунком по [94] – більш ніж на 30%.

В останні роки деякі дослідники для обґрунтування більш точних методів розрахунку теплообмінників з горизонтальними трубами займаються цікавою, і безсумнівно, перспективною в майбутньому, проблемою математичного моделювання теплообміну при конденсації.

Так у працях [95,96] вчені з Південної Кореї використовують MARS-код для вибору розрахункової моделі тепловіддачі при конденсації водяної пари в горизонтальних теплообмінниках систем безпеки атомних реакторів. MARS-код розроблений Корейським науково-дослідним інститутом атомної енергетики (KAERI) і використовується для проектування теплообмінного обладнання атомних реакторів. MARS-код є математичною програмою, в який можна провести розрахунки теплообміну у двофазних потоках. Для випадку конденсації в горизонтальних трубах програма використовує моделі [63] і [97].

У праці [95] Сеонг-Су Джеон (Seong-Su Jeon) зі співавторами намагаються обґрунтувати вибір з 11 методів [58, 60, 65, 71, 73, 76, 94, 97-100], кращого для розрахунку конденсації водяної пари з неконденсованим газом при розшарованому режимі течії. Для обґрунтування вибору у праці [95] виконані експерименти по конденсації водяної пари у середині горизонтальної труби $d=27,5$ мм і $l=4,5$ м. У трубу подавали пару з концентрацією неконденсованих газів $1\div 2\%$. У міру конденсації пари концентрація газу збільшувалася, що приводило до зниження як теплових потоків, так і тепловіддачі. При цьому зі зменшенням вхідної витрати пари спостерігається зменшення коефіцієнтів тепловіддачі і зростання довжини ділянки з низькою інтенсивністю теплообміну (див. рис. 1.13).

Автори [95] не пояснюють яким чином вони використовували формули, запропоновані для конденсації чистої пари без неконденсованих газів. Тому обґрунтування вибору в якості кращої залежності для розрахунку теплообміну

моделі [76] некоректне. Тим більше, з рис. 1.13 і табл. 1.3 видно, що всі 11 залежностей дають дуже високу точність при визначенні середнього коефіцієнта тепловіддачі за довжиною дослідної ділянки.

Табл. 1.3.

Відхилення при порівнянні експериментальних даних із [95]

Метод	MARS код	[98]	[97]	[99]	[94]	[58]
Середнє відхилення, %	2,77	3,87	4,22	3,58	3,89	5,56
Метод	[60]	[65]	[100]	[71]	[73]	[76]
Середнє відхилення, %	3,97	3,29	3,27	3,15	3,52	3,47

Якщо розглянути всі рисунки із праці [95] (в тому числі і рис. 1.13), на яких показано порівняння локальних коефіцієнтів тепловіддачі з експериментом, то видно, що всі залежності не узгоджуються з експериментом із достатньою точністю, якщо вважати локальний коефіцієнт тепловіддачі як $\alpha_{\text{досл}} = (\alpha_{\text{верх}} + \alpha_{\text{низ}}) / 2$ (так очевидно визначали локальне значення $\alpha_{\text{досл}}$ по довжині труби). Тому автори [95] наголошують на необхідності вдосконалення моделі для розрахунку тепловіддачі, яка використовується в оригінальному MARS-кодi.

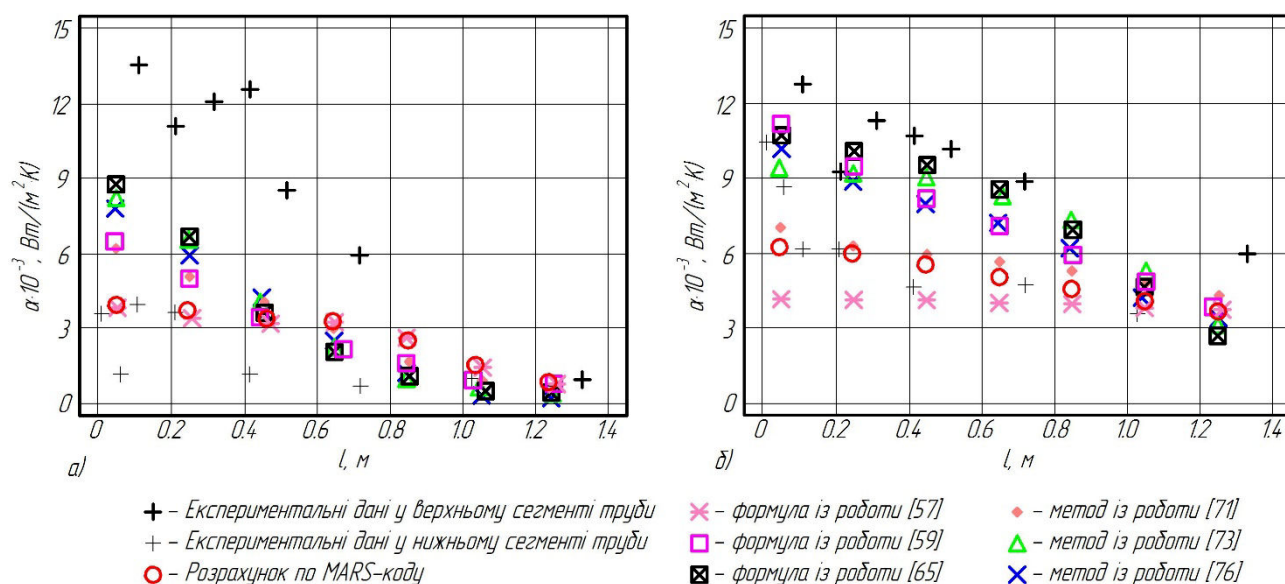


Рис. 1.13. Порівняння розрахунку за MARS-кодом з експериментальними даними [95] і з іншими методами за вхідної витрати пари 6,0 (а) і 11,5 кг/с (б)

В іншій праці [96] Сеонг-Су Джеон (Seong-Su Jeon) зі співавторами застосовують MARS-код для розрахунку тепловіддачі вже в кільцевому режимі. Для порівняння в [96] використано 19 методів з робіт [7, 12, 16, 51, 57, 58, 60, 63, 64, 65, 71, 73, 76, 87, 88, 98, 100-102].

Експериментальна труба в [96] має загальну довжину $l=8,4$ м і діаметр $d=44,8$ мм. Досліди проводили при таких тисках пари $P=13,42$; 32,2 і 67,36 кПа і теплових потоках $q=150$; 460 і 630 кВт/м². Як і у праці [95] перепад температур в стінці визначався по двох перерізах у верхній і нижній частинах труби. Як оцінювався середній коефіцієнт тепловіддачі $\alpha_{\text{досл}}$ у праці [96] не сказано. З наведеного на рис.1.14 порівняння дослідних і розрахункових даних можна помітити, що жодна з формул не збігається з локальним значенням $\alpha_{\text{досл}} = (\alpha_{\text{верх}} + \alpha_{\text{низ}})/2$ і спостерігається велика розбіжність значень $\alpha_{\text{верх}}$ і $\alpha_{\text{низ}}$ в кільцевій зоні течії конденсату, де коефіцієнти тепловіддачі повинні бути однакові за периметром труби.

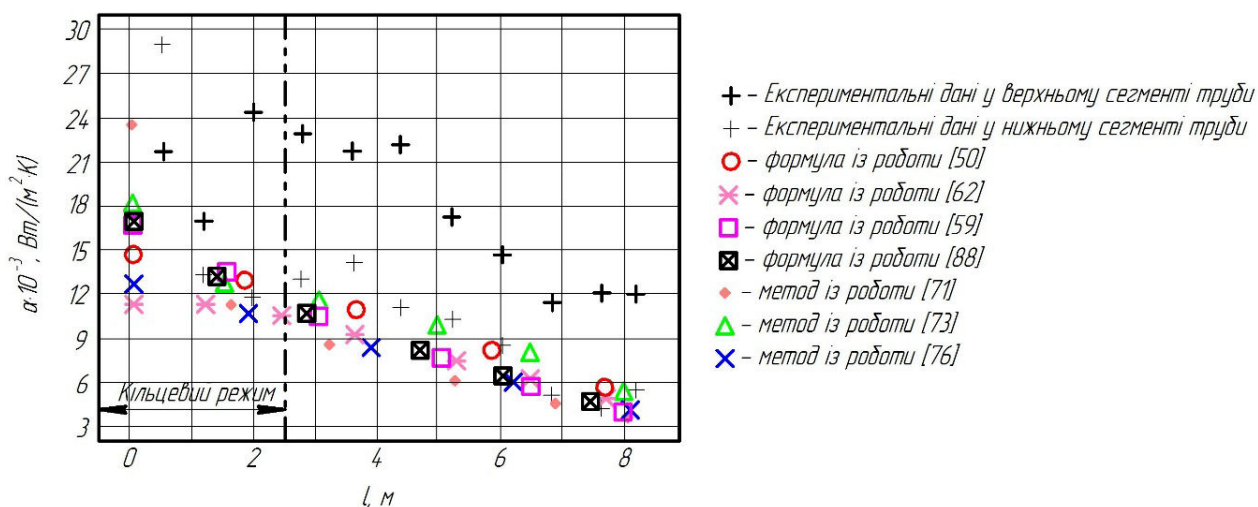


Рис. 1.14. Порівняння розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі з експериментальними даними для кільцевого режиму із [96]

Також у праці [96], незрозуміло яким чином, проводили розрахунки за методами [65,76] для покращення узгодження з експериментом, але результати розрахунку за цими формулами визнані найкращими. Хоча необхідно відзначити, що розрахунки за іншими моделями також дають непогане узгодження з експериментом (максимальне середнє відхилення становить 2,51%).

Останнім часом деякі дослідники використовують штучні нейронні мережі (ANN) для розрахунку тепловіддачі при конденсації [103-105].

У праці [103] Хакан Демір (Hakan Demir) зі співавторами виконали експеримент по конденсації R600a в середині труби $d=4$ мм, $l=0,8$ м при $t_s=43$ °C і $G=57; 77; 94$ і 117 кг/(м²·с). Отримані дослідні дані порівнювали з розрахунком за методом ANN і з формулами (1.33), (1.35) і (1.11). Результати порівняння наведено в табл. 1.4. Крім перспективності методу ANN, ці результати нічого не дають нам у вивченні процесу конденсації.

Табл. 1.4.

Похибка при використанні ANN і інших методів з [103]

Метод	ANN	[57]	[63]	[7]
Середня відносна похибка, %	3,97	9,67	9,01	8,49

У працях [104, 105] Балкілар (Balcilar) зі співавторами більш детально описали аспекти розрахунку гідравлічного опору і теплообміну при використанні ANN. Зокрема, в цих працях написано вхідні параметри моделі ANN, а саме: Fr_l , X_{tt} , Re_l , Re_v , w_l , ε . При цьому, об'ємний паровміст в [105] автори визначають по формулі Баттерворфа (Butterworth) без пояснення вибору цієї формули:

$$\varepsilon = 1 / \left[1 + 0,28 \left(\frac{1-x}{x} \right)^{0,64} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,36} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v} \right)^{0,07} \right], \quad (1.57)$$

Модель ANN, яка побудована на основі вище зазначених даних дає залежність для ΔP і Nu у вигляді декількох поліномів. У праці [104] наведені 9 таких формул для визначення ΔP , а в [105] – 9 формул для визначення числа Nu . В цих працях також наведені таблиці, де вказано кількість експериментальних точок, отриманих при конденсації і кипінні хладону R134a в середині горизонтальної та вертикальної труб, які увійшли до обробки за конкретної формулою і точність узагальнення цих даних.

Так, в [105] найоптимальнішою для розрахунку тепловіддачі була обрана формула

$$Nu = \frac{b_1}{1 + \exp \left[b_2 \psi + b_3 \frac{Re_{eq}}{10000} + b_4 Pr_l + b_5 \right]}, \quad (1.58)$$

в який $b_1 = 2207,661$, $b_2 = 6,857$, $b_3 = -0,171$, $b_4 = -0,37$, $b_5 = 3,213$.

Ця формула узагальнює експериментальні дані отримані в [105] із похибкою $+25 \div 50\%$. На рис. 1.15 проведено порівняльний розрахунок за цією формулою з дослідними даними з праці [14]. Видно, що розходження досягає $\pm 100\%$ при порівнянні з експериментом.

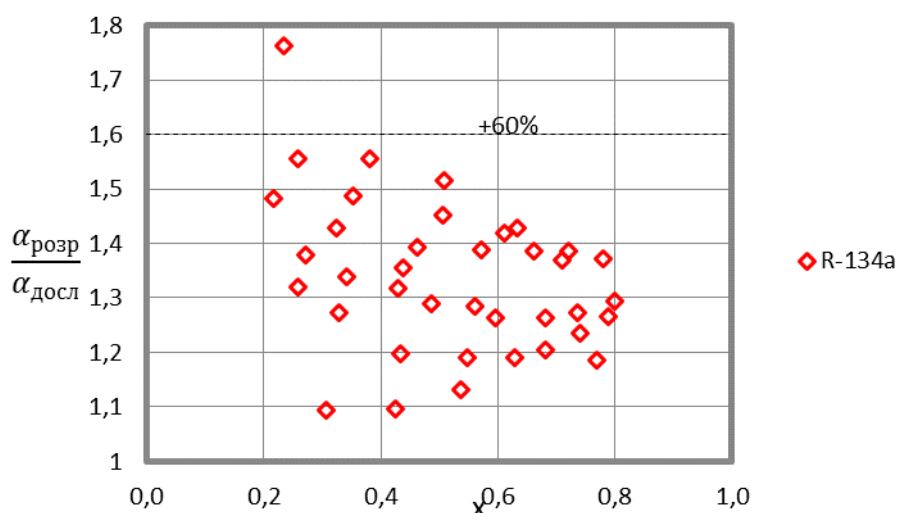


Рис. 1.15. Порівняння експериментальних даних [14] з формулою (1.58)

Порівняння теоретичних рішень з експериментальними даними показало, що наявні емпіричні кореляції (більше 60) дають значні розбіжності як при розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі так і при визначенні основних параметрів, які впливають на процес конденсації (Re_l , Re_v , Pr_l). Як показано в наукових працях [106, 107], для таких рідин, як фреони і вуглеводні в області $Re_l > 1,6 \cdot 10^3$ методи Шаха [64], Тома із співавторами [73] і Кавалліні із співавторами [76] демонструють найкраще узгодження з експериментами, проведеними багатьма науковцями.

1.4. Висновки, мета і завдання досліджень

1. Теоретичні рішення для розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації представлено для двох режимів двофазної течії: кільцевого, коли плівка конденсату тече під дією сил тертя і стратифікованого, коли присутній переважний вплив сил тяжіння на течію конденсату. Достовірність результатів таких теоретичних рішень залежить від прийнятої при вирішенні моделі (наприклад, моделі турбулентної в'язкості, числа Pr_t , моделі для розрахунку втрат тиску на тертя і об'ємного паровмісту) і граничних умов.

2. Встановлено, що у більшості опублікованих наукових працях (крім [34-39]) вимірювали тільки середні за периметром труби і на певній довжині (мінімум 0,5 м) коефіцієнти тепловіддачі при конденсації в гладких горизонтальних трубах, що не дає змогу отримати повної картини особливостей теплообміну під час конденсації, а саме – впливу на теплообмін паровмісту, швидкості пари, густини теплового потоку, натікання конденсату.

3. Область конденсації рухомої пари в разі ламінарної течії конденсату недостатньо вивчено експериментально, але цей режим, при $Re_f < 200$, характерний для конденсації водяної пари в горизонтальних трубних плівкових випарниках опріснювальних і енергетичних установок.

4. У більшості наукових праць спостерігається помилкове, з позицій теплообміну при плівковій течії конденсату на більшій частині поверхні, представлення дослідних даних у вигляді залежності коефіцієнта тепловіддачі як функції тільки вагового паровмісту x або масової швидкості G . При такому аналізі не зрозумілий вплив теплового потоку або температурного перепаду ΔT на тепловіддачу.

5. Аналіз експериментальних досліджень показав, що для експериментального отримання найбільш повної інформації по теплообміну при конденсації найбільш перспективним є використання методу товстостінної труби, суть якого полягає в експериментальному визначенні поля температур у тілі товстостінної робочої ділянки з подальшим розрахунком розподілу

температури на поверхні теплообміну, градієнтів температури на межі стінки-теплоносії та розподілу коефіцієнтів тепловіддачі по поверхні теплообміну.

6. Показано невідповідність наявних залежностей для розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації з дослідними даними, отриманими в експериментах із різними рідинами. Розбіжності розрахункових і дослідних даних досягають 50–70 % і вище.

На основі проведеного аналізу наявних наукових праць з теплообміну під час плівкової конденсації рухомої пари всередині горизонтальних гладких труб сформульована мета роботи – розроблення науково обґрунтованого методу розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі, який дозволить більш точно оцінити теплообмін і режимні параметри двофазної течії під час плівкової конденсації різних холодоагентів у горизонтальних трубах теплообмінних апаратів.

У відповідності з поставленою метою вирішувалися такі основні задачі:

1. Визначити оптимальний метод дослідження, який дозволить експериментально отримати найбільш повну інформацію щодо теплообміну за умови плівкової конденсації, та розробити відповідні технічні засоби для його реалізації.

2. Експериментально дослідити вплив основних режимних параметрів процесу конденсації на закономірності локальної та середньої тепловіддачі.

3. На підставі аналізу результатів дослідження розробити новий метод розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації в горизонтальних гладких трубах.

4. Провести верифікацію використання запропонованого методу для розрахунку теплообміну в разі конденсації різних перспективних холодоагентів, які останнім часом в енергетиці набувають **значного поширення**.

Основні результати розділу 1 опубліковані у працях [1, 43, 44, 106, 107].

РОЗДІЛ 2

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА І МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛООБМІНУ ПРИ КОНДЕНСАЦІЇ В ГОРИЗОНТАЛЬНИХ ГЛАДКИХ ТРУБАХ

2.1. Модернізація експериментальної установки

Для експериментального визначення локальних коефіцієнтів тепловіддачі прийнято метод, в якому локальний тепловий потік визначається за градієнтом температур в стінці товстостінної труби. Основи методу визначення коефіцієнта тепловіддачі по градієнту температури в стінці розроблено в [108, 109]. В цих працях метод знаходження місцевої тепловіддачі у разі течії рідини в трубі зводився до знаходження з дослідів розподілу температур за довжиною на внутрішній та зовнішній поверхнях товстостінної труби. Однак, як відмічено у праці [44], характерною особливістю процесу конденсації у горизонтальній трубі є суттєва різниця значень локальних коефіцієнтів тепловіддачі не тільки за її довжиною, а й за периметром поперечного перерізу труби. Причому градієнт коефіцієнта тепловіддачі за довжиною значно менший в порівнянні із градієнтом коефіцієнта тепловіддачі в поперечному перерізі. Враховуючи цю особливість, при реалізації методу товстої стінки необхідно звернути особливу увагу на визначення розподілу температур за поперечним перерізом товстостінної робочої ділянки у разі забезпечення ізотермічних умов на кожній із твірних її внутрішньої поверхні. Такі вимірювання проводили в роботах [34-39] де, на відміну від [108, 109] розподіл температур визначали за внутрішнім та зовнішнім периметрах поперечного перерізу робочої ділянки.

Для проведення експериментальних досліджень використовували установку, основу якої склав стенд, виготовлений на кафедрі теоретичної та промислової теплотехніки КПІ ім. Ігоря Сікорського, який описано в [110, 111] і модернізовано під завдання цього дослідження. Схема і загальний вигляд установки наведено на рис. 2.1 і 2.2 відповідно.

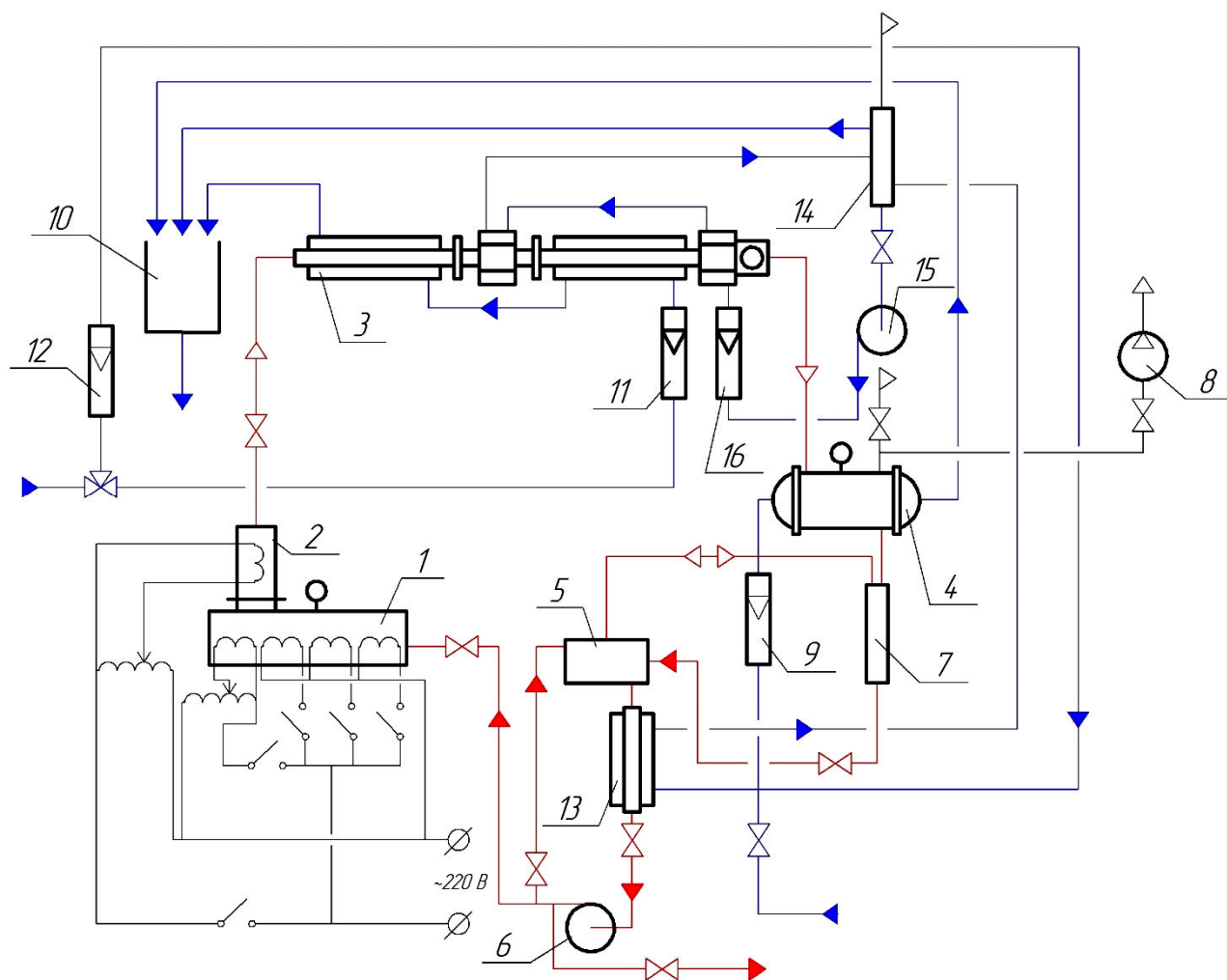


Рис. 2.1. Схема експериментальної установки:

- 1 – електропарогенератори; 2 – сепаратор-перегрівник; 3 – дослідна ділянка;
 4 – конденсатор; 5 – ресивер; 6 – конденсаційний насос;
 7 – об'ємний вимірювач кількості конденсату; 8 – вакуумний насос;
 9, 11, 12, 16 – ротаметри; 10 – дренажний збірник; 13 – переохолодник
 конденсату; 14 – змішувач; 15 – циркуляційний насос



Рис. 2.2. Загальний вигляд експериментальної установки

Основними складовими частинами установки є: паровий контур з дослідною ділянкою і конденсатором, електричний контур парогенератора і система водяного охолодження.

Паровий контур замкнутий і включає до свого складу: електричний парогенератор 1, сепаратор-перегрівник 2, дослідну ділянку 3, конденсатор 4, ресивер 5, конденсатний насос 6 типу ЦНГ-1/20, об'ємний вимірювач кількості конденсату 7; вакуумний насос 8 типу ВН-961м, запірну і регулювальну арматуру, манометри.

Електричний парогенератор 1 являє собою теплообмінний апарат з електропідігрівом. Нагрівальними елементами є чотири ТЕНи потужністю 5 кВт кожен. Три ТЕНи можливо вмикати безпосередньо у мережу живлення напругою 220 В (або окремо, або всі разом в залежності від необхідного навантаження), а один – через регулятор напруги типу РНО-250-10. Для забезпечення необхідної сухості пари, на виході з парогенератора сепаратор-перегрівник 2 оснащений нагрівальним елементом потужністю 5 кВт, підключеним до електромережі через регулятор напруги типу РНО-250-10.

Модернізація установки полягала у проектуванні, складанні та тестуванні дослідної ділянки 3, конструкцію якої подано на рис. 2.3. Дослідна ділянка призначена для дослідження локальних за довжиною і периметром нормального поперечного перерізу горизонтальної труби коефіцієнтів тепловіддачі під час конденсації різних холодильних агентів в трубах методом товстої стінки.

Конденсатор 4 забезпечує можливість дослідження процесу конденсації за різних масових швидкостей пари в дослідній ділянці 3.

Система водяного охолодження призначена для відведення теплоти конденсації пари і теплоти переохолодження конденсату робочої рідини на різних ділянках дослідного стенду.

Подача води з водопроводу розподіляється за двома напрямками: в контур відводу тепла в кінцевому конденсаторі 4 і в контур для підживлення та охолодження дослідної ділянки.

Водяний контур охолодження конденсатора 4 включає до свого складу: регулюючий вентиль, ротаметр 9 типу РС-7, міжтрубний простір конденсатора, дренажний збірник 10.

Водяний контур охолодження дослідної ділянки складається з регулювального вентиля і двох гілок, які паралельно охолоджують визначальні і робочі секції дослідної ділянки. Перша гілка складається з ротаметра 11 типу РС-7, сорочок охолодження двох визначальних секцій і дренажного збірника 10. Друга гілка включає: ротаметр 12 типу РС-5, переохолодник конденсату 13, змішувач 14, регулювальний вентиль, циркуляційний насос 15, ротаметр 16 типу РС-7, сорочки охолодження робочих секцій і дренажний збірник 10.

Підготовку експериментальної установки до роботи проводили наступним чином. Вакуумним насосом 8 з парового контуру відкачували повітря, потім робочу рідину заправляли у систему. Необхідну кількість холодоагенту у системі контролюють за допомогою вимірювальних колонок, якими обладнані електричний парогенератор 1 і ресивер 7.

При необхідності заміни холодоагенту, зливання робочої рідини з установки здійснюють за допомогою конденсатного насоса 6. Для видалення з парового контуру залишків неконденсованих газів передбачено можливість випуску їх з міжтрубного простору конденсатора.

Після заправлення установки робочою рідиною і вмикання електронагрівників парогенератора 1 відбувалося випаровування холодоагенту. Далі пару через сепаратор-перегрівник 2 подавали по паропроводу до дослідної ділянки 3, далі неконденсовану пару направляли до конденсатора 4. Залежно від режиму, який досліджували, охолоджувальну воду з необхідними температурою і витратою подавали у визначальні і робочі секції через ротаметри 11 і 16 відповідно. Температуру охолоджувальної води, яку подають в робочі секції, визначали за її кількістю, що проходить через ротаметр 12 і переохолодник конденсату 13 в змішувач 14. Кількість пари, яку скидають в конденсатор, задавали витратою водопровідної води, яку подають на охолодження конденсатора через ротаметр 9.

Сумарну кількість конденсату, який утворюється на дослідній ділянці і в конденсаторі за певний час, заміряли вимірювачем 7.

Повернення конденсату холодоагенту в електричний парогенератор забезпечують конденсатним насосом 6 із ресивера 5. Для запобігання кавітаційного режиму роботи насоса, перед його входним патрубком встановлено переохолодник конденсату 13, а також передбачено можливість рециркуляції конденсату через ресивер 5.

Спроекована дослідна ділянка (рис. 2.3) складається з двох визначальних секцій 1 і 3, двох робочих секцій 2 і 4, а також ділянки для візуальних спостережень 5.

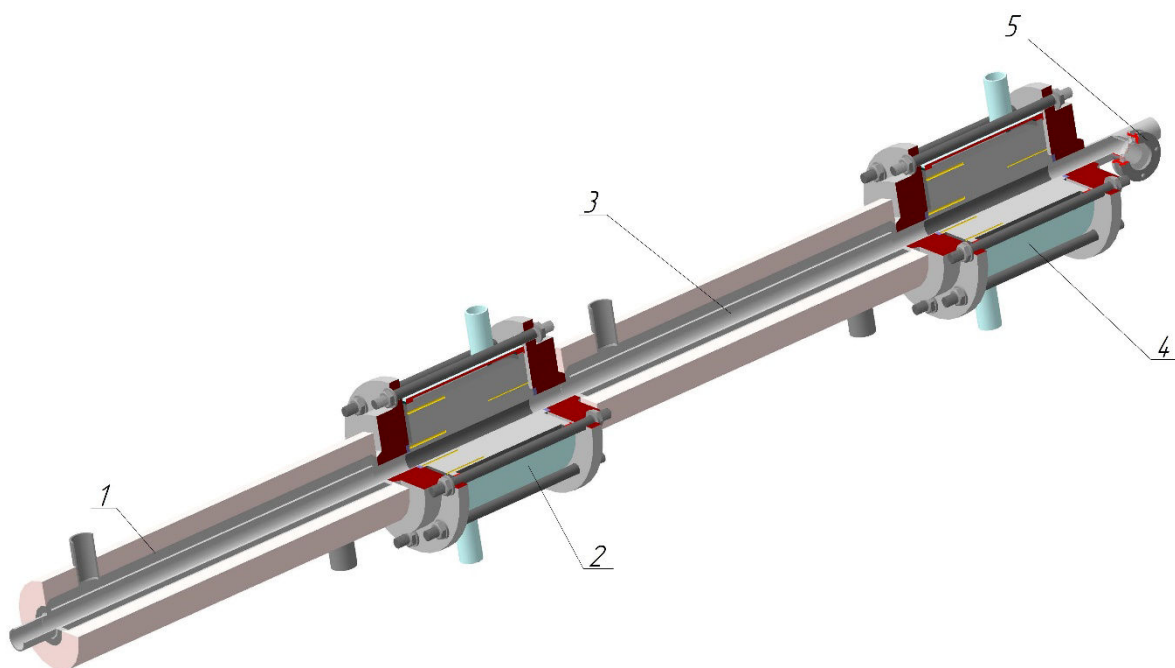


Рис. 2.3. Конструкція дослідної ділянки:

1, 3 – визначальні секції; 2, 4 – латунні робочі секції;

5 – ділянка для візуальних спостережень

Визначальні секції 1 і 3 призначені для змінювання паровмісту в робочих секціях, що дозволяє моделювати процес конденсації у трубах різної довжини за різних масових швидкостей пари. Обидві визначальні секції виконано у вигляді теплообмінника «труба в трубі» завдовжки $l=0,8$ м. Усі секції розміщені на одній осі й мають однаковий внутрішній діаметр, який дорівнює 17 мм.

Для візуальної ідентифікації режимів течії конденсату на виході з другої робочої секції 4 на стенді передбачено пристрій для спостереження 5, який виготовлено з кварцової трубки з внутрішнім діаметром, рівним внутрішньому діаметру дослідної ділянки. Кварцова трубка розміщена в металевому корпусі, оснащеному двома вікнами для спостереження за потоком конденсату.

Основою робочих секцій 2 і 4, показаних на рис. 2., є відрізок товстостінної труби з внутрішнім і зовнішнім діаметрами 17 і 80 мм відповідно. Матеріал секцій – латунь марки ЛС-59, $\lambda=104,7$ Вт/(м·К). Довжина секцій становить 96 мм. По зовнішньому периметру секції оточені кільцевою порожниною, в яку подають воду для охолодження. Змінювання витрати охолоджувальної води дозволяє отримувати різні значення теплових потоків на робочих секціях. Підведення охолоджувальної води в сорочку охолодження робочих секцій і її відведення виконано тангенціально, що забезпечує відсутність застійних зон і рівномірність охолодження зовнішньої поверхні робочих секцій.

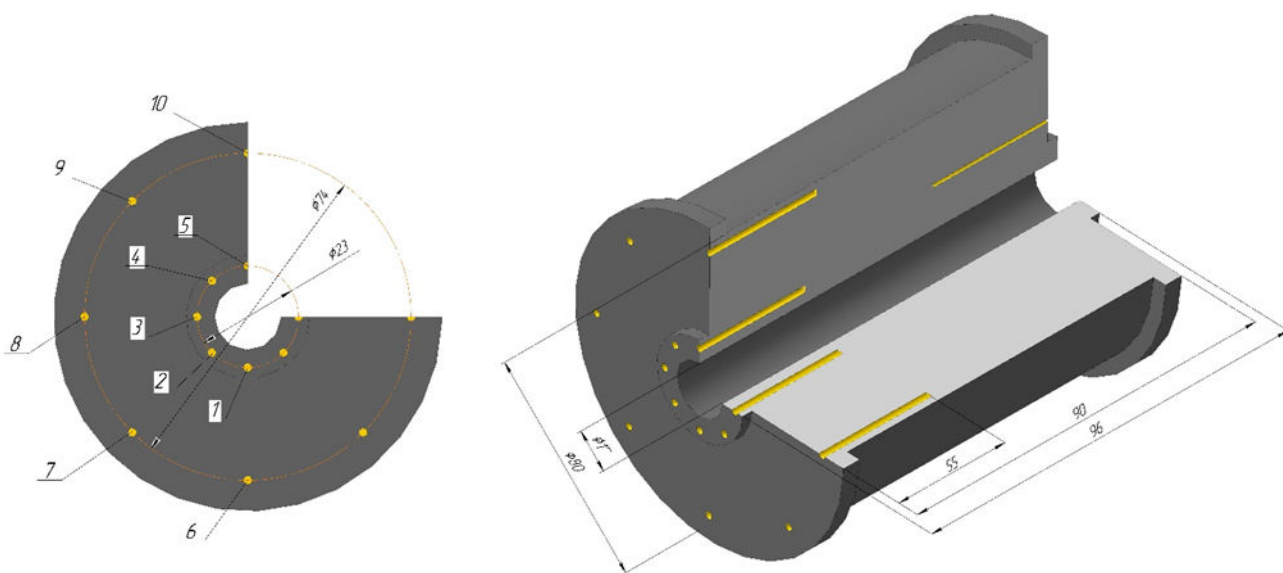


Рис. 2.4. Латунна робоча секція:

1...10 – канали для закладання термопар

Температуру конденсації на вході до першої визначальної секції вимірювали за допомогою термопар. Отримане значення контролювали

термопарою, встановленою за другою робочою секцією. Для визначення розподілу температур у стінці робочих секцій використовували хромель-копелеві термопари, які розміщували всередині стінки робочих секцій на діаметрах $d_1 = 23$ мм і $d_2 = 74$ мм в осьових каналах із кутовими координатами φ , які становлять 0, 45, 90, 135, 180° (рис. 2.4).

Необхідна для зменшення похибки вимірювання температур і подальшого обчислення локальних теплових потоків точність виготовлення каналів для термопар, які мають мінімально можливий розмір (діаметр 1,0 мм) досягалася тим, що розмітка кіл, по яких закладені термопари, виконувалась на верстаті при одній установці під час виготовлення робочої секції. Розрахунками було перевірено вплив можливої помилки у визначенні радіуса закладення термопар на значення обчислюваних локальних q_φ . При зміні Δr на $\pm 0,5$ мм різниця в обчислених значеннях q_φ не перевищувала 2%.

При проведенні експериментів вимірювали такі основні величини: температури стінки труби у шістнадцяти точках для кожної робочої секції; температури холодоагенту на вході і виході з електрокотла, пароперегрівника, дослідної ділянки і конденсатора; перепади температур охолоджувальної води у визначальних і робочих секціях, а також в конденсаторі; витрати охолоджувальної води у визначальних і робочих секціях, а також у кінцевому конденсаторі; кількість конденсату на виході з конденсатора; тиск в електрокотлі і в конденсаторі; барометричний тиск і температура навколишнього середовища; електрична потужність, підведена до електрокотла.

Для вимірювання температур при проведенні експериментів використовували хромель-копелеві термопари з діаметром термоелектродів 0,1 мм. Використовували схему вимірювань з холодними спаями термопар, розміщеними в посудині Дюара із льодом з дистильованої води. Як вторинний прилад використовували електронний вольтметр В7-21 з внутрішнім опором 10 МОм. Перед закладанням термопар в точки вимірювання температури, проводили їх тарування з використанням рідинного термостата.

Для вимірювання витрат охолоджувальної води і контролю за їх стабільністю в процесі проведення конкретного дослід, використовували ротаметри зі скляною конусної трубкою (типу РС-7). Витрату конденсату визначали об'ємним способом за допомогою секундоміру і попередньо протарованих стаціонарних мірних посудин.

Тиск вимірювали зразковими манометрами типу «МО». Барометричний тиск – барометром-анероїдом.

