

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ГІДРОДИНАМІКИ ПЕРЕГРІТОГО ПОТОКУ РІДИНИ В ГІДРАВЛІЧНО ГЛАДКИХ ЩІЛИННИХ МІКРОКАНАЛАХ

Характерною ознакою адіабатного перегрітого однофазного потоку рідини від однофазного потоку рідини який знаходиться далеко від стану насичення $t_{nom} \ll t_s$ є можливість інтенсивного фазового переходу (скипання) при незначній зміні умов течії (наприклад при подоланні місцевого опору). Згідно існуючим даним [1–3] нерівноважність адіабатного перегрітого потоку рідини монотонно збільшується по довжині каналу зі зниженням тиску в ньому. При цьому, по мірі зниження тиску, в потоці можлива реалізація всіх існуючих режимів двофазної течії. Стосовно до адіабатних метастабільних потоків розроблено наступну еволюцію їх структури [2]. В початковій стадії розвитку закипаючого потоку виникає пухирчикова структура. По мірі збільшення паровмісту потоку росте розмір пухирчиків та пухирковий режим течії вичерпує себе, при цьому значення характеристичної функції парової фази дорівнює $B_2 = 0,524$. Сумарна поверхнева енергія стичних пухирчиків більша за поверхневу енергію одного агломерованого з них пухиря, це призводить до процесу злиття парових утворень. Подальше пароутворення буде призводити до росту розміру пухиря в поздовжньому напрямі, тобто пухирковий режим течії змінюється снарядним або снарядно-пінним. При руйнуванні рідких плівок та перемичок між ними відбувається інверсія фаз та виникає парокраплевий режим витікання. Відмічено випадки, коли нерівноважність фаз монотонно збільшується по мірі наближення потоку до вихідного перерізу та досягає найбільшого значення в вихідному перерізі, іншими словами, адіабатне скипання потоку відбувається безпосередньо на виході з каналу.

Попередній аналіз еволюції структури адіабатно скипаючого потоку рідини в щілинних мікроканалах товщиною $63 \div 170$ мкм, виконаний згідно методики поданій в монографії [2], виявив можливість реалізації в ньому всіх двофазних структур. В якості вихідних даних розглядались як мінімально можливі розміри парових зародків $R_0 = (0,5 \div 3,0) \cdot 10^{-6}$

м, так і розміри парових зародків для потоку, в якому присутні розчинені гази $R_0 = 36,0 \cdot 10^{-6}$ м. З іншого боку, співмірність лінійних розмірів парових зародків з розмірами щілинних мікроканалів може призвести до ускладнення фазового переходу по довжині каналу та реалізації інтенсивного адіабатного скипання рідини на виході з нього. При цьому, процес витікання буде близьким до течії метастабільного потоку через короткі трубки та діафрагми з випаровуванням в ядрі струмини, яке призводитиме до його дроселювання [3]. При такій моделі течії втрати тиску в щілинному мікроканалі можуть розглядатись як адитивна величина, яка складається з шляхових втрат обумовлених внутрішнім тертям в однофазному потоці ($\Delta p_{тр}$) та втрат при фазовому переході в вихідному перерізі мікроканалу ($\Delta p_{ф}$).

Мета роботи полягала в експериментальному вивченні адіабатної течії перегрітого потоку рідини в гідравлічно гладких щілинних мікроканалах та перевірці можливості скипання рідини по їх довжині при умові вільного витікання в об'єм з атмосферним тиском. Об'єктом дослідження виступали щілинні мікроканали товщиною $63 \div 170$ мкм. Предметом дослідження – гідродинамічні характеристики перегрітого потоку рідини в залежності від величини масової витрати середовища.

Методика експериментального дослідження

Експериментальне дослідження гідродинаміки адіабатного перегрітого потоку рідини в щілинних мікроканалах виконувалось на стенді, основні елементи якого відповідали позиціям, поданим в роботі [4].

Досліджувались концентричні гідравлічно гладкі кільцеві мікроканали шириною 63, 170 мкм. Теплообмін з зовнішньої поверхні робочої ділянки виключався теплоізоляцією останньої шаром азбестового шнура ШАП-1 (ГОСТ 1779-83) ($\lambda = 0,08 + 0,00017 t_{cp}$ Вт/(м °С), $\delta = 0,025$ м). Перепад тиску в робочій ділянці визначався двома шляхами: а) як різниця відліків зразкових пружинних манометрів встановлених на вході та виході в мікроканал; б) диференційним манометром ДТ 150. Для запобігання надходженню до диференційного манометру насиченої пари, імпульсні магістралі сполучались з приладом через гребінки, підключення до гребінок здійснювалось в їх верхній частині [5]. Вимірювання атмосферного тиску (p_{δ}) виконувалось чашковим ртутним барометром.

