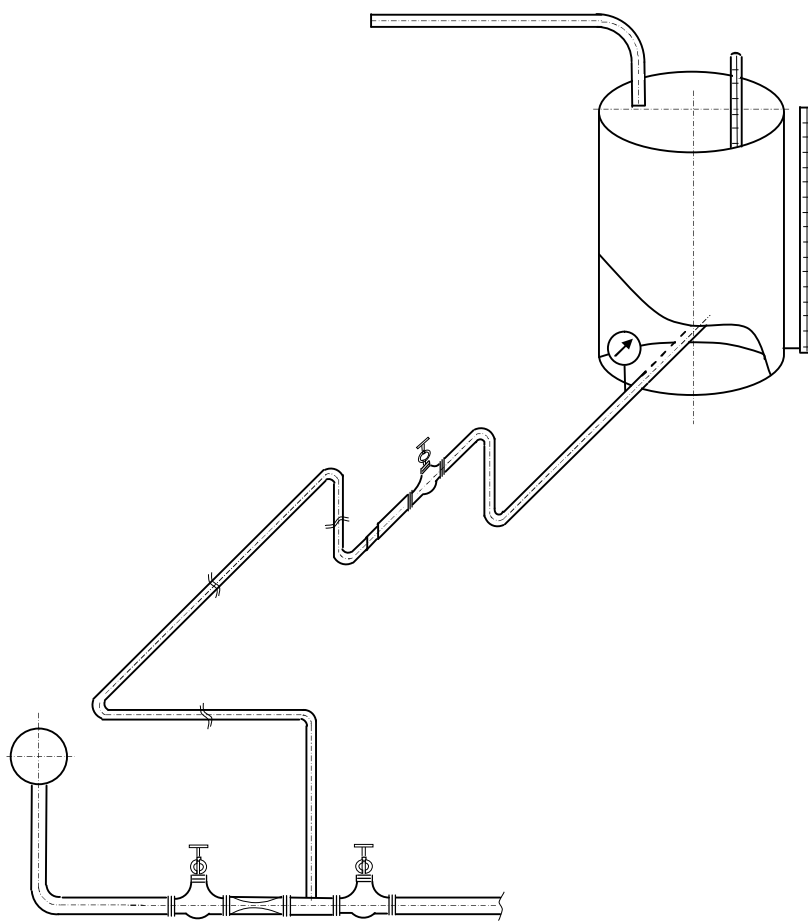


С. Й. Ткаченко, Н. Д. Степанова

***САМОЗАКИПАЮЧІ ПОТОКИ В ДРЕНАЖНИХ
КАНАЛАХ ТЕПЛОТЕХНОЛОГІЧНИХ СИСТЕМ***



Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

С. Й. Ткаченко, Н. Д. Степанова

САМОЗАКИПАЮЧІ ПОТОКИ В ДРЕНАЖНИХ КАНАЛАХ
ТЕПЛОТЕХНОЛОГІЧНИХ СИСТЕМ

Монографія

УНІВЕРСУМ-Вінниця
2008

УДК 532.529

Т 23

Рецензенти:

Р.Д. Іскович-Лотоцький, доктор технічних наук, професор

С.М. Василенко, доктор технічних наук, професор

Рекомендовано до видання Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 11 від 24.04.2008 р.)

Ткаченко С. Й., Степанова Н. Д.

Т 23 Самозакипаючі потоки в дренажних каналах теплотехнологічних систем. Монографія. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2008. – 160 с.

ISBN 978-966-641-274-7

В монографії здійснено аналіз особливостей самозакипаючих потоків в дренажних каналах. Наведено результати фізичного та числового моделювання цих потоків в теплотехнологічних системах. Розроблено методику розрахунку теплогідродинамічних процесів в дренажних каналах.

Для науковців, спеціалістів народного господарства, викладачів, аспірантів, студентів.

УДК 532.529

ISBN 978-966-641-274-7

© С. Ткаченко, Н. Степанова, 2008

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ.....	5
ВСТУП.....	7
1. ДРЕНАЖНИЙ КАНАЛ В СКЛАДІ ТЕПЛОТЕХНОЛОГІЧНОЇ СИСТЕМИ.....	8
1.1. Конструктивні особливості дренажних каналів.....	8
1.2. Двофазні течії: механізми, структури, характеристики.....	12
2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ СТЕНДИ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ДВО- ФАЗНИХ ПОТОКІВ В ДРЕНЕЖНИХ КАНАЛАХ ТТС.....	16
2.1. Дослідна установка 1. Водоповітряні потоки – втрати тиску вздовж труби, у місцевих опорах (діафрагмах), взаємний вплив місцевих опорів.....	17
2.2. Дослідна установка 2. Водоповітряні потоки – втрати тиску у вентилі.....	22
2.3. Дослідна установка 3. Самозакипаючі потоки води – пропуск- на спроможність дренажного каналу складної конфігурації в умо- вах теплообміну з навколишнім середовищем.....	24
2.4. Оцінка очікуваних похибок вимірювань.....	32
3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВТРАТ ТИСКУ ПІД ЧАС РУХУ ОДНО- ТА ДВОФАЗНОГО ПОТОКІВ.....	34
3.1. Втрати тиску вздовж трубопроводу.....	34
3.2. Втрати тиску у місцевих опорах.....	37
3.3. Взаємний вплив місцевих опорів.....	42
3.4. Закономірності втрат тиску на тертя по довжині каналу та у місцевих опорах під час руху одно- та двофазних потоків.....	49
4. МАТЕМАТИЧНЕ І ФІЗИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ САМОЗАКИ- ПАЮЧИХ ПОТОКІВ.....	62
4.1. Закономірності двофазних течій.....	62
4.2. Порівняльний аналіз методів розрахунку дренажних каналів ..	75
4.3. Критичні параметри потоку.....	76
4.4. Рівняння збереження для двофазного потоку.....	79

4.5. Математична модель теплогідродинамічних процесів у дренажному каналі.....	88
5. МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ САМОЗАКИПАЮЧИХ ПОТОКІВ У ДРЕНАЖНИХ КАНАЛАХ, МОДЕРНІЗАЦІЯ ТЕПЛОТЕХНОЛОГІЧНИХ СИСТЕМ	118
5.1. Методика розрахунку теплогідродинамічних процесів у дренажному каналі.....	118
5.2. Модернізація схеми періодичної продувки парових котлів	125
5.3. Дренажний канал – як система відведення конденсату та підготовки пари для теплотехнологічного споживача	131
5.4. Використання методики розрахунку ДКСК для модернізації теплотехнологічної системи підготовки гліцерину	138
5.5. Використання ерліфтного методу організації циркуляції субстрату в системі термостабілізації реактора біогазової установки.....	141
ЛІТЕРАТУРА	146

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

ДК	дренажний канал;
ДКСК	дренажний канал складної конфігурації;
ТТС	теплотехнологічна система;
c_p	питома теплоємність при постійному тиску, кДж/(кг·°С);
c_v	питома теплоємність при постійному об'ємі, кДж/(кг·°С);
d	внутрішній діаметр, м;
d_0	діаметр найменшого перерізу, м;
f_0	площа найменшого перерізу, м ² ;
F	площа поперечного перерізу каналу, м ² ;
Fr	критерій Фруда;
g	прискорення вільного падіння, м/с ² ;
G	масова витрата, кг/с;
Ga	критерій Галілея;
h	ентальпія, кДж/кг;
k	показник адіабати;
L, l	довжина трубопроводу, м;
$m = \rho \cdot w$	приведена масова швидкість, кг/(м ² ·с);
P	абсолютний тиск, Па;
Re	критерій Рейнольдса;
s	ентропія, кДж/кг;
t	температура, °С;
T	абсолютна температура, К;
V	об'ємна витрата, м ³ /с;
w, u	швидкість, м/с;
w'	дійсна середня швидкість важкої фази (води), м/с
w''	дійсна середня швидкість легкої фази (повітря, пари), м/с
w_0	витратна швидкість двофазного потоку, м/с;
w_0'	приведена швидкість важкої фази (води), м/с
w_0''	приведена швидкість легкої фази (повітря, пари), м/с
$w_T = w'' - w'$	відносна швидкість фаз у двофазному потоці, м/с;