Кількість теплоти, яка підводилась до електрокотла і пароперегрівника визначали відповідно до закону Джоуля-Ленца по виміряним значенням електричної напруги і струму, підведених до ТЕНів електрокотла і пароперегрівника. Напругу вимірювали вольтметром Е515, струм амперметром Е514 в комплекті з трансформатором струму.

Отже, використання методу товстостінної труби для дослідження закономірностей теплообміну на модернізованій установці, на відміну від інших експериментальних методик описаних в [112], дає змогу як вимірювати локальні за периметром труби коефіцієнти тепловіддачі і теплові потоки, так і вивчити окремий вплив на теплообмін теплового потоку, швидкості пари і паровмісту при постійному значенні або незначній зміні інших характеристик.

2.2. Перевірка точності вимірювання параметрів при проведенні дослідів

Основною метою експериментальних досліджень, представлених в цій роботі, є обґрунтування методу розрахунку теплообміну, який відповідає фізичній природі плівкової конденсації всередині горизонтальних труб. Точність вимірювання всіх параметрів під час проведення досліджень і метод їх виконання є найголовнішими критеріями достовірності отриманих результатів.

Доказ точності вимірювань досягається шляхом порівняння даних, отриманих під час проведення досліджень з вимірювання теплообміну в умовах добре відомих процесів, які з високою точністю описані в літературі. Це перший метод, який доводить достовірність проведених дослідів.

Другий метод полягає у обґрунтуванні такого методу дослідження вже нового завдання, який з максимальною точністю дає змогу перевірити теоретичні рішення в умовах, коли можна довести вплив окремих факторів на процес конденсації при незмінному (постійному) або повній відсутності впливу на процес інших факторів. Йдеться про вплив на теплообмін наступних величин: теплового потоку, швидкості пари, паровмісту, режиму течії фаз, всмоктування конденсату у пару на межі поділу фаз, кількості конденсату на ділянці вимірювання (числа Re_l), фізичних властивостей (числа Pr_l).

Перший метод включає в себе точність визначення всіх температур в стінках робочих секцій і охолоджувальної рідини, витрат конденсату і охолоджувальної рідини, локальних і середніх густин теплового потоку.

Найбільш точні методи розрахунку середньої тепловіддачі існують для випадку турбулентної течії рідини всередині гладкої труби за умови гідродинамічної і теплової стабілізації в примежовому шарі. Згідно добре перевірених експериментів із праці [3] профілі швидкості і температур повністю стабілізовані за $Re_l > 10^4$ на ділянці труби, коли $l/d > 50$. З рис. 2.3 видно, що робочі секції 2 і 4 на дослідній ділянці розташовані співвісно із визначальними секціями 1 і 3 на відстані l/d більше ніж 50.

Тепловіддача за умови стабілізованого турбулентного руху рідини в гладкій трубі і за відсутності впливу інших чинників (відсутність ізотермічності поверхні, наявність будь-яких опорів) з високою (до 5%) точністю розраховується за теоретичною залежністю, яку наведено в монографії [3]:

$$Nu = \frac{0,023 Pr_l Re_{lo}^{0.8}}{1 + 2,14 Re_{lo}^{-0.1} (Pr_l^{2/3} - 1)}. \quad (2.1)$$

Перед початком проведення основних експериментів, виконано серію вимірювань під час охолодження води, нагрітої перед входом в дослідну

ділянку у термостаті до 50-60 °С, в діапазоні зміни Re_l від 10^4 до $2 \cdot 10^4$. У дослідях визначали температури стінки на різних радіусах у двох робочих секціях і розраховували перепади температур всередині цих секцій. За цими температурами і відомими витратами рідини всередині (G_1) і зовні (G_2) дослідної секції визначали теплові потоки Q_1 і Q_2 :

$$Q_1 = G_1 c_{p1} (t'_1 - t''_1), \quad (2.2)$$

$$Q_2 = G_2 c_{p2} (t''_2 - t'_2). \quad (2.3)$$

У всіх дослідях значення Q_1 і Q_2 мають розбіжність не більше 2,5%.

На рис. 2.5 показано розподіл температур в стінці однієї із робочих секцій на різних радіусах і ϕ для одного з дослідів ($Re_l=15230$). Видно, що температури стінки, перепади температур і локальні теплові потоки практично не змінюються за ϕ , як і повинно бути для випадку течії рідини повним перерізом всередині труби. Розподіл локальних за ϕ коефіцієнтів тепловіддачі на різних радіусах робочої секції показано на рис. 2.6. Максимальне відхилення експериментальних значень від розрахунку за формулою (2.1) становить 4% і спостерігається при $\phi=135^\circ$.

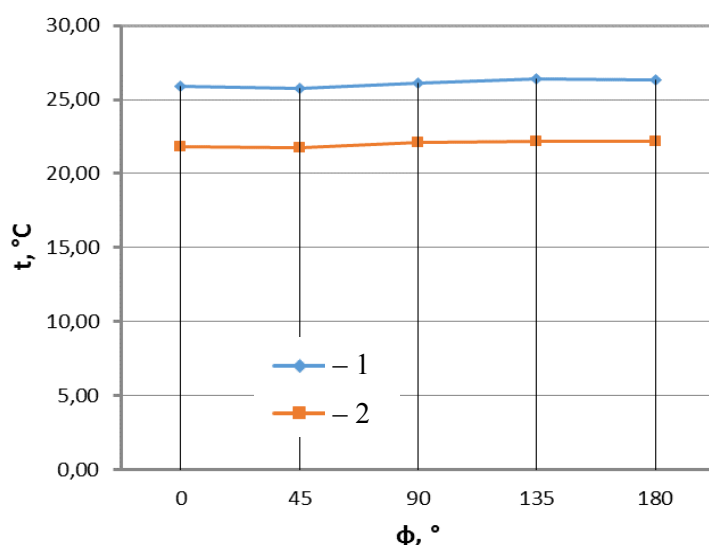


Рис. 2.5. Розподіл температур за периметром стінки робочої секції:

1 – на радіусі $r_1=23$ мм; 2 – на радіусі $r_2=74$ мм

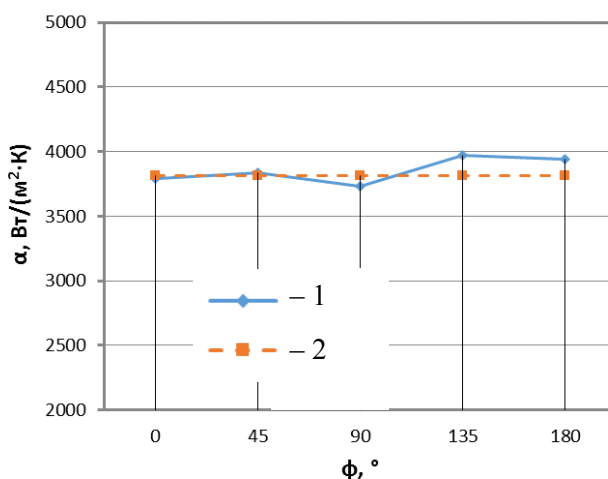


Рис. 2.6. Порівняння експериментальних локальних значень α_ϕ із теоретичною залежністю (2.1): 1 – дослідні значення; 2 – розрахунок за (2.1)

2.3. Методика обробки експериментальних даних

Після проведення необхідних досліджень на вище описаній установці, розрахунок і оброблення експериментальних даних проводили таким чином.

Спочатку визначали локальні за периметром труби характеристики процесу теплообміну під час конденсації пари на двох робочих секціях. Більшу частину досліджень було проведено за локальних температурних напорів у стінках робочих секцій і між стінкою та парою вище 8 і 4 °С, відповідно. При цьому градієнт температури у стінці в осьовому напрямку був на порядок меншим, ніж градієнт температури в радіальному напрямку. Такі результати свідчать про те, що двовимірність не впливає на розподіл температур у стінці робочих секцій, що підтверджується даними праць [34-39]. Для обчислення локальних значень коефіцієнтів тепловіддачі α_ϕ визначали локальні лінійні теплові потоки q_l , питомі теплові потоки, віднесені до внутрішньої поверхні труби q_ϕ і температури на внутрішній стінці труби t_w за наступними залежностями:

$$q_l = \frac{2\lambda_b\pi(t_i - t_j)}{\ln(d_2/d_1)}; \quad (2.4)$$

$$q_{\varphi} = \frac{q_l}{\pi d_{\text{вн}}}; \quad (2.5)$$

$$t_w = t_i + \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{2\lambda_b} \ln \frac{d_1}{d_{\text{вн}}}; \quad (2.6)$$

$$\alpha_{\varphi} = \frac{q_{\varphi}}{(t_{\kappa} - t_w)}, \quad (2.7)$$

де λ_b – коефіцієнт теплопровідності матеріалу робочої секції, Вт/(м·К); i, j – номери термопар на діаметрах d_1 і d_2 відповідно (рис. 2.4).

Середні за периметром, але локальні за довжиною труби, значення теплових потоків $\bar{q}_{\varphi}$ і коефіцієнтів тепловіддачі $\bar{\alpha}_{\varphi}$ визначали методом інтегрування за формулами:

$$\bar{q}_{\varphi} = \int_0^{\varphi} q_{\varphi} d\varphi; \quad (2.8)$$

$$\bar{\alpha}_{\varphi} = \int_0^{\varphi} \alpha_{\varphi} d\varphi. \quad (2.9)$$

Далі визначали основні параметри двофазної течії на всіх секціях дослідної ділянки і в конденсаторі. Масові витрати пари обчислювали із рівняння теплового балансу, записаного для кожної секції, в якій відбувалася конденсація пари, і для конденсатора:

$$G_v^i = \frac{G_w^i c_p \Delta t_i}{r}, \quad (2.10)$$

де G_w^i – масова витрата охолоджувальної води на i -й секції дослідної ділянки або в конденсаторі, яку визначали за показами ротаметрів, кг/с; Δt_i – перепад температур охолоджувальної води, °С.

Масова витрата пари на вході в дослідну ділянку дорівнює сумі всіх витрат пари на секціях дослідної ділянки і в конденсаторі:

$$G_v = \sum G_v^i. \quad (2.11)$$

Матеріальний баланс установки визначали за порівнянням масової витрати пари G_v із сумарною кількістю конденсату, який накопичувався у мірнику 7 (рис. 2.1). Максимальна похибка для всіх проведених досліджень складала 3%.

Кількість теплоти, яка виділялась під час конденсації пари на визначальних і робочих секціях дослідної ділянки або в конденсаторі визначали за формулою:

$$Q_i = G_w^i c_p \Delta t_i. \quad (2.12)$$

Загальна кількість теплоти, яка виділялась під час конденсації пари у всіх елементах установки становить:

$$Q_{\text{кон}} = G_v r. \quad (2.13)$$

Для перевірки теплового балансу також визначали кількість теплоти $Q_{\text{ел}}$, яка підводилась до рідкого холодоагенту у парогенераторі 1 і до пари у сепараторі 2 (рис. 2.1):

$$Q_{\text{ел}} = 5n + I_m U_m + I_n U_n, \quad (2.14)$$

де n – кількість нерегульованих ТЕНів потужністю 5 кВт, які вмикали для забезпечення необхідного навантаження; I_m , U_m – напруга і сила струму регульованого ТЕНу; I_n , U_n – напруга і сила струму перегрівника.

Максимальний тепловий небаланс експериментальної установки для всіх проведених досліджень складає 7%.

Значення лінійного теплового потоку q_l і питомого теплового потоку $q_{\text{вн}}$, віднесеного до внутрішньої поверхні труби на визначальних і робочих секціях дослідної ділянки розраховували за формулами:

$$q_l^i = \frac{Q_i}{l_i}; \quad (2.15)$$

$$q_{\text{вн}}^i = \frac{q_l^i}{\pi d_{\text{вн}}}. \quad (2.16)$$

Зміну паровмісту на секціях дослідної ділянки і значення локальних по довжині паровмістів на робочих секціях у місці розміщення термопар визначали за наступними співвідношеннями:

$$\Delta x_i = \frac{4q_{\text{вн}}^i l_i}{G_v^i d_{\text{вн}} r}; \quad (2.17)$$

$$x_{\text{роб1}} = \frac{G_v^{\text{конд}} + G_v^{\text{роб2}} + G_v^{\text{зад2}} + G_v^{\text{роб1}}/2}{G_v^{\text{ex}}}; \quad (2.18)$$

$$x_{\text{роб2}} = \frac{G_v^{\text{конд}} + G_v^{\text{роб2}}/2}{G_v^{\text{ex}}}. \quad (2.19)$$

Швидкості пари на вході у дослідну ділянку та в місці розміщення термопар на робочих секціях знаходили за формулами:

$$w_v^{\text{ex}} = \frac{4G_v}{\rho_v d^2 r}; \quad (2.20)$$

$$\rho w = w_v^{\text{ex}} \rho_v; \quad (2.21)$$

$$w_l = \frac{(1-x)\rho w}{(1-\varepsilon)\rho_l}; \quad (2.22)$$

$$w_v = \frac{\rho w x}{\varepsilon \rho_v}, \quad (2.23)$$

де значення об'ємного паровмісту ε розраховували за залежністю Рігота, яка у праці [33] найкраще узагальнює дослідні дані з поміж інших кореляцій:

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + 2 \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)}. \quad (2.24)$$

Проведення розрахунку експериментальних даних за вищеописаною методикою дозволило визначити основні, як локальні так і середні параметри процесу конденсації. Діапазон зміни цих параметрів наведений в табл. 2.1.

Табл. 2.1.

Діапазон зміни основних параметрів під час проведення досліджень

Холодоагент	$t_k, ^\circ\text{C}$	$G, \text{кг}/(\text{м}^2/\text{с})$	локальний паровміст x	$\Delta T, ^\circ\text{C}$	$q, \text{кВт}/\text{м}^2$
Водяна пара	100	9÷54	0,98÷0,4	8÷22	40÷320
R22	40	11÷300	0,24÷0,99	4÷10	5÷50

2.4. Розрахунок похибок експериментальних досліджень

Під час проведення досліджень визначали прямі похибки вимірювань різних величин і непрямі (побічні) похибки під час обчислення основних параметрів процесу конденсації. До прямих похибок відносяться похибки вимірювання температур термопарами; діаметрів робочих секцій штангенциркулем; витрати охолоджувальної води витратомірами. До побічних похибок відносяться похибки визначення локального теплового потоку, віднесеного до внутрішньої поверхні робочої секції; локальних коефіцієнтів тепловіддачі; локального паровмісту.

Із теорії похибок [113] відомо, що величина похибки тим більша, чим менше її абсолютне значення. Тому розрахунок максимальних похибок проведений для конденсації фреону R-22 за найменших температурних перепадів у стінці однієї із робочих секцій, що буде відповідати мінімальним витратам охолоджувальної води.

2.4.1. Розрахунок похибок вимірювання температур термопарами

При виконанні експериментальних досліджень вимірювали температури охолоджувальної води, пари та стінок робочих секцій. Відносну похибку вимірювання цих температур можна визначити за формулами:

$$\delta t = \frac{\Delta t_{\text{виз}}}{t} 100\% + \delta t_{np}; \quad (2.25)$$

$$\Delta t_{\text{виз}} = \sqrt{\Delta t_{\text{град}}^2 + \Delta t_{\text{х.сн}}^2 + \Delta t_{\text{суб}}^2}, \quad (2.26)$$

де δt_{np} – відносна похибка цифрового вольтметра В7-21; $\Delta t_{\text{виз}}$ – абсолютна похибка визначення температури t ; $\Delta t_{\text{град}}$ – абсолютна похибка градуювання термопар; $\Delta t_{\text{х.сн}}$ – похибка при вимірюванні температури холодних спаїв; $\Delta t_{\text{суб}}$ – абсолютна суб'єктивна похибка.

Відносну похибку цифрового вольтметра В7-21 відповідно до інструкції з експлуатації визначали за формулою:

$$\delta t_{np} = \left[0,06 + 0,03 \left(\frac{U_{\kappa}}{U} - 1 \right) \right], \quad (2.27)$$

де $U_{\kappa} = 10 \text{ мВ}$ – кінцеве значення встановленої межі вимірювання; U – покази приладу. Мінімальні покази вольтметра В7-21 для обраного режиму становили $U_{\text{мін}} = 1,149 \text{ мВ}$, що відповідає $22,6^{\circ}\text{C}$.

Тоді максимальна відносна похибка вольтметра В7-21 становить:

$$\delta t_{np1} = \left[0,06 + 0,03 \left(\frac{10}{1,149} - 1 \right) \right] = 0,24\%.$$

Проградуїтована крива для термопар отримана в результаті тарування в термостаті типу СЖМЛ-19/2,5-И1 після їх встановлення в робочі секції. При цьому рідина циркулювала з двох сторін товстостінної ділянки секцій. Максимальна абсолютна похибка вимірювання температури згідно з проведеним таруванням становить $\Delta t_{\text{град}} = 0,1^{\circ}\text{C}$.

Похибка визначення температури холодних спаїв термопар, які перебувають при температурі танення льоду, становила $0,05^{\circ}\text{C}$. Абсолютна суб'єктивна похибка визначення температури при таруванні термопар становила $0,05^{\circ}\text{C}$.

Отже, максимальна абсолютна похибка визначення температур $\Delta t_{\text{виз}}$ дорівнює:

$$\Delta t_{\text{виз}} = \sqrt{0,1^2 + 0,05^2 + 0,05^2} = 0,12^\circ\text{C}.$$

Отже, максимальна відносна і абсолютна похибки при вимірюванні температур термопарами становлять:

$$\delta t_i = \frac{0,12}{22,6} 100\% + 0,24 = 0,78\%,$$

$$\Delta t_i = \frac{\delta t_i \cdot t_i}{100\%} = \frac{0,78 \cdot 22,6}{100} = 0,18^\circ\text{C}.$$

Абсолютна похибка визначення температурного напору у стінках робочих секцій дорівнює:

$$\Delta(t_i - t_j) = \sqrt{(\Delta t_i)^2 + (\Delta t_j)^2}, \quad (2.28)$$

$$\Delta(t_i - t_j) = \sqrt{0,18^2 + 0,18^2} = 0,25\%.$$

Відносну похибку визначення температурного напору у стінках робочих секцій знайдемо з рівняння:

$$\delta(t_i - t_j) = \frac{\Delta(t_i - t_j)}{t_i - t_j} 100\%, \quad (2.29)$$

де $t_i - t_j = 8,33^\circ\text{C}$ – мінімальна різниця температур у стінці першої робочої секції для обраного режиму.

$$\delta(t_i - t_j) = \frac{0,25}{8,33} 100\% = 3\%.$$

2.4.2. Розрахунок похибок вимірювання діаметрів

Абсолютна похибка вимірювання зовнішнього та внутрішнього діаметрів робочих секцій становила $\Delta d_{\text{вн}} = \Delta d_{\text{зов}} = 0,1$ мм.

Максимальна відносна похибка вимірювання внутрішнього діаметру дорівнює

$$\delta d_{\text{вн}} = \frac{\Delta d_{\text{вн}}}{d_{\text{вн}}} 100\% = \frac{0,1 \cdot 100}{17} = 0,59\%,$$

ЗОВНІШНЬОГО

$$\delta d_{\text{зов}} = \frac{\Delta d_{\text{зов}}}{d_{\text{зов}}} 100\% = \frac{0,1 \cdot 100}{80} = 0,13\%.$$

У робочій секції термопар закладені на внутрішньому колі $d_1 = 23 \text{ мм}$, і на зовнішньому колі $d_2 = 74 \text{ мм}$ (рис. 2.4). Абсолютна похибка визначення діаметрів закладання термопар дорівнює:

$$\Delta d_1 = \Delta d_2 = \sqrt{\Delta d_{\text{вим}}^2 + \Delta d_{\text{тех}}^2}, \quad (2.30)$$

де $\Delta d_{\text{вим}}$ – абсолютна похибка вимірювання діаметрів закладання термопар, $\Delta d_{\text{вим}} = 0,1 \text{ мм}$; $\Delta d_{\text{тех}}$ – абсолютна технологічна похибка у визначенні діаметрів закладання термопар. Мінімальне значення цієї похибки забезпечується тим, що розмітка кіл, по яких закладені термопари, виконувалась на верстаті при одній установці під час виготовлення робочої секції, $\Delta d_{\text{тех}} = 0,5 \text{ мм}$.

Тоді,

$$\Delta d_1 = \Delta d_2 = \sqrt{0,1^2 + 0,5^2} = 0,51 \text{ мм}.$$

Максимальна відносна похибка вимірювання діаметрів закладання термопар складає

$$\delta d_1 = \frac{\Delta d_1}{d_1} 100\% = \frac{0,51 \cdot 100}{23} = 2,2\%,$$

$$\delta d_2 = \frac{\Delta d_2}{d_2} 100\% = \frac{0,51 \cdot 100}{74} = 0,69\%.$$

Знайдемо відносну похибку при визначенні відношення d_2/d_1 :

$$\delta(d_2/d_1) = \sqrt{\delta d_1^2 + \delta d_2^2}, \quad (2.31)$$

$$\delta(d_2/d_1) = \sqrt{2,2^2 + 0,69^2} = 2,32\%.$$

Відносну похибку при визначенні відношення $d_1/d_{\text{вн}}$: визначаємо за формулою (2.31):

$$\delta(d_1/d_{\text{вн}}) = \sqrt{2,22^2 + 0,59^2} = 2,29\%.$$

2.4.3. Розрахунок похибок вимірювання витрати води ротаметрами

При проведенні експериментальних досліджень, витрати охолоджувальної води вимірювалися трьома однаковими ротаметрами РС-7 заводського тарування. Тому їх відносна похибка визначається класом точності ротаметра за паспортом $\delta G_w^p = 2,5\%$ і похибкою у побудові тарувального графіку (за паспортом) $\delta G_w^{map} = 1\%$:

$$\delta G_w = \sqrt{\delta G_w^p + \delta G_w^{map}} = \sqrt{2,5^2 + 1^2} = 2,7\%.$$

2.4.4. Розрахунок похибок визначення локальних теплових потоків і коефіцієнтів тепловіддачі

Локальні по периметру труби коефіцієнти тепловіддачі і теплові потоки визначалися за формулами (2.4–2.7) як результат побічних вимірювань різних параметрів.

Відносна похибка визначення локального по периметру труби лінійного теплового потоку визначається за рівнянням:

$$\delta q_l = \sqrt{\left[\frac{\partial \ln q_l}{\partial (t_i - t_j)} \Delta(t_i - t_j) \right]^2 + \left[\frac{\partial \ln q_l}{\partial (d_2/d_1)} \Delta \frac{d_2}{d_1} \right]^2} = \sqrt{\delta(t_i - t_j)^2 + \left[\frac{1}{\ln(d_2/d_1)} \delta \frac{d_2}{d_1} \right]^2}. \quad (2.32)$$

$$\delta q_l = \sqrt{3^2 + \left[\frac{2,32}{\ln(74/23)} \right]^2} = 3,59\%.$$

Відносна похибка визначення локального по периметру труби теплового потоку, віднесеного до внутрішньої поверхні робочої секції:

$$\delta q_{\varphi} = \sqrt{\left(\frac{\partial \ln q_{\varphi}}{\partial q_l} \Delta q_l\right)^2 + \left(\frac{\partial \ln q_{\varphi}}{\partial d_{\text{вн}}} \Delta d_{\text{вн}}\right)^2} = \sqrt{\delta q_l^2 + \delta d_{\text{вн}}^2}, \quad (2.33)$$

$$\delta q_{\varphi} = \sqrt{3,59^2 + 0,59^2} = 3,64\%.$$

Абсолютна похибка визначення температури на внутрішній поверхні стінки робочої секції:

$$\Delta t_w = \sqrt{\left(\frac{\partial t_w}{\partial t_i} \Delta t_i\right)^2 + \left(\frac{\partial t_w}{\partial S} \Delta S\right)^2} = \sqrt{\Delta t_i^2 + \Delta S^2}, \quad (2.34)$$

$$S = \frac{q_l}{\pi \cdot 2\lambda_b} \ln \frac{d_1}{d_{\text{вн}}}. \quad (2.35)$$

Для вибраного режиму, $S = 2,42^\circ\text{C}$.

Відносна похибка при обчисленні виразу (2.35) становить:

$$\delta S = \sqrt{\left(\frac{\partial \ln S}{\partial q_l} \Delta q_l\right)^2 + \left[\frac{\partial \ln S}{\partial (d_1 / d_{\text{вн}})} \Delta (d_1 / d_{\text{вн}})\right]^2} = \sqrt{\delta q_l^2 + \left[\ln \frac{d_1}{d_{\text{вн}}} \delta (d_1 / d_{\text{вн}})\right]^2}. \quad (2.36)$$

$$\delta S = \sqrt{3,64^2 + \left[\ln \frac{23}{17} 2,29\right]^2} = 3,71\%.$$

Абсолютна похибка при обчисленні виразу (2.35) рівна

$$\Delta S = \frac{\delta S \cdot S}{100\%} = \frac{3,71 \cdot 2,42}{100} = 0,09^\circ\text{C}.$$

Тоді, за формулою (2.34):

$$\Delta t_w = \sqrt{0,18^2 + 0,09^2} = 0,2^\circ\text{C}.$$

Визначення абсолютної похибки при розрахунку температурного напору між температурою конденсації t_s і температурою t_w :

$$\Delta(t_s - t_w) = \sqrt{\Delta t_s^2 + \Delta t_w^2}, \quad (2.37)$$

$$\Delta(t_s - t_w) = \sqrt{0,18^2 + 0,2^2} = 0,27^\circ \text{C}.$$

Відносна похибка при визначенні температурного напору $t_s - t_w$, який для обраного режиму становить $3,98^\circ \text{C}$, дорівнює:

$$\delta(t_s - t_w) = \frac{\Delta(t_s - t_w)}{(t_s - t_w)} 100\% = \frac{0,27 \cdot 100}{3,98} = 6,7\%.$$

Отже, межа допустимої абсолютної похибки визначення локальних коефіцієнтів тепловіддачі може бути розрахована за формулою:

$$\partial \alpha_\varphi = \sqrt{\left(\frac{\partial \ln \alpha_\varphi}{\partial q_\varphi} \Delta q_\varphi \right)^2 + \left[\frac{\partial \ln \alpha_\varphi}{\partial t_s} \Delta(t_s - t_w) \right]^2} = \sqrt{\partial q_\varphi^2 + \partial(t_s - t_w)^2} \quad (2.38)$$

$$\partial \alpha_\varphi = \sqrt{3,64^2 + 6,7^2} = 7,6\%.$$

2.4.5. Розрахунок похибок визначення локальних паровмістів

Значення паровмістів x визначалися за формулами (2.10–2.19) як результат побічних вимірювань різних параметрів.

Відносна похибка при визначенні масової витрати пари на різних ділянках дослідної установки:

$$\partial G_v = \sqrt{\left[\frac{\partial \ln G_v}{\partial(t_i - t_j)} \Delta(t_i - t_j) \right]^2 + \left(\frac{\partial \ln G_v}{\partial G_w} \Delta G_w \right)^2} = \sqrt{\partial(t_i - t_j)^2 + \partial G_w^2}, \quad (2.39)$$

$$\partial G_v = \sqrt{3^2 + 2,7^2} = 4\%.$$

Абсолютні похибки при визначенні масової витрати пари на різних ділянках дослідної установки:

- у конденсаторі:

$$\Delta G_v^{конд} = \frac{\delta G_v \cdot G_v^{конд}}{100\%} = \frac{4 \cdot 0,017}{100} = 6,891 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кЗ}}{\text{с}};$$

- на першій задавальній секції:

$$\Delta G_v^{зад1} = \frac{\delta G_v \cdot G_v^{зад1}}{100\%} = \frac{4 \cdot 0,0043}{100} = 1,73 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кЗ}}{\text{с}};$$

- на другій задавальній секції:

$$\Delta G_v^{зад2} = \frac{\delta G_v \cdot G_v^{зад2}}{100\%} = \frac{4 \cdot 0,0065}{100} = 2,629 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кЗ}}{\text{с}};$$

- на першій робочій секції:

$$\Delta G_v^{роб1} = \frac{\delta G_v \cdot G_v^{роб1}}{100\%} = \frac{4 \cdot 0,0024}{100} = 9,598 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кЗ}}{\text{с}};$$

- на другій робочій секції:

$$\Delta G_v^{роб2} = \frac{\delta G_v \cdot G_v^{роб2}}{100\%} = \frac{4 \cdot 0,0015}{100} = 5,961 \cdot 10^{-5} \frac{\text{кЗ}}{\text{с}}.$$

Найбільшу похибку отримаємо при визначенні локального паровмісту за формулою (2.18) для першої робочої секції:

$$x_{роб1} = \frac{G_v^{конд} + G_v^{роб2} + G_v^{зад2} + G_v^{роб1}}{G_v^{ex}} / 2.$$

Для її знаходження спочатку визначимо абсолютну і відносну похибки для виразів, які записані у чисельнику і знаменнику даної формули.

$$\Delta S_1 = \sqrt{(\Delta G_v^{конд})^2 + (\Delta G_v^{роб2})^2 + (\Delta G_v^{роб1})^2 + (\Delta G_v^{зад2})^2}, \quad (2.40)$$

$$\Delta S_1 = 7,434 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кЗ}}{\text{с}};$$

$$\delta S_1 = \frac{\Delta S_1}{S} 100\% = \frac{7,434 \cdot 10^{-4}}{2,62 \cdot 10^{-2}} = 2,8\%.$$

$$\Delta G_v^{ex} = \sqrt{(\Delta G_v^{конд})^2 + (\Delta G_v^{роб2})^2 + (\Delta G_v^{роб1})^2 + (\Delta G_v^{зад2})^2 + (\Delta G_v^{зад1})^2}, \quad (2.41)$$

$$\Delta G_v^{ex} = 7,633 \cdot 10^{-4} \frac{K\mathcal{E}}{c}.$$

$$\delta G_v^{ex} = \frac{\Delta G_v^{ex}}{G_v^{ex}} 100\% = \frac{7,633 \cdot 10^{-4}}{3,17 \cdot 10^{-2}} = 2,4\%.$$

Отже, максимальна відносна похибка при визначенні локального паровмісту становить:

$$\partial x = \sqrt{\partial S_1^2 + (\partial G_v^{ex})^2}, \quad (2.42)$$

$$\partial x = \sqrt{2,8^2 + 2,4^2} = 3,7\%.$$

Значення максимальних відносних похибок наведені в табл. 2.2.

Табл. 2.2.

Максимальні значення похибок, отриманих при проведенні досліджень

Похибка визначення x	Похибка визначення q_ϕ	Похибка визначення α_ϕ	Нев'язка матеріального балансу	Нев'язка теплового балансу
3,7%	3,6%	7,6%	3%	7%

2.5. Висновки за розділом

1. Модернізована експериментальна установка дає змогу як вимірювати локальні по периметру труби коефіцієнти тепловіддачі і теплові потоки, так і вивчити окремий вплив на теплообмін теплового потоку, швидкості пари і паровмісту при постійному значенні або незначній зміні інших характеристик.

2. Для доказу точності вимірювання локальних α_ϕ було проведено дослідження для турбулентної течії рідини всередині гладкої труби за уови гідродинамічної і теплової стабілізації в примежовому шарі. За таких режимів,

температури стінки робочих секцій, перепади температур і локальні теплові потоки практично не змінювалися по периметру труби, як і повинно бути для випадку течії рідини повним перерізом всередині труби.

3. Виконано оцінку максимальних значень відносних і абсолютних похибок, які можуть бути отримані при проведенні досліджень. Контрольно-вимірювальна апаратура та застосована методика проведення експериментів дозволили визначити коефіцієнти тепловіддачі із середньоквадратичною сумарною похибкою $\pm 8\%$. Максимальна нев'язка матеріального і теплового балансів експериментальної установки для всіх проведених досліджень складала 3 і 7 % відповідно.

Основні результати розділу 2 опубліковані у працях [44, 111, 112].

РОЗДІЛ 3

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕННЯ ЛОКАЛЬНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ ТЕПЛОВІДДАЧІ ПРИ ПЛІВКОВІЙ КОНДЕНСАЦІЇ

3.1. Обґрунтування вибору режимів проведення досліджень

Аналіз наявних робіт з внутрішньотрубною конденсацією показав складність отримання достовірної картини впливу на теплообмін режимних параметрів процесу: опору тертя на межі поділу фаз, двофазності течії, всмоктування маси конденсату у пару на межі поділу фаз, теплового потоку q і числа Re_f [43, 44]. Наявні результати досліджень не дають чіткого розуміння, який параметр і в якій мірі впливає на коефіцієнт тепловіддачі, а також не дають змогу точно визначити межі режимів течії фаз [1, 106, 107]. Використана в даній роботі методика вимірювання локальних коефіцієнтів тепловіддачі дає змогу створити на дослідній ділянці такі режими течії двофазного потоку, в яких можна вивчити вплив на теплообмін окремих параметрів за постійного значення або незначній зміні інших характеристик. Ця методика розроблена проф. Ріфертом В.Г. з співавторами [34-37].

Для доказу точності використання методики проф. Ріферта В.Г. було виконано дослідження за таких режимів, коли з максимальною впевненістю в точності, можна розрахувати локальні α_ϕ за теорією. Таким умовам відповідають два режими конденсації всередині горизонтальної труби. Перший – за відсутності впливу на теплообмін швидкості пари і струмка конденсату, коли $J_g \ll 1,0$ і $X_{tt} < 1$. Другий – за переважного впливу швидкості пари і кільцевого режиму течії фаз, коли $Re_f < 100$ і має місце ламінарна течія плівки конденсату.

На рис. 3.1 показано залежність локальних коефіцієнтів тепловіддачі від ϕ для конденсації водяної пари за $t_s = 100$ °C, $w_v = 6 \div 8$ м/с, $x = 0,5$ і $0,99$ і за двох значень середніх за ϕ теплових потоків: $\overline{q_\phi} = 139$ та 122 кВт/м². За цих параметрів $J_g = 0,36$, $X_{tt} = 0$ (за $x = 0,99$) та $X_{tt} = 0,04$ (за $x = 0,5$). Тобто має місце режим, в якому двофазність течії практично не впливає на теплообмін. Аналіз

карт режимів течії в [114] показує, що максимальне значення параметра J_g , при якому буде дотримується чіткий стратифікований режим, можна знайти з діаграми у праці [115]. Це значення дорівнюватиме: для $X_{tt}=1,0$ – $J_g=1,1$, а при $X_{tt}=0,04$ – $J_g=0,7$. Таким чином значення коефіцієнтів тепловіддачі, показаних на рис. 3.1 можна порівняти з формулою Нуссельта [2] для стратифікованого режиму течії:

$$\alpha_\varphi = \lambda_l \left(\frac{A \int_0^\varphi (\sin \varphi)^{1/3} d\varphi}{(\sin \varphi)^{4/3}} \right)^{-0,25}, \text{ де } A = \frac{2\nu_l \lambda_l d \Delta T}{\rho_l g h_{gl}}. \quad (3.1)$$

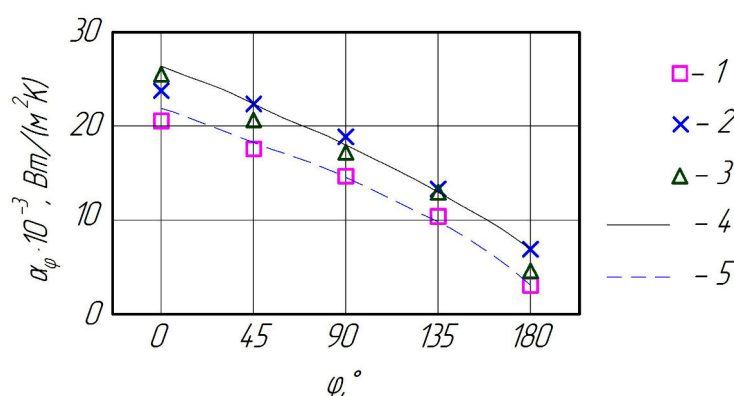


Рис 3.1. Залежність локальної тепловіддачі α_φ від φ за різних параметрів:

1 – $w_v=7,1$ м/с, $\overline{q_\varphi}=122$ кВт/м², $x=0,99$; 2 – $w_v=7,9$ м/с, $\overline{q_\varphi}=139$ кВт/м², $x=0,5$;
 3 – $w_v=6,16$ м/с, $\overline{q_\varphi}=139$ кВт/м², $x=0,99$; 4 – розрахунок по (3.1) за $w_v=7,9$ м/с,
 $\overline{q_\varphi}=139$ кВт/м², $x=0,5$; 5 – розрахунок по (3.1) за $w_v=7,1$ м/с, $\overline{q_\varphi}=122$ кВт/м²,
 $x=0,99$

Як видно з рис. 3.1, дослідні значення α_φ дуже добре узгоджуються з розрахунком по теорії Нуссельта.

Отже, методика проф. Ріфєрта В.Г. дає змогу створювати на дослідній ділянці такі режими течії, в яких, з достатнім ступенем точності, можливо вивчити окремий вплив на теплообмін режимних параметрів процесу конденсації (зокрема опору тертя на межі поділу фаз, двофазності течії; теплового потоку q , числа Re_f).