В якості робочої рідини використовувалась вода водопровідна [6], дослідження проводились в діапазоні масових швидкостей $\rho u \in (9,29 \cdot 10^2; 1,43 \cdot 10^4)$. Температура рідини на вході в канал змінюва-

лась в діапазоні $t_1 \in [100; 150)^\circ\text{C}$. Різниця між надлишковим тиском на виході з мікроканалу та атмосферним тиском не перевищувала 4400 Па. Вказані абсолютні величини відповідали наступним діапазонам чисел Рейнольдса та Ейлера – $Re \in (3,58 \cdot 10^2; 1,24 \cdot 10^4)$, $Eu \in (0,90; 52,78)$ ($Re = (\rho u X) / \mu$, $Eu = \Delta p_n / (\rho u^2)$, де X – характерний лінійний розмір, який дорівнював еквівалентному діаметру каналу). Геометричні розміри мікроканалів подаються в таблиці 1. Методи вимірювання тисків, температур та витрати відповідали описаним в роботі [4]. З усієї сукупності експериментальних даних виділялись випадки в яких ступінь перегріву адіабатного потоку, обумовлена втратою тиску в мікроканалі, становила $3 \div 8^\circ\text{C}$.

Таблиця 1

Характеристики кільцевих мікроканалів

№ п/п	Ширина, $\delta, 10^{-6}$ м	Довжина, $L, 10^{-3}$ м	Діаметр, 10^{-3} м			d_1/d_2	L/d_e
			внутрішній, d_1	зовнішній, d_2	еквівалент., d_e		
Канали гідравлічно гладкі							
1	63	20	14,934	15,060	0,126	0,992	158.7
2	170	5	14,720	15,060	0,340	0,977	14,7
3		10					29,4
4		15					44,1
5		20					58,8

Попередня обробка результатів експериментального дослідження полягала в побудові графічних залежностей перепаду тиску від масової витрати в мікроканалі, G - Δp . Представлення дослідних величин в абсолютному вигляді не дозволило виявити єдиної кореляційної залежності, що обумовило подальший перехід до безрозмірних координат Re - Eu . Фізичні властивості рідини при переході до безрозмірних комплексів приймалися при початкових умовах на вході потоку в мікроканал. Рідина приймалась ньютонівською та однорідною. Параметри її стану на кривій насичення однозначно визначались значеннями тиску вздовж проточного тракту витікання. Температура пари приймалась рівною температурі насичення при вимірюваному тиску потоку, а зміна її стану підпорядковувалась законам ідеального газу. Фізичні властивості рідини та водяної пари приймалися з роботи [6]. Побудова безрозмірних величин в логарифмічній системі координат $L/(ReX)$ – Eu дозволила оцінити вплив скипання перегрітого потоку рідини на падіння тиску в мікрока-

налі, за величиною відхилення повних втрат тиску від кривої, одержаної для однофазного ізотермічного потоку рідини. Графічні залежності вказали на якісну відмінність результатів, одержаних для метастабільних потоків. Використана координатна система не дозволила одержати єдиної узагальнюючої залежності, яка б характеризувала збільшення перепаду тиску в системі при наявності фазового переходу.

Подальша обробка полягала в розділенні повних втрат тиску в системі на втрати однофазного потоку рідини в мікроканалі та втрати обумовленої фазовим переходом. Як показали результати обробки, для каналів однієї ширини та різної довжини експериментальні точки утворюють єдину сукупність, яка може бути апроксимована степеневою функцією. Приймаючи до уваги, що одержана величина втрати тиску обумовлена фазовим переходом відрізняється від її значення при вході в мікроканал на порядок, останньою величиною нехтували. Виокремлення з повного перепаду тиску величини, яка характеризує скипання потоку, та її представлення як функції від величини, обернено пропорційній числу Рейнольдса, дозволило одержати єдину графічну залежність узагальнюючу результати проведеного дослідження. Узагальнюючий математичний вираз мав вигляд:

$$Eu = 48 \frac{L}{Re X} + A Re^{-n},$$

де $48L/(Re X)$ – доданок, який характеризує втрати тиску на тертя при однофазному русі рідини; $A Re^{-n}$ – доданок, який характеризує втрату тиску на прискорення потоку рідини при її фазовому переході.

Достовірність зроблених висновків, відносно механізму течії перегрітого потоку рідини в щілинних мікроканалах, перевірялась з використанням методики, суть якої полягала в наступному. Експериментально одержані значення повних втрат тиску (Δp_n) в мікроканалах при русі адіабатного перегрітого потоку рідини представлялись як сума шляхових втрат та тертя (Δp_{tr}) та місцевих втрат обумовлених фазовим переходом (Δp_ϕ). Відніманням від початкового тиску на вході в мікроканал величини шляхових втрат на тертя визначалась величина тиску на виході з мікроканалу перед дроселюванням (p_n). З іншого боку, втрати тиску при фазовому переході (Δp_ϕ) визначались з використанням моделі нерівноважної течії [3]. Так, масова швидкість при дроселюванні (G_d) визначалась залежністю:

$$G_d = C_c [2p_n \rho (1 - r_d)]^{1/2}, \quad (1)$$

де C_c – коефіцієнт стиснення, залежність (2); p_n – початковий тиск в однофазному потоці перед дроселюванням, Па; ρ – густина рідини, визначається для початкових параметрів потоку, кг/м^3 ; r_d – відносний тиск при дроселюванні, залежність (3).