$w_{sm} = w_0' + w_0''$	швидкість суміші, м/с;
We	критерій Вебера;
x	витратний масовий газовміст;
β	витратний об'ємний газовміст;
ΔP	втрати тиску, Па;
$\gamma = w''/w'$	відносне ковзання фаз;
φ	дійсний об'ємний газовміст;
λ	коефіцієнт опору тертя;
μ	коефіцієнт динамічної в'язкості, Па·с;
ν	коефіцієнт кінематичної в'язкості, м ² /с;
ρ	густина, кг/м ³ ;
σ	коефіцієнт поверхневого натягу, Н/м;
τ_0	дотична напруга, Па;
υ	питомий об'єм, м ³ /кг;
	Індекси:
cp	середнє за тиском значення;
tr	трубопровід;
df	двофазний потік;
mo	місцеві опори;
niv	нівелірна складова;
of	однофазний потік;
pr	прискорення;
tr	тертя;
'	вода;
''	пара

ВСТУП

Зростання цін на паливо спонукає до необхідності підвищення ефективності роботи теплообмінного і парогенеруючого обладнання на промисловому підприємстві, яка в свою чергу залежить від роботи систем відведення конденсату і ліній періодичних продувок парогенераторів, тобто дренажних каналів (ДК) теплотехнологічних систем, тому їх правильне проектування є важливою задачею.

У ДК реалізуються критичні або докритичні потоки насиченої води з паром або води із температурою близькою до температури насичення. Більшість відомих в наш час досліджень таких потоків проводились на соплах, насадках, коротких трубопроводах і незначна кількість – на довгих трубопроводах.

Дренажні канали теплотехнологічних систем (ДК ТТС) – це передусім довгі трубопроводи, що містять значну кількість відгалужень та місцевих опорів, тобто мають складну конфігурацію. Спеціальних досліджень потоків самозакипаючої рідини у складній системі нами не виявлено. Існуючі методики, що можна застосувати для розрахунку таких систем дають розбіжність у величинах пропускної спроможності в 1,6...5 разів. Основною причиною є недостатньо обґрунтовані методи врахування гідродинамічних характеристик двофазного потоку у системі складної конфігурації, а саме втрат тиску на тертя по довжині трубопроводу, у місцевих опорах, на прискорення та нівелірної складової втрат тиску.

В монографії висвітлено результати досліджень теплогідродинамічних процесів у елементах дренажних каналів, на яких починає рух вода у стані насичення або дещо недогріта до температури насичення, закономірностей гідродинаміки в умовах, що відповідають умовам роботи ДК, побудовано методики розрахунку дренажних каналів складної конфігурації.

1. ДРЕНАЖНИЙ КАНАЛ В СКЛАДІ ТЕПЛОТЕХНОЛОГІЧНОЇ СИСТЕМИ

1.1. Конструктивні особливості дренажних каналів

Коло проблем, що відносяться до течії двофазних середовищ, надзвичайно широке і включає течії таких систем, як газ–тверде тіло, рідина–рідина, тверде тіло–рідина, а також систем газ–рідина. Такі потоки існують в системах газопостачання зрідженими газами (пропан-бутанові суміші), системах пневмотранспорту, гідротранспортних установках [1], а також і у елементах теплотехнологічних систем, в тому числі, і в дренажних каналах [2].

Система продувки парогенераторів – одна із систем, яку можна віднести до дренажних. Для підтримання водохімічного режиму роботи котлоагрегатів проводять продувки котла:

- безперервну – для видалення солей в районі дзеркала випаровування у верхньому барабані котла;
- періодичну – для видалення грубодисперсного шламу, що осідає в колекторах.

Окрім видалення шламу із колекторів, система періодичної продувки, згідно СНиП II-35-76, виконує ще й функцію спускного трубопроводу для випорожнення барабана під час аварії або зупинки котлоагрегату. Правильна та доцільна її робота обумовлює надійність роботи парового котла в цілому [3, 4]. Для правильної побудови та розрахунку системи необхідно дослідити умови її роботи та особливості процесів, що відбуваються під час продувки котла.

Процес періодичної продувки парового котла супроводжується одночасною подачею в барабан значної кількості живильної води із температурою значно нижчою за температуру котлової води, що може призвести до низки негативних явищ, серед яких [5, 6]:

- порушення температурного режиму води в барабані котла, що погіршує циркуляцію в топкових екранах і призводить до температурних деформацій стінок барабана;
- різке зниження рівня води в барабані котла, що може призвести до зменшення гідростатичного тиску води, погіршення її доступу в колектори і пошкодженню екранних труб);
- різке підняття рівня води в барабані котла, що може призвести до порушення роботи сепараційних пристроїв і аварії турбін;

- надлишкове збільшення рівня води в барабані перед продувкою, що призводить до збільшення потужності живильних насосів та порушення роботи автоматики живлення;
- часткова конденсація пари та попадання пароводяної суміші в турбіну і її аварія;
- підвищення температури перегрітої пари;
- великих втрат конденсату;
- відсутність сепараторів періодичної продувки, що призводить до великих втрат теплоти.

Беручи до уваги вищенаведене, можна зробити висновок, що правильне проектування систем періодичних продувок є досить важливою задачею в плані забезпечення надійності роботи теплогенеруючого обладнання та енергозбереження.

На більшості підприємств харчової та переробної промисловості у технологічному процесі використовують насичену або слабо перегріту пару. Після установок, що використовують пару, отримують насичений або киплячий конденсат. Ефективність роботи теплотехнологічної схеми підприємства залежить від роботи систем відведення конденсату [7], тому правильне їх проектування є важливою задачею.

Відомо декілька типів систем відведення конденсату: закриті, відкриті і змішані. Відкриті системи прості у виготовленні та експлуатації і відносно дешеві, але вони обумовлюють посилення корозійних процесів в трубах і обладнанні, а також, виходячи з конструкції, втрачають теплоту, яка може бути корисно використана у системі. Тому, такі схеми використовуються лише у випадках малих кількостей конденсату (до 10 т/год) та в системах, що транспортують замаслений конденсат. Більш довговічними є закриті схеми відведення конденсату, в яких конденсатні баки і приєднана до них конденсатна система ізольовані від атмосфери та знаходяться під надлишковим тиском. В такому випадку пара із системи не втрачається [8].

Основними недоліками цих систем є те, що надлишковий тиск у конденсатозбірниках забезпечується додатковим підведенням пари із паропроводів, або для цього використовується пара вторинного закипання. Це є нераціональним використанням теплоти, а крім того виникає необхідність встановлення насосів.

Втрати теплоти під час скидання пари вторинного закипання конденсату і прольотної пари у випадку застосування закритих систем доходять інколи до 10...15 % і більше. Тому, з економічної точки зору, використання теплоти конденсату представляє великий інтерес.

Використання цієї теплоти може бути здійснено двома способами: охолодженням конденсату в теплообмінниках та виділенням із конденсату пари вторинного закипання і прольотної пари із наступним її використанням [8].

Окрім вказаного, схеми збору конденсату (відкриті і закриті) підрозділяються на: самотечійні, що працюють за рахунок різниці висот початку і кінця конденсатопроводу; напірні, що працюють за рахунок різниці тиску середовища на початку і в кінці конденсатопроводу; ті, що працюють за рахунок тиску, створюваного перекачувальними насосами. Самотечійні системи характеризуються низькими швидкостями, малими градієнтами тиску і, відповідно, високою теплоємністю. Ця робота, насамперед, присвячена дослідженню напірних конденсатопроводів, що характеризуються більш високими швидкостями середовища і високими градієнтами тиску, що інколи сумірні із початковим тиском у системі.

Основною задачею у теплотехнологічному процесі є забезпечення необхідних параметрів продукції у цьому циклі виробництва. Одним із чинників впливу на якість продукції є параметри пари на вході у паровикористовуюче устаткування. Відомі із літератури [3, 4] способи організації системи підготовки пари через складність конструкції і автоматичного регулювання не знайшли свого застосування у теплотехнологічних системах із невеликими витратами пари.

Аналізуючи вищенаведене, виникає необхідність у розробці рекомендацій для інженерної практики щодо проектування та влаштування енергоефективних дренажних каналів теплотехнологічних систем (ДК ТТС).