3.2. Результати експериментального дослідження локальних коефіцієнтів тепловіддачі при конденсації фреону R22 в горизонтальній трубі

Досліди проводилися за масової швидкості пари на вході в дослідну ділянку $G=283\div300, 200\div230, 150\div160, 100, 50\div43$ і 12 кг/(м²·с), зміні середніх за φ теплових потоків $\overline{q_\varphi}$ від $5\cdot10^3$ до $50\cdot10^3$ Вт/м² і паровмістів в межах $x=0,7\div0,98$ за $G=200\div300$ кг/(м²·с), $x=0,63\div0,98$ за $G=150\div160$ кг/(м²·с) та $x=0,24\div0,98$ за $G=11\div52$ кг/(м²·с). Всі досліди виконані для однакових G і x але за змінних $\overline{q_\varphi}$. Така процедура дає змогу стабільно підтримувати в дослідах однакові параметри процесу (G і x). У всіх експериментах спостерігали нерівномірний розподіл α_φ за φ , тобто має місце відсутність чіткого кільцевого режиму течії фаз.

Для даних поданих на рис. 3.2, які отримано при максимальній в дослідах швидкості пари $w_v=4,4$ м/с, параметр $J_g=2,67$, а параметр $X_{tt}\ll1$. Відповідно до рекомендацій, представлених у працях [71, 72] при таких значеннях J_g і X_{tt} приймається наявність кільцевого режиму течії фаз. Однак з рис. 3.2. видно велику розбіжність в значеннях локальних коефіцієнтів по периметру труби. Така розбіжність вказує на відсутність чіткого кільцевого режиму течії, навіть при великих масових швидкостях і паровмістах. Також слід зазначити, що у праці [116] не наведені точні значення величини J_g для визначення меж кільцевого режиму, а відмічено, що кільцеві і проміжні режими спостерігаються в широкому діапазоні зміни J_g від 1,0 до 6,0. Обґрунтування оцінки граничних параметрів для переходу до ідеальної кільцевої течії, ґрунтоване на аналізі проведених експериментів буде дано нижче.

Вплив локального для кожного φ теплового потоку на локальне значення коефіцієнта тепловіддачі α_φ різний в залежності від G і φ . Для більшості дослідів незалежно від G і x , α_φ у верхньому сегменті труби (φ більше 90°) зменшується із збільшенням q_φ . (рис. 3.2-3.5).

При $\varphi < 90^\circ$ характер впливу q_φ на α_φ залежить від G . Так, за великих G (рис. 3.2-3.3) в нижній частині труби α_φ майже не залежать від q_φ . За малих G (≤ 160 кг/(м²·с)) в нижній частині труби (струмок конденсату) α_φ зростає за умови збільшенні q_φ , особливо за малих x (рис. 3.4-3.5).

На рис. 3.6 показано середні коефіцієнти тепловіддачі $\overline{\alpha}_\varphi = f(\overline{q}_\varphi)$ для $x=0,2$ за різних масових швидкостях G . А на рис. 3.7 подано середні коефіцієнти тепловіддачі $\overline{\alpha}_\varphi = f(\overline{q}_\varphi)$ для $G=12$ кг/(м²·с) за різних x . Видно, що в області близької до розшарованого режиму течії фаз, коефіцієнти тепловіддачі майже не залежать як від швидкості пари (тертя на межі поділу фаз), так і від паровмісту x . При цьому середні коефіцієнти тепловіддачі добре узгоджуються з розрахунком за формулою Нуссельта (1.2) для зовнішньої поверхні горизонтальної труби, коли на процес конденсації впливає тільки сила тяжіння.

При порівнянні локальних за φ значень α_φ у верхній ($\varphi \geq 90^\circ$) частині труби для масових швидкостей $G=150-300$ кг/(м²·с) з розрахунковими значеннями α_φ за формулою Нуссельта (3.1) для конденсації нерухомої пари, видно, що ступінь впливу і числове значення експериментальних α_φ відрізняються від розрахункових (рис. 3.8-3.9). Це можна пояснити впливом параметрів, які характеризують двофазну течію на коефіцієнт тертя (C_f) і ефектом всмоктування маси конденсату у пару.

В результаті досліджень локальних коефіцієнтів тепловіддачі при конденсації фреону R22 всередині горизонтальної труби, вивчено вплив теплового потоку на тепловіддачу під час кільцевого, проміжного (рис. 3.2-3.4) і розшарованого (рис. 3.5) режимів. Встановлено залежність тепловіддачі у верхній частині труби від швидкості пари, і відповідно, тертя на межі поділу фаз (рис. 3.8-3.9). Також дане дослідження показало відсутність чіткого кільцевого режиму течії фаз (рис. 3.2-3.3), навіть за великих масових швидкостях і паровмістах ($G=300$ кг/(м²·с), $x=0,99$).

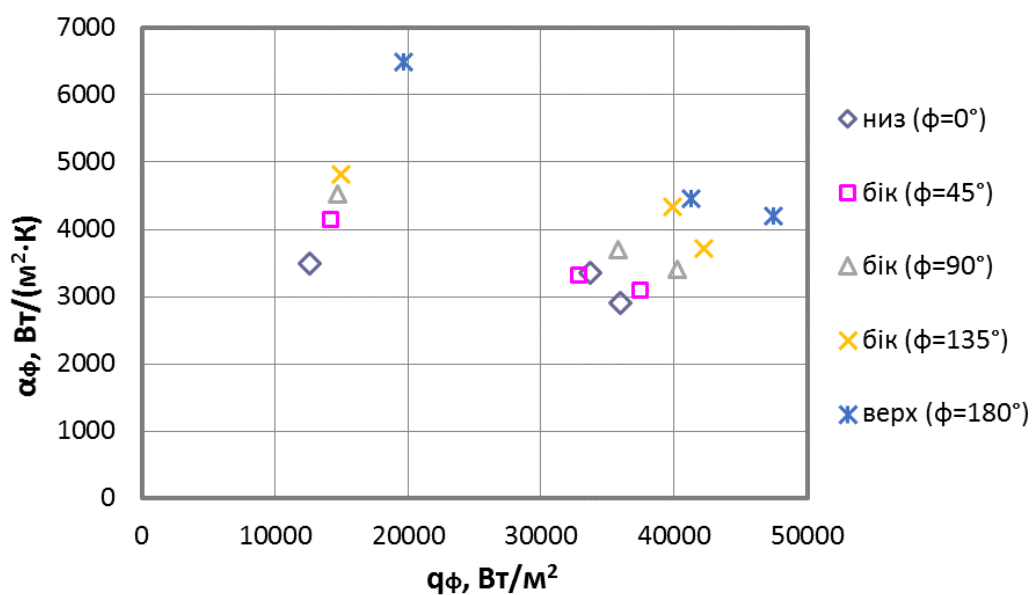


Рис. 3.2. Вплив теплогового потоку q_ϕ на локальну за периметром труби тепловіддачу α_ϕ для конденсації фреону R22 за $G=284 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ і $x=0.98$

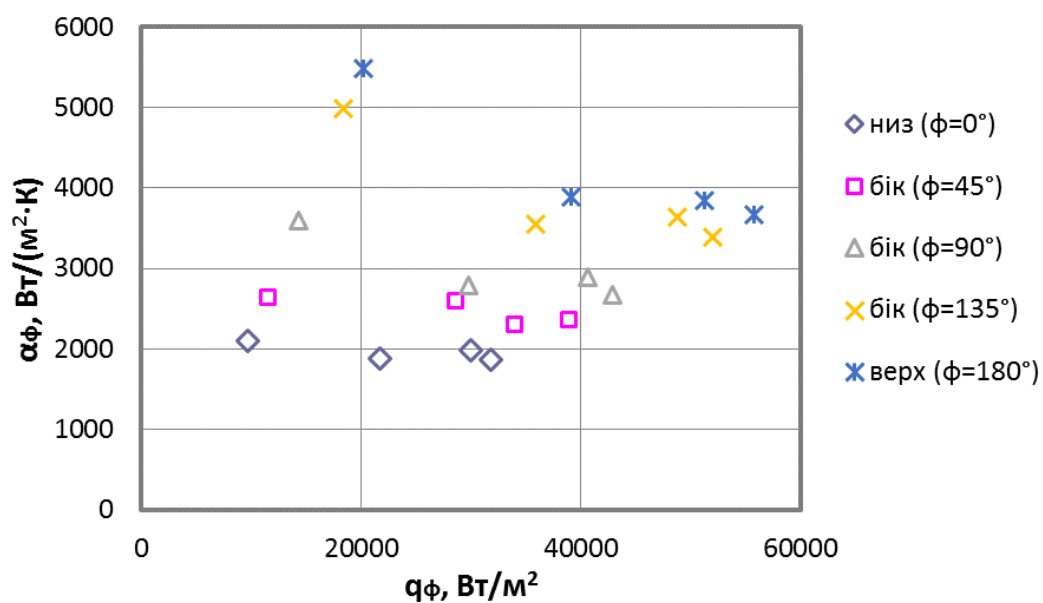


Рис. 3.3. Вплив теплогового потоку q_ϕ на локальну за периметром труби тепловіддачу α_ϕ для конденсації фреону R22 за $G=236 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ і $x=0.79$

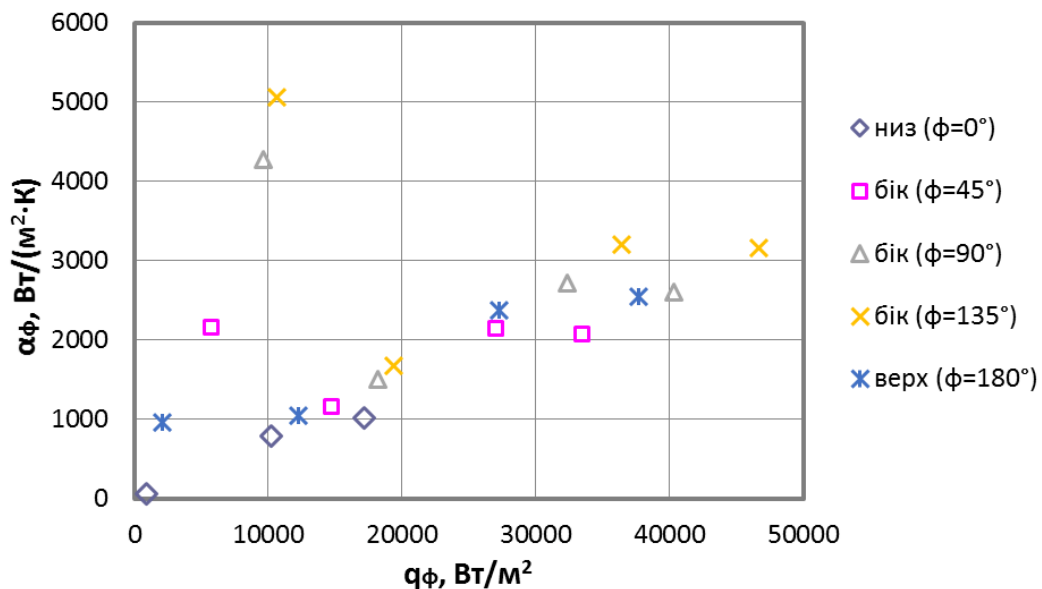


Рис. 3.4. Вплив теплового потоку q_ϕ на локальну за периметром труби тепловіддачу α_ϕ для конденсації фреону R22 за $G=160$ кг/(м²·с) і $x=0.63$

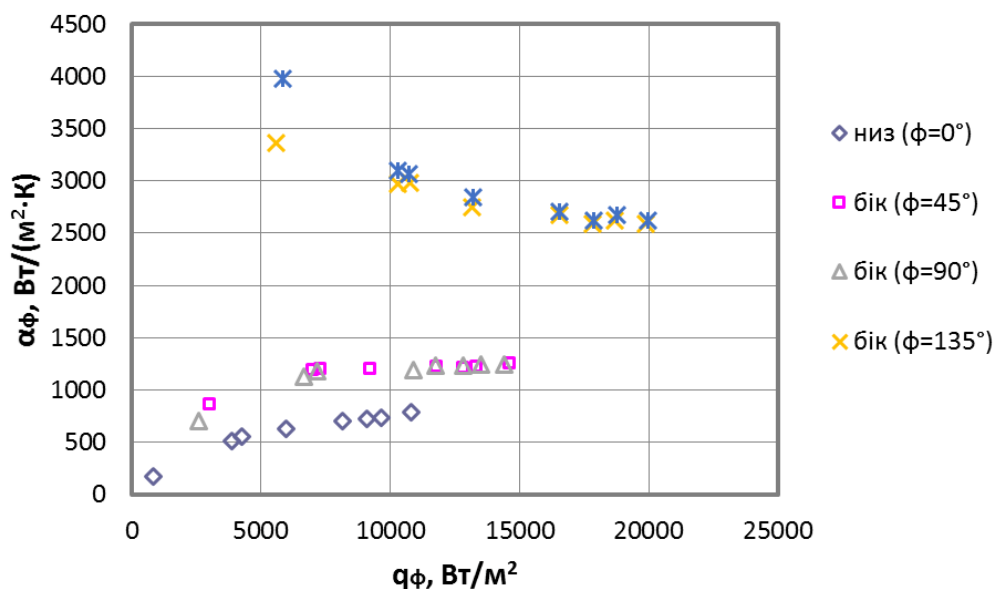


Рис. 3.5. Вплив теплового потоку q_ϕ на локальну за периметром труби тепловіддачу α_ϕ для конденсації фреону R22 за $G=43$ кг/(м²·с) і $x=0.24$

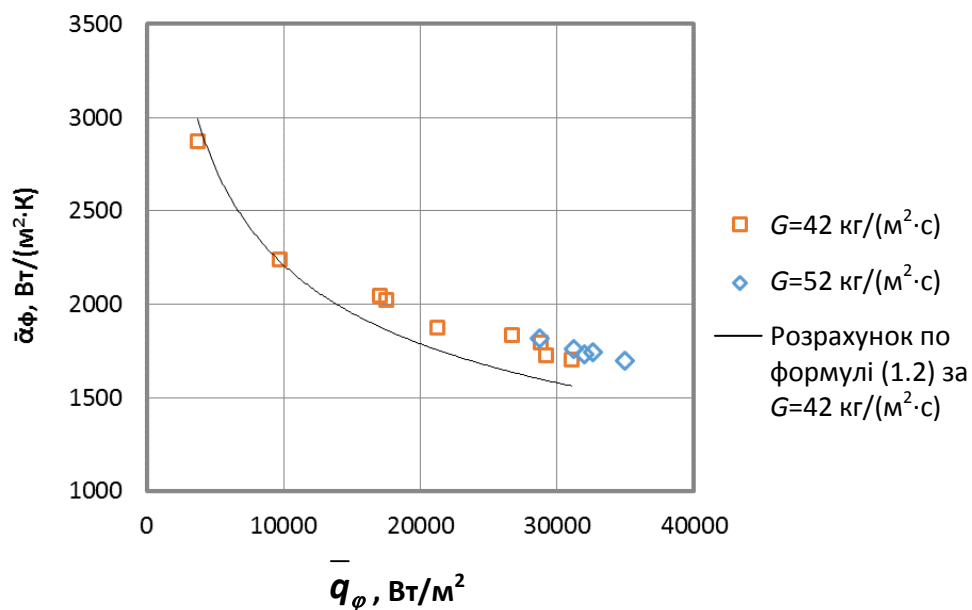


Рис. 3.6. Середні за периметром труби коефіцієнти тепловіддачі $\bar{\alpha}_\phi$ в залежності від теплового потоку $\bar{q}_\phi$ для конденсації R22 при $x=0,2$ і різних масових швидкостях

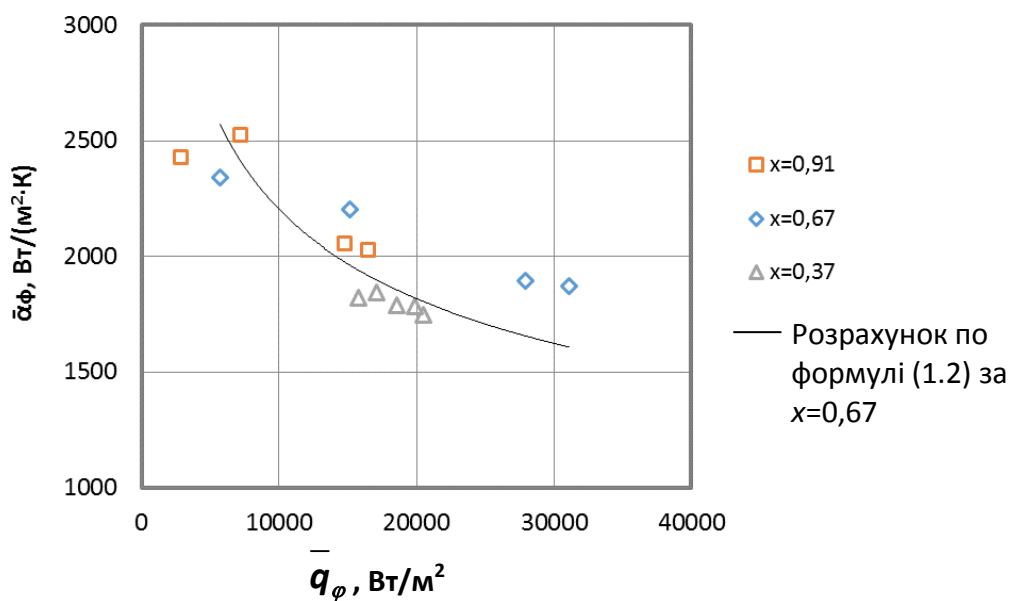


Рис. 3.7. Середні за периметром труби коефіцієнти тепловіддачі $\bar{\alpha}_\phi$ в залежності від теплового потоку $\bar{q}_\phi$ для конденсації R22 за $G=12$ кг/(м²·с) і різного паровмісту

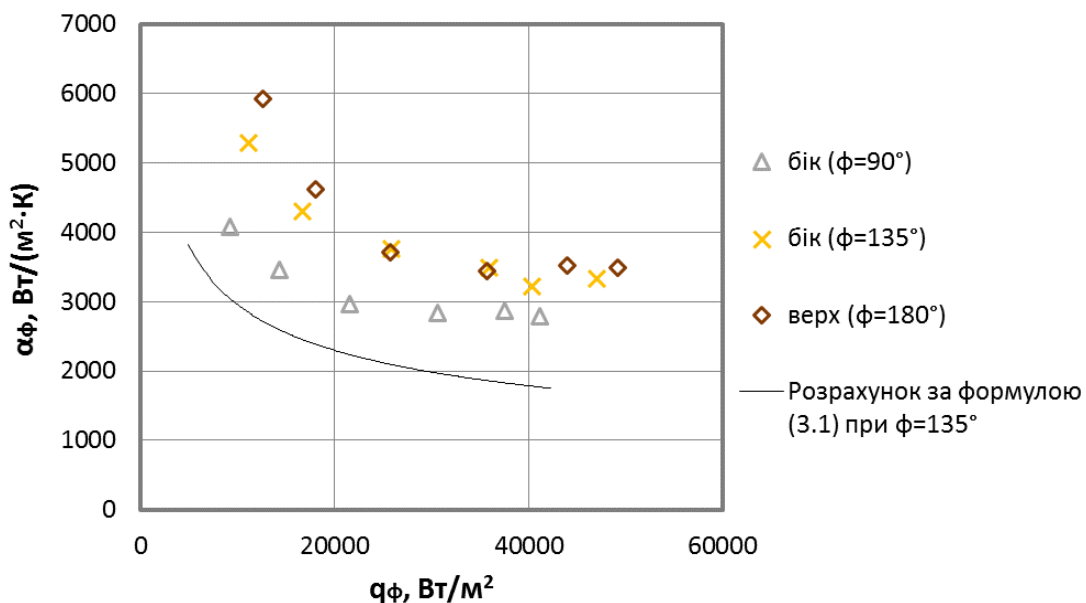


Рис. 3.8. Локальні за ϕ коефіцієнти тепловіддачі α_ϕ у верхній частині труби в залежності від теплового потоку q_ϕ для конденсації фреону R22 за $G=200$ кг/(м²·с) і $x=0.78$

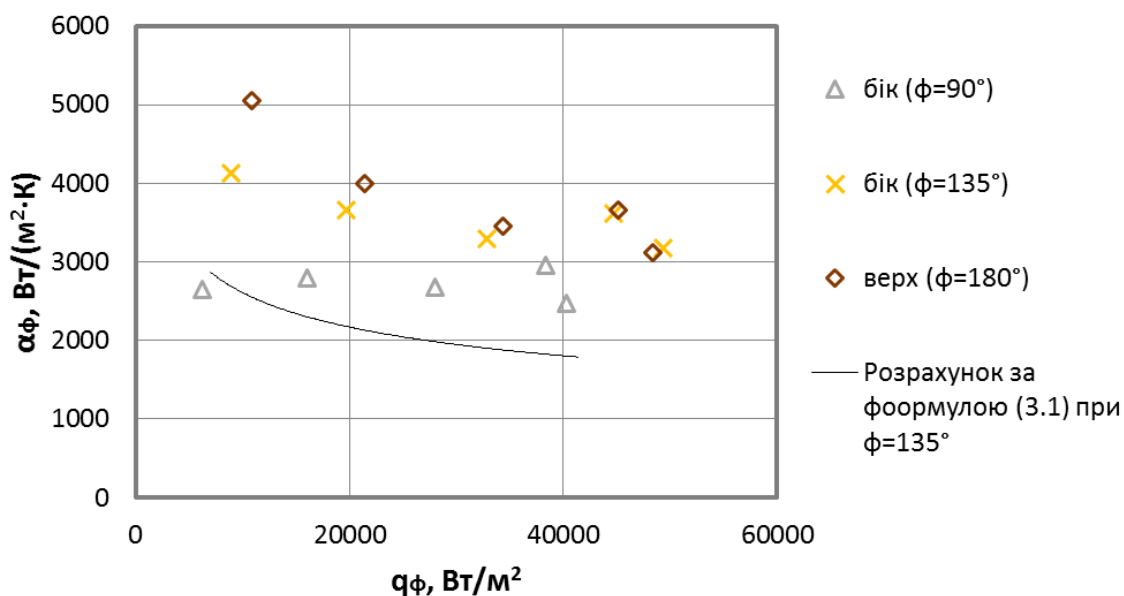


Рис. 3.9. Локальні за ϕ коефіцієнти тепловіддачі α_ϕ у верхній частині труби в залежності від теплового потоку q_ϕ для конденсації фреону R22 за $G=148$ кг/(м²·с) і $x=0.7$

3.3. Результати експериментального дослідження локальних коефіцієнтів тепловіддачі при конденсації водяної пари в горизонтальній трубі

Як відмічалось раніше, перші вимірювання локальних α_ϕ при конденсації водяної пари методом «товстої стінки» виконані Ріфертом В.Г. з співавторами і докладно відображені у працях [34-37]. У більшості досліджень інших авторів, методики виконання та подання дослідних даних ґрунтуються на використанні G і x в якості основних режимних параметрів, які впливають на процес теплообміну. На відміну від них, Ріферт В.Г. з колегами вивчали і обробляли дослідні дані, використовуючи локальні величини швидкості пари w_v і густини теплового потоку. При цьому у всіх працях не згадували величини локальних паровмістів x , що ускладнює аналіз цих робіт і не дає змогу провести порівняння отриманих даних з іншими авторами, де переважно всі залежності побудовані з використанням в тому чи іншому вигляді x і G .

Тому в даній роботі виконані досліді по конденсації водяної пари з контролем незмінності значень x і G . Необхідно відзначити, що навіть при найбільших $\overline{q_\phi}$ зміна x на робочих ділянках становила трохи більше ніж 0,01. При вхідному $x < 0,9$ через конденсацію на дослідних ділянках, значення Re_f змінювалися не більше ніж на 10%.

На рис. 3.10-3.12 подано дослідні дані з локальних α_ϕ , які отримані за $p=0,1$ МПа ($t_s=99,6 \div 101,7$ °С) в залежності від ϕ за близьких середніх значень на дослідній ділянці x і G але за різних середніх $\overline{q_\phi}$.

З рис. 3.10 видно, що з ростом $\overline{q_\phi}$ спостерігається зростання локальних α_ϕ , особливо за $\phi \geq 45^\circ$, а також вирівнювання α_ϕ по ϕ -координатах, що характерно для чіткого кільцевого режиму течії фаз. Та сама картина має місце і на рис. 3.11 за $G=22 \div 24$ кг/(м²·с). При цьому видно, що значення α_ϕ за $\overline{q_\phi}=200$ кВт/м² і $\phi > 45^\circ$ відрізняються від α_ϕ за $\overline{q_\phi}=240$ кВт/м², як за величиною, так і за характером зміни за ϕ . Така відмінність відбувається через те, що за

$\overline{q}_\varphi = 200$ кВт/м² і $x=0,8$ сумарне значення Re_f в чотири рази вище ніж сумарний Re_f за $\overline{q}_\varphi = 240$ кВт/м², коли $x=0,95$. На рис. 3.12 показано вплив $\overline{q}_\varphi$ на α_φ за $G=12\div13$ кг/(м²·с) і $x=0,45\div0,5$. Характер впливу $\overline{q}_\varphi$ і φ схожі з рис. 3.10 та 3.11.

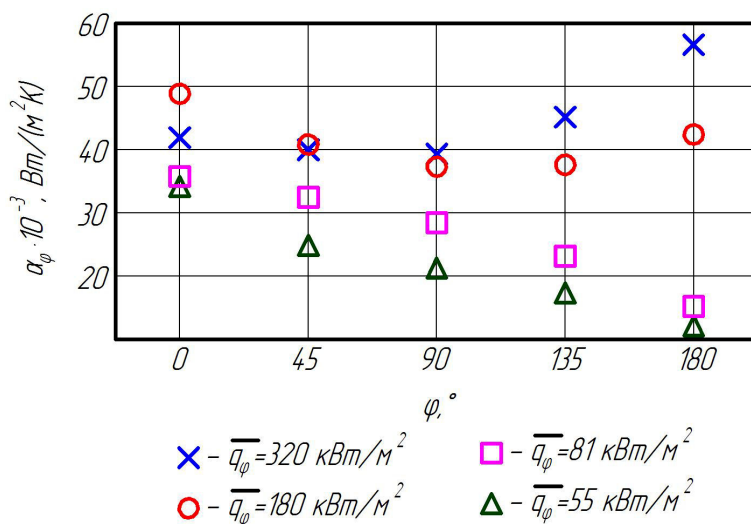


Рис. 3.10. Зміна локальної тепловіддачі α_φ за периметром труби для конденсації водяної пари за $G=29\div32$ кг/(м²·с), $x=0,95\div0,97$ і різних середніх теплових потоків

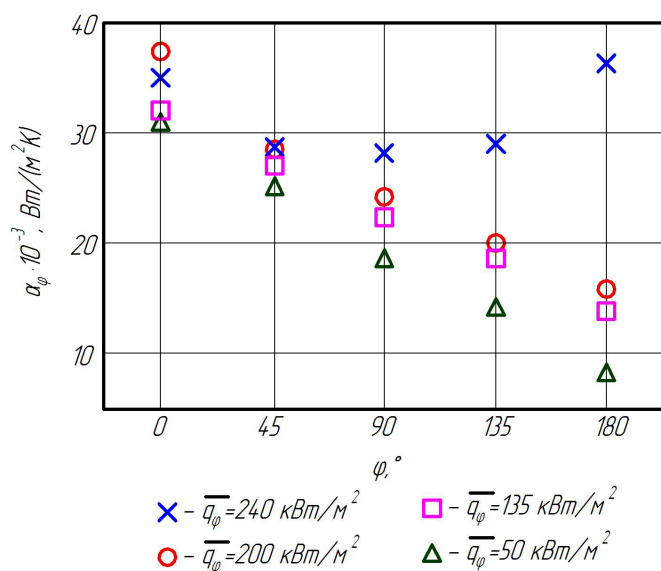


Рис. 3.11. Зміна локальної тепловіддачі α_φ за периметром труби для конденсації водяної пари за $G=22\div24$ кг/(м²·с), $x=0,95$ і різних середніх теплових потоків

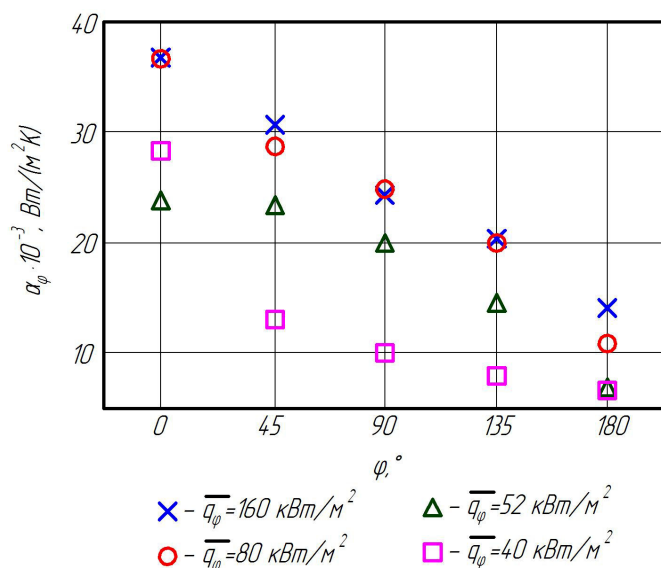


Рис. 3.12. Зміна локальної тепловіддачі α_ϕ за периметром труби для конденсації водяної пари за $G=12\div13$ кг/(м²·с), $x=0,4\div0,5$ і різних середніх теплових потоків

На рис. 3.13-3.14 подано дослідні локальні коефіцієнти тепловіддачі α_ϕ для конденсації водяної пари за високих паровмістів $x\geq0,9$, коли $J_g>1,2$ і $X_{tt}<0,1$, тобто відповідно до праць [71, 72] повинен мати місце кільцевий режим течії фаз. При цьому числа $Re_f<100$, що відповідає ламінарному режиму течії плівки конденсату.

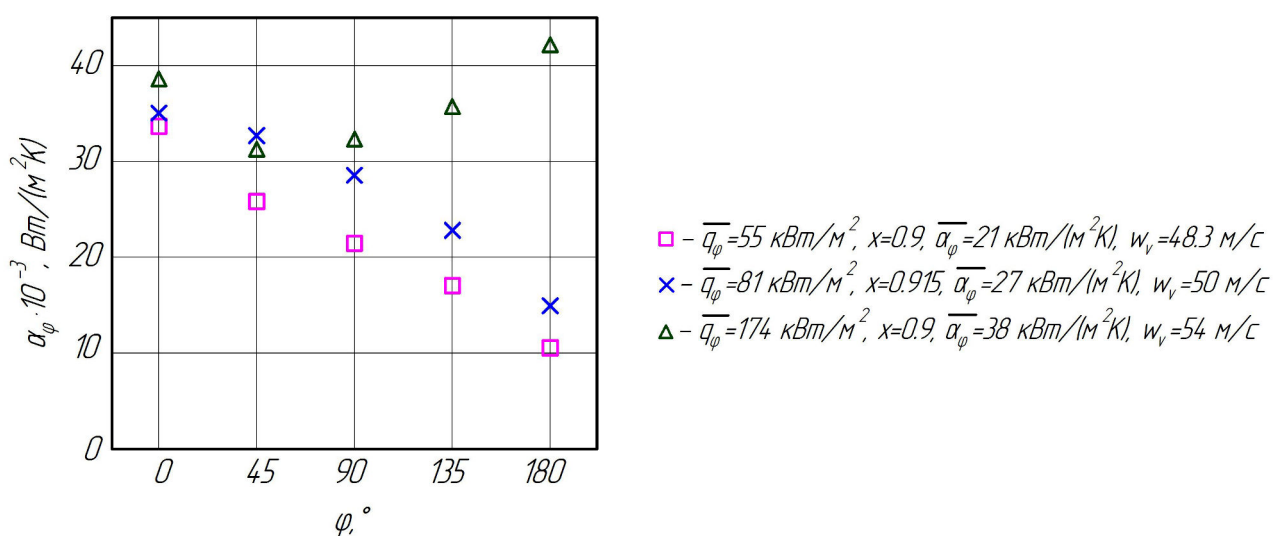


Рис 3.13. Вплив теплового потоку на локальну за φ тепловіддачу для конденсації водяної пари зі швидкістю $w_v\approx50$ м/с

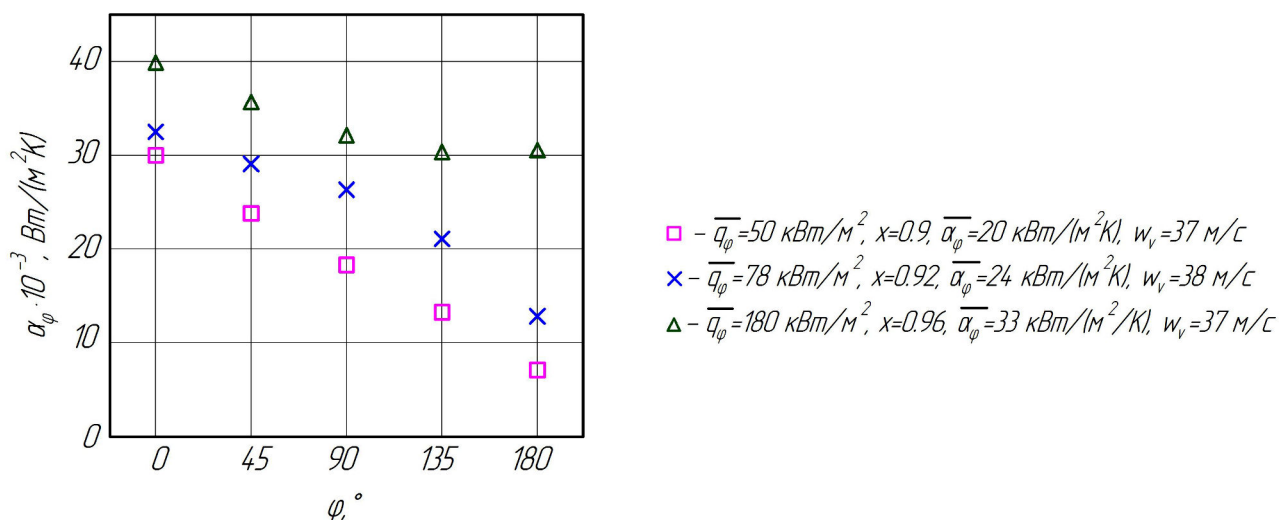


Рис 3.14. Вплив теплового потоку на локальну за ϕ тепловіддачу для конденсації водяної пари зі швидкістю $w_v \approx 37$ м/с

З рис. 3.13-3.14 чітко видно три особливості в характері зміни α_ϕ . Перша – зменшення α_ϕ зі зростанням ϕ , тобто наявний асиметричний режим течії. Друга – збільшення швидкості пари w_v , за близьких значеннях Re_f збільшує тепловіддачу. Третя, найбільш цікава особливість – зростання α_ϕ за однакових (близьких за значенням) швидкостей пари зі збільшенням теплового потоку.

В результаті досліджень локальних коефіцієнтів тепловіддачі при конденсації водяної пари усередині горизонтальної труби були створені такі режими течії, в яких або відсутній вплив на теплообмін швидкості пари (рис. 3.10-3.12) або цей вплив переважає і має місце ламінарна плівка конденсату (рис. 3.13- 3.14). Це дозволило показати окремий вплив на тепловіддачу кожного з параметрів (теплового потоку, числа Re_f і швидкості пари).

Необхідно відзначити, що при аналізі впливу якогось одного параметра (q , w_v або x), при близьких значеннях інших параметрів потрібно розуміти, що кожен з цих параметрів в поєднанні один з одним змінюють ступінь впливу на теплообмін. І змінюючи один з параметрів q , w_v або x , ми також змінюємо характер впливу сили тяжіння, тертя на межі поділу фаз і режиму течії. Тому дослідні дані по $\overline{\alpha_\phi}$ і α_ϕ можуть мати не тільки різний характер зміни тепловіддачі а й різні величини.

3.4. Обґрунтування методу визначення режимів течії

У разі дослідження теплообміну при конденсації пари у середині горизонтальної труби, похибка отриманих результатів в порівнянні з експериментом буде залежати від правильності і точності оцінки ділянки з кільцевим і гравітаційним режимом течії фаз.

Проведені експериментальні дослідження показали, що на сьогодні не можливо точно визначити межі переходу як кільцевого режиму течії фаз в проміжний, так і проміжного у гравітаційний, не дивлячись на наявність великої кількості карт режимів [1].

Навіть незначна асиметричність течії конденсату в верхній частині труби буде приводити до зміни хвильових і турбулентних характеристик плівки по периметру труби і буде впливати на розподіл локальних коефіцієнтів тепловіддачі і на зміну дотичних напружень по висоті труби.