Коефіцієнт стиснення (C_c) для нестисливого потоку визначався залежністю

$$C_c = [0,639(1 - \sigma)^{1/2} + 1]^{-1}, \quad (2)$$

де σ – поверхневий натяг рідини, Н/м, при початкових параметрах потоку.

Відносний тиск при дроселюванні визначався виразом:

$$r_d = p_d / p_n, \quad (3)$$

де p_d – тиск після дроселювання потоку, Па.

Існує зв'язок між тиском після дроселювання потоку та тиском насичення в паровій порожнині ($p_{нас}$):

$$p_{нас} = p_d + \frac{2\sigma}{R}, \quad (4)$$

де R – радіус парової порожнини, м.

Кіндеман та Уейлс, використовуючи точні дані про поверхневий натяг, отримали наступну залежність [3]:

$$r_d = \frac{p_{нас}}{p_n} \left(1 - 0,26 \frac{\sigma}{\sigma_R} \right), \quad (5)$$

де σ_R – поверхневий натяг при тиску 1,2 МПа.

При наближенні $R \rightarrow 1 \cdot 10^{-3}$ м, доданок $2\sigma/R \ll p_d$, тому рівняння (4) може бути представлено у вигляді

$$p_{нас} = p_d. \quad (6)$$

Втрати тиску при дроселюванні визначались рівнянням

$$\Delta p_\phi = p_n - p_d. \quad (7)$$

Використовуючи подані залежності (1)–(7) методом ітерацій розраховувались величини (G_d), ($\Delta p_{тр}$), (Δp_ϕ). В логарифмічній $G_d - p_n$ системі координат будувалась експериментальна кореляція тиску потоку перед дроселюванням (p_n) від масової швидкості при дроселюванні (G_d). Поряд, будувалась крива, яка розраховувалась за залежностями (1)–(7), та представляла собою кореляцію одержану Кіндеманом та Уейлсом

при дослідженні витікання метастабільних потоків з отворів та коротких насадків [3]. За результатами порівняння робився висновок відносно вірності прийнятого механізму руху та витікання потоку рідини, та можливості подальшого використання результатів досліджень.

Результати експериментальних досліджень

На рис. 1 подаються графічні залежності повних втрат тиску в перегрітому потоці рідини для мікроканалів з різними геометричними розмірами. Для каналів однакової ширини експериментальні дані утворюють єдині сукупності точок, що дозволяє зробити висновок відносно малого впливу довжини кільцевого мікроканалу L на загальну величину перепаду тиску. З іншого боку, спостерігається значне відхилення даних, одержаних для каналів різної ширини, Δp_{Σ} тим більше, чим менша ширина кільцевого мікроканалу. Незначна залежність повного перепаду тиску від величини масової витрати потоку при різному ступеню його перегріву обумовлювалась основним впливом на його значення втрат при фазовому переході в перегрітому потоку рідини. При цьому, в силу