В дренажних каналах відбуваються такі процеси: течія рідини; самозакипання рідини; теплообмін з навколишнім середовищем (обмежений), залежно від призначення системи; докритичні та критичні двофазні течії. Тиск рідини під час руху по трубопроводу знижується внаслідок тертя, зміни напрямку та величини швидкості, зміни геодезичних відміток трубопроводу та ін. Інтенсивність процесу самозакипання може значно перевищувати інтенсивність, обумовлену наявністю теплообміну, за цих умов процес набуває адіабатного характеру [9]. Таким чином, у ДК ТТС можуть реалізуватись одно- і двофазні течії. Дренажні канали із одно- і двофазним (докритичним і критичним) потоком конструктивно можуть складатись із ділянок, наведених у табл. 1.1.

Таблиця 1.1

Конструктивні елементи дренажної системи

Ділянка		Горизонтальні	Вертикальні		Під кутом до горизонтальної площини	
			підйомні	опускні	підйомні	опускні
		1	2	3	4	5
Прямолінійна ділянка		1	+	+	+	+
Місцеві опори	з ділянкою стабілізації	2	+	+	+	+
	без ділянки стабілізації	3	+	+	+	+

Під час проектування ефективних ДК ТТС, в тому числі і систем відведення конденсатів від теплотехнологічних споживачів, систем періодичних продувок можуть вирішуватись такі задачі [8]:

- визначення витрати закипаючої рідини в трубопроводі відомої геометрії;
- вибір діаметра за витратою, початковим і кінцевим тиском у системі;
- визначення початкового тиску середовища за витратою і кінцевим тиском у системі заданої геометрії.

Дренажні канали можуть бути обладнані конденсатовідвідниками, запірними пристроями, зворотними клапанами та іншими місцевими опорами (колінами, конфузорами, дифузорами, переходами з одного діаметра на інший тощо).

Під час досліджень руху двофазних потоків у теплоенергетичному обладнанні важливим питанням є розрахунок критичних витрат, оскільки критичні течії легко досягаються навіть за умов відносно малої різниці тисків на місцевому опорі в зв'язку з досягненням у найвужчому перерізі швидкості розповсюдження слабких збурень [10]. Критичні течії, як і усі течії самозакипаючих рідин, пов'язані зі зміною фазового складу потоку [11].

Експериментальним та теоретичним дослідженням гідродинаміки двофазних потоків присвячено велику кількість робіт, в яких розглядаються передусім течії у соплах [12–18], насадках і каналах невеликої довжини [15, 19–44], діафрагмах [16, 19, 45–52], термосифонах [53–55] та у плівкових апаратах [56]. Для проектування дренажних і магістральних трубопроводів [57], а також систем відведення конденсату, в яких спостерігається закипання теплоносія, практичний інтерес викликають дослідження течій в каналах з відно-

сною довжиною $L/d > 1000$ із геометричними особливостями, що відповідають реальним ДК.

1.2. Двофазні течії: механізми, структури, характеристики

Течія двофазної суміші в трубі характеризується рядом структур у вигляді бульбашок, снарядів та плівки, конфігурація яких не завжди піддається чіткому визначенню, що заважає точному і об'єктивному опису течії [58]. Для більш точного моделювання фізичних явищ у двофазному потоці необхідно знати режим цих течій.

Виділяють три основних режими течії у вертикальних трубах [59]:

- *бульбашкова течія*, під час якої рідка фаза безперервна, а парова – дискретна;
- *снарядна течія*, під час якої деякі із парових бульбашок займають майже весь поперечний переріз каналу, а простір між бульбашками займає рідка фаза;
- *кільцева течія*, під час якої рідка фаза утворює безперервне кільце вздовж стінки каналу, а парова – суцільне ядро.

Для горизонтальних труб, крім наведених вище, можна виділити: *пробкову течію*, коли у бульбашковій течії із збільшенням витрати газу бульбашки зливаються, утворюючи невеликі пробки; *розширону течію*, коли рідина рухається по дну, а газ – у верхній частині труби; *хвильову течію*, коли із збільшенням витрати газу на поверхні розділу фаз у розшириваній течії виникають хвилі [1].

На виникнення тієї чи іншої структури потоку впливає досить велика кількість факторів [58], серед яких: об'ємні витрати рідкої G' і газової G'' фаз; тиск P ; градієнт тиску ΔP ; питомий тепловий потік q ; густини ρ' і ρ'' та в'язкості ν' і ν'' рідкої і парової фаз; поверхневий натяг σ ; геометрія труби; характерна довжина труби L ; кут нахилу труби θ відносно горизонтальної площини; напрям потоку; довжина від входу до перерізу, що розглядається. Канали із помірними градієнтами тиску характеризуються помірними швидкостями суміші (w_{sm}), а з великими градієнтами суміші – досить високими w_{sm} .

Бульбашкову течію можна спостерігати за низьких швидкостей суміші w_{sm} і низьких паровмістів β . Снарядна течія можлива за помірних β і відносно низьких w_{sm} у досить протяжних каналах. У довгих трубопроводах, в яких рухається потік із високим паровмістом і високою швидкістю, можна спостерігати кільцеву течію.

Аналізом режимів та структур двофазного потоку займалось досить велика кількість авторів [60–64].

Особливістю критичного витікання гарячої води є нестационарність, яка викликана зниженням тиску в системі і поступовою зміною

термодинамічного стану від однофазного до двофазного, що приводить до значного зниження витрат за рахунок виникнення критичних умов [65]. На думку авторів [25], процес витікання через досить довгі канали є рівноважним, а із зменшенням довжини каналу та із збільшенням недогріву до температури насичення він стає все більш нерівноважним. Автор роботи [22] стверджує, що у критичному перерізі існують дві супутні струмини: периферійна гомогенна та центральна метастабільна струмина рідини (рис. 1.1б) і, лише за умови високих початкових тисків ($P_0 > 80$ бар), можлива гомогенна структура струмини, яка витікає із короткого каналу.

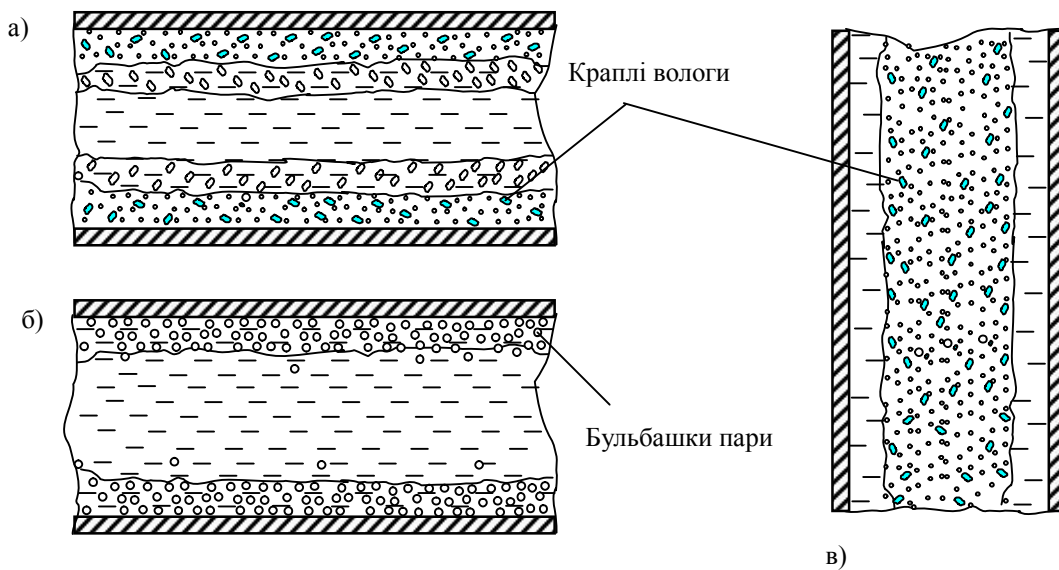


Рис. 1.1. Структури критичних двофазних потоків: а – потік із трьох струмин; б – дві супутні струмини: периферійна гомогенна та центральна метастабільна струмина рідини; в – дисперсно-кільцевий потік

Запирання каналу за витратою відбувається в тій області двофазного потоку, в якій його структура змінюється від бульбашкової до дисперсної [13]. Автори [14] вважають, що критична витрата є функцією початкового тиску та коефіцієнта ковзання за відомих величин h_0 та s_0 і для її розрахунків використовують кільцеву структуру потоку. Автор [66] у розробці моделі критичного двофазного потоку вважає потік стрижневим і висуває такі припущення: відсутність тертя і теплообміну, існування рівноваги у потоці. До того ж, автор вважає, що величина критичної витрати залежить лише від початкового тиску, масового та об'ємного паровмісту потоку.