В даній роботі для визначення режимів течії використовується метод Коскі і Стауба [12] і скориговано граничне значення співвідношення сил тяжіння до сил тертя на основі експериментальних даних з праці [117]. Згідно з цим методом наявність чіткого кільцевого режиму течії можлива тільки при великих значеннях швидкості пари лише на незначній початковій ділянці труби і визначається наступною залежністю

$$\tau_f / \tau_g > 10. \quad (3.2)$$

Наявність гравітаційного (розшарованого) режиму визначається за формулою:

$$\tau_f / \tau_g < 1, \quad (3.3)$$

Відповідно, проміжний режим течії буде спостерігатися за

$$1 < \tau_f / \tau_g < 10. \quad (3.4)$$

У співвідношеннях (3.2)-(3.4) значення сил тертя τ_f і тяжіння τ_g розраховують за формулами:

$$\tau_f = \frac{C_f}{2} \rho_v w_v^2, \quad (3.5)$$

$$\tau_g = \rho_l g \delta. \quad (3.6)$$

Значення товщини плівки δ обчислюють за рівнянням:

$$\delta^+ = \frac{\delta}{\nu_l} \left(\frac{\tau_f}{\rho_l} \right)^{0.5}, \quad (3.7)$$

в якому безрозмірну товщину плівки δ^+ визначають в залежності від числа Re_l за формулами (1.16)-(1.18).

На рис. 3.15-3.16 за формулами (3.2)-(3.4) побудовано карти режимів для всіх отриманих експериментальних даних.

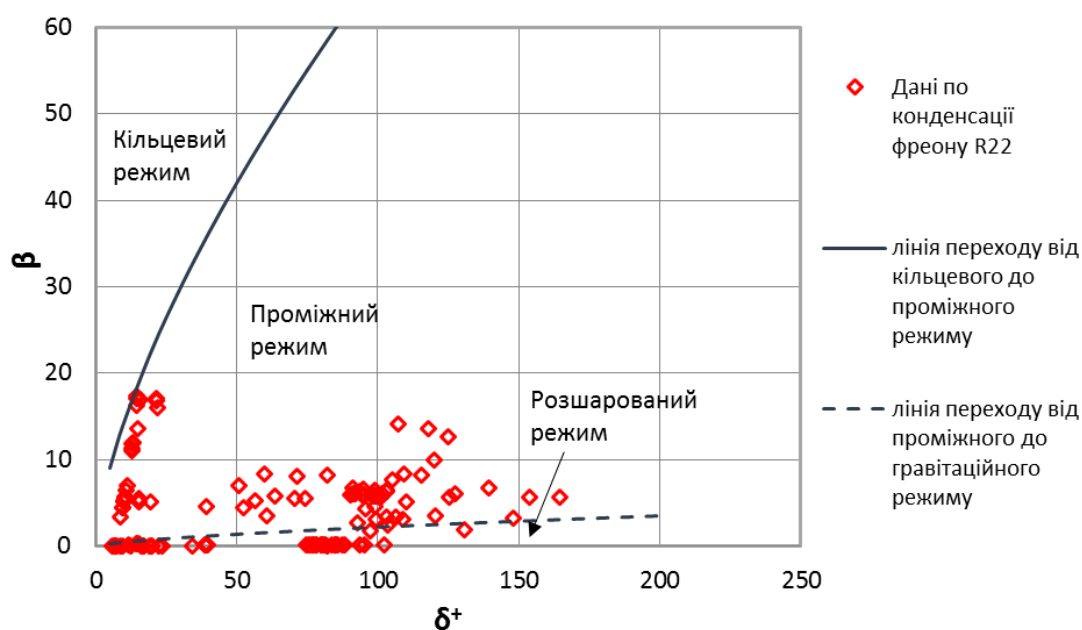


Рис. 3.15. Карта режимів експериментальних даних, отриманих для конденсації фреону R22

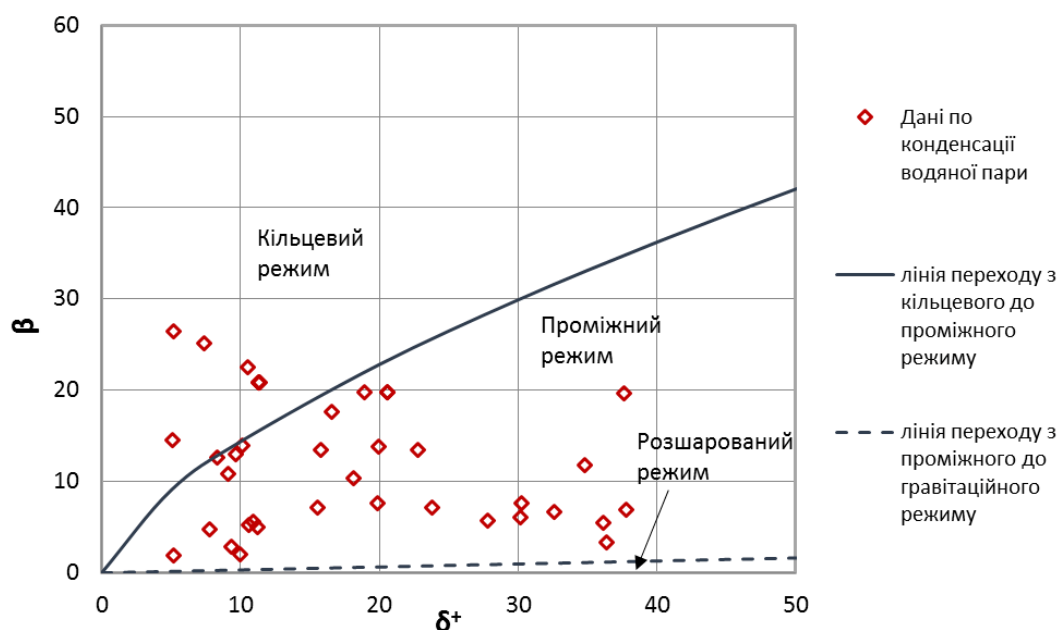


Рис. 3.16. Карта режимів експериментальних даних, отриманих для конденсації водяної пари

З рис. 3.15-3.16 видно, що у разі конденсації фреону R22 кільцевого режиму взагалі немає, й усі дослідні дані отримано для проміжного і гравітаційного режимів. Натомість у разі конденсації водяної пари гравітаційного режиму на робочих секціях немає й усі дані отримано для кільцевого і проміжного режимів.

Отже, більшість експериментальних даних отримано для проміжного режиму течії фаз, для якого бракує надійних теоретичних рішень.

3.5. Висновки за розділом

Проведені експериментальні дослідження теплообміну при конденсації фреону R22 і водяної пари в горизонтальній трубі дають змогу зробити такі наступні висновки:

1. Градієнтним методом виконано вимірювання локальних значень коефіцієнтів тепловіддачі і теплових потоків за периметром товстостінної труби у разі різних режимів конденсації фреону R22 і водяної пари.

2. Показано окремий вплив на закономірності локальної і середньої тепловіддачі швидкості пари і відповідно опору тертя на межі поділу фаз,

теплового потоку і числа Re_f для плівки конденсату за постійного значення або незначній зміні інших характеристик процесу конденсації.

3. Показано, що в залежності від характеристик процесу конденсації (w_v , q , x) та фізичних властивостей пари і конденсату, збільшення теплового потоку призводить до збільшення локальних і середніх коефіцієнтів тепловіддачі. Факти такого впливу теплового потоку відзначені в дослідженнях [9, 10, 118] і вперше показані у праці проф. Ріферта В. Г. [36], на підставі вимірювання локальних α_f . Тоді як у більшості наукових праць (наприклад [71, 76]) передбачено існування режиму течії, незалежного від $\Delta T(q)$.

4. Встановлено відсутність ідеального кільцевого режиму течії двофазного потоку за великих масових швидкостях на початковій ділянці труби. Це суперечить сучасним картам режимів [72, 114], в яких, за таких режимних параметрів, приймається наявність кільцевого режиму течії фаз, але узгоджується з даними праці [61].

5. На підставі отриманих даних запропоновано метод визначення режимів течії, який враховує вплив сил тяжіння і тертя на зміну меж режимів і добре узгоджується як з отриманими дослідними даними (рис. 3.2, 3.3 і 3.10), так і з даними праці [117].

Основні результати розділу 3 опубліковані у працях [119-121].

РОЗДІЛ 4.

РОЗРОБКА МЕТОДУ РОЗРАХУНКУ ТЕПЛООБМІНУ ПРИ КОНДЕНСАЦІЇ В ГОРИЗОНТАЛЬНИХ ТРУБАХ

4.1. Обґрунтування вибору теоретичних залежностей

Запропонований в даній роботі метод розрахунку теплообміну при конденсації в горизонтальних гладких трубах використовує числовий розв'язок рівнянь переносу тепла (1.5) й імпульсу (1.4), записаних для кільцевої течії плівки конденсату. Результати розв'язку рівнянь (1.4) і (1.5) представлено у працях [7-10] в безрозмірній формі у вигляді залежності

$$Nu = f(\beta, Re_l, Pr_l), \quad (4.1)$$

$$\text{де } Nu \equiv \frac{\alpha}{\lambda_l} \left(\frac{v_l^2}{g} \right)^{1/3}, \quad \beta = \frac{C_f Fr_l}{2}.$$

На рис. 4.1-4.4 залежність (4.1) представлено у графічному вигляді. Аналіз рис. 4.1-4.4 дає змогу відзначити такі особливості теплообміну, відповідно до яких можна запропонувати удосконалений метод розрахунку. Так, якщо дивитися на ліву частину графіка на всіх рисунках, то видно, що в області малих значень Re_l , тепловіддача знижується з ростом Re_l , при цьому ступінь впливу β і Re_l відповідають теорії ламінарної плівкової конденсації Нуссельта [2]:

$$Nu = 0,5 (C_f Fr_l)^{0,5} Re_l^{-0,5}. \quad (4.2)$$

Далі зі зростанням числа Re_l тепловіддача (Nu) спочатку падає, потім в залежності від числа Pr_l має місце велика (при низьких числах Pr_l) або мала (при великих числах Pr_l) область незалежності від Re_l , і потім зростання Nu зі збільшенням Re_l .

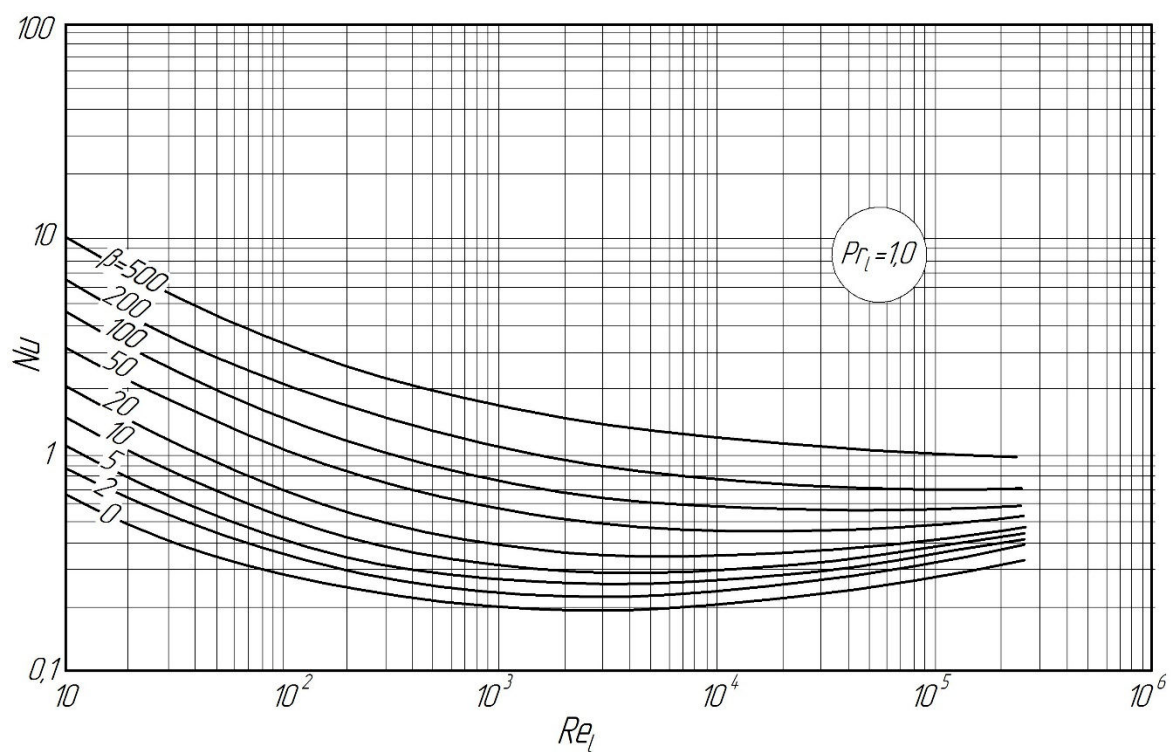


Рис. 4.1. Безрозмірні локальні коефіцієнти тепловіддачі за $Pr_l=1,0$ [9,10]

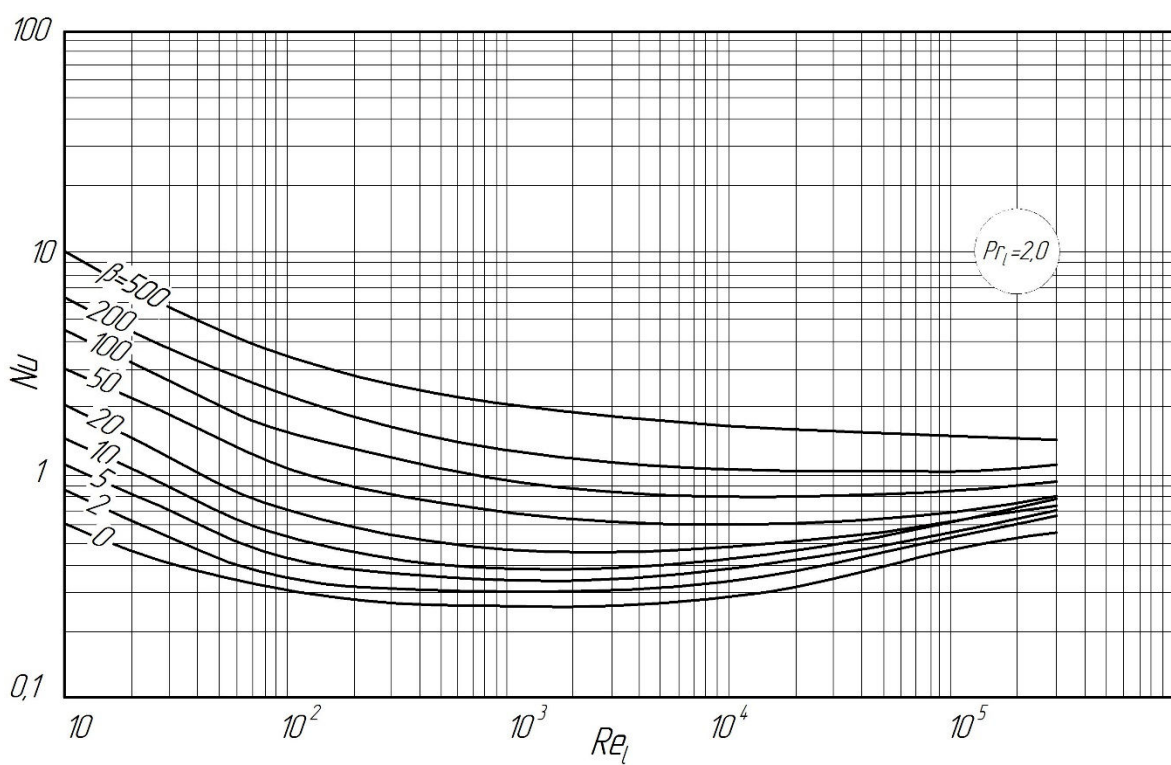


Рис. 4.2. Безрозмірні локальні коефіцієнти тепловіддачі за $Pr_l=2,0$ [9,10]

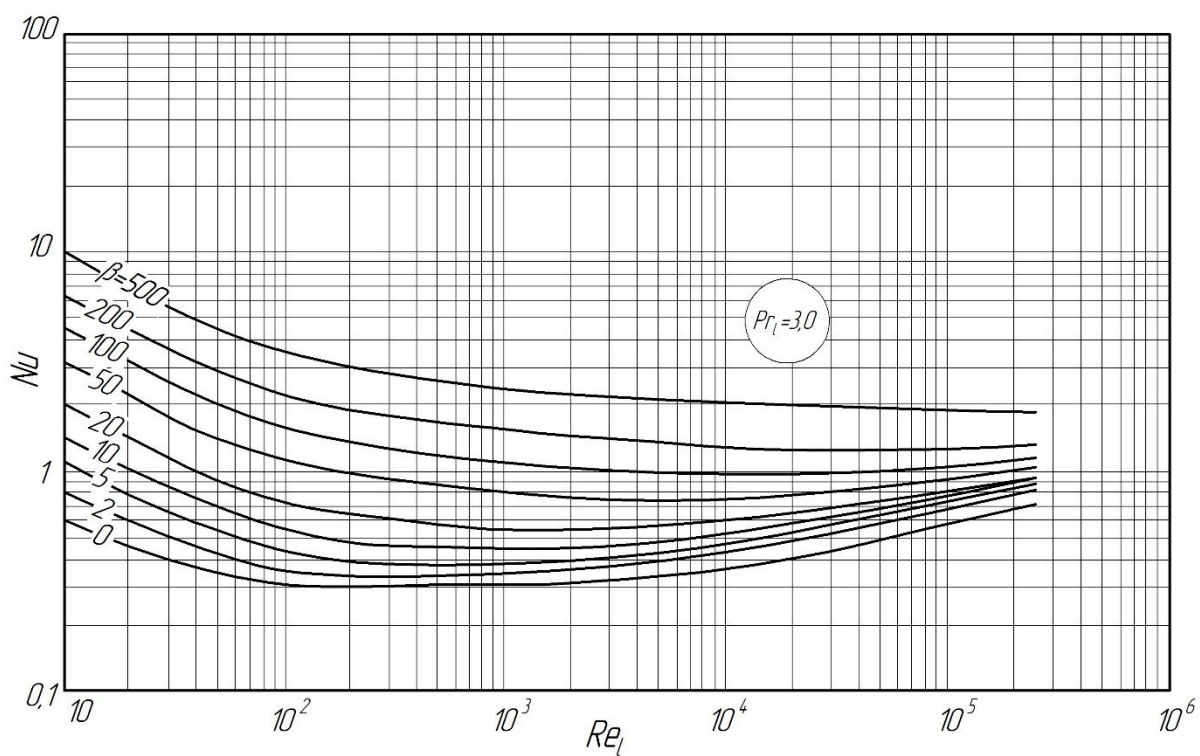


Рис. 4.3. Безрозмірні локальні коефіцієнти тепловіддачі за $Pr_l=3,0$ [9,10]

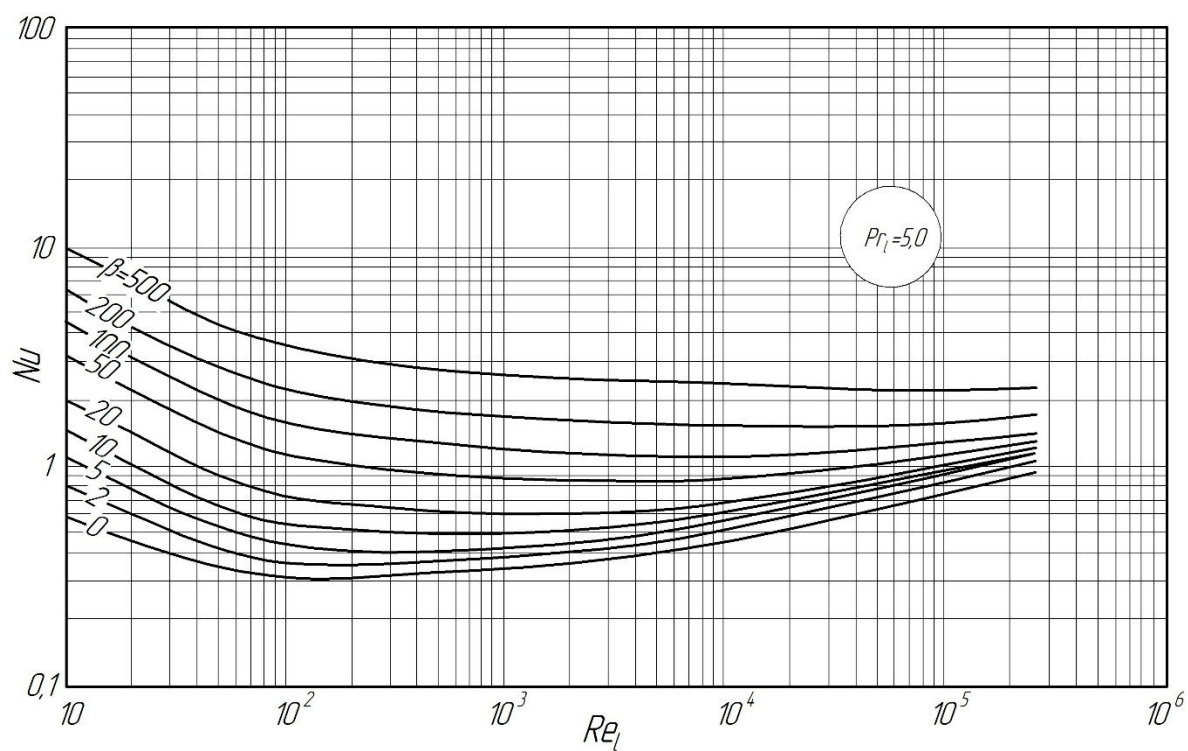


Рис. 4.4. Безрозмірні локальні коефіцієнти тепловіддачі за $Pr_l=5,0$ [9,10]

В області, близької до ламінарного течії плівки конденсату ($Re_l < 100 \div 200$) вплив числа Pr_l незначний, а в деяких режимах ($Re_l < 100$ і $\beta > 50 \div 100$) взагалі відсутній. Це справедливо для ламінарної течії плівки рідини (рис. 4.5). При турбулентному русі конденсату, як і повинно бути з теорії, з ростом Pr_l тепловіддача збільшується.

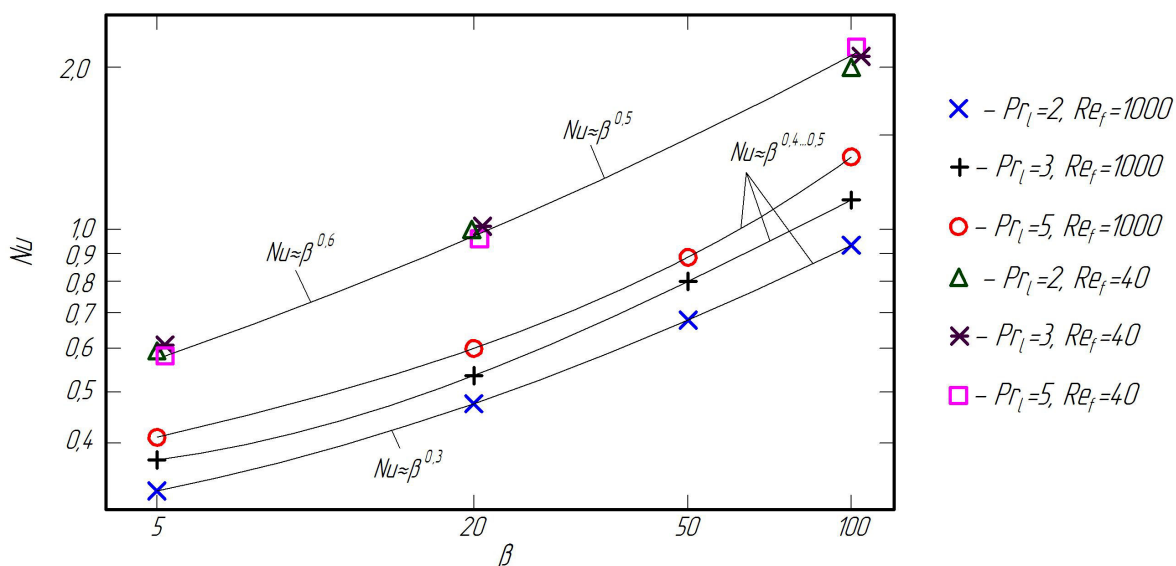


Рис. 4.5. Залежність тепловіддачі від параметра β за різних числах Re_f і Pr_l

Аналіз рис. 4.1-4.5 показує, що ступінь впливу сил міжфазного тертя (параметр β) залежить від Re_f і Pr_l . Чим вище Re_f (більша товщина плівки конденсату), тим менше ступінь впливу β за однакових Pr_l . При цьому ступінь впливу β за однакових Re_f і Pr_l зі збільшенням β зростає, так як зростає відношення сил тертя до сил тяжіння.

Результати розрахунків, які наведено на рис. 4.1-4.5, однозначно (правильно) відображають характер протікання конденсації рухомої пари всередині труб і каналів, лише тоді, коли впливом сили тяжіння на плівку конденсату можливо знехтувати. Для горизонтальних труб ці умови відповідають тільки кільцевому режиму течії фаз, визначеному за формулами (3.2)-(3.4).

Для порівняння експериментальних значень середніх за ϕ коефіцієнтів тепловіддачі, отриманих в цій роботі із теорією Даклера і Бає [7-10] були

відібрані дослідні точки, які відповідають лише кільцевому або проміжному режимам течії фаз відповідно до (3.2)-(3.4).

Значення теоретичного числа Nu_o розраховували на основі інтерполяції графіків, показаних на рис. 4.1-4.4 (в даній роботі використовували сплайнову інтерполяцію за значеннями Re_l , Pr_l і β_o в пакеті Mathcad). Параметр β_o визначали за формулою для однофазного течії:

$$\beta_o = C_{fo} Fr_l / 2, \quad (4.3)$$

де $C_{fo} = 0,079 / Re_v^{0,25}$ при $Re_v < 10^5$; $C_{fo} = 0,046 / Re_v^{0,2}$ при $Re_v > 10^5$.

Результати такого порівняння представлено на рис. 4.6-4.9 у вигляді залежності числа Nu від параметра β_o . Для наочності отримані дані згруповано згідно рис. 4.1-4.3 по областям, в яких вплив числа Re_l на тепловіддачу однаковий для різних значень β_o . Для випадку конденсації R22 можна виділити дві таких області: $Re_l = 150 \div 700$ і $Re_l = 2300 \div 9700$, а при конденсації водяної пари – три: $Re_l = 58$, $100 \div 200$ і $400 \div 1600$.

Для визначення похибок, розраховували середнє абсолютне відхилення e_A , середнє відхилення e_R і середньоквадратичне відхилення σ_N за відповідними формулами:

$$e_A = \frac{1}{n} \sum 100 \left| \frac{\alpha_{розр} - \alpha_{досл}}{\alpha_{досл}} \right|, \quad (4.4)$$

$$e_R = \frac{1}{n} \sum 100 \left(\frac{\alpha_{розр} - \alpha_{досл}}{\alpha_{досл}} \right), \quad (4.5)$$

$$\sigma_N = \left[\frac{1}{n-1} \sum (e - e_R)^2 \right]^{0.5}, \quad (4.6)$$

де $e = 100 \left(\frac{\alpha_{розр} - \alpha_{досл}}{\alpha_{досл}} \right)$, n – кількість розрахункових точок.

Також визначали у відсотках кількість розрахункових точок, які збігаються з експериментальними значеннями в межах похибки $\pm 25\%$.

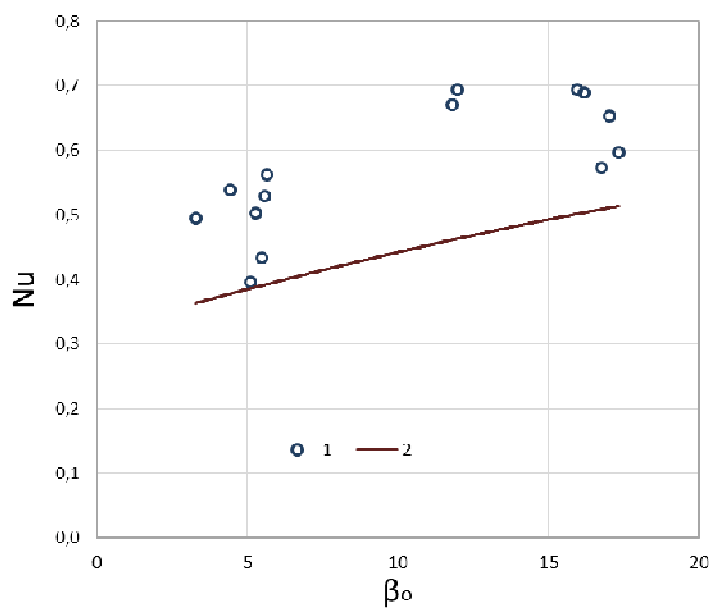


Рис 4.6. Залежність середнього за ϕ числа Нуссельта від параметра β_0 для конденсації фреону R22 за $Re_l=145\div 672$ і $Pr_l=2,43$:
 1 – дослідні значення; 2 – розрахунок за теорією (4.1)

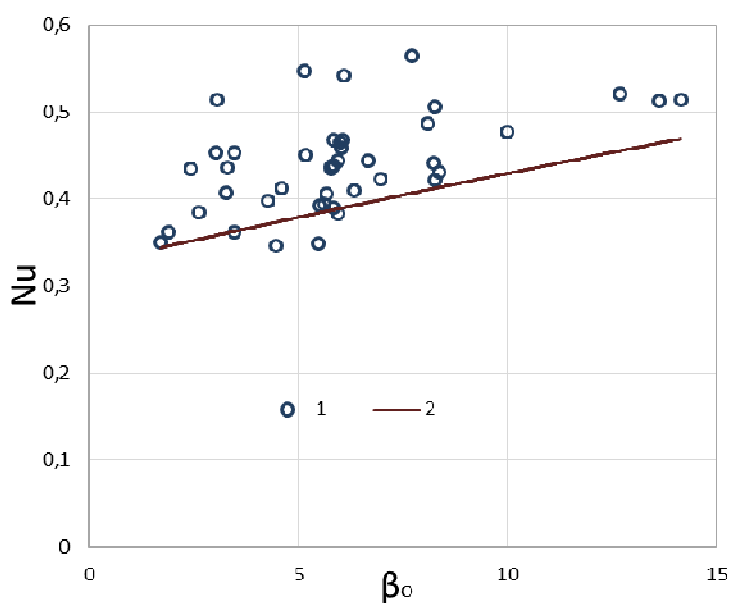


Рис 4.7. Залежність середнього за ϕ числа Нуссельта від параметра β_0 для конденсації фреону R22 за $Re_l=2300\div 9700$ і $Pr_l=2,43$:
 1 – дослідні значення; 2 – розрахунок за теорією (4.1)

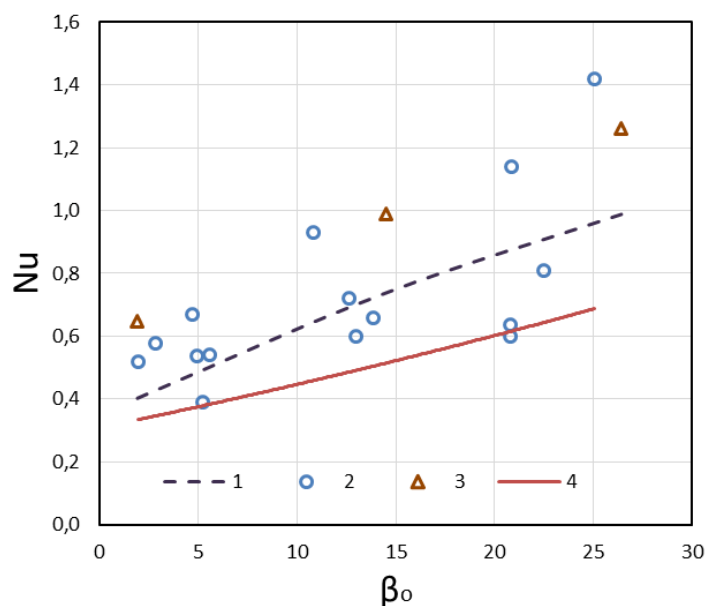


Рис 4.8. Залежність середнього за ϕ числа Нуссельта від параметра β_0 для конденсації водяної пари за $Pr_1=1,7$ і $Re_1=60\div 200$: 1 – розрахунок по теорії (4.1) за $Re_1=60$; 2 – дослідні значення за $Re_1=100\div 200$; 3 – дослідні значення за $Re_1=60$; 4 – розрахунок по (4.1) за $Re_1=100\div 200$

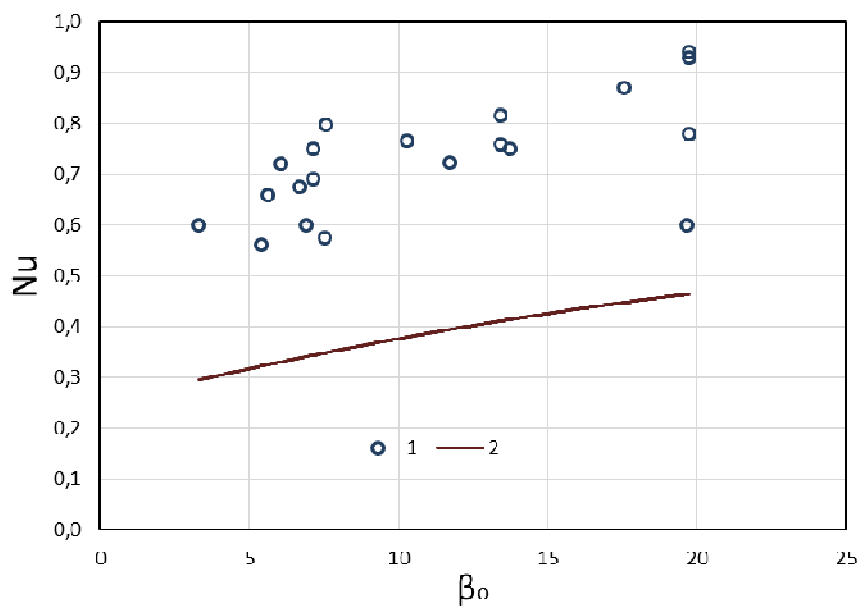


Рис 4.9. Залежність середнього за ϕ числа Нуссельта від параметра β_0 для конденсації водяної пари за $Pr_1=1,7$ і $Re_1=400\div 1600$: 1 – розрахунок за теорією (4.1); 2 – дослідні значення

Результати розрахунку похибок порівняння зведені в табл. 4.1.

Табл. 4.1.

Похибки при порівнянні експериментальних даних
з теорією плівкової конденсації [9,10]

Відхилення	R22	Водяна пара
	$G=300\div 119 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ $x=0,99\div 0,56$ $q=50\div 5 \text{ кВт}/\text{м}^2$	$G=54\div 9 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с})$ $x=0,98\div 0,4$ $q=320\div 40 \text{ кВт}/\text{м}^2$
середнє абсолютне відхилення e_A , %	13,9	38,5
середнє відхилення e_R , %	-11,3	-37,6
середньоквадратичне відхилення σ_N , %	12,2	14,2
кількість точок, які узагальнюються із похибкою до $\pm 25\%$, %	77	18

З рис. 4.6-4.9 видно, що практично всі експериментальні точки лежать вище теоретичних кривих. При цьому найбільша розбіжність спостерігається для випадку конденсації водяної пари. Для фреону R22 частина даних при $Re_f=2300\div 9700$ досить точно збігається з теорією. Висновки, зроблені з рис. 4.6-4.9 підтверджуються і даними з табл. 4.1. Видно, що отримані дослідні дані при конденсації фреону R22 краще узагальнюються по теорії, ніж дані по водяній парі.

Таке відхилення експериментальних даних від теоретичних розрахунків можна пояснити наступним чином. Розрахунки по теорії плівкової конденсації істотно залежать від методу визначення втрат тиску на тертя, і відповідно коефіцієнта тертя C_f , який входить в залежність (4.2) для розрахунку тепловіддачі. Як зазначено в [43, 106], в жодній із наявних наукових праць немає достатньо точного уявлення про характер впливу на процес конденсації сили тертя на межі поділу фаз. А визначення коефіцієнта тертя C_f для однофазного потоку за формулою (4.3) справедливе лише тоді, коли значення параметра Локарта-Мартініеллі X_{tt} приблизно дорівнює нулю. В такому разі, як впливає з теорії кільцевих течій фаз із книги [122] і численних розрахункових залежностей з робіт [19, 20] коефіцієнти тертя при однофазних і двофазних потоках будуть однаковими.

Однак при кільцевому і проміжному режимах течії, значення параметра X_{tt} можуть досягати відмінних від нуля значень. Зокрема, в даній роботі при виконанні експериментальних досліджень, значення параметра X_{tt} змінюється від 0,005 до 0,24. Як показали проведені досліди, при таких значеннях X_{tt} , двофазність течії починає впливати на коефіцієнт тертя C_f , що призводить до збільшення параметра β і, відповідно, локальних і середніх коефіцієнтів тепловіддачі. Також в результаті експериментальних досліджень локальних коефіцієнтів тепловіддачі було відзначено зростання α_ϕ при збільшенні теплового потоку, що ніяк не враховується у формулі (4.1) та в інших відомих методах розрахунку плівкової конденсації [64, 73, 76].

Тому з метою покращення узгодження теорії [9, 10] із отриманими експериментальними даними, в даній роботі пропонується враховувати вплив теплового потоку і параметрів двофазної течії на параметр β , який характеризує вплив сили міжфазного тертя τ_f на тепловіддачу.