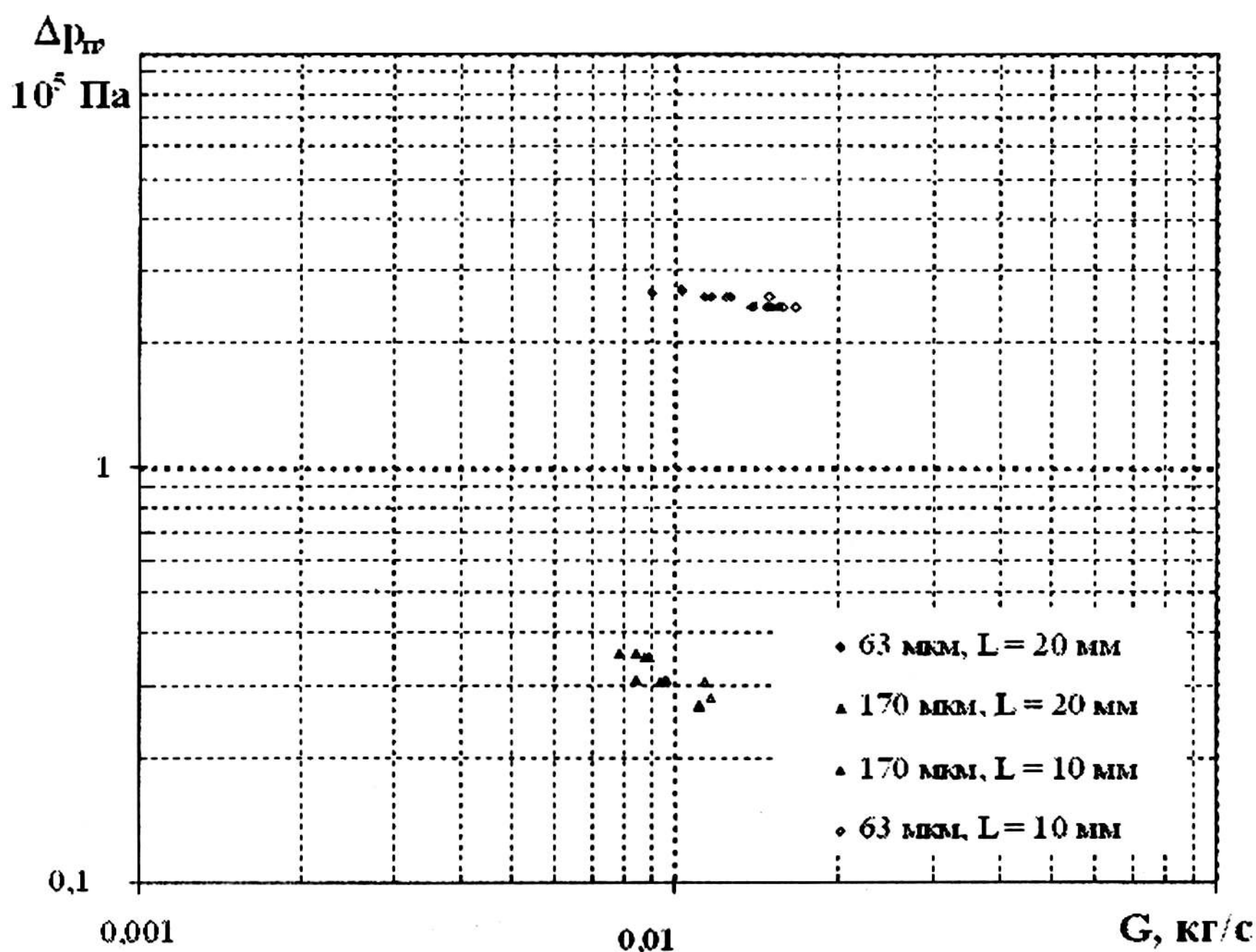


Рис. 1. Залежність повних втрат тиску від масової витрати в системі

значної відмінності густини фаз, незначний перегрів потоку, в 3...5 °С, призводить до різкого збільшення істинного масового паровмісту, після чого, основний вклад в величину повних втрат тиску визначається саме наявністю парової фази потоку. В розглянутому діапазоні масових витрат потоку вплив паровмісту на величину повних втрат тиску проявлявся тим менше, чим більший мікроканал розглядався. Проте, розглянуті графічні залежності не дозволили зробити висновок відносно характеру течії перегрітого потоку в мікроканалі. На наступному рисунку повні втрати тиску в системі подані в безрозмірних координатах (рис. 2). Апроксимація сукупностей експериментальних точок степеневими виразами дозволила встановити, що показник ступеню при числі Рейнольдса постійний, та дорівнює $n = -2,7 \pm 0,1$. Між одержаними рівняннями спостерігалось невелике відхилення, на величину постійного коефіцієнту при числі Рейнольдса, так для каналу шириною 63 мкм – $Eu = 3,0 \cdot 10^{10} Re^{-2,8}$, для каналу шириною 170 мкм – $Eu = 5,4 \cdot 10^9 Re^{-2,6}$.