Досліджуючи критичне витікання недогрітої на $\Delta t_s = 0 \dots 9$ °C рідини із каналу з відносною довжиною $L/d = 33$ при $P_0 = 70$ бар автор [40] виявив, що ковзання фаз γ досягає значних величин в середній частині трубки, де потік ймовірно має стрижневу структуру. Однак біля

вихідного перерізу потік набуває дрібнодисперсної структури і фази рухаються з однаковими швидкостями.

Автори [67], досліджуючи горизонтальну трубу $d = 14,2$ мм із гострою вхідною кромкою з $L/d = 141$, виявили, що тиск гальмування виявився практично однаковим як на осі каналу, так і в інших точках вихідного перерізу. Тобто двофазна суміш у критичному перерізі є однорідною, а критичний двофазний потік може розглядатись як одновимірний.

Порівняно великий наявний експериментальний матеріал досліджень гідродинаміки руху критичних двофазних потоків, отриманий, в основному, на трубах та циліндричних насадках малих діаметрів (3...10 мм) не відповідає масштабам теплоенергетичних установок. Керуючись теоретичними викладками попередніх досліджень, в тому числі і автора [40], встановлено, що вплив діаметра на формування структури потоку у трубопроводі суттєвий. Тому необхідно враховувати те, що рух рідини починається ще у посудині, із якої вона витікає, і прискорення рідини до входу в канал відбувається на траєкторії, довжина якої пропорційна діаметру каналу; за умови певного d довжина траєкторії може виявитись достатньою, щоб рідина почала закипати, що призводить до зменшення питомої витрати. Але за умови початкового недогріву $\Delta t_s > 20$ °C в потоці гарячої води перегрів рідини практично відсутній, тому величина діаметра каналу не впливає на критичну витрату.

Аналізуючи власні та літературні дані, автор [68] вважає, що усі випадки витікання можна розділити на дві основні групи: витікання розшарованих потоків та витікання однорідних потоків. Для каналів з $L/d \geq 40 \dots 1000$ за умови $P_0 \leq 12$ бар має місце двошарова структура потоку, а в області високих P_0 для розрахунку критичних витрат можна застосовувати метод, що виходить із гомогенної структури потоку.

На думку авторів [41], потік самозакипаючої рідини умовно являє собою витікання трьох струмин, що взаємодіють між собою: центральне рідке ядро, проміжна струмина із бульбашковою та периферійна струмина з парокрапельною структурами (рис.1.1а). За даними автора [69] пароводяний потік в підйомній вертикальній трубі, у загальному випадку, характеризується рухом шару рідини біля стінки труби і пари з диспергованими у ньому краплями вологи в центральному перерізі каналу (рис.1.1в).

Під час дослідження руху закипаючої рідини вздовж довгого трубопроводу ($L/d = 3147 \dots 9882$) авторами [57] виявлено, що течія характеризується значними перепадами статичного тиску. Цей перепад реалізується не за рахунок втрат на тертя, а, в основному, обумовлений прискоренням двофазного потоку.

Досліджуючи пропускну спроможність запірно-регулювальної арматури, автори [70, 71] виявили, що встановлення місцевого опору знижує критичну масову швидкість насиченої або недогрітої до температури насичення води на 27 % по відношенню до витрати в прямому каналі еквівалентної довжини. Також авторами [70] зафіксовано зменшення втрат на місцевому опорі під час течії критичного двофазного потоку по відношенню до однофазного витікання.

В умовах, коли місцевий опір встановлено в кінці трубопроводу, а швидкість суміші в цьому перерізі близька до швидкості розповсюдження слабких збурень, можна спостерігати збільшення пульсацій потоку, викликаних стрибком тиску, який виникає через різке збільшення паровмісту [72].

Більша частина авторів, описуючи механізм початку критичних режимів, опираються на дослідження коротких каналів. Більшість дренажних каналів являють собою довгі канали, в яких, на думку авторів [73], необхідно враховувати додатково втрати енергії на пристінне тертя і втрати теплоти у навколишнє середовище.

Для опису процесу течії в каналі визначеної геометрії окрім швидкості потоку необхідно враховувати співвідношення об'ємів, зайнятих рідиною і газом та швидкості фаз, тобто характеристики потоку.

Рух насиченої рідини характеризується масовою швидкістю m [1, 69], яка, згідно з рівнянням суцільності потоку, в каналах постійного перерізу залишається сталою за всією довжиною. На основі теорії подібності, враховуючи різні умови течії, відома критеріальна залежність для визначення витратної характеристики [1]

$$m = f(\bar{L}, Re, Fr, We, \varphi), \quad (1.1)$$

де \bar{L} – безрозмірна геометрична характеристика каналу.

Для опису процесів руху самозакипаючої рідини вздовж каналу важливими характеристиками є витратний β та дійсний φ об'ємний паровмісти. Для теплоізольованих каналів, в яких рухається потік із помірними швидкостями (конденсатопроводи), величини β та φ вздовж каналу змінюються в досить вузьких межах. В каналах із високошвидкісним пароводяним потоком (системи періодичної продувки) величина β може збільшуватись від нуля на початку каналу практично до одиниці – в кінці. В цьому випадку швидкість суміші в кінці каналу може досягати швидкості розповсюдження слабких збурень.

2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ СТЕНДИ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ДВОФАЗНИХ ПОТОКІВ В ДРЕНЕЖНИХ КАНАЛАХ ТТС

Попередній аналіз методів розрахунку дренажних каналів показав недостатність інформації для розрахунку гідродинамічних процесів у ДК. Тому виникла необхідність у проведенні відповідних досліджень відповідно із наведеною нижче схемою (рис. 2.1).