4.2. Дослідження впливу параметрів двофазної течії на середню тепловіддачу

Двофазність течії характеризується такими основними параметрами, як масова швидкість пари G , паровміст x , густина пари ρ_v і густина рідини ρ_l . У даній роботі вплив цих параметрів на тепловіддачу рекомендовано враховувати параметром β_v :

$$\beta_v = \Phi_v^2 \beta_o, \quad (4.7)$$

де Φ_v^2 - поправочний комплекс для врахування впливу двофазності потоку.

Залежність для розрахунку Φ_v^2 обрано, ґрунтуючись на аналізі дослідних даних за середньою тепловіддачею, отриманих у разі конденсації фреону R22 для кільцевого і проміжного режимів. У цих дослідженнях вхідна масова швидкість пари змінювалася від 119 до 305 кг/(м²с), а паровміст від 0,99 до 0,56.

Для обчислення параметра Φ_v^2 використовували чотири відомі формули, які представлені у працях [24, 84, 123, 124]:

$$\text{з [24]} \quad \Phi_v^2 = 1 + 9,4 X_{tt}^{0,62} + 0,564 X_{tt}^{2,45}; \quad (4.8)$$

$$\text{з [84]} \quad \Phi_v^2 = \left\{ 1 + 0,5 \left[\frac{G}{gd \rho_v (\rho_l - \rho_v)^{0,5}} \right]^{0,75} X_{tt}^{0,36} \right\}^2; \quad (4.9)$$

$$\text{з [123]} \quad \Phi_v^2 = (1 + 2,85 X_{tt}^{0,523})^2; \quad (4.10)$$

$$\text{з [124]} \quad \Phi_v^2 = 1 + C X_{tt}^n + X_{tt}^2, \quad (4.11)$$

$$\text{де } C = 21 \left\{ 1 - e^{(1-0,28 Bo^{0,5})} \right\} \left\{ 1 - 0,9 e^{-0,02 Fr_l^{1,5}} \right\}, \quad n = 1 - 0,7 e^{-0,08 Fr_l},$$

$$Bo = \frac{gd^2 (\rho_l - \rho_v)}{\sigma}, \quad Fr_l = \frac{Gx}{\sqrt{gd \rho_v (\rho_l - \rho_v)}}.$$

Результати розрахунку параметра Φ_v^2 за експериментальними даними з використанням формул (4.8-4.11) показано на рис. 4.10 і 4.11. Видно, що значення Φ_v^2 збільшується зі зменшенням паровмісту x і зі збільшенням X_{tt} .

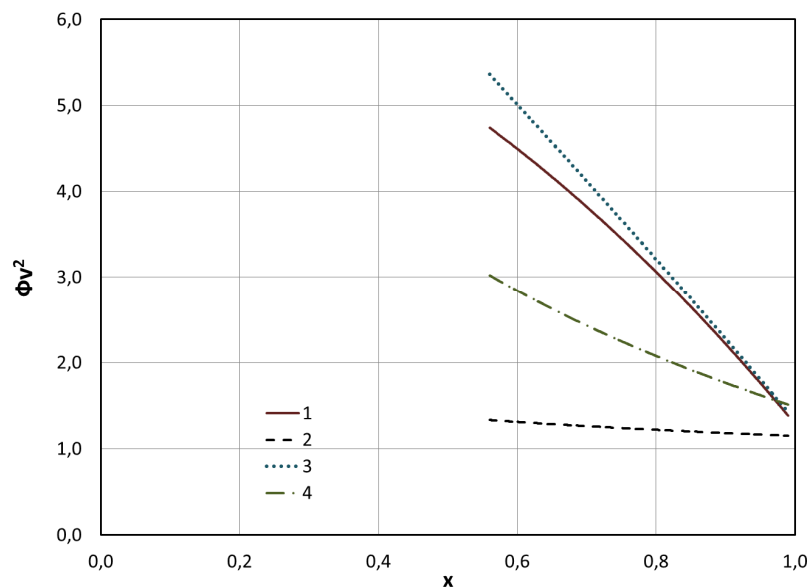


Рис. 4.10. Залежність параметра Φ_v^2 від паровмісту x у разі розрахунку за формулами: 1 – (4.8); 2 – (4.9); 3 – (4.10); 4 – (4.11)

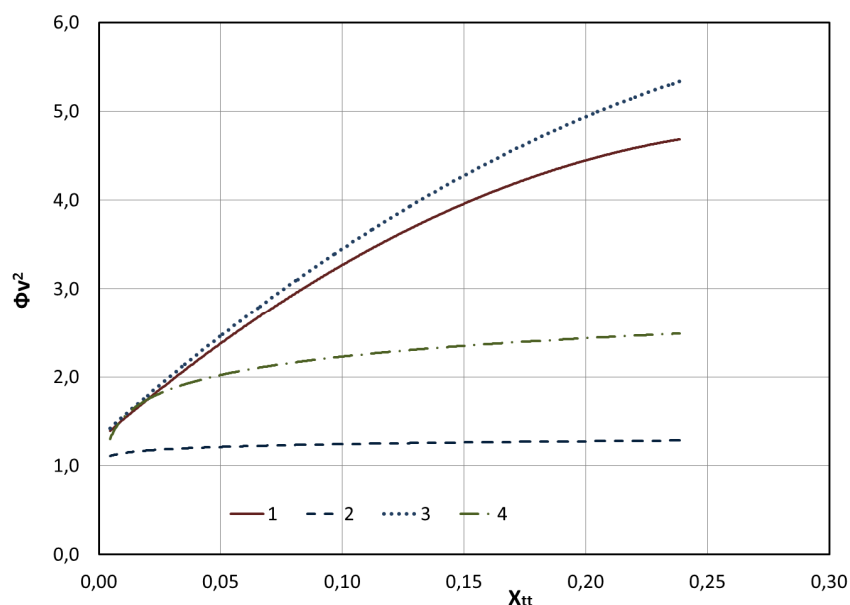


Рис. 4.11. Залежність параметра Φ_v^2 від X_{tt} у разі розрахунку за формулами:

1 – (4.8); 2 – (4.9); 3 – (4.10); 4 – (4.11)

Слід зазначити, що формули (4.8) і (4.10) дають дуже близькі результати, значення Φ_v^2 суттєво залежить від параметрів двофазної течії (x , ρ_v , ρ_l). При використанні формули (4.9) для обчислення комплексу Φ_v^2 видно, що двофазність практично не впливає на його значення, яке змінюється від 1,06 до 1,34 у всьому діапазоні X_{tt} і x . При визначенні параметра Φ_v^2 за формулою (4.11), яка враховує вплив поверхневих сил (критерій Bo) на коефіцієнт тертя C_f , значення Φ_v^2 змінюється від 1,35 до 2,62 при збільшенні X_{tt} .

З рис. 4.10. і 4.11 видно, що значення комплексу Φ_v^2 істотно змінюється в залежності від формули для його розрахунку і обрати кращу серед них неможливо. Тому проведемо порівняння отриманих експериментальних значень середніх по ϕ коефіцієнтів тепловіддачі із теоретичним розрахунком за (4.1). При цьому число Nu визначають за значеннями Re_l , Pr_l і β_v . Коефіцієнт β_v обчислюють за формулою (4.7) із використанням залежностей (4.8)-(4.11) для визначення комплексу Φ_v^2 . Результати порівняння показано на рис. 4.12.

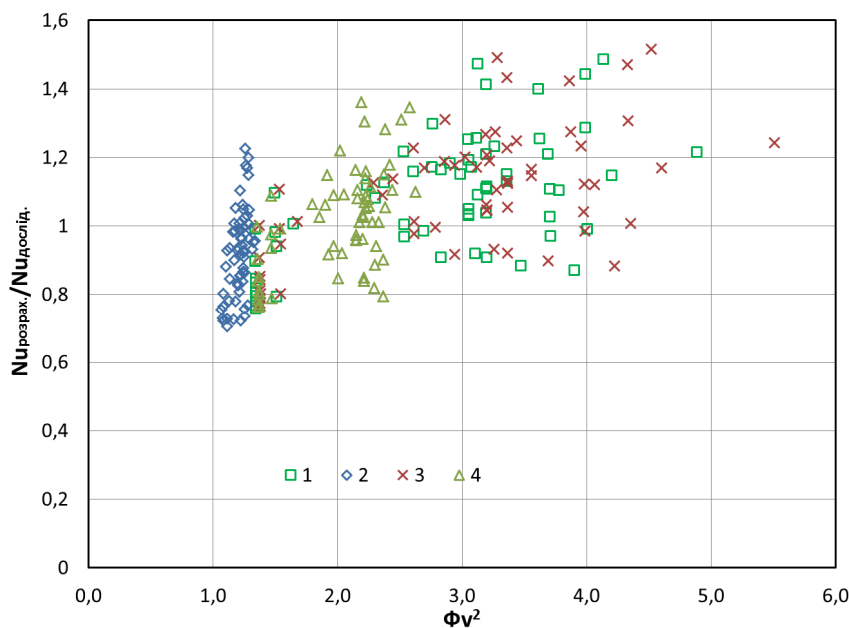


Рис. 4.12. Порівняння дослідних даних з розрахунком по (4.1) у разі визначення Φ_v^2 за формулами: 1 – (4.8); 2 – (4.9); 3 – (4.10); 4 – (4.11)

З рис. 4.12 видно, що при використанні формул (4.8) і (4.9) зі збільшенням параметра Φ_v^2 значення коефіцієнтів тепловіддачі є завищеними на 50%. Розрахунок Φ_v^2 за формулою (4.10) практично не впливає на тепловіддачу. Найкраще узгодження експерименту із розрахунком забезпечує формула (4.11), яка дає змогу узагальнити всі дані із точністю $\pm 20\%$. Тому залежність (4.11) рекомендовано до використання при визначенні коефіцієнта β_v за (4.7).

Отже, на основі аналізу отриманих експериментальних даних, вплив двофазності конденсаційної течії на тепловіддачу рекомендовано враховувати поправкою β_v за формулою (4.7), що дає змогу використовувати теорію (4.1) для розрахунку тепловіддачі у випадку конденсації фреону R22 не лише для кільцевого, але і для проміжного режиму течії фаз з достатньою точністю ($\pm 20\%$) [125].

4.3. Дослідження впливу теплового потоку на середню тепловіддачу

Вплив теплового потоку на гідравлічний опір і теплообмін у двофазних потоках при фазових перетвореннях теоретично обґрунтовано в [126, 127] і

пояснюється явищем відсмоктування маси конденсату у пару в примежовому шарі. У праці [126] показано, що при відносній швидкості відсмоктування

$$j = \frac{q}{rGx} > 10^{-4},$$

гідравлічний опір коефіцієнта тертя C_f на межі розділу фаз збільшується в порівнянні з опором однофазного течії (C_{fo}) і описується формулою:

$$C_f / C_{fo} = 1 + 17,5 \text{Re}_v^{0,25} j. \quad (4.12)$$

У праці [127] залежність для визначення C_f має вигляд

$$\frac{C_f}{C_{fo}} = \frac{(1 - 0,25b)^2}{(1 + 0,25b)^{0,2}}, \quad b = -\frac{2q}{rGxC_{fo}} \quad (4.13)$$

При цьому має місце обмеження використання формули (4.13) при b менше мінус 4, коли вже явище відсмоктування маси конденсату не впливає на відношення C_f/C_{fo} .

Автори праці [128] набагато раніше, ніж в [126, 127] запропонували залежність для врахування впливу теплового потоку на відношення C_f/C_{fo} :

$$\frac{C_f}{C_{fo}} = \frac{b}{e^b - 1}. \quad (4.14)$$

Таку саму залежність приведено у праці [129] і використано у розрахунках опору тертя в [130].

У даній роботі вплив теплового потоку на тепловіддачу запропоновано враховувати поправкою β_q :

$$\beta_q = \Phi_q \beta_o, \quad (4.15)$$

де $\Phi_q = C_f / C_{fo}$ – поправочний множник для врахування впливу теплового потоку.

Формулу для визначення значення C_f/C_{fo} вибрано за допомогою аналізу дослідних даних, отриманих для випадку конденсації водяної пари за такими параметрах: $t_s=102\text{ }^{\circ}\text{C}$, $G=54\div 9\text{ кг/(м}^2\text{с)}$, $x=0,4\div 0,98$, $q=320\div 40\text{ кВт/м}^2$, що відповідає кільцевому і проміжному режимам течії фаз.

Результати розрахунку параметра Φ_q показані на рис. 4.13.

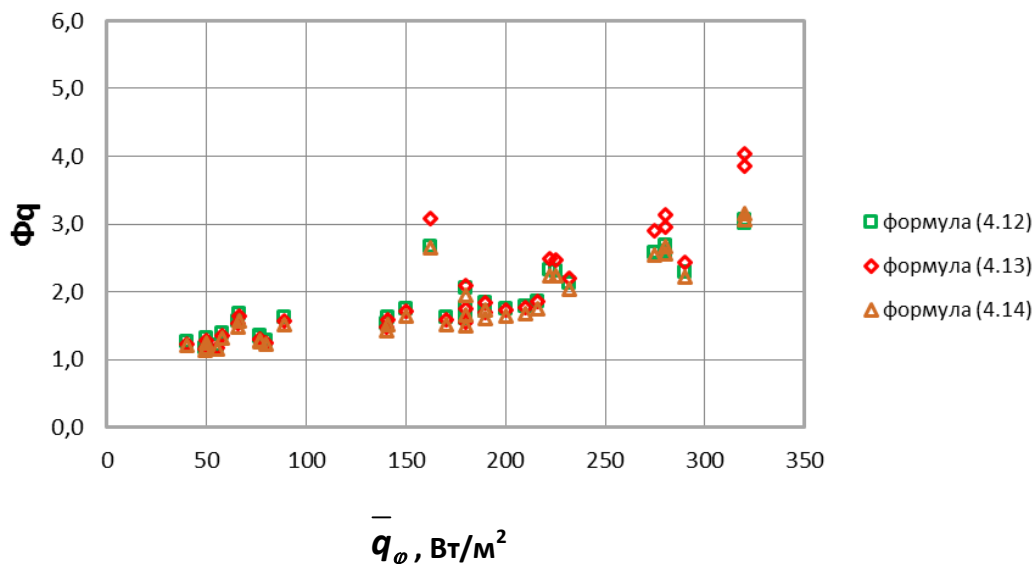


Рис. 4.13. Вплив теплового потоку на параметр Φ_q в залежності від вибору формули для його розрахунку

Видно, що значення поправки Φ_q збільшується із зростанням теплового потоку і досягає максимального значення 4 при $q=320\text{ кВт/м}^2$. Розрахунки Φ_q за формулами (4.12)-(4.14) дають дуже близькі значення між собою (розбіжність між ними знаходяться в межах $\pm 10\%$) і для обчислення коефіцієнта β_q за (4.15) можна застосовувати будь-яку з формул. В даній роботі використано залежність (4.12) з обмеженням впливу відсмоктування по граничним значенням параметра b менше мінус 4.

Аналіз отриманих експериментальних даних показав, що вплив теплового потоку на тепловіддачу доцільно враховувати поправкою β_q за формулою (4.15). Це дає можливість використовувати теорію (4.1) для розрахунку тепловіддачі у випадку конденсації водяної пари не лише для кільцевого, але і для проміжного режиму течії фаз з достатньою точністю ($\pm 25\%$) [125].

4.4. Порівняння запропонованого методу із отриманими дослідними даними

Практичне застосування розробленого методу для розрахунку теплообміну при різних параметрах конденсації ускладнене необхідністю розв'язку залежності (4.1), яка задана у неявному вигляді. Розв'язати рівняння (4.1) можливо двома способами. Графічно, за допомогою інтерполяції графіків на рис. 4.1-4.4, або чисельно. Однак числове рішення (4.1), представлене у працях [9, 10] має дуже громіздкий і незручний вигляд для постійного використання. Тому запропонований метод розрахунку теплообміну у даній роботі подано у вигляді спеціальної програми, яка розроблена у пакеті Mathcad і наведена у додатку А. За допомогою інформаційної технології «хмарних» функцій, принцип роботи якої детально описано в [131-133], посилання на розроблену програму може бути розміщено у мережі Інтернет і бути доступним для використання всім користувачам [134].

Робота цієї програми основана на виконанні наступного алгоритму:

1. Використовуючи значення чисел Фруда Fr_1 і коефіцієнта тертя для однофазного течії C_{f0} визначають параметр β_0 за формулою (4.3).
2. Значення поправкових комплексів Φ_v^2 і Φ_q розраховують зі співвідношень (4.11) і (4.12) відповідно.
3. Параметр β_{qv} , який ураховує вплив як двофазності течії, так і теплового потоку на силу тертя τ_f , визначають за формулою:

$$\beta_{qv} = \beta_0 \Phi_v^2 \Phi_q. \quad (4.16)$$

4. Значення безрозмірного числа Nu обчислюють на основі інтерполяції графіків, поданих на рис. 4.1-4.4. Для цього у пакеті Mathcad використовується сплайнова інтерполяція за значеннями Re_1 , Pr_1 і β_{qv} .

5. Значення коефіцієнта тепловіддачі знаходять за формулою $\alpha = Nu \lambda_l (v_l^2 / g)^{-1/3}$.

У табл. 4.2 наведено частину дослідних даних за середніми коефіцієнтами тепловіддачі, отриманими для трьох різних випадків. Перший, коли комплекс $\Phi_v^2 \approx 1,0$, а $\Phi_q > 1,6$. Другий, навпаки, коли $\Phi_q < 1,2$ а $\Phi_v^2 > 1,6$. І третій випадок, коли значення обох комплексів більше 1,6. Теоретичні значення чисел Нуссельта Nu_o , Nu_v і Nu_{vq} , отримані за допомогою розробленої програми за такими параметрами: для Nu_o : Re_l , Pr_l і β_o ; для Nu_v : Re_l , Pr_l і β_v ; для Nu_{vq} : Re_l , Pr_l і β_{qv} .

Табл. 4.2.

Порівняння дослідних і розрахункових даних

№	роб. тіло	$G,$ $[kz / (m^2 c)]$ x	$\frac{\bar{q} \cdot 10^{-3} [Bm / m^2]}{\alpha \cdot 10^{-3} [Bm / (m^2 K)]}$	$\overline{Nu}_{exp}$	$Fr_l \cdot 10^{-3}$	Re_l	$C_{fo} \cdot 10^3$	$\frac{\beta_o}{Nu_o}$	$\frac{\Phi_v^2}{Nu_v}$	$\frac{\Phi_q}{Nu_{vq}}$
1	Водяна пара	$\frac{36}{0,975}$	$\frac{180}{42}$	1,26	10	59	5,25	$\frac{26}{0,99}$	$\frac{1,02}{1,0}$	$\frac{1,6}{1,3}$
2	Водяна пара	$\frac{26}{0,97}$	$\frac{190}{33}$	0,99	5,08	57	5,72	$\frac{15}{0,74}$	$\frac{1,02}{0,75}$	$\frac{1,82}{1,06}$
3	R22	$\frac{192}{0,9}$	$\frac{5}{2,81}$	0,43	3,57	2287	3,91	$\frac{7}{0,38}$	$\frac{1,85}{0,43}$	$\frac{1,04}{0,44}$
4	R22	$\frac{232}{0,86}$	$\frac{18,2}{3,35}$	0,5	4,33	4134	3,35	$\frac{8}{0,4}$	$\frac{2,1}{0,47}$	$\frac{1,2}{0,49}$
5	R22	$\frac{139}{0,67}$	$\frac{37,3}{2,89}$	0,44	1,11	5512	4,39	$\frac{2}{0,35}$	$\frac{2,4}{0,39}$	$\frac{1,8}{0,44}$
6	Водяна пара	$\frac{36}{0,48}$	$\frac{275}{19,2}$	0,57	2,4	1209	6,28	$\frac{8}{0,34}$	$\frac{1,82}{0,41}$	$\frac{2,57}{0,55}$

Видно, що при значеннях $\Phi_q \ll \Phi_v^2$ можна не враховувати вплив теплового потоку на тепловіддачу і, відповідно, не враховувати вплив Φ_v^2 , коли $\Phi_q \gg \Phi_v^2$. Врахування цих двох поправок дає змогу отримати досить точне (до $\pm 25\%$) узгодження розрахункових і дослідних даних.

Порівняння всіх отриманих дослідних даних по конденсації R22 із запропонованим методом для кільцевого і проміжного режимів течії показано на рис. 4.14 і 4.16 у вигляді залежності безрозмірного числа Nu від параметра β_{qv} .

На рис. 4.15 і 4.17 показано порівняння експериментальних чисел Нуссельта із значеннями, отриманими як без урахування поправок β_v і β_q (число Nu_0), так і з урахуванням їх (число Nu_{vq}).

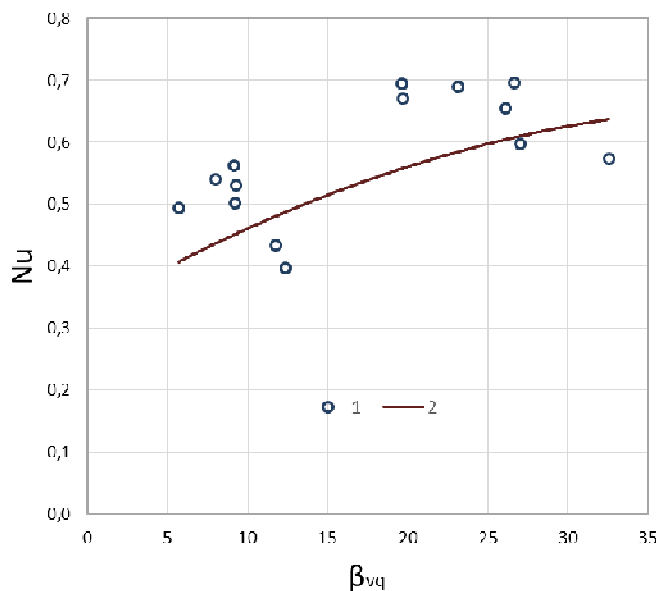


Рис 4.14. Залежність середнього за ϕ числа Нуссельта від параметра β_{vq} для конденсації фреону R22 за $Re_1=145\div 672$ і $Pr_1=2,43$:

1 – дослідні значення; 2 – розрахунок за запропонованим методом

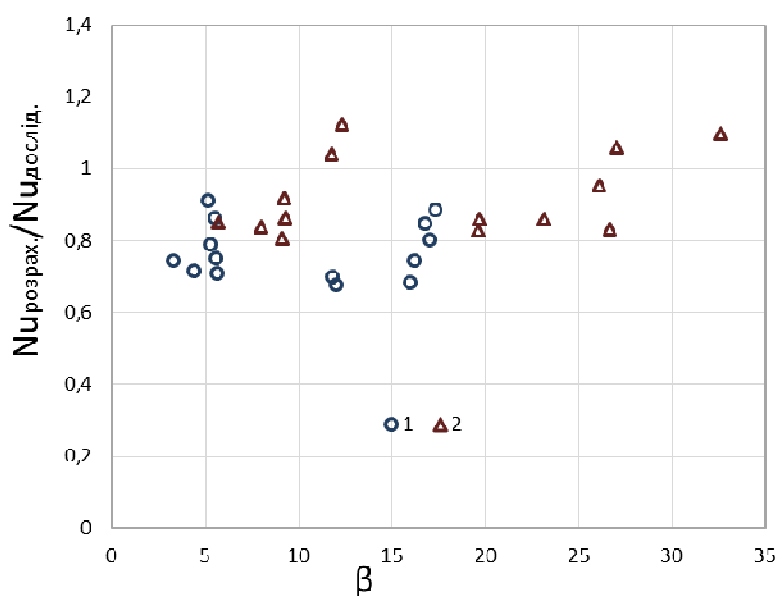


Рис. 4.15. Порівняння експериментальних чисел Нуссельта із розрахунком для конденсації фреону R22 за $Re_1=145\div 672$ і $Pr_1=2,43$:

1 – розрахунок за теорією (4.1); 2 – розрахунок за запропонованим методом

З рис. 4.6, 4.14 і 4.15 видно, що врахування впливу двофазності і теплового потоку на закономірності теплообміну забезпечує узагальнення дослідних даних по конденсації R22 при числах $Re_1 < 700$ із запропонованим методом до точності $\pm 20\%$. Тоді як розрахунок по Nu_0 узгоджує ці дані з точністю до мінус 35%.

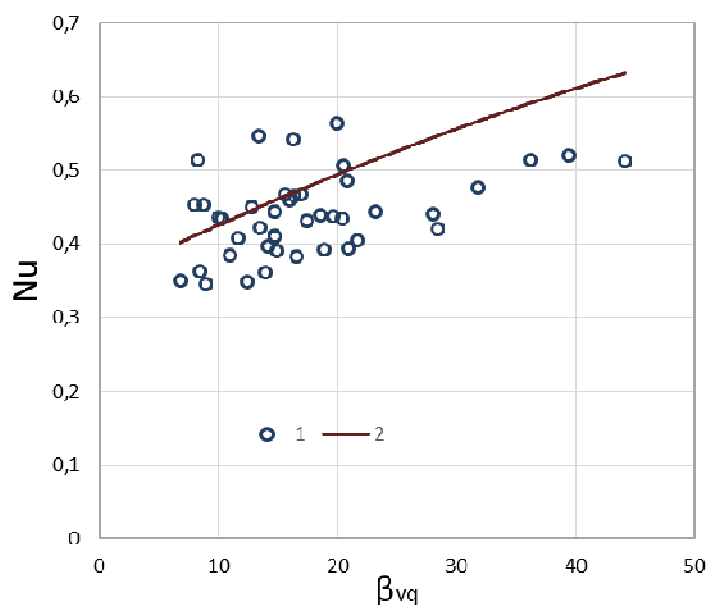


Рис 4.16. Залежність середнього за ϕ числа Нуссельта від параметра β_{vq} для конденсації фреону R22 за $Re_1 = 2300 \div 9700$ і $Pr_1 = 2,43$:

1 – дослідні значення; 2 – розрахунок за запропонованим методом

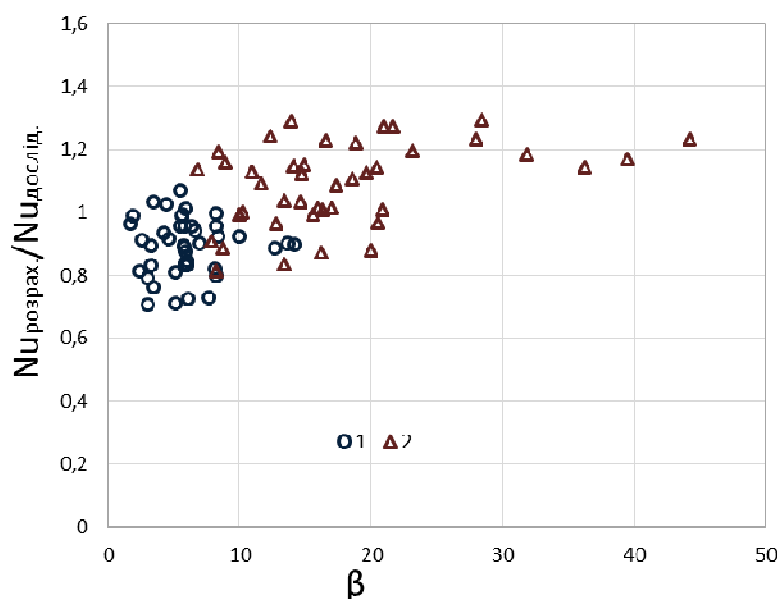


Рис. 4.17. Порівняння експериментальних чисел Нуссельта із розрахунком для конденсації фреону R22 за $Re_1 = 2300 \div 9700$ і $Pr_1 = 2,43$:

1 – розрахунок за теорією (4.1); 2 – розрахунок за запропонованим методом

Проаналізувавши рис. 4.7, 4.16 і 4.17 можна зробити такі висновки. Дослідні дані досить добре узгоджуються із запропонованим методом і без використання поправочних множників β_v і β_q (точність розрахунку по Nu_o і Nu_{vq} становить до 35-40%). При цьому розрахункова крива Nu_{vq} проходить вище значної частини дослідних даних, коли як крива Nu_o значно нижче.

Похибки порівняння всіх дослідних даних по конденсації фреону R22 із розрахунком за запропонованим методом пораховані за формулами (4.4)-(4.6) і наведені в табл. 4.3.

Як вже зазначалося вище, і як видно з табл. 4.3 розрахунок теплообміну по розробленому методу дає досить добре узгодження з експериментом і без урахування впливу двофазності і теплового потоку. Однак використання комплексів Φ_v^2 і Φ_q для розрахунку поправки β_{qv} за формулою (4.16) дає змогу зменшити середнє відхилення e_R від -11,3% до 1,1% та збільшити кількість точок, які узагальнюються з похибкою до 25% від 77 до 92%. При цьому інші похибки суттєво не змінюються.

Табл. 4.3.

Похибки порівняння експериментальних даних по R22
із розрахунком за запропонованим методом

відхилення	G=305÷119 кг/(м ² с), x=0,99÷0,56, q=50÷5 кВт/м ²	
	розрахунок по Nu_o	розрахунок по Nu_{vq}
середнє абсолютне відхилення e_A , %	13,9	12,1
середнє відхилення e_R , %	-11,3	1,1
середньоквадратичне відхилення σ_N , %	12,2	15
кількість точок, які узагальнюються із похибкою до $\pm 25\%$, %	77	92

Результати порівняння дослідних даних по конденсації водяної пари із розробленим методом розрахунку теплообміну виконані за аналогією з даними для R22 і показані на рис. 4.18 -4.21.

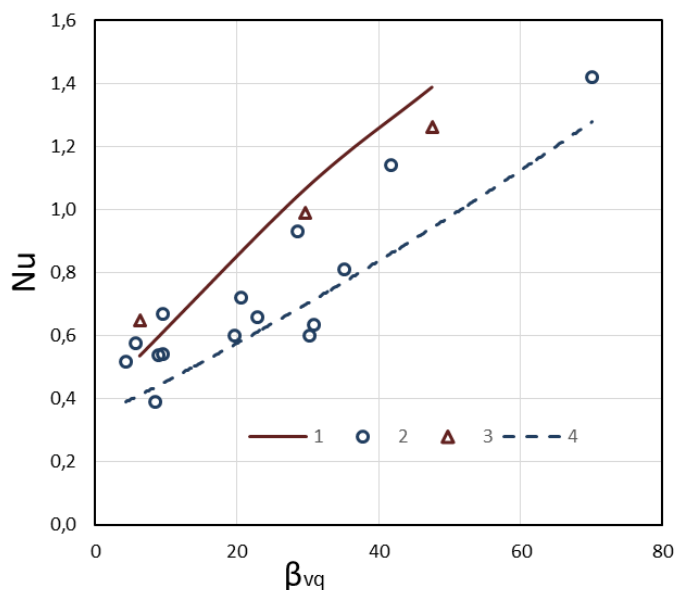


Рис 4.18. Залежність середнього за ф числа Нуссельта від параметра β_{vq} для конденсації водяної пари за $Pr_l=1,7$ і $Re_l=60\div 200$:

1 – розрахунок по запропонованому методу за $Re_l=60$; 2 – дослідні значення за $Re_l=100\div 200$; 3 – дослідні значення за $Re_l=60$; 4 – розрахунок по запропонованому методу за $Re_l=100\div 200$

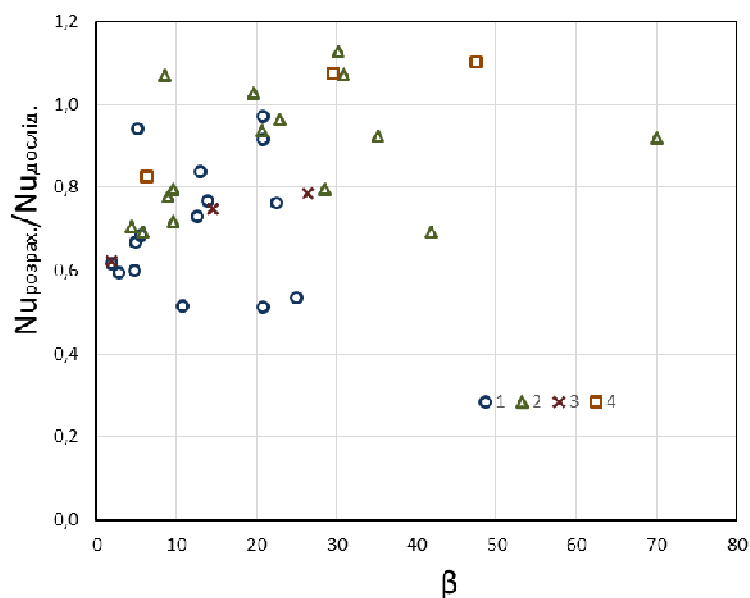


Рис. 4.19. Порівняння експериментальних чисел Нуссельта із розрахунком для конденсації водяної пари за $Re_l=60\div 200$ і $Pr_l=1,7$:

1 – розрахунок по теорії (4.1) за $Re_l=100\div 200$; 2 – розрахунок по запропонованому методу за $Re_l=100\div 200$; 3 – розрахунок по теорії (4.1) за $Re_l=60$; 4 – розрахунок по запропонованому методу за $Re_l=60$

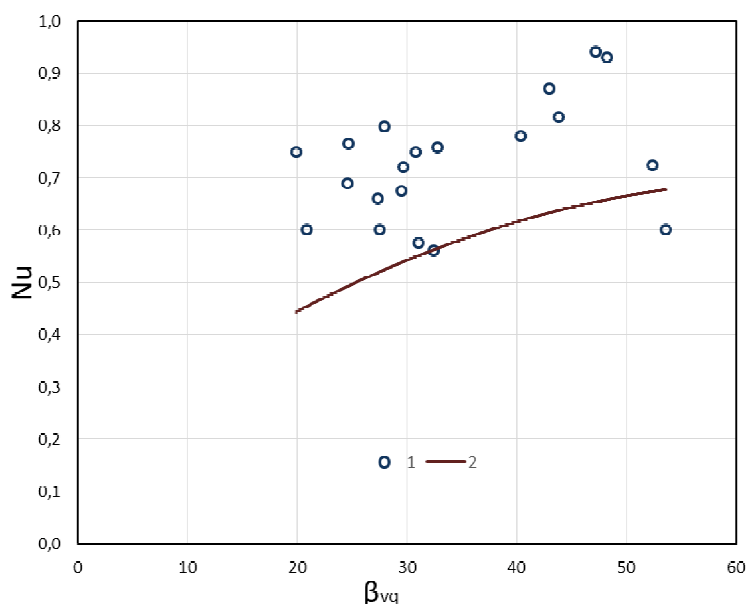


Рис 4.20. Залежність середнього за ϕ числа Нуссельта від параметра β_{vq} для конденсації водяної пари за $Pr_l=1,7$ і $Re_l=400\div 1600$:

1 – дослідні значення; 2 – розрахунок за запропонованим методом

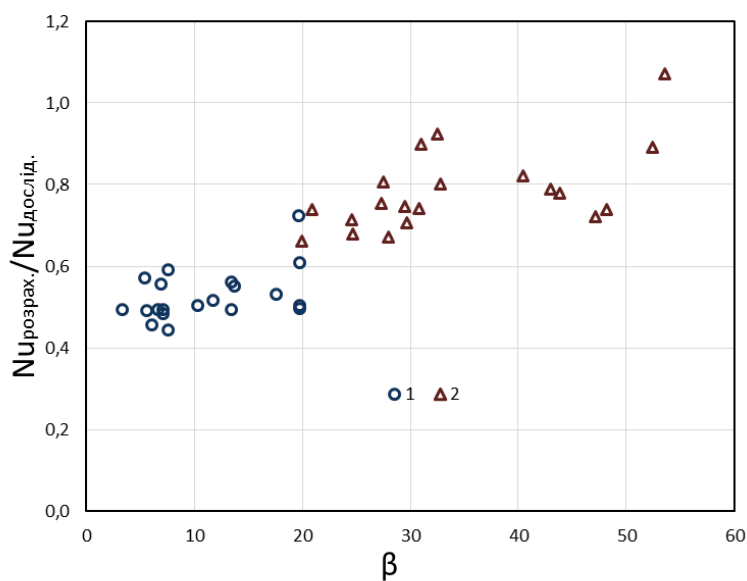


Рис. 4.21. Порівняння експериментальних чисел Нуссельта із розрахунком для конденсації водяної пари за $Re_l=400\div 1600$ і $Pr_l=1,7$:

1 – розрахунок за теорією (4.1); 2 – розрахунок за запропонованим методом

На рис. 4.8, 4.18 і 4.19 показано порівняння дослідних даних із розробленим методом розрахунку теплообміну для двох випадків конденсації водяної пари: при $Re_l=60$ і $Re_l=100\div 200$. Видно, що врахування поправок β_v і β_q дає змогу покращити узгодження від 50 до 25%.

При розрахунку дослідних даних по конденсації водяної пари при зміні чисел Re_l від 400 до 1600, з рис. 4.9, 4.20 і 4.21 також чітко спостерігається значно краще узгодження дослідних даних із розробленим методом розрахунку (з 60 до 30%) при врахуванні впливу як двофазності течії, так і теплового потоку на теплообмін при конденсації.