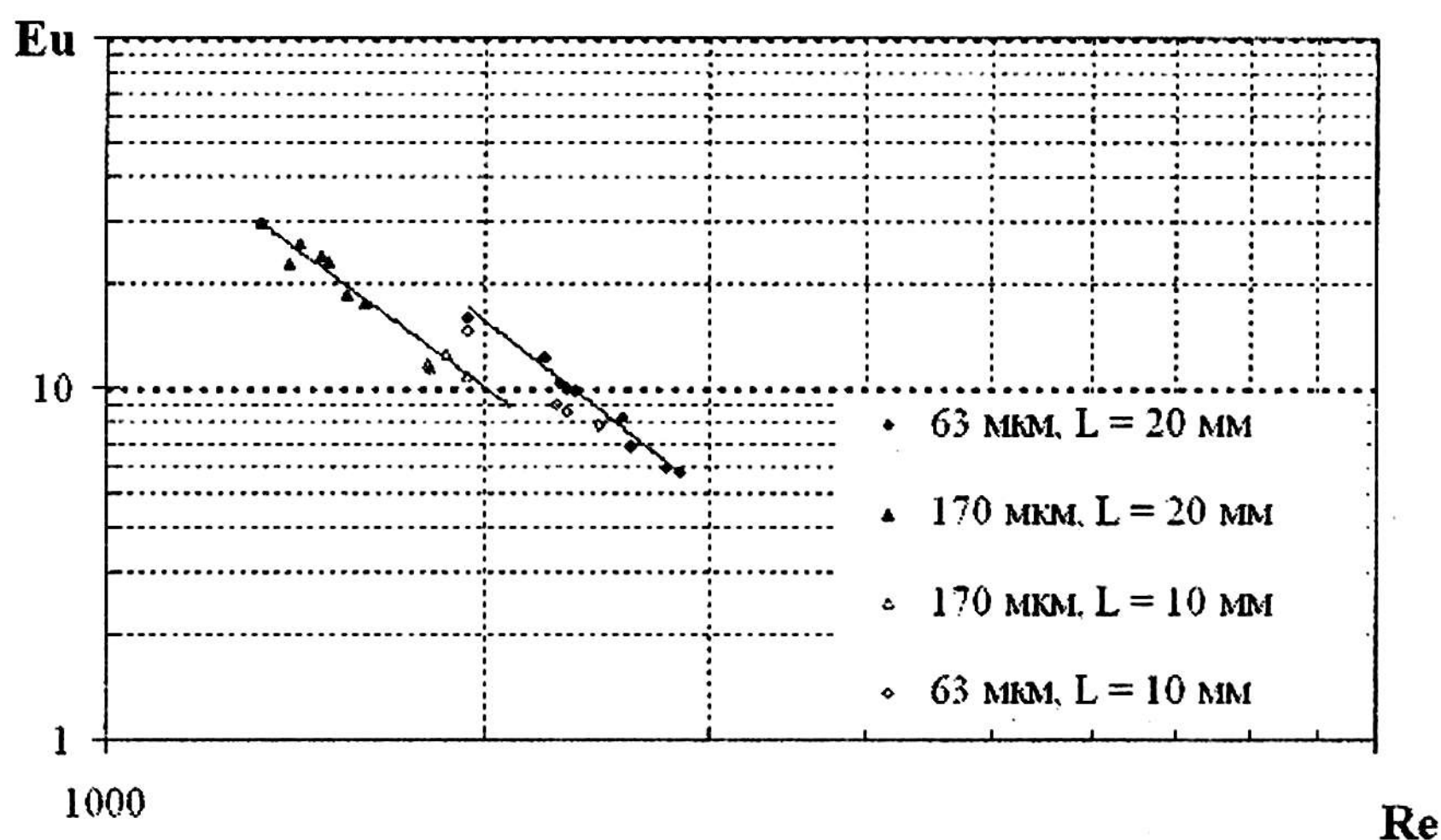


Рис. 2. Узагальнення результатів дослідження для мікроканалів різної ширини

Подальше порівняння результатів досліджень проводилось в $L/(ReX)$ - Eu системі координат. На рис. 3 представлено сукупності експериментальних точок, які вказали на якісну відмінність одержаних результатів втрат тиску в метастабільних потоках по відношенню до течії однофазного ізотермічного потоку рідини.