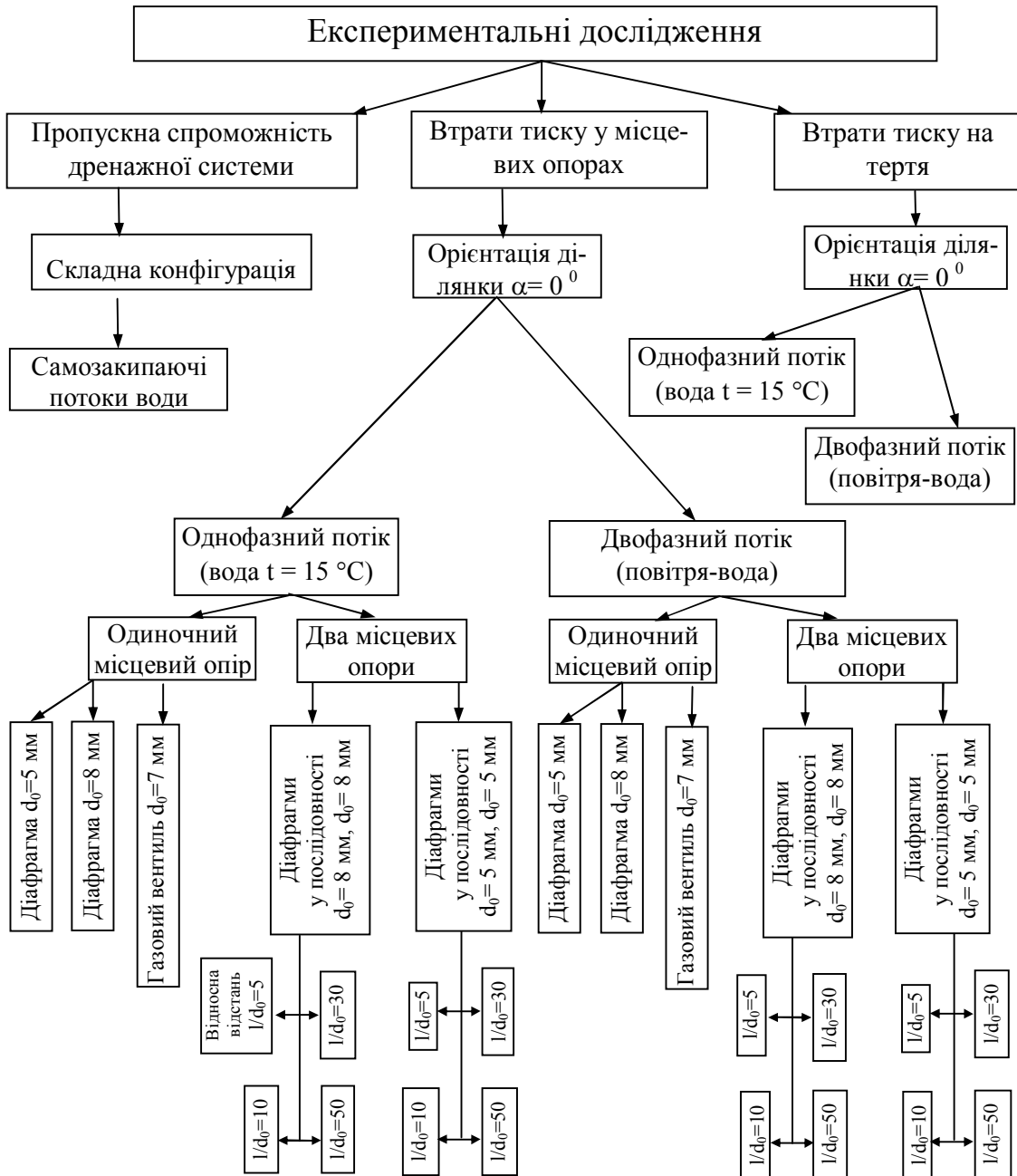


Рис. 2.1. Схема проведення експериментальних досліджень

2.1. Дослідна установка 1. Водоповітряні потоки – втрати тиску вздовж труби, у місцевих опорах (діафрагмах), взаємний вплив місцевих опорів

2.1.1. Дослідна установка. Для дослідження втрат тиску по довжині труби, у місцевих опорах та взаємного впливу місцевих опорів при течії одно- та двофазних потоків створено дослідну установку (рис. 2.2), в якій в якості місцевого опору обрано діафрагму.

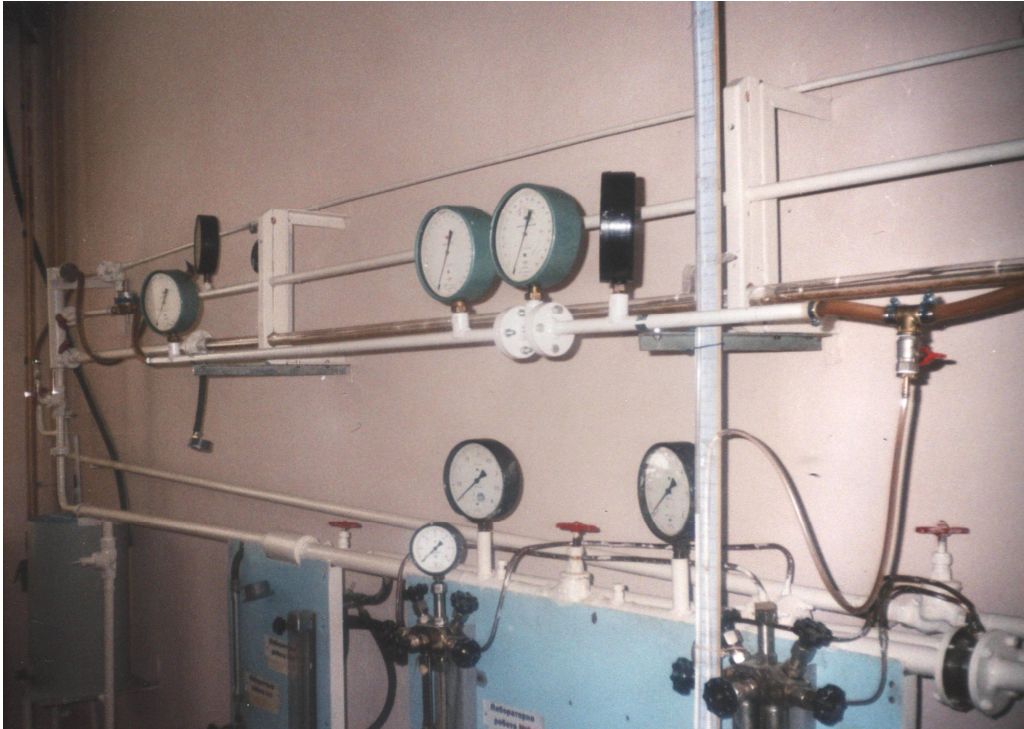


Рис. 2.2. Загальний вигляд експериментальної установки

Діаметри отворів діафрагм d_0 обираються із розрахунку можливості досягнення у їх перерізі швидкості звуку $d_0 = 5$ мм та створення дозвукового потоку $d_0 = 8$ мм під час руху водоповітряної суміші.

Товщина діафрагм 2 мм, згідно з [74] такі діафрагми є нестандартними. Тому виникла необхідність дослідити її опір під час руху однофазного потоку, щоб визначити коефіцієнт опору $\zeta_{\text{оф}}$.

У схему установки входять: тарувальні баки 2 із рівнеміром 12, насоси 1, компресор 4, ротаметри 5, змішувач 6, місцеві опори (діафрагми) 10, запірні пристрої 7 та 8, манометри 3 та 9 (рис. 2.3) [75].

Усі елементи з'єднані між собою системою трубопроводів. З'єднувальні трубопроводи на випробувальній ділянці виконані із водогазопровідної труби внутрішнім діаметром $d = 15,6$ мм.

Враховуючи рекомендації [76], діафрагма встановлена на відстані $100d$ від найближчого місцевого опору. Для забезпечення співві-

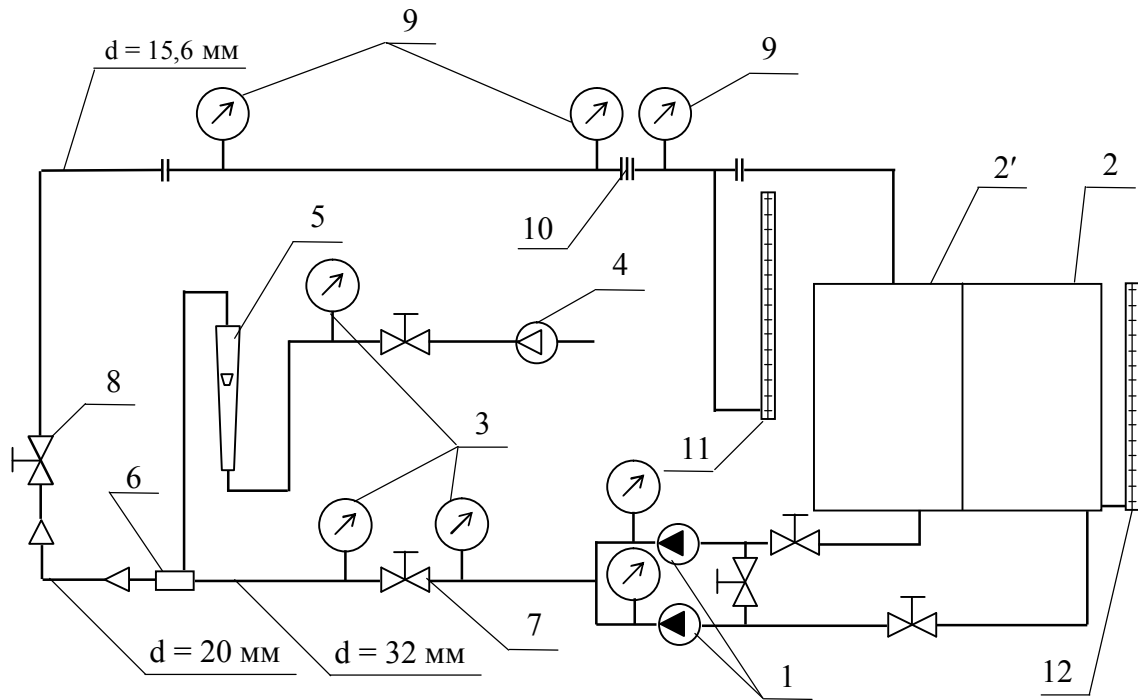


Рис. 2.3. Схема дослідної установки: 1 – насоси; 2, 2' – мірні баки; 3 – манометри; 4 – компресор; 5 – ротаметри; 6 – змішувач; 7 – вентиль; 8 – шаровий кран; 9 – зразкові манометри; 10 – діафрагма; 11 – п'зометр; 12 – рівнемір

сності трубопроводу та діафрагми, остання була змонтована за допомогою фланцевого з'єднання (рис. 2.4).