Похибки порівняння дослідних даних по конденсації водяної пари із розрахунком обчислені за формулами (4.4)-(4.6) і наведені в табл. 4.4. Видно, що урахування комплексів Φ_v^2 і Φ_q для визначення поправки β_{qv} за формулою (4.16) значно покращує узгодження експериментальних даних із запропонованим методом. Середнє абсолютне відхилення e_A зменшилося від 38,5 до 17,1%, середнє відхилення e_R від мінус 37,6 до мінус 10,9. Кількість дослідних точок, які узагальнюються із запропонованим методом у межах $\pm 25\%$ збільшилася з 26 до 95% від загальної кількості.

Табл. 4.4.

Похибки порівняння експериментальних даних по конденсації водяної пари із розрахунком за запропонованим методом

відхилення	$G=54 \div 9 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}), x=0,98 \div 0,4,$ $q=320 \div 40 \text{ кВт}/\text{м}^2$	
	розрахунок по Nu_o	розрахунок по Nu_{vq}
середнє абсолютне відхилення e_A , %	38,5	17,1
середнє відхилення e_R , %	-37,6	-10,9
середньоквадратичне відхилення σ_N , %	14,2	14,4
кількість точок, які узагальнюються із похибкою до $\pm 25\%$, %	26	95

Отже, запропонований метод розрахунку теплообміну із використанням основних, визначальних процес конденсації, комплексів Re_l , β_{vq} , Pr_l , добре узгоджується із проведеним експериментом. Це доводить правильність проведення дослідів і точність запропонованого методу розрахунку теплообміну.

4.5. Порівняння запропонованого методу розрахунку теплообміну з іншими методиками на основі експериментальних даних різних авторів

4.5.1. Порівняння отриманих експериментальних даних з іншими методиками розрахунку теплообміну

Для порівняння дослідних значень середніх за ϕ коефіцієнтів тепловіддачі, отриманих в даній роботі використовували формули Шаха [64], Тома із співавторами [73] і Кавалліні із співавторами [76]. Такий вибір обумовлений тим, що ці методи демонструють найкраще узгодження з експериментами багатьох науковців і їх найбільш часто використовують для розрахунку теплообміну, зокрема у працях [17, 90, 95, 96, 103, 105].

Вибрані методики, які описано у першому розділі даної роботи, дають змогу визначати середні за периметром труби, але локальні за її довжиною, коефіцієнти тепловіддачі у кільцевому і проміжному режимах течії за формулами: метод Шаха [64] – за (1.37)-(1.39); метод Тома із співавторами [73] – за (1.49); метод Кавалліні із співавторами [76] – за (1.52)-(1.56).

Результати проведеного порівняння наведено на рис.4.22 і 4.23 у вигляді графіків $\alpha_{\text{розрах}} = f(\alpha_{\text{дослід}})$. Похибки порівняння, які розраховували за формулами (4.4)-(4.6), зведено в табл. 4.5.

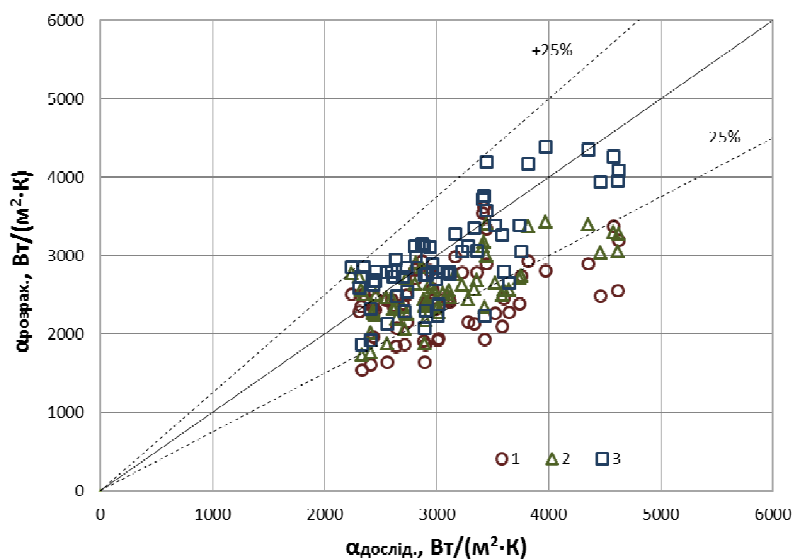


Рис. 4.22. Порівняння дослідних значень середніх за ϕ коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації R22 з розрахунками: 1 – [73]; 2 – [76]; 3 – [64]

З рис. 4.22 і табл. 4.5 спостерігаємо, що дослідні дані для конденсації фреону R22 найгірше узагальнюються формулами з праці [73] (кількість дослідних точок, які збігаються з розрахунком у межах $\pm 25\%$ становить 61 % від загальної кількості), трохи краще працює методика [76], яка забезпечує точність 77 %. Тільки метод [64] дає змогу узагальнити експериментальні точки з однаковою точністю, як і запропонований метод.

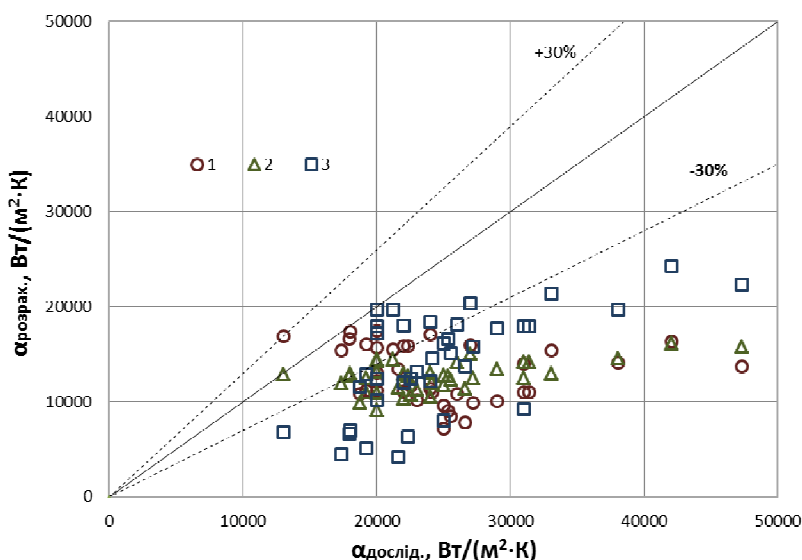


Рис. 4.23. Порівняння дослідних значень середніх за ϕ коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації водяної пари з розрахунками:

1 – [73]; 2 – [76]; 3 – [64]

З рис. 4.23 і табл. 4.5. видно, що розрахунок тепловіддачі для конденсації водяної пари за всіма трьома методиками дає змогу отримати суттєво занижені значення коефіцієнтів тепловіддачі в порівнянні з дослідними даними.

4.5.2. Порівняння експериментальних даних по конденсації водяної пари з праці Бойка Л.Д. (1966)

Як зазначено у першому розділі, в 60-х роках Бойко у праці [51] виконав серію експериментів по дослідженню інтенсивності теплообміну за повної і неповної конденсації, як чистої насиченої водяної пари, так і пари із пароводяної суміші при високому тиску, коли $p_r = 0,06 \div 0,4$. Для проведення експериментів використовували три труби зі сталі довжиною 2,5 м і діаметрами $d=17, 13, 10$ мм,

а також труба $l=11,9$ м і $d=13$ мм. Досліди проводили при тиску конденсації пари 1,23; 2,45; 5,88 і 8,8 МПа; зміні паровмістів x на вході в трубу від 1,0 до 0,26 і на виході від 0 до 0,69; питомих теплових потоків від 162 до 1570 кВт/м²; масових швидкостей пари на вході в трубу від 154 до 2239 кг/(м²·с).

Для порівняння обрано тільки ті дослідні дані, які відповідають кільцевому і проміжному режимам течії відповідно до формул (3.2)-(3.4), і в яких вхідні і вихідні значення x є максимально близькими один до одного. У таких випадках середній паровміст і коефіцієнт тепловіддачі можна вважати локальним за довжиною труби. Результати проведеного порівняння подано на рис. 4.24 та 4.25. Похибки порівняння, які розраховували за формулами (4.4)-(4.6), зведено в табл. 4.5.

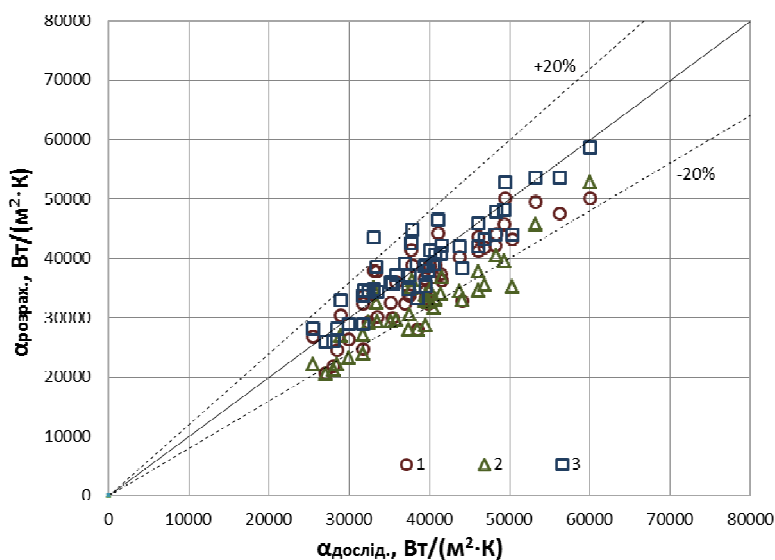


Рис. 4.24. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації водяної пари з роботи Бойка Л.Д. [51] з розрахунками: 1 – [73]; 2 – [76]; 3 – [64]

З рис. 4.24 видно, що дослідні дані Бойка Л.Д. дуже добре (в межах $\pm 20\%$) узгоджуються як із запропонованим методом, так і з розрахунками за моделями [64, 73]. Методика [76] узагальнює лише 65% даних із 20% точністю. Слід зазначити, що такий самий результат порівняння схожих дослідних даних Кружиліна [135] зі своєю формулою показав Шах в праці [64].

З рис. 4.25 і табл. 4.5. видно, що врахування впливу двофазності (поправка β_v) і теплового потоку (поправка β_q) дає змогу суттєво поліпшити узгодження дослідних даних. Так, середнє відхилення зменшується від -15,8%

до -0,2 %, середнє абсолютне відхилення від 15,9 % до 10,7 %, а кількість точок, які збігаються із розрахунком по запропонованому методу у межах ± 20 % збільшується від 72 до 96 % від загальної кількості. Установлено, що найгірше узгодження з дослідними даними має залежність з праці [76].

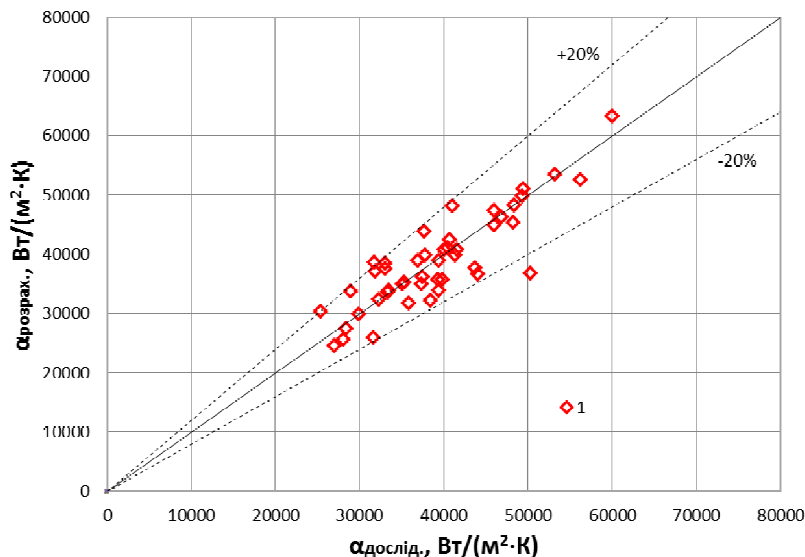


Рис. 4.25. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації водяної пари з роботи Бойка Л.Д. [51] із запропонованим методом:

1 – розрахункові точки

4.5.3. Порівняння з експериментами по конденсації фреонів R22, R123 і R134a з праці Ю Джи із співавторами (1995)

Опис дослідної ділянки і основні параметри проведення експериментів із праці [61] наведено в першій частині даної роботи. Для порівняння використовували дослідні дані, отримані при конденсації фреонів R22 ($t_s=48$ і 36 °C), R123 ($t_s=70$ °C) і R134a ($t_s=48$ °C) в діапазоні змінювання середніх паровмістів на робочій ділянці від 0,99 до 0,4, що відповідає кільцевому і проміжному режимам течії відповідно до формул (3.2)-(3.4). При цьому локальний на цій же робочій ділянці тепловий потік змінювався від 3,6 до 40,5 кВт/м², а масова швидкість пари на вході в трубу – від 87 до 341 кг/(м²·с). Таким дослідним параметрам відповідає 80 експериментальних точок. Результати проведеного порівняння представлено на рис.4.26 і 4.27. Похибки порівняння, які розраховували за формулами (4.4)-(4.6), зведено в табл. 4.5.

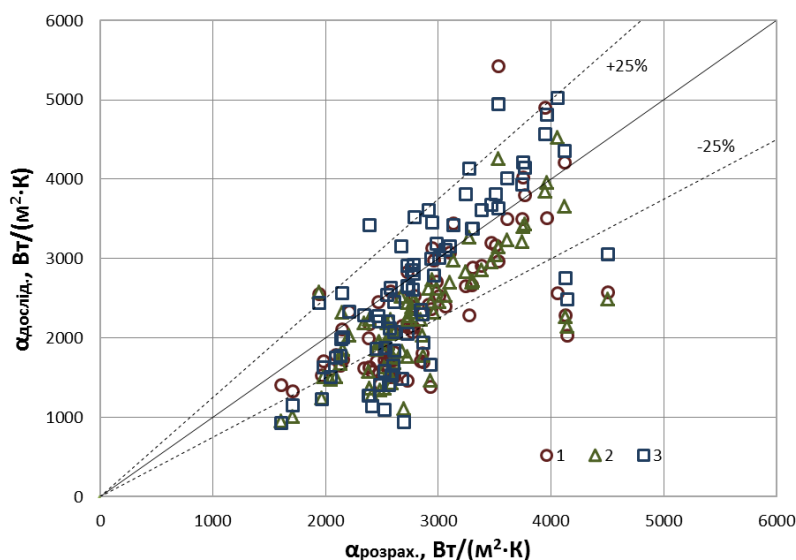


Рис. 4.26. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації фреонів R-22, R123 і R-134a [61] із розрахунками: 1 – [73]; 2 – [76]; 3 – [64]

Установлено, що розрахунки за формулами з робіт [64, 73, 76] мають розбіжність із дослідними даними більше ніж на 60 %. Запропонований метод розрахунку дає змогу узагальнити 95 % експериментальних точок від загальної кількості із достатньою точністю ($\pm 25\%$).

З рис. 4.27 і табл. 4.5 видно, що врахування поправки β_{vq} за формулою (4.16) дає змогу збільшити кількість точок, які узагальнюються із точністю $\pm 25\%$ від 67 до 95% від загальної кількості, і зменшити середнє відхилення e_R від мінус 13,8 до мінус 6,4%.

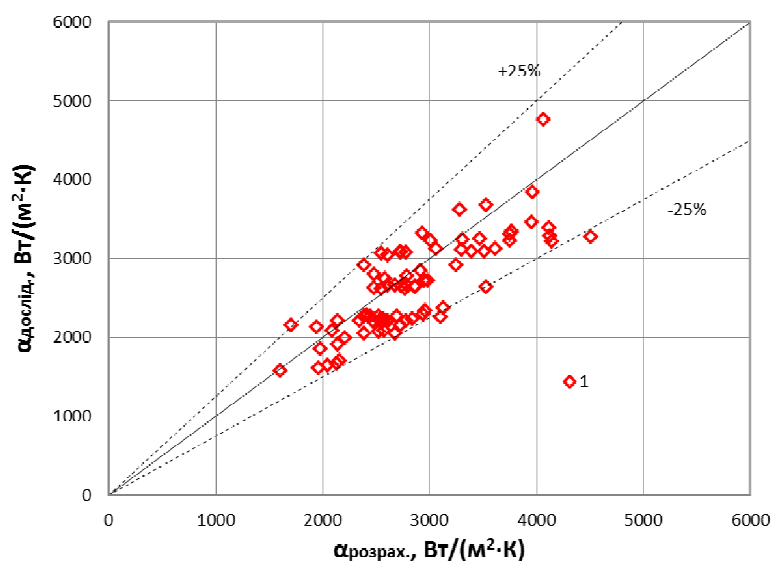


Рис. 4.27. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації фреонів R-22, R123 і R-134a [61] із запропонованим методом: 1 – розрахункові точки

Такі значні відхилення всіх розрахункових кореляцій (крім запропонованої) від дослідних даних, можна пояснити особливими результатами, отриманими при аналізі праці [61] в першій частині цієї роботи. А саме: наявність нерівномірного розподілу температур за периметром труби, відсутність впливу на теплообмін паровмісту і масової швидкості, а також вплив теплового потоку на тепловіддачу. Всі ці особливості теплообміну, які відзначено при аналізі експериментальних даних, наведених у третій частині цієї роботи, враховані при використанні запропонованого методу розрахунку теплообміну і відсутні у інших методиках, які використано для порівняння.

4.5.4. Порівняння експериментів по конденсації вуглекислого газу з праці Юна Йо Кіма і Джеремі Янга (2009)

У праці [136] наведено результати дослідів Юуном Йо Кіма (Yoon Jo Kim) і Джеремі Янга (Jeremy Jang) для конденсації вуглекислого газу за низьких температур. Досліди проводили за масових швидкостей пари $200 \div 800 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ і температур конденсації мінус 15 і мінус 25 °С. Робоча ділянка являє собою горизонтальну гладку трубу з внутрішнім діаметром 3,48 мм і довжиною 250 мм. Для визначення середньої температури стінки робочої ділянки використовували 12 термопар, розміщених в чотирьох точках за периметром труби і в трьох точках за довжиною труби. Створення необхідного паровмісту на вході в робочу ділянку забезпечували спіральним калориметром. При цьому після калориметра холодоагент проходив через горизонтальну ділянку довжиною 1 м. для стабілізації режиму течії перед входом в робочу ділянку.

Для порівняння використано дослідні дані, отримані в діапазоні зміни середніх паровмістів на робочій ділянці від 0,9 до 0,29, що відповідає кільцевому і проміжному режимам відповідно до формул (3.2)-(3.4). При цьому локальний на цій же робочій ділянці теплової потік змінювався в межах $10,9 \div 84,3 \text{ кВт}/\text{м}^2$. Таким параметрам відповідає 32 дослідні точки.

Результати проведеного порівняння подано на рис.4.28 і 4.29. Похибки при порівнянні, які розраховували за формулами (4.4)-(4.6), зведено в табл. 4.5.

Установлено, що розрахунки за формулами з [64, 73, 76] мають розбіжність із дослідними даними більш ніж на 50 %. А запропонований метод дає змогу узагальнити всі дослідні дані з точністю $\pm 25\%$. З рис. 4.29 і табл. 4.5 видно, що урахування впливу поправок β_v і β_q дає змогу узагальнити 97 % дослідних даних з точністю $\pm 25\%$.

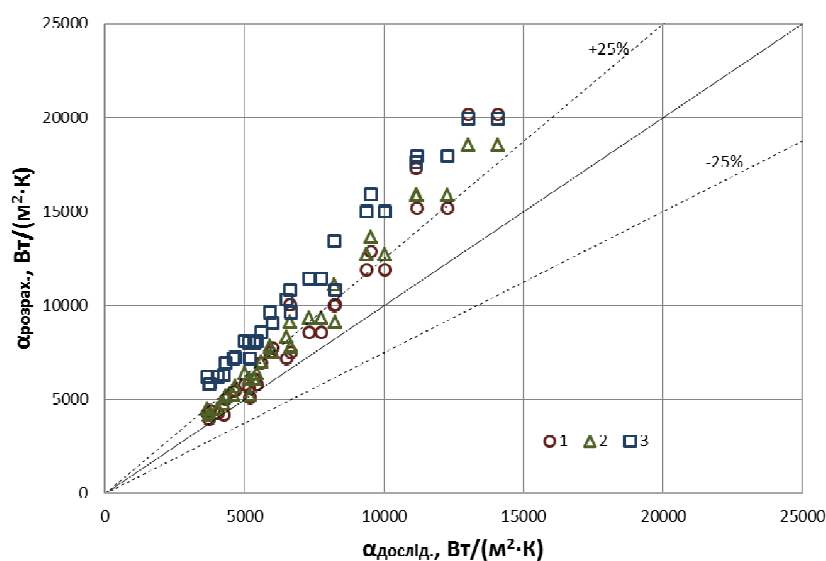


Рис. 4.28. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації CO_2 [136] із розрахунками: 1 – [73]; 2 – [76]; 3 – [64]

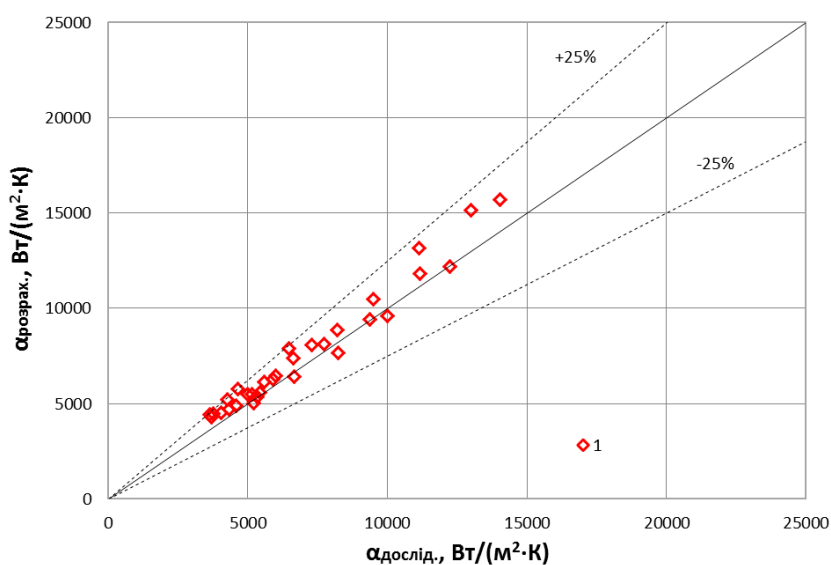


Рис. 4.29. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації CO_2 [136] із запропонованим методом: 1 – розрахункові точки

Слід зазначити співпадіння результатів порівняння, які виконано цій роботі і у праці [136]. Так в [136] середнє абсолютне відхилення дослідних даних з розрахунками за [73] – 20,9 %. А в табл.4.5 середнє абсолютне відхилення при використанні методу Тома становить 22 %. Це підтверджує правильність проведення порівняння.

4.5.5. Порівняння з експериментами по конденсації пропілену, пропану, ефіру та ізобутану з праці Парка із співавторами (2008)

Для аналізу з праці [66] було обрано дані по конденсації таких холодоагентів, як пропілен, пропан, ефір і ізобутан. В [66] робоча ділянка була виготовлена з гладкої мідної труби з внутрішнім діаметром 8,8 мм і довжиною 530 мм. Для визначення середньої температури стінки робочої ділянки, як і в раніше розглянутій праці [136], використовували термопари, розміщені в чотирьох точках за периметром і довжиною труби. Експерименти проводили за наступних параметрів: масова швидкість пари була рівною 100, 200 і 300 кг/(м²·с), середній тепловий потік на робочій ділянці змінювали в межах 7,3÷7,7 кВт/м², а середні паровміст – від 0,4 до 0,9. Температура конденсації гідрокарбонів у всіх дослідах становила 40 °С. Таким параметрам відповідає 47 дослідні точки, які і використано для порівняння. Результати проведеного порівняння представлено на рис. 4.30 і 4.31. Похибки при порівнянні визначено за формулами (4.4)-(4.6) і зведено до табл. 4.5.

Установлено, що найкращу точність із експериментами має методика [76], яка дає змогу узагальнити 77 % точок від загальної кількості у межах ± 20 %. Розрахунок за співвідношеннями [73] відхиляється від дослідних даних більше ніж на 60 %, а формула [64] абсолютно не працює (точність розрахунку становить лише 6 %).

З рис. 4.31 видно, що запропонований метод розрахунку дає змогу узагальнити майже всі (96 % від загальної кількості) експериментальні дані з точністю ± 20 %.

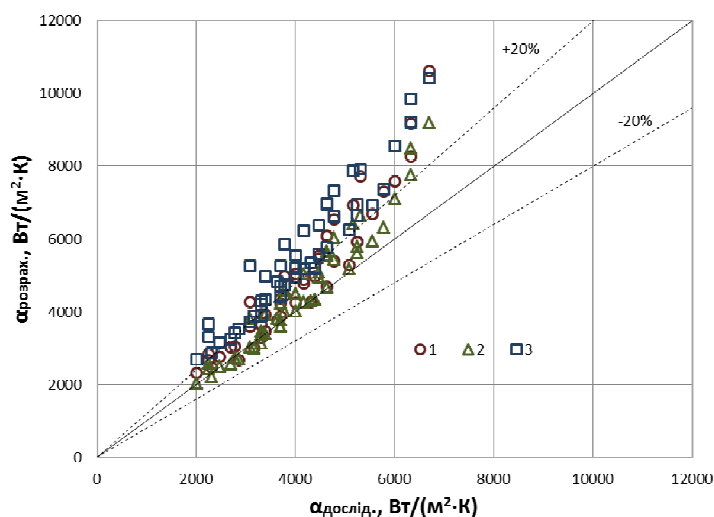


Рис. 4.30. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації пропілену, пропану, ефіру та ізобутану [66] із розрахунками:
1 – [73]; 2 – [76]; 3 – [64]

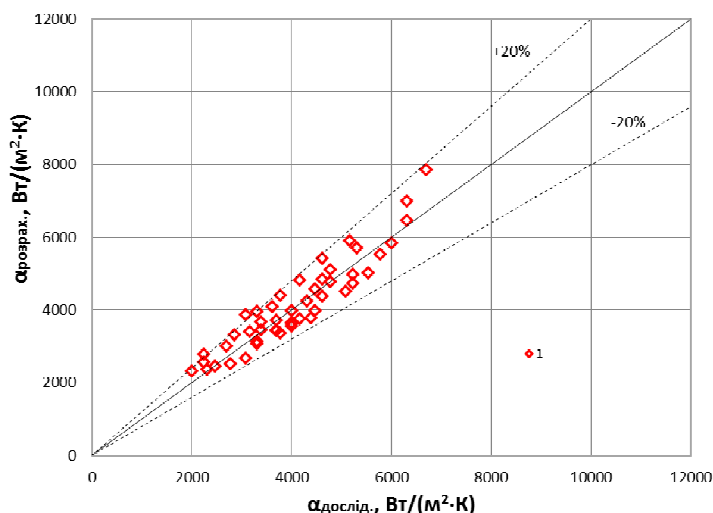


Рис. 4.31. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі, для конденсації пропілену, пропану, ефіру та ізобутану [66] із запропонованим методом:
1 – розрахункові точки

В [66] авторами проведено порівняння дослідів зі своєю формулою (1.45). При цьому середнє абсолютне відхилення ϵ_A і середнє відхилення ϵ_R становлять 11,5 і 3,9 % відповідно. А з табл. 4.5 видно, що при використанні запропонованого методу $\epsilon_A=9,3\%$, а $\epsilon_R=2,7\%$. Таке співпадіння можна пояснити тим, що у формулі (1.45), як і в новій методиці, враховано вплив на тепловіддачу всмоктування конденсату у пару на межі розділу фаз. Цей вплив детально досліджено в експериментальній частині цієї роботи і не враховано в інших методиках розрахунку теплообміну.

4.5.6. Порівняння експериментів по конденсації холодоагенту FC-72 із праці Лі із співавторами (2013)

У роботі [78] автори досліджували конденсацію холодоагенту FC-72 в горизонтальних круглих каналах. Дослідна установка являє собою теплообмінник типу труба в трубі. Внутрішня трубка виготовлена із нержавіючої сталі з внутрішнім діаметром 7,12 мм та довжиною 0,8 м. Конденсаційний потік всередині цієї трубки охолоджувався водою, яка рухалась у зовнішній кільцевій порожнині. Для вимірювання середньої за периметром труби температури у 15 місцях за довжиною труби розміщували по 3-4 термopари в одному перерізі. Загальна кількість термopар становила 54 шт. Для порівняння використано дослідні дані, які відповідають кільцевому і проміжному режимам відповідно до формул (3.2)-(3.4). Режимні параметри проведених в [78] досліджень наступні: масова швидкість пари $G=143\div402$ кг/(м²·с); середній тепловий потік на робочій ділянці $q=30\div72$ кВт/м², а середній паровміст $x=0,95\div0,45$. Середня температура конденсації FC-72 у всіх дослідах становила 62 °С. Результати проведеного порівняння подано на рис.4.32 і 4.33. Похибки порівняння розраховано за формулами (4.4)-(4.6) і зведено до табл. 4.5.

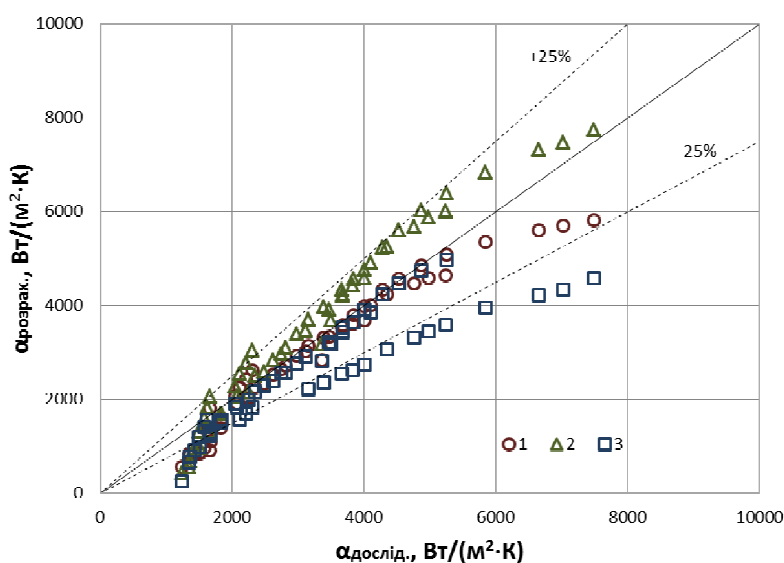


Рис. 4.32. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації FC-72 [78] із розрахунками: 1 – [73]; 2 – [76]; 3 – [64]

Установлено, що методики [64] і [76] дають змогу узагальнити з точністю $\pm 25\%$ біля 90% точок від загальної кількості. Формула [73] забезпечує найгіршу точність (узагальнює 84% точок із точністю $\pm 25\%$) та найбільше середнє квадратичне відхилення $\sigma_N = 21,1\%$.

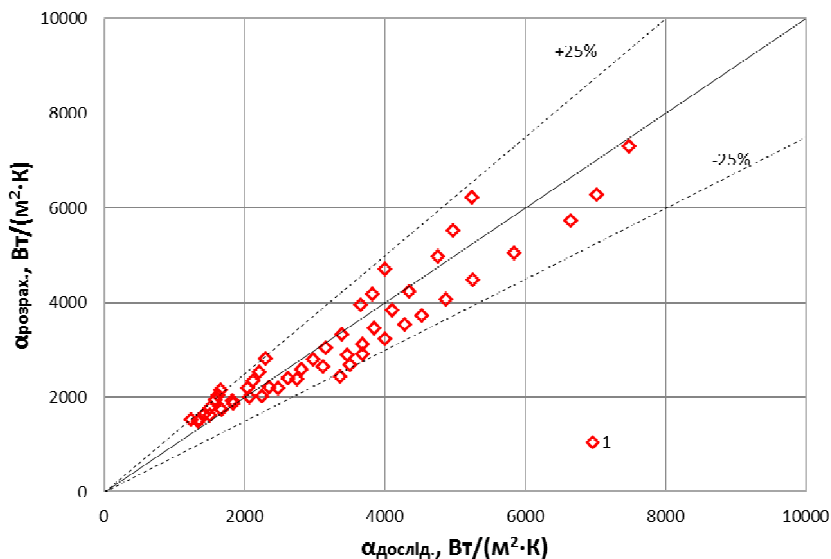


Рис. 4.33. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації FC-72 [78] із запропонованим методом: 1 – розрахункові точки

З рис. 4.33 та табл. 4.5 видно, що запропонований метод розрахунку забезпечує найкращу точність (узагальнює 94% точок у межах $\pm 25\%$) і найменше середнє відхилення $e_R = \text{мінус } 0,3\%$.

У висновку [78] автори вважають, що найкраще узгодження з їх експериментом має модель Добсона і Чато [65] (середнє відхилення $e_R = 2,7\%$). Але, з рис. 1.10 видно, що при $G = 400 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ і $x > 0,8$ формула [65] не забезпечує достатньої точності розрахунку. На рис. 4.33 показано, що запропонований метод дає змогу отримати найкращу точність ($e_R = \text{мінус } 0,3\%$) у всьому діапазоні зміни режимних параметрів.

4.5.7. Порівняння з експериментами по конденсації холодоагентів R245fa, Novac[®]649, HFE-7000 із праці Джима та Лі (2017)

В роботі [92] Джим (Goohyun Ghim) та Лі (Jaeseon Lee) досліджували конденсацію спеціалізованих холодоагентів R245fa, Novac[®]649, HFE-7000, які

використовуються в системах на основі органічного циклу Ренкіна (дизельні двигуни, генератори, геотермальні та сонячні установки) та при охолодженні електронних пристроїв.

В [92] дослідження проводили на типовій установці, принципова схема якої показана рис. 1.4. Робоча ділянка являла собою круглу горизонтальну трубу $d=7,75$ мм, $l=0,33$ м із розміщенням восьми термодатчиків у двох місцях за довжиною труби і в чотирьох за периметром труби. В досліді температури конденсації холодоагентів становили: для R245fa – $t_s=50^\circ\text{C}$, для Novac[®] 649 – $t_s=66^\circ\text{C}$, і для HFE-7000 – $t_s=60^\circ\text{C}$. Для порівняння обрано лише ті дослідні дані, які відповідають кільцевому і проміжному режимам відповідно до формул (3.2)-(3.4), що відповідає наступним режимним параметрам: масова швидкість пари $G=150\div 700$ кг/(м²·с); середній тепловий потік на робочій ділянці $q=5\div 62$ кВт/м², середній паровміст $x=0,95\div 0,37$. Результати проведеного порівняння подано на рис.4.34 і 4.35. Похибки порівняння обчислено за формулами (4.4)-(4.6) і зведено до табл. 4.5.

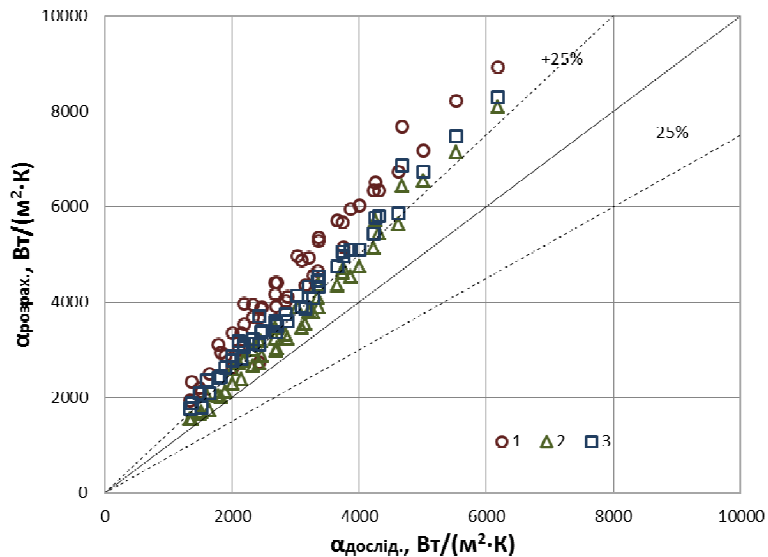


Рис. 4.34. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації R245fa, Novac[®] 649, HFE-7000 [92] із розрахунками:
1 – [73]; 2 – [76]; 3 – [64]

Установлено, що методика [76] дає змогу узагальнити лише 61 % точок від загальної кількості з точністю ± 25 %. Формули [73] та [64] не забезпечують достатньої точності розрахунку (± 25 %).

З рис. 4.35 та табл. 4.5 видно, що запропонований метод розрахунку забезпечує найкращу точність розрахунку $\pm 25\%$ (узагальнення 90 % точок від загальної кількості) і найменші похибки (абсолютне середнє відхилення $e_A = 12,1\%$, середнє відхилення $e_R = 2,3\%$).