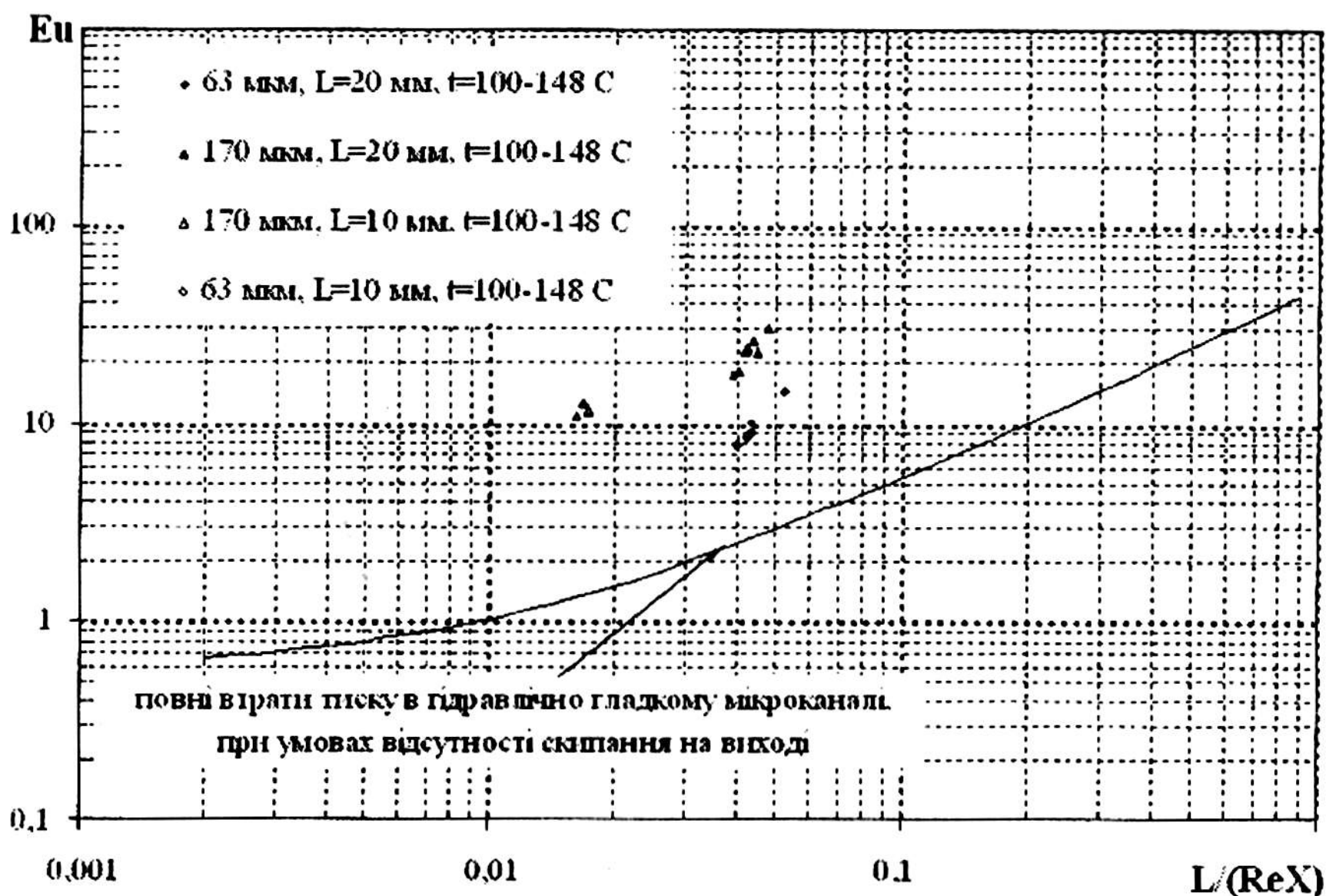


Рис. 3. Порівняння повних втрат тиску при течії метастабільного потоку рідини з втратами, одержаними при течії однофазного ізотермічного потоку

Приймаючи до уваги результати подані на рис. 1–3 та базуючись на результатах, опублікованих в роботі [3], повні втрати тиску представлялись в вигляді суми доданків – втрат тиску на тертя однофазного потоку рідини в кільцевому мікроканалі та втрат тиску обумовлених фазовим переходом на виході з мікроканалу. Перепад тиску обумовлений адіабатним скипанням перегрітого потоку рідини на виході з мікроканалу в об'єм з атмосферним тиском, як функція від величини обернено пропорційній числу Рейнольдса, подається на рис. 4.

Виокремлення із загальних втрат тиску на ділянці величини втрат на тертя однофазного потоку в мікроканалі, дозволило одержати єдине узагальнююче рівняння втрат тиску на виході з мікроканалу, при цьому, коефіцієнт достовірності апроксимації дорівнював $R^2 = 0,95$. Отримана графічна залежність описувалась рівнянням виду:

$$Eu - \left[\Delta p_{тр} / (\rho u^2) \right] = 2,53 \cdot 10^{10} Re^{-2,86}, \quad (8)$$

де Eu – повний перепад тиску на ділянці; $\Delta p_{тр} / (\rho u^2)$ – перепад тиску в мікроканалі, обумовлений тертям при сталій однофазній течії рідини.