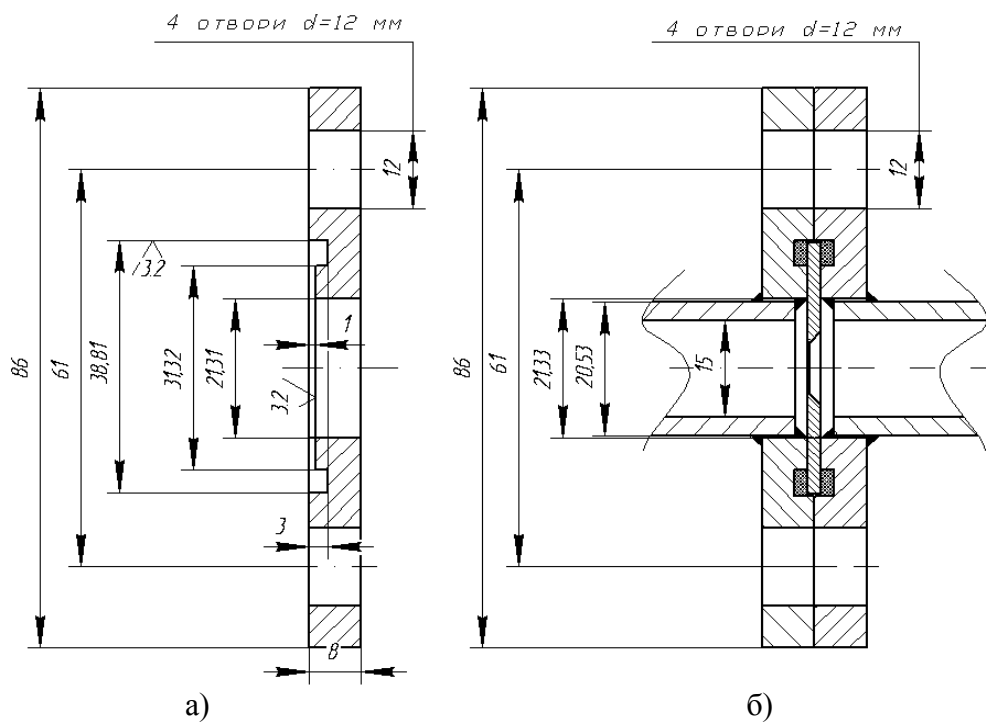


Рис. 2.4. Встановлення діафрагми у фланцевому з'єднанні:
а) – фланець; б) – з'єднання

Рух потоків у дослідній установці відбувається таким чином. Вода із бака 2 насосом 1 подається у систему трубопроводів і, подолавши місцевий опір 10, повертається до бака 2'. В процесі досліджень двофазних середовищ до потоку води у змішувачі 6, який являє собою трубу із круглими отворами, підмішується повітря, що подається компресором 4. Після змішування суміш рухається по системі трубопроводів, долаючи місцевий опір 10, зливається у бак 2'.

Витрата рідини визначається об'ємним методом за перепадом рівня на рівнемірі 12 у баці 2. Ціна поділки рівнеміра 1 мм. Витрата повітря визначається за допомогою ротаметрів РМ-04 та РМ-4. Тиск водоповітряної суміші вимірюється за допомогою зразкових манометрів класу точності 0,4 та п'єзометра з ціною поділки 1 мм.

Експериментальне визначення коефіцієнта гідравлічного тертя виконувалось під час руху води та водоповітряної суміші експериментальною ділянкою, при цьому діафрагма була замінена на шайбу, внутрішній діаметр якої відповідав внутрішньому діаметру досліджуваного трубопроводу ($d = 15,6$ мм). Довжина випробувальної ділянки складала $L = 1,95 \dots 2,7$ м.

Під час дослідження взаємного впливу місцевих опорів одна діафрагма 10 замінювалась на дві послідовно встановлені діафрагми з однаковим діаметром отвору, які встановлені на початку і на кінці горизонтальної ділянки трубопроводу довжиною $L_1 = 0,075$ м, $L_2 = 0,15$ м, $L_3 = 0,45$ м, $L_4 = 0,75$ м (рис. 2.5). Приєднання цих ділянок до експериментальної установки здійснювалось за допомогою фланцевих з'єднань (див. рис. 2.4).

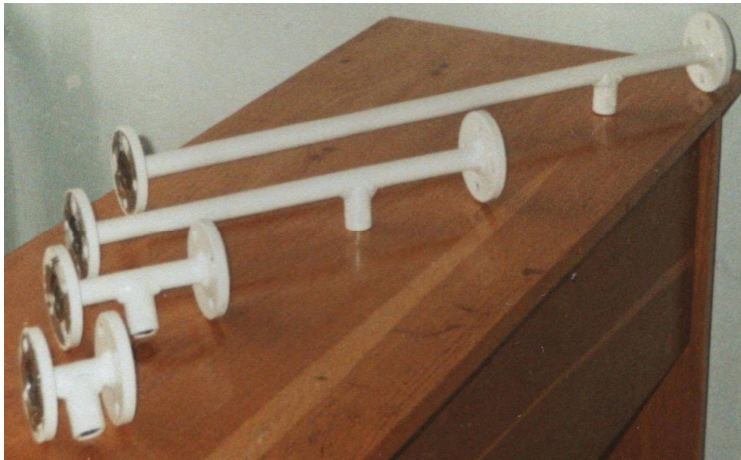


Рис. 2.5. Вставки для дослідження взаємного впливу місцевих опорів

наковим діаметром отвору, які встановлені на початку і на кінці горизонтальної ділянки трубопроводу довжиною $L_1 = 0,075$ м, $L_2 = 0,15$ м, $L_3 = 0,45$ м, $L_4 = 0,75$ м (рис. 2.5). Приєднання цих ділянок до експериментальної установки здійснювалось за допомогою фланцевих з'єднань (див. рис. 2.4).

2.1.2. Методика проведення дослідів. Під час налагоджувальних та попередніх дослідів проводились: тарування мірних баків 2, перевірка усіх манометрів, експериментальне визначення коефіцієнта гідравлічного тертя λ_{of} під час руху води. Досліди проводились за умови усталеності режиму руху рідини або суміші. Показником стаціонарності вважається зміна показання манометрів не більше 1 кПа за

час проведення досліду. Для забезпечення точності результатів під час дослідження проводились по 5 повторних дослідів.

В процесі проведення налагоджувальних дослідів виявлено суттєвий вплив струмини на показники манометрів перед та після діафрагми і вплив пульсації потоку на покази усіх манометрів. Коливання показників манометра на вході у систему відбувалось у межах $\pm 2 \dots 2,5$ поділки, а п'єзометра $\pm 50 \dots 150$ мм, що вносило суттєві похибки у визначення перепаду тиску в елементах системи. Для запобігання впливу струмини на показники відбори статичного тиску проводились за 90 діаметрів до діафрагми P_3 та за 40 діаметрів після діафрагми P_5 . Для запобігання впливу пульсацій на показники манометрів та п'єзометра у штуцер для під'єднання вказаних пристроїв були вкручені шайби із діаметром отвору 0,5 мм, що дозволило суттєво зменшити коливання показників манометра до $\pm 0..0,5$ поділки, а п'єзометра – до $\pm 0..20$ мм.