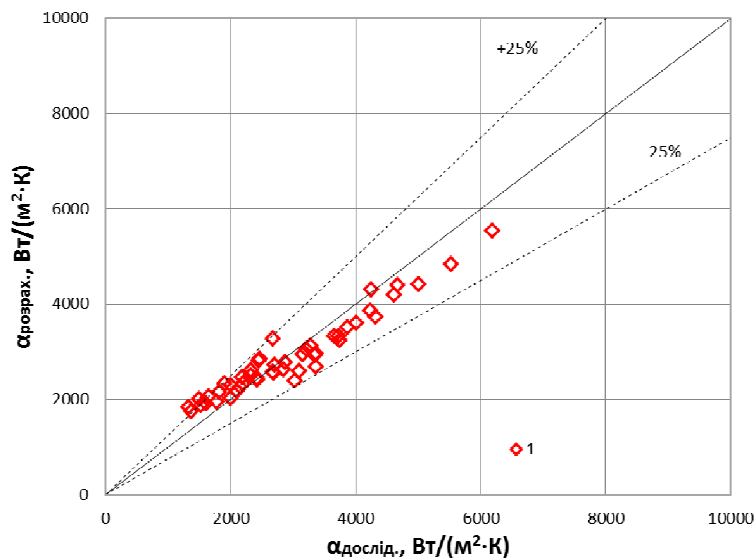


Рис. 4.35. Порівняння дослідних значень коефіцієнтів тепловіддачі для конденсації R245fa, Novac[®] 649, HFE-7000 [92] із запропонованим методом:
 I – розрахункові точки

Слід відмітити співпадіння результатів порівняння, які виконані в даній роботі і у праці [92]. Так в [92] середнє абсолютне відхилення дослідних даних з розрахунками за [76] – 19,2 %. А в табл.4.5 середнє абсолютне відхилення методу Кавалліні [76] становить 21 %. Така точність підтверджує правильність проведення порівняння.

В результаті верифікації, як запропонованого, так і найбільш поширених методів розрахунку теплообміну, встановлено, що формула Шаха [64] не задає змоги узагальнити експериментальні дані по конденсації вуглекислого газу, пропілену, пропану, ефіру, ізобутану, холодоагентів R-245fa FC-72, Novac[®]649, HFE-7000 (кількість точок, які узгоджуються із точністю $\pm 25\%$ становить 6 % від загальної кількості, при цьому середні і середні абсолютні відхилення змінюються від 35 до 55 %). Також виявлено незадовільну відповідність формули [64] при розрахунку дослідних даних для конденсації водяної пари і фреонів R-22, R-123, R-134a (кількість точок, які узгоджуються із точністю

$\pm 25\%$ становить 65% від загальної кількості, при цьому відхилення змінюються від 20 до 40%).

Формули Тома із співавторами [73] не узагальнюють дослідні дані для конденсації водяної пари, які отримано в цій роботі, і холодоагентів R245fa, FC-72, Novac®649, HFE-7000 (кількість точок, які узгоджуються із точністю $\pm 25\%$ становить 26% від загальної кількості, при цьому відхилення змінюються від 45 до 55%). Наявна незадовільна відповідність формул [73] дослідним даним для конденсації фреонів R-22, R-123, R-134a, вуглекислого газу, пропілену, пропану, ефіру, ізобутану (кількість точок, які узгоджуються із точністю $\pm 25\%$ становить 69% від загальної кількості, при цьому середні і середні абсолютні відхилення дорівнюють 20%).

Методика Кавалліні із співавторами [76] не дозволяє узагальнити дослідні дані для конденсації водяної пари, які отримано в цій роботі, і забезпечує незадовільну відповідність всім іншим експериментальним даним, за винятком даних для конденсації холодоагенту FC-72 (кількість точок, які узгоджуються із точністю $\pm 25\%$ становить $65\div 75\%$ від загальної кількості, при цьому середні і середні абсолютні відхилення змінюються від 15 до 25%).

В цілому спостерігаємо незадовільну відповідність найбільш розповсюджених розрахункових кореляцій [64, 73, 76] всім вибраним дослідним даним у випадку конденсації різних перспективних холодоагентів, використання яких в енергетиці останнім часом значно поширюється. Формули [64, 73, 76] з достатньою точністю ($\pm 25\%$) узгоджують лише ті дослідні дані, які використані для їх знаходження або схожі з ними. Це доводить, що всі комплекси, які входять в залежності [64, 73, 76] підібрано інтуїтивно, без теоретичного або експериментального обґрунтування.

Верифікація запропонованого методу показала досить точне узгодження всіх дослідних даних із розрахунком (у межах $\pm 25\%$) і найнижчі значення всіх відхилень, що доводить коректність розробленого методу, як для ламінарної течії плівки конденсату так і для її турбулентного руху.

Таблиця 4.5.

Результати порівняння розрахунків тепловіддачі

Метод	Відхилення	R22, дана робота	R717, дана робота
		$G=300\div 119$ кг/(м ² с); $x=0,99\div 0,56$; $q=50\div 5$ кВт/м ²	$G=54\div 9$ кг/(м ² с); $x=0,98\div 0,4$; $q=320\div 40$ кВт/м ²
запропо- нований метод	середнє абсолютне відхилення e_A , %	12,1	17,1
	середнє відхилення e_R , %	1,1	-10,9
	середньоквадратичне відхилення σ_N , %	15	14,4
	кількість точок, які узагальнюються із похибкою до $\pm 25\%$, %	92	95
[64]	e_A , %	11,3	42,5
	e_R , %	-2,5	-42,5
	σ_N , %	13,4	44,7
	з точністю до $\pm 25\%$, %	92	18
[76]	e_A , %	17,2	46
	e_R , %	-15,1	-46
	σ_N , %	12,3	33,8
	з точністю до $\pm 25\%$, %	77	13
[73]	e_A , %	20,7	44,9
	e_R , %	-19,7	-43,3
	σ_N , %	15	33,2
	з точністю до $\pm 25\%$, %	61	26

Метод	Відхилення	CO ₂ , [136]	гідрокарбони, [66]
		$G=200\div 800$ кг/(м ² с); $x=0,9\div 0,29$; $q=10,9\div 84,3$ кВт/м ²	$G=100\div 300$ кг/(м ² с); $x=0,92\div 0,29$; $q=7,3\div 7,7$ кВт/м ²
запропо- нований метод	e_A , %	8,9	9,3
	e_R , %	9	2,7
	σ_N , %	8,3	11,1
	з точністю до $\pm 25\%$, %	97	96
[64]	e_A , %	54,8	35,7
	e_R , %	54,8	35,7
	σ_N , %	8,3	13,7
	з точністю до $\pm 25\%$, %	0	6
[76]	e_A , %	25,3	11
	e_R , %	25,3	9,8
	σ_N , %	10,7	11
	з точністю до $\pm 25\%$, %	47	77
[73]	e_A , %	22	19,2
	e_R , %	21,8	18,7
	σ_N , %	14,6	13,8
	з точністю до $\pm 25\%$, %	69	62

Продовження таблиці 4.5.

Метод	Відхилення	R717 [51]	R22, R134a, R123, [61]
		$G=154\div1448 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с});$ $x=0,84\div0,3;$ $q=186,3\div1151 \text{ кВт}/\text{м}^2$	$G=87\div341 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с});$ $x=0,99\div0,4;$ $q=3,62\div40,5 \text{ кВт}/\text{м}^2$
запропонований метод	$e_A, \%$ $e_R, \%$ $\sigma_N, \%$ з точністю 25%	10,8 -0,2 10,7 96	12,9 -6,4 12,6 95
[64]	$e_A, \%$ $e_R, \%$ $\sigma_N, \%$ з точністю 25%	6,7 1,1 9 78	20,2 -9,1 24,3 65
[76]	$e_A, \%$ $e_R, \%$ $\sigma_N, \%$ з точністю 25%	16,5 -16,2 7,6 65	22,3 -20,4 16,4 68
[73]	$e_A, \%$ $e_R, \%$ $\sigma_N, \%$ з точністю 25%	10,8 -7,5 10 89	23,2 -19,5 20,9 59

Метод	Відхилення	FC-72, [78]	R245fa, Novec®649, HFE-7000 [92]
		$G=143\div402 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с});$ $x=0,95\div0,45;$ $q=30\div72 \text{ кВт}/\text{м}^2$	$G=150\div8700 \text{ кг}/(\text{м}^2\text{с});$ $x=0,95\div0,37;$ $q=5\div62 \text{ кВт}/\text{м}^2$
запропонований метод	$e_A, \%$ $e_R, \%$ $\sigma_N, \%$ з точністю 25%	12,6 -0,3 14,6 94	12,1 2,3 14,7 90
[64]	$e_A, \%$ $e_R, \%$ $\sigma_N, \%$ з точністю 25%	11 -7,2 21,1 92	34,7 34,7 7 4
[76]	$e_A, \%$ $e_R, \%$ $\sigma_N, \%$ з точністю 25%	13,9 -13,1 11,1 90	21,2 21,2 7,9 61
[73]	$e_A, \%$ $e_R, \%$ $\sigma_N, \%$ з точністю 25%	16,3 7,2 21,1 84	53,8 49,7 24,8 2

4.6. Висновки за розділом

В результаті проведених теоретичних досліджень і аналізу експериментальних значень середніх за периметром труби коефіцієнтів тепловіддачі під час конденсації фреону R22 і водяної пари усередині горизонтальної труби можна сформулювати наступні висновки:

1. Доведено правильність використання теорії плівкової конденсації [8, 9, 10] для розрахунку тепловіддачі при конденсації в горизонтальній трубі для кільцевого режиму течії фаз. Показано необхідність більш точного оцінювання впливу, як двофазності конденсаційної течії, так і теплового потоку на закономірності теплообміну.

2. Вплив двофазності конденсаційної течії на тепловіддачу рекомендовано враховувати параметром $\beta_v = \Phi_v^2 \beta_o$. При цьому експериментально доведено правильність використання формули (4.11) для обчислення комплексу Φ_v^2 .

3. Вплив теплового потоку на тепловіддачу доцільно оцінювати поправкою $\beta_q = \Phi_q \beta_o$. При цьому експериментально обґрунтовано застосування формули (4.15) для розрахунку параметра Φ_q .

4. Використання комплексів β_v і β_q для розрахунку теплообміну за теорією плівкової конденсації (4.1) дозволяє з достатньою точністю ($\pm 25\%$) узагальнити, як отримані дослідні дані, так і дослідні дані інших авторів для кільцевого і проміжного режимів течії фаз у широкому діапазоні зміни режимних параметрів. Така точність розрахунку не досяжна для інших, найбільш поширених методів [64], [73] та [76].

5. Розроблений метод розрахунку теплообміну представлено у вигляді програми в пакеті Mathcad, яка наведена в додатку А. За допомогою інформаційної технології «хмарних» функцій дана програма може бути розміщена у мережі Інтернет і бути доступною всім користувачам.

Основні результати розділу 4 опубліковані у працях [125, 131, 134].

ВИСНОВКИ

У результаті експериментальних досліджень впливу режимних параметрів двофазної течії на закономірності локальної і середньої тепловіддачі при плівковій конденсації рухомої пари в горизонтальній трубі сформульовано та обґрунтовано наукові засади створення нового методу розрахунку тепловіддачі при конденсації різних холодоагентів в горизонтальних трубах теплообмінних апаратів. Отримані результати дають можливість зменшити габарити і металоємність горизонтально-трубних конденсаторів до 30%, що підтверджується документами про впровадження результатів роботи (додаток Б).

Отримані результати досліджень дають змогу зробити наступні висновки:

1. Виконано порівняльний аналіз наявних теоретичних і експериментальних методів розрахунку теплообміну під час конденсації всередині горизонтальних труб. Обґрунтовано причини невідповідності запропонованих залежностей як між собою, так і з дослідними даними, отриманими в експериментах із різними рідинами. Розбіжності досягають 50–70 % і вище.

2. Установлено, що найбільшу складність викликає розрахунок теплообміну під час кільцевої турбулентної течії конденсату, коли тепловіддача суттєво залежить від швидкості пари. Показано суттєвий вплив на теплообмін перепаду тиску на тертя $(\Delta P / \Delta z)_f$ та об'ємного паровмісту ε за умови кільцевого режиму течії фаз. З'ясовано, що немає надійних експериментальних даних у разі конденсації рухомої пари під час ламінарної течії плівки конденсату.

3. Використовуючи градієнтний метод досліджень, який полягає у вимірюванні поля температур у тілі товстостінної робочої секції, протестовано експериментальну установку за допомогою порівняння дослідних даних із конвективного теплообміну, отриманих у разі протікання рідини повним перерізом труби, з відомими теоретичними рішеннями. Також оцінено максимальні значення похибок, які можна отримати під час досліджень.

4. У результаті виконання серії експериментальних досліджень отримано нові експериментальні значення локальних за периметром труби коефіцієнтів тепловіддачі під час конденсації водяної пари і фреону R-22 у широкому діапазоні змінювання основних режимних параметрів (G , x , q , Re_l). Дослідження проводили за температури конденсації $t_k = 100$ °C для водяної пари і $t_k = 40$ °C для R-22. У разі конденсації R-22 масова швидкість на вході у трубу змінювалася в діапазоні $G = 11\text{--}300$ кг/(м²·с), середні за периметром труби теплові потоки $\overline{q_\phi}$ – від $5 \cdot 10^3$ до $50 \cdot 10^3$ Вт/м², а паровміст – $x = 0,24\text{--}0,99$. Для конденсації водяної пари $G = 9\text{--}54$ кг/(м²·с), $\overline{q_\phi} = 40\text{--}320 \cdot 10^3$ Вт/м², $x = 0,4\text{--}0,98$.

5. На основі аналізу експериментальних локальних (за периметром труби) коефіцієнтів тепловіддачі досліджено окремий вплив на теплообмін у разі плівкової конденсації теплового потоку, швидкості пари і паровмісту. З'ясовано, що немає чіткого кільцевого режиму течії навіть за великої швидкості пари на початковій ділянці труби, та запропоновано метод визначення режимів течії, який урахує вплив сил тяжіння і міжфазного тертя на змінювання меж режимів.

6. На основі встановлених закономірностей і одержаних експериментальних даних розроблено метод розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації рухомої пари у горизонтальній трубі. У методі використано числове розв'язання рівнянь переносу тепла й імпульсу, записаних для кільцевої течії плівки конденсату, яке подано у графічній формі (10) з уточненим оцінюванням впливу сил міжфазного тертя τ_f на тепловіддачу. Це уточнення містить експериментальне обґрунтування методу розрахунку параметра β_v для визначення впливу двофазності течії на силу тертя τ_f і застосування поправки β_q , яка враховує всмоктування рідини у пару на межі поділу фаз. Експериментально доведено, що застосування комплексів β_v і β_q дозволяє використовувати теорію плівкової конденсації (10) для розрахунку тепловіддачі не лише для кільцевого, але і для проміжного режиму течії фаз.

7. Доведено, що використання запропонованого методу розрахунку теплообміну під час конденсації водяної пари, фреонів R-22, R-123, R-134a, R-245fa, вуглекислого газу, пропілену, пропану, ефіру, ізобутану, холодоагентів FC-72, Noves[®]649 та HFE-7000 у горизонтальній трубі дозволяє отримати найкращу точність (до $\pm 25\%$) поміж усіх наявних методів і моделей.

8. Розроблений метод розрахунку теплообміну в цій роботі подано у вигляді спеціальної програми у пакеті Mathcad. За допомогою інформаційної технології «хмарних» функцій посилення на розроблену програму розміщено у мережі Інтернет. Отже, новий метод розрахунку теплообміну під час плівкової конденсації в горизонтальних трубах є доступним для використання всім користувачам мережі Інтернет і може бути інтегрований в інші розрахункові програми.

9. Результати дисертаційних досліджень апробовано у процесі проектування конденсаторів повітряного і водяного охолодження у компанії «UkrIce Company» (м. Одеса) та на ПАО ОПП «ХОЛОДМАШ» (м. Одеса).

10. Робота на тему «Удосконалення методики розрахунку теплообміну **при** конденсації всередині горизонтальних гладких труб», що ґрунтується на результатах цієї дисертації, отримала диплом III ступеня на XV Всеукраїнському конкурсі «Молодь – енергетиці України – 2015: відкритий конкурс молодих вчених та енергетиків» у номінації «Теплова енергетика».

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Серода В.В. Анализ современных карт режимов течения двухфазного потока при конденсации в горизонтальных трубах теплообменных аппаратов. Міжвузівський збірник «НАУКОВІ ПОТАТКИ». Луцьк, 2013. №43. С. 199–205.
2. Nusselt W. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. Zeitschrift VDI. 1916. №60. P. 541–546, 568–575.
3. Исаченко В.П. Теплообмен при конденсации. Москва, 1977. 240 с.
4. Karman T. von. Analogy between fluid friction and heat transfer. MAGYAR KEMIKUSOK LAPJA. 1969. №24(9). P. 478.
5. Rohsenow W. M. Effect of vapor velocity on laminar and turbulent film condensation. Transactions of the ASME. 1956. №78. P. 1645–1648.
6. Altman M., Staub F. W., Norris R. H. Local heat transfer and pressure drop for refrigerant-22 condensing in horizontal tubes. Chemical Engineering Progress Symposium Series. 1960. №56(30). P. 151–159.
7. Traviss D. P., Baron A.B., Rohsenow W.M. Forced-convection condensation inside tubes. Report No. DSR-72591-74. Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1971. 105 p.
8. Dukler A.E. Fluid mechanics and heat transfer in falling film system. . Chemical Engineering Progress Symposium Series. 1960. №56(30). P. 1–10.
9. Bae S., Maulbetsch J.S., Rohsenow W.M. Refrigerant forced-convection condensation inside horizontal tubes. Report No. DSR-79760-59. Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1968. 79 p.
10. Bae S., Maulbetsch J.S., Rohsenow W.M. Refrigerant forced-convection condensation inside horizontal tubes. Report No. DSR-79760-64. Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, 1969. 120 p.
11. Kwon J. T., Ahn Y.C., Kim H.M. A modeling of in-tube condensation heat transfer for a turbulent annular film flow with liquid entrainment. International Journal of Multiphase Flow. 2001. №27(5). P. 911–928.

12. Kosky P. G., Staub F. W. Local condensing heat transfer coefficients in the annular flow regime. *AIChE Journal*. 1971. №17(5). P. 1037–1043.
13. Agra O., Teke I. Determination of the heat transfer coefficient during annular flow condensation in smooth horizontal tubes. *Journal of thermal science and technology*. 2012. №32(2). P. 151–159.
14. Cavallini A., Censi G., Del Col D., Doretti L., Longo G. A., Rossetto L. Experimental investigation on condensation heat transfer and pressure drop of new refrigerants (R134a, R125, R32, R410A, R236ea) in a horizontal smooth tube. *International Journal of Refrigeration*. 2001. №24(1). P. 73–87.
15. Ananiev E. P. Boyko L.D., Kruzhilin G. N. Heat transfer in the presence of steam condensation in a horizontal tube. *International Heat Transfer Conference*. 1961. №2. P. 290–295.
16. Akers W. W., Deans H. A., Crosser O. K. Condensing heat transfer within horizontal tubes. *Chemical Engineering Progress Symposium Series*. 1959. №55. P. 171.
17. Dalkilic A. S., Wongwises S. Intensive literature review of condensation inside smooth and enhanced tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2009. №52(15). P. 3409–3426.
18. Lockhart R. W., Martinelli R. C. Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes. *Chemical Engineering Progress Symposium Series*. 1949. №45(1). P. 39–48.
19. Dalkilic, A.S., Agra O., Teke I., Wongwises S. Comparison of frictional pressure drop models during annular flow condensation of R600a in a horizontal tube at low mass flux and of R134a in a vertical tube at high mass flux. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2010. №53(9). P. 2052–2064.
20. Kandlikar S.G., Garimella S., Li D., Colin S., King M. R. Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels. Elsevier Ltd, Kidlington, Oxford, 2005. 450 p.
21. Chisholm D. Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1973. №16(2) P. 347–358.

22. Friedel L. Pressure drop during gas/vapor–liquid flow in pipes. *Chemie Ingenieur Technik*. 1978. №50(3) P. 167–180.
23. Souza A. L., Chato J. C., Wattelet J. P., Christofferson B. R. Pressure drop during two-phase flow of pure refrigerants and refrigerant-oil mixtures in horizontal smooth tubes. *Proceedings of the 29th National Heat Transfer Conference*, Atlanta, GA. August 8-11, 1993. P. 35–41.
24. Wang C. C., Chiang C. S., Lu D. C. Visual observation of two-phase flow pattern of R-22, R-134a, and R-407C in a 6.5-mm smooth tube. *Experimental thermal and fluid science*. 1997. №15(4). P. 395–405.
25. Tran T. N., Chyu M. C., Wambsganss M. W., France D. M. Two-phase pressure drop of refrigerants during flow boiling in small channels: an experimental investigation and correlation development. *International Journal of Multiphase Flow*. 2000. №26(11). P. 1739–1754.
26. Chen I. Y., Yang K. S., Chang Y. J., Wang C. C. Two-phase pressure drop of air–water and R-410A in small horizontal tubes. *International journal of multiphase flow*. 2001. №27(7). P. 1293–1299.
27. Cavallini A., Censi G., Del Col D., Doretti L., Longo G. A., Rossetto L. Condensation of halogenated refrigerants inside smooth tubes. *HVAC&R Research*. 2002. №8(4) P. 429–451.
28. Cavallini A., Censi G., Del Col D., Doretti L. In-tube condensation of halogenated refrigerants/Discussion. *ASHRAE Transactions*. 2002. №108. P 146.
29. Wilson M. J., Newell T. A., Chato J. C., Ferreira C. I. Refrigerant charge, pressure drop, and condensation heat transfer in flattened tubes. *International journal of refrigeration*. 2003. №26(4). P. 442–451.
30. Garimella S. Condensation flow mechanisms in microchannels: basis for pressure drop and heat transfer models. *Heat Transfer Engineering*. 2004. №25(3) P. 104–116.
31. Lee H. S., Yoon J. I., Kim J. D., Bansal P. K. Condensing heat transfer and pressure drop characteristics of hydrocarbon refrigerants. *International journal of heat and mass transfer*. 2006. №49(11) P. 1922–1927.

32. Varma, V. C. A study of condensation of steam inside a tube. Department of Mechanical Engineering, Rutgers University, New Brunswick, NJ, 1977. 120 p.
33. Dalkilic A. S. Condensation pressure drop characteristics of various refrigerants in a horizontal smooth tube. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2011. №38(4). P. 504–512.
34. Сардак А. И., Риферт В. Г., Тобилевич А. Н. Закономерности ламинарной пленочной конденсации пара внутри горизонтальной трубы. *Теплоэнергетика*. 1984. №8. С. 59–62.
35. Риферт В. Г., Сардак А. И., Тобилевич А. Н. Режимы течения фаз и теплообмен при конденсации пара внутри горизонтальных труб. *Известия АН СССР. Энергетика и транспорт*. 1985. №4. С. 101–109.
36. Rifert, V. G. Heat transfer and flow modes of phases in laminar film vapour condensation inside a horizontal tube. *International journal of heat and mass transfer*. 1988. №31(3). P. 517–523.
37. Rifert V. G., Dolinskij O. A. Influence of dynamic effect of moving steam on behavior and regimes of in-tube condensation. *Proceedings of 5th CAC. Hungary*, 1989. №1. P. 359–363.
38. Безродний М.К., Дейнеко А.І., Голяд М.Н., Барабаш П.О. Тепловіддача при конденсації пари R407с в горизонтальній трубі при розширеному режимі течії фаз. *Холодильна техніка і технологія*. 2008. №3(113). С. 23–26.
39. Безродний М.К., Голяд М.Н., Барабаш П.О., Дейнеко А.И. Теплообмен при конденсации движущегося пара в горизонтальных трубах. *Промышленная теплотехника*. 2008. №30(5). С. 36–42.
40. Crosser O. K. Condensing heat transfer within horizontal tubes, Ph.D. Thesis. The Rice Institute, Houston, Texas, 1955. 104 p.
41. Rosson H. F. Heat transfer during condensation inside horizontal tube, Ph.D. Thesis. The Rice Institute, Houston, Texas, 1957. 94 p.
42. Islam M.A., Miyara A. Liquid film and droplet flow behavior and heat transfer characteristics of herringbone microfin tubes. *International Journal of Refrigeration*. 2007. №30(5). P. 1408–1416.

43. Rifert V.G., Gorin V.V., Barabash P.A., Sereda V.V. Condensation inside horizontal tubes: state of the problem and analysis of research results. Scientific Journal «Transactions of Academenergo». 2011. №4. P. 57–68.

44. Риферт В.Г., Горин В.В., Серeda В.В., Усенко В.И. Конденсация внутри горизонтальных труб. Состояние вопроса и анализ результатов исследований. Промышленная теплотехника. 2011. №33(8). С. 62–71.

45. Юсуfoва В. Д. Экспериментальное исследование процесса теплоотдачи при конденсации бензола и толуола внутри горизонтальных конденсаторов. Известия АН Азербайджанской ССР. 1953. №18. С. 22–29.

46. Городинская С.Л. Исследование теплоотдачи при конденсации внутри горизонтальных труб. Известия КПИ. 1954. №13. С. 158–170.

47. Консетов В. В. Экспериментальные исследования теплоотдачи при конденсации водяного пара внутри горизонтальных и слабонаклонных труб. Теплоэнергетика. 1960. №12. С. 67–71.

48. Кутателадзе С.С. Теплоотдача при пленочной конденсации пара внутри горизонтальной трубы. Вопросы теплоотдачи и гидравлики двухфазных сред: сб. статей. 1961. С. 138–156.

49. Волков Д.И. Обобщение опытных данных по теплоотдаче при конденсации пара, движущегося внутри горизонтальных труб в условиях малых и умеренных скоростей. Труды ЦКТИ. 1970. №3. Р. 295–305.

50. Верхивер Г.П., Смирнов Г.Ф., Тетельбаум С.Д. Энергетическое определение коэффициента теплоотдачи при конденсации пара внутри труб при больших весовых нагрузках. Теплоэнергетика. 1967. №11. С. 74–79.

51. Бойко Л.Д. Исследование теплоотдачи при конденсации пара внутри трубы. Теплообмен в элементах энергетических установок. Л.: Наука, 1966. С. 197–212.

52. Kaushik N., Azer N. Z. A General heat transfer correlation for condensation inside internally tinned tubes. ASHRAE Transactions. 1988. №94. P. 261–279.

53. Said S. Augmentation of condensation heat transfer of R-113 by internally finned tubes and twisted tape inserts, Ph. D. thesis. Dept. of Mechanical Engineering, Kansas State University, Manhattan, Kansas, 1982. 112 p.
54. Venkatesh K. Augmentation of condensation heat transfer of R-11 by internally finned tubes, Masters Thesis. Dept. of Mechanical Engineering, Kansas State University, Manhattan, Kansas, 1984. 246 p.
55. Luu M. Augmentation of in-Tube condensation of R-113, Ph. D. thesis. Dept. of Mechanical Engineering, Iowa State University, Ames, Iowa, 1980. 485 p.
56. Royal J. Augmentation of horizontal in-tube condensation of steam, Ph. D. thesis. Dept. of Mechanical Engineering, Iowa State University, Ames, Iowa, 1975. 368 p.
57. Cavallini A., Zecchin R. A. A dimensionless correlation for heat transfer in forced convection condensation. Proceedings of the Sixth International Heat Transfer Conference. 1974. №3. P. 309–313.
58. Tandon T. N., Varma, H. K., Gupta C. P. Heat transfer during forced convection condensation inside horizontal tube. International Journal of refrigeration. 1995. №18(3). P. 210–214.
59. Shao D. W., Granryd E. G. Flow pattern, heat transfer and pressure drop in flow condensation. Part I: Pure and azeotropic refrigerants. HVAC&R Research. 2000. №6(2). P. 175–195.
60. Fujii T. Enhancement to condensing heat transfer – new developments. Journal of Enhanced Heat Transfer. 1995. №2. P. 127–137.
61. Yu J., Koyama S., Haraguchi H., Momoki S., Ishibashi A. Boiling and condensation of alternative refrigerants in a horizontal smooth tube. Reports Institute of Advanced Material Study Kyushu University. 1995. №9(2). P. 137–154.
62. Azer N. Z., Abis L. V., Soliman H. M. Local heat transfer coefficients during annular-flow condensation. ASHRAE Transactions. 1972. №14(6) P. 135–143.
63. Shah M. M. A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes. International Journal of heat and mass transfer. 1979. №22(4). P. 547–556.

64. Shah M. M. An improved and extended general correlation for heat transfer during condensation in plain tubes. *ASHRAE Transactions*. 2009. №15(5). P. 889–913.
65. Dobson M. K., Chato J. C. Condensation in smooth horizontal tubes. *Journal Heat Transfer*. 1998. №120. P. 193–213.
66. Park K. J., Jung D., Seo T. Flow condensation heat transfer characteristics of hydrocarbon refrigerants and dimethyl ether inside a horizontal plain tube. *Journal of Multiphase Flow*. 2008. №34(7). P. 628–635.
67. Kim Man-Hoe, Joeng-Seob Shin. Condensation heat transfer of R22 and R410A in horizontal smooth and microfin tubes. *International journal of refrigeration*. 2005. №28(6). P. 949–957.
68. Ferreira C. I., Newell T. A., Chato J. C., Nan X. R404A condensing under forced flow conditions inside smooth, microfin and cross-hatched horizontal tubes. *International journal of refrigeration*. 2003. №26(4). P. 433–441.
69. Smit F. J., Meyer J. P. Condensation heat transfer coefficients of the zeotropic refrigerant mixture R-22/R-142b in smooth horizontal tubes. *International journal of thermal sciences*. 2002. №41(7). P. 625–630.
70. Naulboonrueng T., Kaewon J., Wongwises S. Two-phase condensation heat transfer coefficients of HFC-134a at high mass flux in smooth and micro-fin tubes. *International communications in heat and mass transfer*. 2003. №30(4). P. 577–590.
71. Cavallini A., Censi G., Del Col D., Doretti L., Longo G. A., Rossetto L., Zilio C. Condensation inside and outside smooth and enhanced tubes – a review of recent research. *International Journal of Refrigeration*. 2003. №26(4) P. 373–392.
72. El Hajal J., Thome J. R., Cavallini A. Condensation in horizontal tubes. Part 1: Two-phase flow pattern map. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2003. №46(18) P. 3349–3363.
73. Thome J. R., Hajal J., Cavallini A. Condensation in horizontal tubes. Part 2: New heat transfer model based on flow regimes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2003. №46(18) P. 3365–3387.

74. Zivi S. M. Estimation of steady-state steam void-fraction by means of the principle of minimum entropy production. Transactions of the ASME. 1975. №86. P. 247–252.
75. Rouhani S. Z. Subcooled void fraction, Report No. AE-RTV841. AB Atomenergi Sweden, 1969. 138 p.
76. Cavallini A., Censi G., Del Col D., Doretti L., Matkovic M., Rossetto L., Zilio C. Condensation of refrigerants in smooth tubes: a new heat transfer model for heat exchanger design. Proceedings of the 3-rd International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. Cape Town, South Africa, 21-24 June 2004. P. 21–27.
77. Jassim E. W., Newell T. A., Chato J. C. Prediction of two-phase condensation in horizontal tubes using probabilistic flow regime maps. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2008. №51(3) P. 485–496.
78. Lee H., Mudawar I., Hasan M. Flow condensation in horizontal tubes. International Journal of Heat and Mass Transfer. 2013. №66. P. 31–45.
79. Wang W. W. W., Radcliff T. D., Christensen R. N. A condensation heat transfer correlation for millimeter-scale tubing with flow regime transition. Experimental Thermal and Fluid Science. 2002. №26(5). P. 473–485.
80. Park J. E., Vakili-Farahani F., Consolini L., Thome J. R. Experimental study on condensation heat transfer in vertical minichannels for new refrigerant R1234ze (E) versus R134a and R236fa. Experimental thermal and fluid science. 2011. №35(3). P. 442–454.
81. Haraguchi H., Koyama S., Fujii T. Condensation of refrigerants HCFC 22, HFC 134a and HCFC 123 in a horizontal smooth tube (1st report, proposals of empirical expressions for the local frictional pressure drop). NIPPON KIKAI GAKKAI RONBUNSHU B HEN. 1994. №60(574) P. 2111–2116.
82. Huang X., Ding G., Hu H., Zhu Y., Peng H., Gao Y., Deng B. Influence of oil on flow condensation heat transfer of R410A inside 4.18 mm and 1.6 mm inner diameter horizontal smooth tubes. International journal of refrigeration. 2010. №33(1). P. 158–169.

83. Bohdal T., Charun H., Sikora M. Comparative investigations of the condensation of R134a and R404A refrigerants in pipe minichannels. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2011. №54(9) P. 1963–1974.

84. Koyama S., Gao L., Fujii T. Enhancement of in-tube condensation of non-azeotropic refrigerants mixtures with a micro-fin tube. *Proceedings of the XVIII-th International Congress of Refrigeration*. Montreal, Quebec, Canada, 10-17 August 1991. P. 142–156.

85. Kim S. M., Mudawar I. Universal approach to predicting heat transfer coefficient for condensing mini/micro-channel flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2013. №56(1). P. 238–250.

86. Garcia-Valladares O. Review of in-tube condensation heat transfer correlations for smooth and microfin tubes. *Heat Transfer Engineering*. 2003. №24(4). P. 6–24.

87. Bivens D.B., Yokozeki A. Heat transfer coefficient and transport properties for alternative refrigerants. *Proceedings of the International Refrigeration Conference*. Purdue, Indiana, 1994. P. 299–304.

88. Tang L., Ohadi M. M., Johnson A. T. Flow condensation in smooth and micro-fin tubes with HCFC-22, HFC-134a and HFC-410A refrigerants. Part II: Design equations. *Journal of Enhanced Heat Transfer*. 2000. №7(5). P. 311–325.

89. Dobson M. K. Heat transfer and flow regimes during condensation in horizontal tubes, technical report №57. Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1994. 268 p.

90. Xiaoyong W. E. I., Xiande F. A. N. G., Rongrong S. H. I. A comparative study of heat transfer coefficients for film condensation. *Energy Science and Technology*. 2012. №3(1). P. 1–9.

91. Sapali S. N., Patil P. A. Heat transfer during condensation of HFC-134a and R-404A inside of a horizontal smooth and micro-fin tube. *Experimental Thermal and Fluid Science*. 2010. №8(34). P. 1133–1141.

92. Ghim G., Lee J. Condensation heat transfer of low GWP ORC working fluids in a horizontal smooth tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. №1(104). P. 718–728.

93. M. Macdonald. Condensation of pure hydrocarbons and zeotropic mixtures in smooth horizontal tubes. Doctoral dissertation, Georgia Institute of Technology, 2015. 284 p.
94. Jaster H., Kosky P. G. Condensation in a mixed flow regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1976. №19(1). P. 95–99.
95. Jeon S. S., Hong S. J., Park J. Y., Seul K. W., Park G. C. Assessment of horizontal in-tube condensation models using MARS code. Part I: Stratified flow condensation. *Nuclear Engineering and Design*. 2013. №254. P. 254–265.
96. Jeon S. S., Hong S. J., Park J. Y., Seul K. W., Park G. C. Assessment of horizontal in-tube condensation models using MARS code. Part II: Annular flow condensation. *Nuclear Engineering and Design*. 2013. №262. P. 510–524.
97. Chato J. C. Laminar condensation inside horizontal and inclined tubes, PhD Thesis. Massachusetts Institute of Technology, 1960. 185 p.
98. Akers W. W., Rosson H. F. Condensation inside a horizontal tube. *Chemical Engineering Progress Symposium Series*. 1960. №56(30). P. 145–149.
99. Rosson H. F., Meyers J. A. Point of values of condensing film coefficients inside a horizontal tube. *Chemical Engineering Progress Symposium Series*. 1965. №61(59). P. 190–199.
100. Sweeney K. A., Chato J. C. The heat transfer and pressure drop behavior of a zeotropic refrigerant mixture in a microfinned tube, technical report №95. Air Conditioning and Refrigeration Center, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1996. 108 p.
101. Chen S. L., Gerner F. M., Tien, C. L. General film condensation correlations. *Experimental Heat Transfer An International Journal*. 1987. №1(2). P. 93–107.
102. Moser K. W., Webb R. L., Na B. A new equivalent Reynolds number model for condensation in smooth tubes. *Journal of heat transfer, Transaction of the ASME*. 1998. №120(2). P. 410–417.
103. Demir H., Ağra Ö., Atayılmaz Ş. Ö. Generalized neural network model of alternative refrigerant (R600a) inside a smooth tube. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2009. №36(7). P. 744–749.

104. Balcilar M., Aroonrat K., Dalkilic A. S., Wongwises S. A. Generalized numerical correlation study for the determination of pressure drop during condensation and boiling of R134a inside smooth and corrugated tubes. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2013. №49. P. 78–85.

105. Balcilar M., Aroonrat K., Dalkilic A. S., Wongwises S. A. Numerical correlation development study for the determination of Nusselt numbers during boiling and condensation of R134a inside smooth and corrugated tubes. *International Communications in Heat and Mass Transfer*. 2013. №48. P. 141–148.

106. Rifert V.G., Sereda V.V. Condensation inside smooth horizontal tubes. Part 1. Survey of the methods of heat-exchange prediction. *Scientific journal «Thermal Science»*. 2015. №5(19). P. 1769–1789.