$$Eu = [\Delta p_{tr} / (\rho u^2)]$$

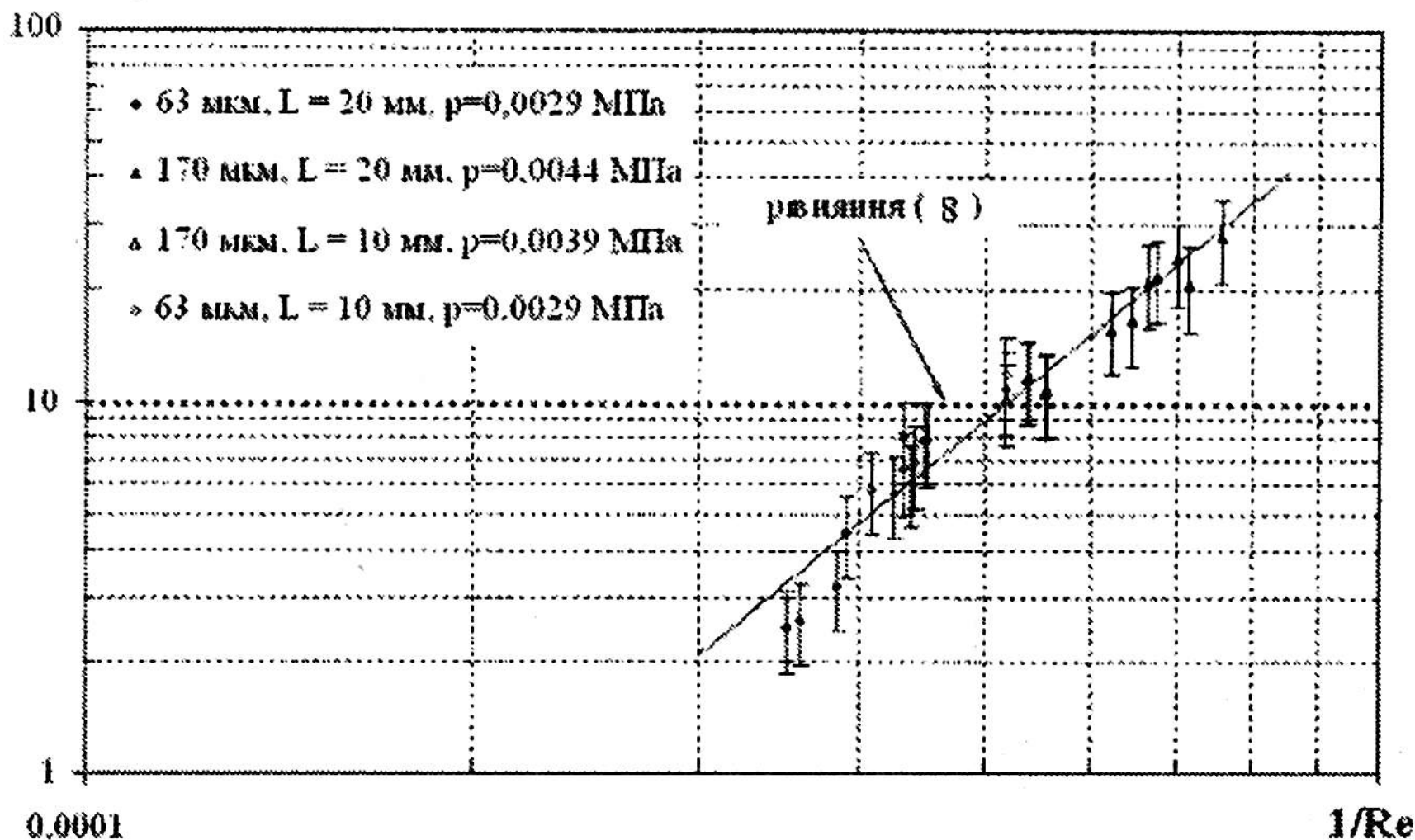
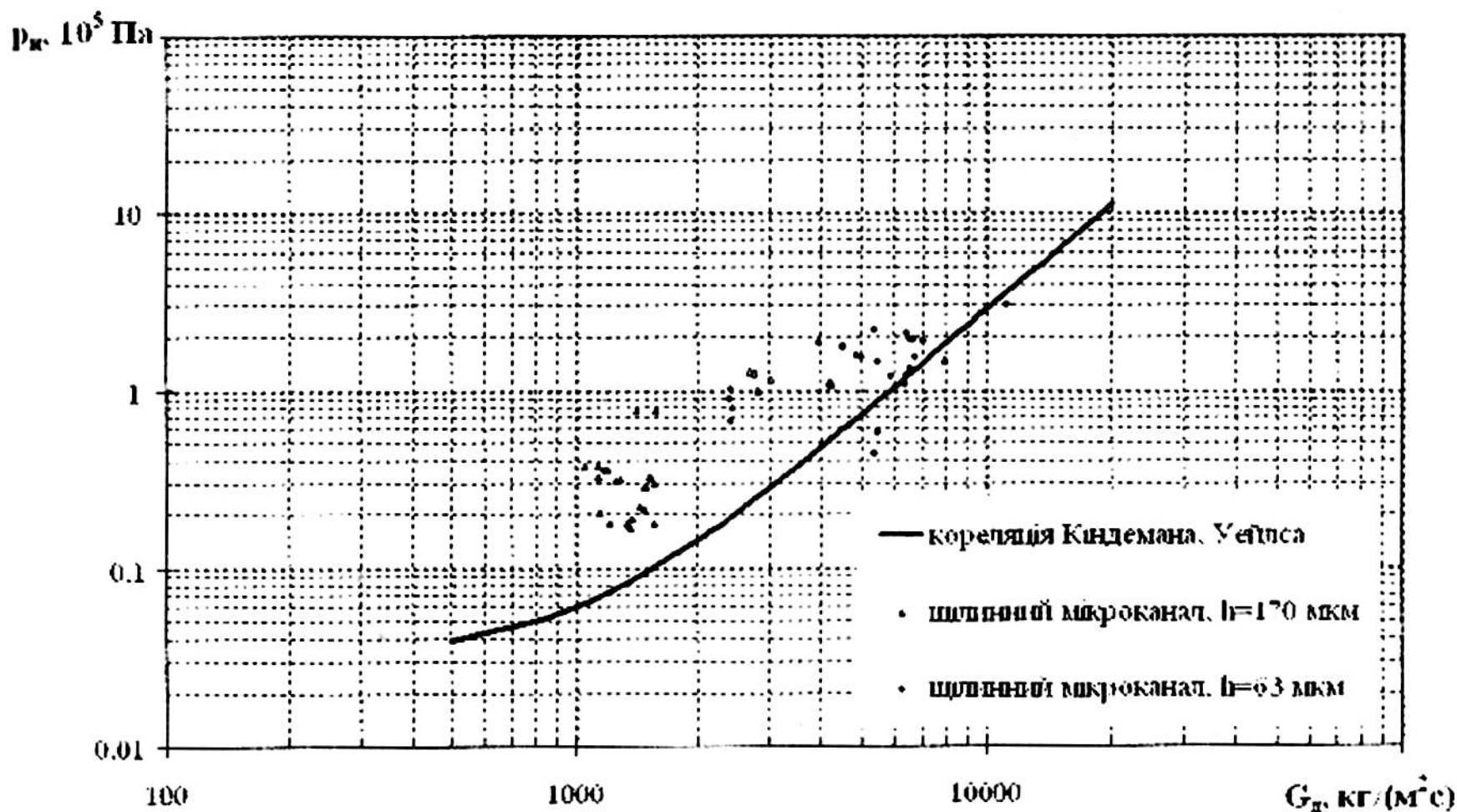