Під час проведення дослідів встановлювались необхідні витрати води і повітря та співвідношення між ними, а також вимірювались такі параметри:

- тиск води на початку випробувальної ділянки, перед діафрагмою, після діафрагми, після двох діафрагм;
- тиск повітря перед сумішоутворенням;
- тиск водоповітряної суміші на початку випробувальної ділянки, перед діафрагмою, після діафрагми, після двох діафрагм;
- витрата води;
- витрата повітря;
- час проведення досліду.

2.1.3. Методика обробки дослідних даних. Обробка експериментальних даних, отриманих в процесі дослідження втрат тиску на тертя ΔP_{tr}^{of} під час руху водяного потоку, виконувалась за формулою Дарсі–Вейсбаха [77]. На основі цього рівняння коефіцієнт гідравлічного тертя

$$\lambda_{of}^E = \Delta P_{tr}^{of} / \left[\frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot w^2}{2} \right], \quad (2.1)$$

де $w = V_v / f_{tr}$ – швидкість руху води на ділянці, м/с.

Втрати тиску на тертя ΔP_{tr}^{df} в процесі дослідження руху водоповітряного потоку визначались як різниця між заміряними загальними втратами статичного тиску ΔP_{Σ} та розрахунковими втратами тиску на прискорення ΔP_{pr} в рамках рівняння збереження енергії та імпульсів $\Delta P_{tr}^{df} = \Delta P_{\Sigma} - \Delta P_{pr}$.

Розрахункові втрати тиску на прискорення визначались з залежності

$$\Delta P_{pr} = \frac{(\rho' \cdot w_0)^2}{2} \cdot \rho_H \cdot \left[\frac{x_2^3}{\varphi_2^2 \cdot (\rho_2'')^2} + \frac{(1-x_2)^3}{(1-\varphi_2)^2 \cdot (\rho_2')^2} - \frac{x_1^3}{\varphi_1^2 \cdot (\rho_1'')^2} - \frac{(1-x_1)^3}{(1-\varphi_1)^2 \cdot (\rho_1')^2} \right], \quad (2.2)$$

де $x_2 \approx x_1 = x$ – витратний масовий газовміст

$$x = \frac{G''}{G' + G''} = \frac{V_n'' \cdot \rho_n''}{V' \cdot \rho' + V_n'' \cdot \rho_n''}, \quad (2.3)$$

де $V_n'' = f(P_{пов})$ – об'ємна витрата повітря, м³/с; $\rho_n'' = f(P_{пов})$ – густина повітря, кг/м³; $P_{пов}$ – тиск повітря перед змішувачем; індекси 1 та 2 – визначають відповідні показники на початку та на кінці досліджуваної ділянки.

Експериментальний коефіцієнт гідравлічного тертя водоповітряного потоку визначався згідно із залежністю (2.21) [76]

$$\lambda_{df}^E = 2 \cdot \Delta P_{tr}^{df} / \left[\frac{L}{d} \cdot \rho' \cdot w_0^2 \cdot \left(1 + x \cdot \psi_1 \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right) \right], \quad (2.4)$$

де $\rho', \rho'' = f(P_{cp})$ – густина води та повітря відповідно, кг/м³; P_{cp} – середній статичний тиск на дослідній ділянці; $w_0 = \frac{G' + G''}{\rho_1' \cdot f_{тр}}$ – витратна

швидкість двофазного потоку, м/с; ψ_1 – коефіцієнт, що визначається за номограмою 5,б та рис. 2-2[76], $\psi_1 = 1,5$.

Також експериментальний коефіцієнт гідравлічного тертя визначався як

$$\lambda_{df}^E = \Delta P_{tr}^{df} / \left[\frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot w_0^2}{2} \cdot \left(1 + x \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right) \right]. \quad (2.5)$$

На основі експериментально отриманих загальних втрат тиску на ділянці ΔP_{Σ} втрати тиску у діафрагмі, як і у двох послідовно встановлених діафрагмах, визначались таким чином:

- у однофазному потоці $\Delta P_{mo}^{of} = \Delta P_{\Sigma} - \Delta P_{tr}^{of}$;
- у двофазному потоці $\Delta P_{mo}^{df} = \Delta P_{\Sigma} - \Delta P_{tr}^{df} - \Delta P_{pr}$.

Втрати тиску на прискорення визначались згідно з рівнянням енергії з залежності (2.2).

Коефіцієнт опору діафрагми під час руху однофазного потоку визначався з залежності

$$\zeta_{\text{of}}^E = 2 \cdot \Delta P_{\text{mo}}^{\text{of}} / (\rho' \cdot w^2), \quad (2.6)$$

а під час руху двофазного потоку за формулою (2.24) [76]

$$\zeta_{\text{df}}^E = \Delta P_{\text{mo}} / \left[\frac{\rho' \cdot w_0^2}{2} \cdot \left(1 + x \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right) \right]. \quad (2.7)$$

2.2. Дослідна установка 2. Водоповітряні потоки – втрати тиску у вентилях

2.2.1. Дослідна установка. Типовим прикладом недостатньо дослідженого обладнання, що працює з двофазними потоками, є запір-на арматура в системах газопоста-

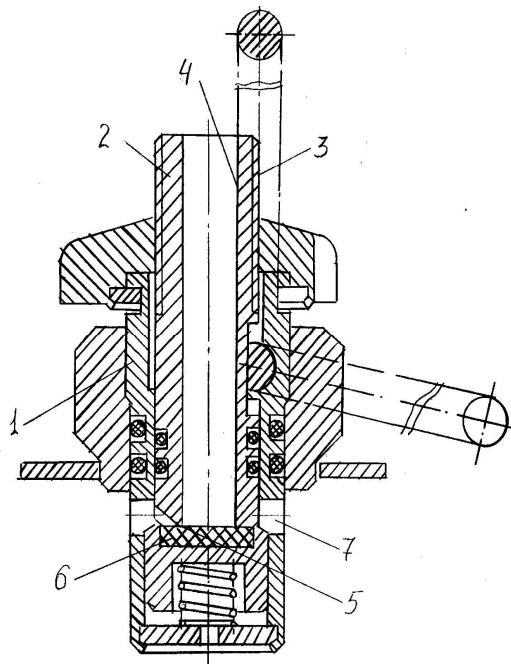


Рис. 2.6. Повздовжній розріз кутового вентиля: 1 – корпус, 2 – шток, 3 – штуцер, 4 – осьовий канал, 5 – сідло, 6 – ущільнюючий елемент, 7 – отвори

чання зрідженими вуглеводневими газами (ЗВГ). Авторами [78] було розроблено вентиль (рис. 2.6), використання якого дозволяє: підвищити технологічність виготовлення та збирання устаткування; автоматизувати процеси заправлення балону ЗВГ та зливу залишків, які не випарувалися. Винахід захищений авторським свідоцтвом [78].

Для використання вентиля у виробництві необхідно було визначити його робочі характеристики: пропускну спроможність, коефіцієнт місцевого опору. Тому проведено ряд досліджень для визначення втрат тиску на вентилі при русі одно- та двофазних потоків. Схема установки [79] показана на рис. 2.7.

Витрата зрідженого газу та заправка балона здійснюється через штуцер 3 по осьовому каналу 4, зазору між ущільнюючим елементом 6 та торцем штока 2, а потім через отвори 7 (див. рис. 2.6).