107. V.G. Rifert, V.V. Gorin, P.A. Barabash, V.V. Sereda. Condensation inside horizontal tubes: state of the problem and analysis of research results. *Proceedings of the 15-th international workshop «Transport phenomena in two-phase flow»*, September 17-22, 2011. Sunny Beach, Bulgaria, 2011. P. 155–166.

108. Петухов Б.С. Метод толстостенной трубы для измерения местной теплоотдачи в трубах. *Теплоэнергетика*. 1956. № 4. С. 36–41.

109. Louahlia-Gualous H., Panday P.K., Artioukhine E. Inverse determination of the local heat transfer coefficients of nucleate boiling on a horizontal cylinder. *Journal of heat transfer, Transaction of the ASME*. 2003. №125. P. 1087–1095.

110. Горін В.В. Вибір методики дослідження теплообміну при конденсації хладонів в горизонтальних трубах. *Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах*. 2009. №1. С. 213–217.

111. Риферт В.Г., Горин В.В., Серeda В.В. Стенд и методика исследования теплообмена при конденсации внутри горизонтальных труб. *Матеріали I Міжнародної науково-практичної конференції «Комплексне забезпечення якості технологічних процесів та систем»*. Чернігів, 2011. С. 115–116.

112. В.Г. Риферт, В.В. Горин, В.В. Серeda, В.И. Усенко. Конденсация внутри горизонтальных труб: состояние вопроса и анализ задачи исследования. *Матеріали VII Міжнародної конференції «Проблеми промислової теплотехніки»*, 23-27 травня 2011. Київ, 2011. С. 54.

113. Зайдель А.Н. Элементарные оценки ошибок измерений. Л., Наука. 1968. 108 с.
114. Doretti L., Zilio C., Mancin S., Cavallini, A. Condensation flow patterns inside plain and microfin tubes: A review. *International Journal of Refrigeration*. 2013. №36(2). P. 567–587.
115. Taitel Y., Dukler A. E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal*. 1976. №22(1). P. 47–55.
116. Tandon T. N., Varma H. K., Gupta C. P. A new flow regime map for condensation inside horizontal tubes. *Journal of Heat Transfer*. 1982. №104. P. 63–68.
117. Vierow K. Horizontal heat exchanger design and analysis for passive heat removal systems. Report No. FG07-02ID14341. Purdue University, West Lafayette, IN, 2005. 139 p.
118. Jung D., Song K. H., Cho Y., Kim S. J. Flow condensation heat transfer coefficients of pure refrigerants. *International Journal of Refrigeration*. 2003. №26(1). P. 4–11.
119. В.Г. Риферт, В.В. Горин, В.В. Серeda. Исследование процесса конденсации внутри горизонтальных труб теплообменных аппаратов. Матеріали VII Міжнародної науково-технічної конференції «Сучасні проблеми холодильної техніки і технології», 14-16 вересня 2011. Одеса, 2011. С. 114.
120. Риферт В.Г., Барабаш П.А., Горин В.В., Серeda В.В. Теплообмен при конденсации внутри горизонтальных гладких труб. Совершенствование метода расчета теплообмена. Холодильна техніка та технологія. 2015. №6(51). С. 26–34.
121. V.G. Rifert, V.V. Sereda. Improvement of the design model for condensation inside smooth tubes. *Proceedings of the 7th Baltic heat transfer conference, August 24-26, 2015. Tallinn, Estonia, 2015*. P. 143–149.
122. Хьюитт Д., Холл-Тэйлор Н. Кольцевые двухфазные течения. Пер. С англ. М., Энергия. 1974. 408 с.
123. Soliman M., Schuster J. R., Berenson P. J. A General Heat Transfer Correlation for Annular Flow Condensation. *Journal of Heat Transfer*. 1968. №90(2) P. 267–274.

124. Afroz H. M., Miyara A., Tsubaki K. Heat transfer coefficients and pressure drops during in-tube condensation of CO₂/DME mixture refrigerant. *International Journal of Refrigeration*. 2008. №31(8). P. 1458–1466.
125. Rifert V.G., Sereda V.V., Barabash P.O., Gorin V.V. Condensation inside smooth horizontal tubes. Part 2. Improvement of heat exchange prediction. *Scientific journal «Thermal Science»*. 2017. №3(21). P. 1479–1489.
126. Kinney R.B., Sparrow E.M. Turbulent flow, heat transfer and mass transfer in a tube with surface suction. *Journal of Heat Transfer*. 1970. №92(1). P. 121–131.
127. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., Энергия. 1972. 342 с.
128. Mickley H. S., Ross R., Squyers A., Stewart W. E. Heat, mass and moment transfer for flow over a flat plate with blowing and suction. Massachusetts Inst. of Tech., NASA TN № 3208. 1953. 315 p.
129. Churchill S. W., Usagi R. A general expression for the correlation of rates of transfer and other phenomena. *AIChE J.* 1972. №18(6). P. 1121–1128.
130. Owen R. G. Two-phase pressure drop for condensation inside a horizontal tube. *Proceedings of the 14-th symposium on Heat exchangers. Theory and practice*, Dubrovnik, 1981.
131. В.В. Серeda, В.В. Волощук. Визначення термодинамічних властивостей фреону R-22 в середовищі MATHCAD. Матеріали VII Міжнародної науково-практичної конференції аспірантів, магістрантів і студентів «Сучасні проблеми наукового забезпечення енергетики», 21-25 квітня 2009 р. Київ, 2009. С. 134.
132. Ochkov V., Orlov K., Voloshchuk V. *Thermal Engineering Studies with Excel, Mathcad and Internet*. Springer International Publishing, 2016. 432 p.
133. Ochkov V., Voloshchuk V. New Generation of Computer-aided Tools for Exergetic Analysis of Thermal Systems. *IV International Conference of Thermal Engineering*, September 13-16, 2016, Katowice, Poland. P. 118–126.

134. В.В. Серода, П.А. Най. Применение облачных функций для расчета теплоотдачи при конденсации в горизонтальных трубах. Матеріали XII Міжнародної науково-практичної конференції аспірантів, магістрантів і студентів «Сучасні проблеми наукового забезпечення енергетики», 22-25 квітня 2014. Київ, 2014. С. 189.

135. Ananiev E.P., Boyko L.D., Kruzhilin G.N. Heat transfer in the presence of steam condensation in horizontal tubes. Intern. Developments in Heat Transfer. 1961. №2. P. 290–95.

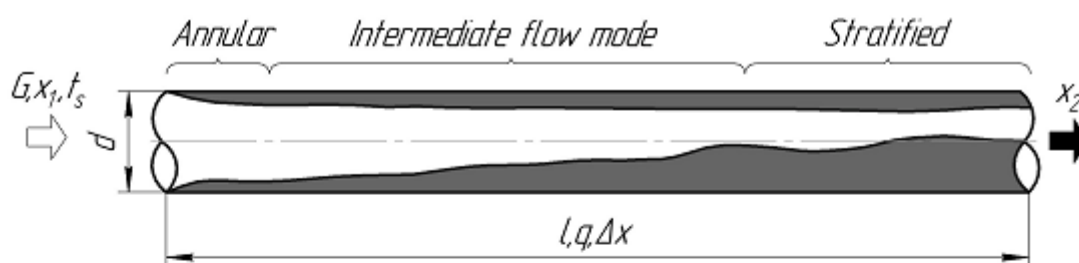
136. Kim Y. J., Jang J., Hrnjak P. S., Kim M. S. Condensation heat transfer of carbon dioxide inside horizontal smooth and microfin tubes at low temperature. Journal of Heat Transfer of ASME. 2009. №131(2). P. 021501.

Додаток А.

Програма розрахунку теплообміну при плівковій конденсації рухомої пари в горизонтальних трубах в математичному пакеті Mathcad.

У програмі теплообмін при кільцевому та проміжному режимах течії розраховується за новим методом, який розроблено в даній дисертації і представлено у працях [120, 121, 125]. Тепловіддача при стратифікованому режимі течії визначається за формулою Нуссельта (1.1), отриманою для випадку конденсації на зовнішній поверхні горизонтальної труби з урахуванням теплообміну у струмку конденсату. Тепловіддача у струмку залежить від його глибини та обчислюється за формулами конвективного теплообміну при турбулентному русі рідини. Глибина струмка розраховується за формулами із праці [72]. Для ідентифікації локальних режимів течії використано критерії (3.2)-(3.4).

Вікно вихідних даних



Working fluid, R

Saturation temperature, t_s °C

Total mass velocity of liquid and vapor, G $\frac{\text{kg}}{\text{s m}^2}$

Inlet vapor quality, x_1

Outlet vapor quality, x_2

Average heat flux along the tube, q $\frac{\text{kW}}{\text{m}^2}$

Internal tube diameter, d mm

Total tube length, l m

Local tube length, l_{loc} m

Тіло програми

1. Алгоритм визначення фізичних властивостей вибраних холодоагентів детально описано у працях [131, 132].

2. Цикл визначення режимів течії за критеріями (3.2)-(3.4).

$$\begin{aligned}
 F(x) := & \left| \begin{aligned}
 & Re_l \leftarrow \frac{Gd(1-x)}{\mu_l} \\
 & \delta_l \leftarrow \begin{cases} 0.095 Re_l^{0.812} & \text{if } Re_l > 1125 \\ 0.7071 Re_l^{0.5} & \text{if } Re_l < 50 \\ 0.4818 Re_l^{0.585} & \text{otherwise} \end{cases} \\
 & a \leftarrow \frac{1}{1 + 2 \left(\frac{1-x}{x} \right) \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)} \\
 & W_v \leftarrow \frac{Gx}{a \rho_v} \\
 & Re_v \leftarrow \frac{W_v d}{\nu_v} \\
 & C_f \leftarrow \begin{cases} \frac{0.079}{Re_v^{0.25}} & \text{if } Re_v < 10^5 \\ \frac{0.046}{Re_v^{0.2}} & \text{if } Re_v > 10^5 \end{cases} \\
 & \tau_f \leftarrow \frac{C_f}{2} W_v^2 \rho_v \\
 & \delta \leftarrow \frac{\delta_l \nu_l}{\left(\frac{\tau_f}{\rho_l} \right)^{0.5}} \\
 & \tau_g \leftarrow \rho_l g \delta \\
 & F \leftarrow \frac{\tau_f}{\tau_g}
 \end{aligned} \right. \quad \blacksquare
 \end{aligned}$$

3. Переведення графіків $Nu = f(\beta, Re_l, Pr_l)$ з рис. 4-1-4.4 у цифрову форму.

3.1. Безрозмірні локальні коефіцієнти тепловіддачі при $Pr_l=1,0$.

M :=	1									
	"Re. l/β "	0	2	5	10	20	50	100	200	500
	10	0.66	0.89	1.1	1.55	2.05	3.15	4.6	6.5	10
	20	0.49	0.64	0.79	1.05	1.5	2.25	3.2	4.4	7
	30	0.41	0.54	0.66	0.86	1.25	1.8	2.65	3.7	5.75
	40	0.38	0.49	0.59	0.58	1.05	1.65	2.25	3.1	4.9
	50	0.35	0.45	0.53	0.54	0.98	1.5	1.95	2.9	4.4
	60	0.33	0.42	0.5	0.5	0.86	1.4	1.85	2.7	4.1
	70	0.31	0.4	0.47	0.48	0.8	1.3	1.75	2.5	3.9
	80	0.3	0.38	0.45	0.45	0.75	1.15	1.65	2.3	3.7
	90	0.29	0.37	0.43	0.43	0.72	1.1	1.6	2.2	3.5
	100	0.28	0.36	0.41	0.41	0.7	1.05	1.55	2.1	3.3
	200	0.25	0.3	0.34	0.425	0.55	0.85	1.225	1.7	2.6
	300	0.23	0.275	0.31	0.38	0.5	0.75	1.005	1.6	2.3
	400	0.225	0.26	0.3	0.36	0.46	0.7	0.95	1.5	2.1
	500	0.22	0.255	0.29	0.35	0.44	0.67	0.9	1.4	2
	600	0.215	0.25	0.284	0.34	0.425	0.63	0.85	1.3	1.9
	700	0.21	0.245	0.285	0.33	0.41	0.61	0.81	1.25	1.85
	800	0.205	0.242	0.282	0.325	0.405	0.6	0.8	1.2	1.8
	900	0.202	0.24	0.28	0.32	0.4	0.59	0.78	1.15	1.75
	1000	0.2	0.238	0.278	0.315	0.395	0.58	0.77	1.1	1.7
	2000	0.195	0.23	0.265	0.3	0.37	0.5	0.68	0.95	1.65
	3000	0.194	0.229	0.26	0.29	0.36	0.49	0.64	0.9	1.6
	4000	0.195	0.23	0.262	0.29	0.355	0.48	0.62	0.85	1.55
	5000	0.198	0.24	0.263	0.29	0.35	0.475	0.61	0.825	1.5
	6000	0.199	0.242	0.265	0.295	0.35	0.475	0.6	0.81	1.45
	7000	0.2	0.244	0.268	0.296	0.35	0.465	0.598	0.8	1.4
	8000	0.201	0.246	0.27	0.297	0.355	0.465	0.596	0.795	1.35
	9000	0.202	0.248	0.272	0.298	0.3	0.467	0.595	0.79	1.2
	10000	0.205	0.25	0.275	0.3	0.368	0.46	0.59	0.78	1.25
	20000	0.205	0.26	0.29	0.31	0.365	0.45	0.58	0.79	1.2
	30000	0.24	0.276	0.295	0.33	0.37	0.46	0.575	0.725	1.15
	40000	0.25	0.28	0.305	0.34	0.38	0.465	0.57	0.72	1.1
	50000	0.255	0.29	0.31	0.35	0.385	0.47	0.565	0.71	1.05
	60000	0.26	0.3	0.325	0.36	0.39	0.475	0.56	0.705	1.04
	70000	0.265	0.305	0.33	0.365	0.4	0.48	0.565	0.7	1.03
	80000	0.27	0.31	0.34	0.375	0.402	0.485	0.57	0.7	1.02
	90000	0.275	0.32	0.35	0.38	0.41	0.49	0.575	0.7	1.01
	100000	0.28	0.33	0.36	0.39	0.42	0.495	0.58	0.7	1
	200000	0.32	0.335	0.4	0.425	0.46	0.51	0.59	0.705	0.99

3.2. Безрозмірні локальні коефіцієнти тепловіддачі при $Pr_1=2,0$.

	2								
"y/z"	0	2	5	10	20	50	100	200	500
10	0.6	0.85	1.0769	1.5383	2.125	3.1667	4.5	6.333	10
20	0.46	0.6333	0.8	1.115	1.577	2.313	3.333	4.875	7
30	0.4	0.5333	0.6833	0.9	1.3076	1.885	2.688	3.75	5.714
40	0.373	0.45	0.6	0.78	1.077	1.73	2.313	3.333	5
50	0.355	0.42	0.5333	0.7	0.95	1.538	2.063	2.938	4.625
60	0.336	0.3909	0.5	0.65	0.85	1.43	1.885	2.75	4.25
70	0.327	0.3727	0.47	0.6	0.8	1.308	1.808	2.563	3.917
80	0.318	0.3636	0.45	0.5667	0.76	1.231	1.769	2.438	3.75
90	0.3	0.3545	0.43	0.55	0.725	1.154	1.73	2.375	3.583
100	0.3	0.3455	0.42	0.53	0.7	1.115	1.692	2.25	3.417
200	0.275	0.31818	0.3727	0.44	0.6	0.9	1.385	1.884	2.813
300	0.269	0.3091	0.3636	0.42	0.55	0.825	1.27	1.73	2.625
400	0.263	0.309	0.3545	0.4	0.5	0.78	1.1538	1.615	2.5
500	0.262	0.305	0.3483	0.3964	0.495	0.748	1.1025	1.5766	2.44
600	0.26	0.3	0.3422	0.3927	0.49	0.732	1.051	1.538	2.375
700	0.259	0.3	0.336	0.3891	0.485	0.716	1	1.5	2.313
800	0.2584	0.3	0.336	0.3854	0.48	0.7	0.983	1.461	2.25
900	0.2573	0.3	0.336	0.3818	0.475	0.7	0.967	1.423	2.188
1000	0.2563	0.3	0.336	0.3818	0.47	0.685	0.95	1.3845	2.125
2000	0.2563	0.3	0.336	0.3818	0.45	0.65	0.875	1.27	1.942
3000	0.256	0.3	0.3407	0.3818	0.44	0.633	0.85	1.192	1.868
4000	0.2587	0.305	0.3454	0.3879	0.44	0.6167	0.825	1.181	1.852
5000	0.261	0.3104	0.351	0.394	0.4467	0.6167	0.81	1.17	1.835
6000	0.264	0.3156	0.3575	0.4	0.453	0.6167	0.8	1.159	1.819
7000	0.267	0.321	0.3636	0.405	0.46	0.6167	0.8	1.148	1.802
8000	0.2698	0.326	0.37	0.41	0.4667	0.6167	0.8	1.137	1.786
9000	0.272	0.331	0.378	0.415	0.473	0.6167	0.8	1.126	1.77
10000	0.275	0.3364	0.3818	0.42	0.48	0.633	0.8	1.115	1.769
20000	0.3091	0.364	0.42	0.45	0.5	0.638	0.8	1.077	1.692
30000	0.3364	0.4	0.44	0.49	0.5167	0.648	0.8	1.077	1.682
40000	0.358	0.425	0.46	0.51	0.533	0.659	0.8	1.077	1.673
50000	0.379	0.45	0.48	0.528	0.55	0.669	0.808	1.077	1.663
60000	0.4	0.475	0.5	0.546	0.567	0.679	0.817	1.077	1.654
70000	0.42	0.485	0.5167	0.564	0.583	0.689	0.825	1.077	1.644
80000	0.43	0.5	0.533	0.582	0.6	0.7	0.833	1.077	1.634
90000	0.44	0.508	0.55	0.6	0.617	0.7	0.842	1.077	1.625
100000	0.45	0.516	0.5667	0.618	0.6333	0.72	0.85	1.077	1.615
200000	0.5167	0.6	0.65	0.667	0.7	0.78	0.9	1.115	1.577

3.3. Безрозмірні локальні коефіцієнти тепловіддачі при $Pr_1=3,0$.

	3								
"y/z"	0	2	5	10	20	50	100	200	500
10	0.6	0.8	1.11	1.5	2	3.17	4.5	6.3	10
20	0.473	0.6	0.8	1.07	1.5	2.31	3.3	4.5	7
30	0.4	0.5	0.67	0.84	1.21	1.857	2.69	3.6	5.6
40	0.375	0.45	0.59	0.75	1	1.64	2.31	3.25	5
50	0.35	0.42	0.54	0.7	0.9	1.5	2	2.9	4.5
60	0.333	0.4	0.5	0.65	0.85	1.43	1.93	2.75	4.2
70	0.325	0.383	0.48	0.62	0.8	1.32	1.86	2.625	4
80	0.32	0.375	0.465	0.59	0.77	1.25	1.786	2.5	3.83
90	0.317	0.367	0.45	0.57	0.75	1.21	1.714	2.375	3.67
100	0.308	0.358	0.43	0.55	0.73	1.14	1.64	2.25	3.5
200	0.3	0.342	0.4	0.48	0.64	1	1.464	1.93	3
300	0.3	0.333	0.39	0.47	0.6	0.91	1.357	1.86	2.875
400	0.3	0.333	0.385	0.46	0.59	0.89	1.286	1.788	2.75
500	0.3	0.333	0.38	0.45	0.58	0.87	1.25	1.784	2.69
600	0.3	0.333	0.38	0.45	0.57	0.85	1.21	1.74	2.625
700	0.305	0.342	0.38	0.44	0.56	0.83	1.21	1.71	2.56
800	0.305	0.345	0.38	0.44	0.55	0.81	1.18	1.68	2.53
900	0.305	0.35	0.38	0.44	0.54	0.8	1.16	1.64	2.5
1000	0.305	0.354	0.38	0.44	0.54	0.79	1.14	1.57	2.5
2000	0.317	0.358	0.39	0.45	0.54	0.76	1.07	1.54	2.375
3000	0.325	0.367	0.4	0.46	0.55	0.75	1.035	1.5	2.25
4000	0.333	0.383	0.41	0.47	0.55	0.74	1	1.46	2.19
5000	0.338	0.391	0.42	0.48	0.56	0.73	1	1.43	2.15
6000	0.342	0.4	0.43	0.49	0.56	0.73	1	1.41	2.125
7000	0.345	0.41	0.44	0.5	0.57	0.73	0.99	1.39	2.1
8000	0.349	0.42	0.45	0.51	0.58	0.75	0.98	1.36	2.075
9000	0.353	0.43	0.46	0.52	0.59	0.75	0.97	1.32	2.05
10000	0.358	0.44	0.48	0.53	0.6	0.75	0.96	1.36	2.025
20000	0.4	0.49	0.525	0.575	0.65	0.78	0.95	1.36	2
30000	0.43	0.53	0.575	0.62	0.68	0.8	0.975	1.36	2
40000	0.46	0.56	0.6	0.65	0.71	0.82	1	1.36	1.96
50000	0.49	0.58	0.63	0.68	0.73	0.835	1	1.36	1.945
60000	0.5	0.6	0.66	0.7	0.75	0.85	1.01	1.36	1.93
70000	0.525	0.625	0.68	0.72	0.77	0.87	1.02	1.36	1.92
80000	0.538	0.65	0.7	0.75	0.79	0.89	1.03	1.36	1.9
90000	0.55	0.675	0.715	0.765	0.8	0.9	1.05	1.36	1.88
100000	0.5625	0.69	0.73	0.78	0.81	0.91	1.07	1.36	1.87
200000	0.67	0.78	0.82	0.88	0.89	1	1.18	1.43	1.86

3.4. Безрозмірні локальні коефіцієнти тепловіддачі при $Pr_1=5,0$.

	5								
"y/z"	0	2	5	10	20	50	100	200	500
10	0.577	0.8	1.095	1.57	2	3.216	4.596	6.293	10
20	0.46	0.6	0.79	1.039	1.504	2.295	3.305	4.525	7
30	0.4	0.5	0.655	0.833	1.199	1.859	2.625	3.575	5.636
40	0.367	0.458	0.575	0.731	1	1.666	2.277	3.128	4.891
50	0.348	0.422	0.529	0.666	0.918	1.512	2.031	2.854	4.494
60	0.335	0.4	0.5	0.624	0.847	1.419	1.915	2.686	4.108
70	0.326	0.387	0.477	0.591	0.8	1.328	1.833	2.541	3.915
80	3.219	0.376	0.458	0.574	0.773	1.266	1.772	2.453	3.785
90	0.313	0.369	0.445	0.559	0.752	1.212	1.722	2.378	3.662
100	0.312	0.366	0.437	0.55	0.737	1.175	1.673	2.302	3.571
200	0.312	0.357	0.41	0.511	0.679	1	1.522	2	3.148
300	0.317	0.361	0.406	0.5	0.65	0.969	1.436	1.92	2.957
400	0.326	0.366	0.406	0.49	0.635	0.945	1.388	1.86	2.879
500	0.33	0.37	0.406	0.49	0.626	0.93	1.347	1.846	2.835
600	0.334	0.372	0.406	0.49	0.615	0.916	1.323	1.813	2.781
700	0.338	0.373	0.41	0.49	0.611	0.908	1.302	1.797	2.749
800	0.341	0.377	0.412	0.49	0.605	0.9	1.292	1.778	2.729
900	0.344	0.381	0.415	0.49	0.6	0.893	1.281	1.77	2.709
1000	0.348	0.383	0.417	0.492	0.6	0.886	1.257	1.74	2.681
2000	0.365	0.4	0.438	0.51	0.608	0.859	1.209	1.717	2.569
3000	0.378	0.422	0.46	0.525	0.616	0.851	1.175	1.692	2.548
4000	0.387	0.436	0.477	0.545	0.624	0.851	1.155	1.671	2.518
5000	0.4	0.452	0.492	0.56	0.635	0.851	1.149	1.655	2.506
6000	0.409	0.466	0.51	0.572	0.644	0.851	1.149	1.643	2.49
7000	0.422	0.477	0.52	0.585	0.654	0.856	1.149	1.631	2.479
8000	0.434	0.488	0.535	0.6	0.666	0.863	1.149	1.626	2.456
9000	0.444	0.5	0.55	0.606	0.673	0.869	1.149	1.626	2.445
10000	0.455	0.512	0.551	0.625	0.684	0.875	1.149	1.626	2.439
20000	0.52	0.587	0.645	0.7	0.756	0.924	1.176	1.608	2.363
30000	0.568	0.646	0.7	0.756	0.8	0.966	1.218	1.608	2.33
40000	0.6	0.686	0.749	0.8	0.873	1	1.245	1.608	2.313
50000	0.636	0.723	0.784	0.837	0.88	1.032	1.272	1.608	2.301
60000	0.666	0.756	0.817	0.867	0.915	1.067	1.293	1.618	2.301
70000	0.692	0.781	0.849	0.9	0.941	1.095	1.314	1.63	2.301
80000	0.715	0.8	0.876	0.923	0.964	1.119	1.341	1.643	2.301
90000	0.733	0.829	0.9	0.938	0.982	1.146	1.348	1.655	2.301
100000	0.753	0.854	0.925	0.958	1	1.164	1.37	1.66	2.305
200000	0.9	1	1.11	1.119	1.205	1.311	1.481	1.75	2.317

3.5. Сплайнова інтерполяція графіків $Nu = f(\beta, Re_l, Pr_l)$.

```

f(M, Prl, y, z) :=
  for i ∈ 0 .. cols(M) - 1
    Xi ← M0,i
    for i ∈ 1 .. cols(M1,0) - 1
      for j ∈ 1 .. rows(M1,0) - 1
        for k ∈ 0 .. cols(M) - 1
          Yk ← (M1,k)j,i
          M1j,i ← interp(cspline(X, Y), X, Y, Prl)
        Z ← (submatrix(M1,0, 0, 0, 1, cols(M1,0) - 1))T
        Y ← submatrix(M1,0, 1, rows(M1,0) - 1, 0, 0)
        F ← submatrix(M1, 1, rows(M1) - 1, 1, cols(M1) - 1)
        for i ∈ 0 .. cols(F) - 1
          Fyi ← interp(cspline(Y, F(y)), Y, F(y), y)
        interp(cspline(Z, Fy), Z, Fy, z)

```

4. Цикл розрахунку теплообміну за запропонованим в цій роботі методом.

```

α1(x) :=
  Xtt ←  $\left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0.1}$ 
  α ←  $\frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} 2 \frac{\rho_v}{\rho_l}}$ 
  wv ←  $\frac{Gx}{\rho_v \alpha}$ 
  Fr ←  $\frac{\rho_v (\rho_l - \rho_v) w_v^2}{\rho_l^2 (v_l g)^{\frac{2}{3}}}$ 
  Rev ←  $\frac{w_v d}{v_v}$ 
  Rel ←  $\frac{G d (1-x)}{\mu_l}$ 

```

$$C_{fo} \leftarrow \begin{cases} \frac{0.079}{Re_V^{0.25}} & \text{if } Re_V < 10^5 \\ \frac{0.046}{Re_V^{0.2}} & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$\beta \leftarrow \frac{C_{fo} Fr}{2}$$

$$Bo \leftarrow \frac{g d^2 (\rho_l - \rho_v)}{\sigma}$$

$$Fr_{l1} \leftarrow \frac{Gx}{[g d \rho_v (\rho_l - \rho_v)]^{0.5}}$$

$$n \leftarrow 1 - 0.7e^{-0.08 Fr_{l1}}$$

$$C \leftarrow 21 \left[1 - e^{(1-0.28 Bo^{0.5})} \right] \left(1 - 0.9e^{-0.02 Fr_{l1}^{1.5}} \right)$$

$$\Phi_V \leftarrow 1 + C X_{tt}^n + X_{tt}^2$$

$$\beta_V \leftarrow \beta \Phi_V$$

$$j \leftarrow \frac{q}{Gx h_{lv}}$$

$$b \leftarrow \frac{-2q}{G h_{lv} C_{fo}}$$

$$\Phi_q \leftarrow \begin{cases} 1 & \text{if } b < -4 \\ 1 + 17.5 Re_V^{0.25} j & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$\beta_{Vq} \leftarrow \beta \Phi_V \Phi_q$$

$$f \leftarrow f(M, Pr_l, Re_l, \beta_{Vq})$$

$$\alpha_1 \leftarrow f \frac{\lambda_l}{\left(\frac{v_l^2}{g} \right)^{\frac{1}{3}}}$$

5. Цикл розрахунку тепловіддачі для стратифікованого режиму течії.

$$\alpha_2(x) := \left| \begin{array}{l} \varepsilon \leftarrow \frac{1}{1 + \left(\frac{1-x}{x}\right)^2 \frac{\rho_V}{\rho_L}} \\ \theta_{\text{strat}} \leftarrow 2\pi - 2 \left[\pi(1-\varepsilon) + \left(\frac{3\pi}{2}\right)^{\frac{1}{3}} \left[1 - 2(1-\varepsilon) + (1-\varepsilon)^{\frac{1}{3}} - \varepsilon^{\frac{1}{3}} \right] - \frac{1}{200} (1-\varepsilon)\varepsilon [1 - 2(1-\varepsilon)] [1 + 4[(1-\varepsilon)^2 + \varepsilon^2]] \right] \\ F \leftarrow \frac{\pi d^2}{4} \\ A_l \leftarrow F(1-\varepsilon) \\ h \leftarrow \frac{d}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi - \theta_{\text{strat}}}{2}\right) \right) \\ L \leftarrow \frac{d}{2} (2\pi - \theta_{\text{strat}}) \\ C \leftarrow d \sin\left(\frac{2\pi - \theta_{\text{strat}}}{2}\right) \\ P \leftarrow L + C \\ d_{\text{eq}} \leftarrow \frac{4A_l}{P} \\ Re_l \leftarrow \frac{G d_{\text{eq}} (1-x)}{\mu_l} \\ \alpha_c \leftarrow 0.03 Re_l^{0.8} Pr_l^{0.5} \frac{\lambda_l}{d_{\text{eq}}} \\ \alpha_f \leftarrow 0.655 \left[\frac{\rho_l (\rho_l - \rho_V) g h_{lv} \lambda_l^3}{\mu_l d q} \right]^{1/3} \\ \alpha_2 \leftarrow \frac{\alpha_f \frac{d}{2} \theta_{\text{strat}} + (2\pi - \theta_{\text{strat}}) \alpha_c \frac{d}{2}}{\pi d} \end{array} \right|$$

6. Цикли формування вихідних результатів.

$$x_{\text{loc}} := x_1 - \frac{l_{\text{loc}}(x_1 - x_2)}{l} = 0.32$$

$$\alpha(x) := \left| \begin{array}{l} \alpha_1(x) \quad \text{if } F(x) > 5 \\ \alpha_2(x) \quad \text{otherwise} \end{array} \right|$$

$$\alpha_{\text{aver}} := \frac{\int_{x_2}^{x_1} (\alpha(x)) dx}{x_1 - x_2} = 1.47 \times 10^4 \frac{\text{kg}}{\text{K s}^3}$$

$$l(x) := \frac{l}{x_1 - x_2} (x_1 - x)$$

$$l(x) := \frac{l}{x_1 - x_2} (x_1 - x)$$

$$n := \frac{x_1 - x_2}{0.001} = 900$$

$$i := 0 \dots n$$

$$x_i := x_2 + 0.001 \cdot i$$

$$\alpha_i := \alpha(x_i)$$

$$l_i := l(x_i)$$

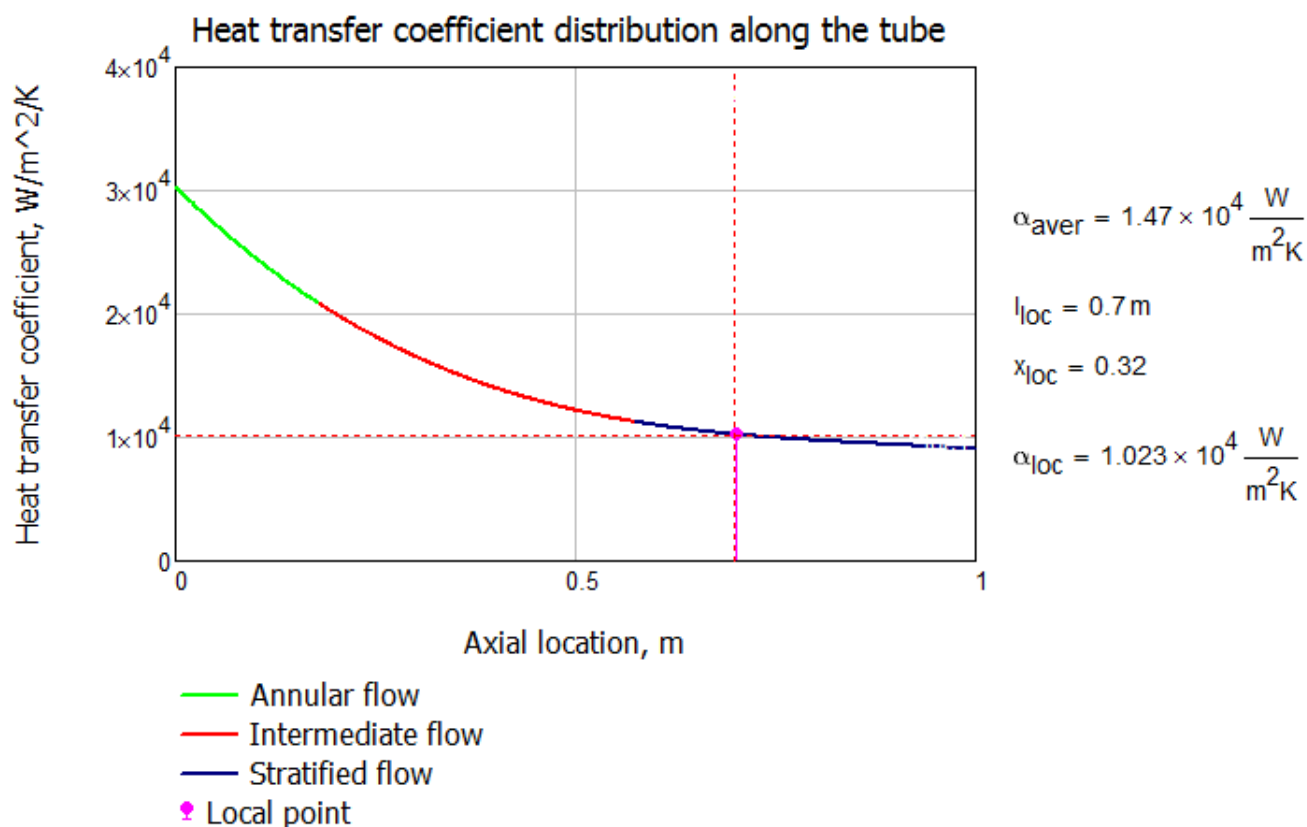
$$F_i := F(x_i)$$

$$l_{11_i} := \begin{cases} l_i & \text{if } F_i > 10 \\ \text{NaN} & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$l_{22_i} := \begin{cases} l_i & \text{if } 1 \leq F_i \leq 10 \\ \text{NaN} & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$l_{33_i} := \begin{cases} l_i & \text{if } F_i < 1 \\ \text{NaN} & \text{otherwise} \end{cases}$$

Вікно отриманого результату



Додаток Б.

Документи, що підтверджують впровадження результатів роботи

АКТ

об использовании научной разработки

Коллектив ученых НТУУ «КПИ» в составе: д.т.н. Риферт В.Г. (руководитель), к.т.н. Горин В.В., к.т.н. Усенко В.И., к.т.н. Барабаш П.А., и аспирант Середа В.В. предоставил по просьбе руководства ПАО ОПП «ХОЛОДМАШ», г.Одесса(от17.02.2013) разработанную им методику расчета теплообмена и гидравлического сопротивления при различных режимах конденсации паров фреонов R22, R417,R407 внутри горизонтальных труб. Использование указанной методики при проектировании и разработке конденсаторов воздушного охлаждения позволило уменьшить габариты и металлоемкость компрессорного -конденсаторного агрегата 25%.

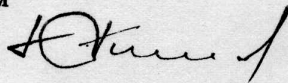
Генеральный директор ПАО ОПП
"ХОЛОДМАШ" Одесса

Заведующий техническим отделом



 Орищак В.А.

Каспров Ю.П.



Акт

об использовании научной разработки

Коллектив ученых НТУУ «КПИ» в составе: д.т.н. Риферт В.Г. (руководитель), к.т.н. Горин В.В., к.т.н. Усенко В.И., к.т.н. Барабаш П.А., и аспирант Середа В.В. предоставил по просьбе руководства «UkrIceCompany», г.Одесса(от 4.03.2013) разработанную им методику расчета теплообмена и гидравлического сопротивления при различных режимах конденсации паров фреонов R22, R134a, R404a, R410 внутри горизонтальных труб. Использование указанной методики при проектировании конденсаторов как воздушного так и водяного охлаждения позволило при сохранении габаритов и металлоемкости агрегата повысить тепловую нагрузку на него на 30%, в результате чего общее количество конденсаторов в установке снизилось с 9 до 6.

Директор «UkrIceCompany»
г.Одесса



Козачинский С.В.

Заведующий отделом «UkrIceCompany»

Тихомиров А.В.