Рис. 4. Узагальнююча кореляція перепаду тиску обумовленого фазовим переходом метастабільного потоку рідини

Вираз (8) залишається вірним в діапазоні зміни аргументу $Re \in (1300; 3000)$ лише при умові витікання потоку в середовище з атмосферним тиском. Повні втрати тиску в адіабатному потоці перегрітої рідини, при умові її витікання в об'єм з атмосферним тиском, визначаються виразом:

$$Eu = 48 \frac{L}{Re X} + 2,53 \cdot 10^{10} Re^{-2,86}. \quad (9)$$

Порівняння натурних втрат тиску на місцеві опори з розрахунковою величиною при адіабатному скипанні потоку, при його витіканні з отворів та коротких насадків, одержаною з використанням кореляції Кіндемана, Уейлса, дозволило встановити, що експериментально одержані величини задовільно описуються розрахунковою кривою, рис. 5. Незалежність втрат тиску на місцеві опори від довжини мікроканалів та їх задовільна апроксимація розрахунковою кривою для втрат тиску при адіабатному скипанні потоку, дозволили зробити висновки відносно характеру течії перегрітого потоку рідини в мікроканалах.



Висновки

Експериментально доведено факт ускладнення адіабатного скипання перегрітого потоку рідини (ступінь перегріву не перевищувала $3\div 8^\circ\text{C}$) в щілинних мікроканалах товщиною $63\div 170$ мкм. Гідравлічна характеристика системи являє собою адитивну величину шляхових втрат однофазного потоку рідини та місцевих втрат обумовлених її фазовим переходом на виході з мікроканалу.

Одержано критеріальне рівняння (9), яке дозволяє розраховувати повні втрати тиску адіабатної течії рідини в щілинних мікроканалах при її витіканні в об'єм з атмосферним тиском. Рівняння залишається вірним в діапазоні чисел Рейнольдса $Re \in (1300; 3000)$.

Література

1. Долинский А. А., Басок Б. И., Накорчевский А. И. Адиабатически вскипающие потоки. Теория, эксперимент, технологическое использование. – К.: Наукова думка, 2001. – 208 с.
2. Накорчевский А. И., Басок Б. И. Гидродинамика и тепломассоперенос в гетерогенных системах и пульсирующих потоках. – К.: Наукова думка, 2001. – 348 с.

3. Чисхолм Д. Двухфазные течения в трубопроводах и теплообменниках Пер. с англ. – М.: Недра, 1986. – 204 с.

4. Малкін Е. С., Тимощенко А. В. Дослідження процесів руху і теплообміну рідини і насиченої водяної пари в кільцевих мікроканалах // Вентиляція, освітлення та теплогазопостачання. – 2001. – № 1. – С. 53–57.

5. Преображенский В. П. Теплотехнические измерения и приборы: Учебник для вузов по специальности “Автоматизация теплоэнергетических процессов.” 3-е изд., перераб. – М.: “Энергия”, 1978. – 704 с., ил.

6. Ривкин С. Л., Александров А. А. Термодинамические свойства воды и водяного пара: Справочник. Рек. Гос. службой стандартных справочных данных – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 80 с., ил.