Експериментальні дослідження з визначення втрат напору на кутовому вентилі проводились при однофазному (вода) та двофазному

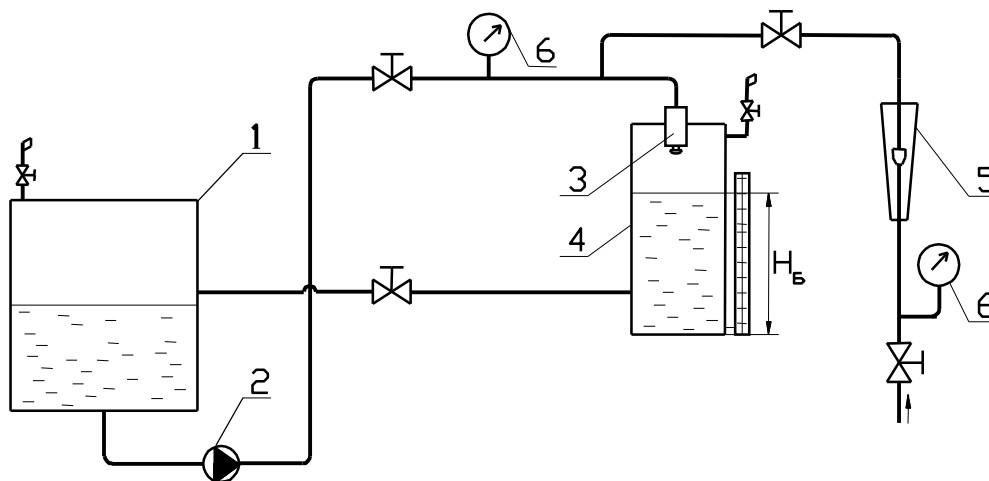


Рис. 2.7. Схема експериментальної установки: 1 – бак; 2 – відцентровий насос; 3 – вентиль; 4 – тарувальний бачок; 5 – ротаметр; 6 – манометр

(водоповітряна суміш) потоках. В якості нагнітального пристрою був використаний відцентровий насос, для визначення витрати повітря – ротаметр типу РМ–6.3 ГУЗ. Умовний прохід вентиля $d_v = 0,007$ м, площа прохідного перерізу $F_B = 0,385 \cdot 10^{-4}$ м².

2.2.2. Методика проведення дослідів. Під час проведення налагоджувальних дослідів проводились тарування бачка та перевірка манометрів на наявність систематичної похибки. Для забезпечення точності результатів під час дослідження проводились по 10 повторних дослідів.

За методикою проведення експерименту при течії однофазного потоку фіксувалися:

- значення перепаду тисків до та після місцевого опору за допомогою манометра;
- швидкість заповнення тарувального бачка.

Для двофазного потоку передбачались вимірювання:

- перепаду тиску на вентилі;
- швидкості заповнення тарувального бачка рідиною;
- витрати повітря ротаметром.

Досліди проводяться за умови усталеності режиму руху рідини або суміші. Показником стаціонарності вважається зміна показань манометрів не більше 1 кПа за час проведення дослідів.

2.2.3. Методика обробки дослідних даних. Виходячи із експериментальних значень втрат тиску у кутовому вентилі ΔP_{mo} , коефіцієнт місцевого опору ζ_0 для однофазного потоку був визначений з формули (2.6).

Коефіцієнт опору вентиля під час руху двофазного потоку визначався з формули (2.7).

Дослідження проводились за таких умов: температура води $t' = 18\text{ }^{\circ}\text{C}$, густина $\rho' = 998\text{ кг/м}^3$, температура повітря $t'' = 18\text{ }^{\circ}\text{C}$.

2.3. Дослідна установка 3. Самозакипаючі потоки води – пропускна спроможність дренажного каналу складної конфігурації в умовах теплообміну з навколишнім середовищем

2.3.1. Дослідна установка. Створено експериментальний дренажний канал [80], що приєднаний до діючого котлоагрегату СП 30–25–395 (рис. 2.8).

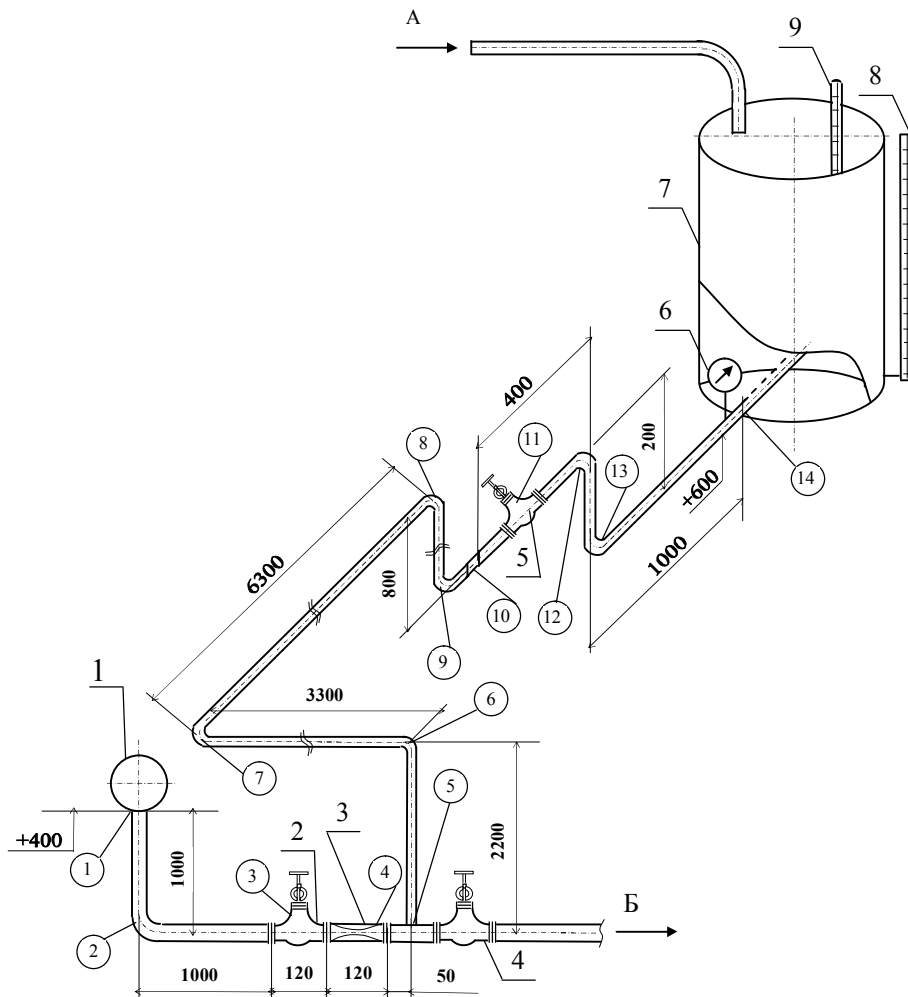


Рис. 2.8. Схема експериментальної установки: 1 – нижній колектор котла; 2 – продувний вентиль; 3 – труба Вентурі; 4 – запасний продувний вентиль; 5 – вентиль; 6 – манометр; 7 – мірна ємність; 8 – рівнемір; 9 – термометр; цифри у колах – номери місцевих опорів; потоки: А – із мережі холодного водопостачання; Б – в лінію періодичної продувки

У експериментальну установку (рис. 2.8) входять: нижній колектор 1, до якого приєднана лінія періодичної продувки котла, що складається із робочого продувного вентиля 2; пристрою, що обмежує витрату (труба Вентурі) 3; запасного продувного вентиля 4 і системи

трубопроводів, яка виконана із нових безшовних труб з прийнятною еквівалентною шорсткуватістю $k_e = 0,03$ мм. У цю реально діючу систему між трубою Вентурі [81] 3 і запасним вентиляем 4 приєднано систему трубопроводів із встановленими на ній вентиляем 5, манометром 6 і мірною ємністю 7. Мірна ємність 7 обладнана рівнеміром 8, зливним трубопроводом і підживлювальним трубопроводом діаметром 15 мм, який приєднано до водогону. Суміш через систему трубопроводів із місцевими опорами (табл. 2.1) надходить у ємність 7 через

Таблиця 2.1

Характеристика місцевих опорів системи

Номер опору	1	2	3	4	5	6	7
Вид опору	Вихід із колектора	Коліно	Вентиль	Труба Вентурі	Трійник на відгалуження	Коліно	Коліно
Величина	0,5	0,42	4,5	107,7	0,55	0,42	0,42
d, мм	32	32	32	32 ($d_0=8,5$)	15	15	15
L/d*	0	31	31	0	0	147	220

Продовження табл. 2.1

Номер опору	8	9	10	11		12	13	14
Вид опору	Коліно	Коліно	Різка розширення	Вентиль		Коліно	Коліно	хід із тру-
				n	Значення			
Величина	0,84	0,42	0,21	1 0,5 0,3 0,25 0,125	4,5 4,7 244,6 273,6 1650,6	0,84	0,42	1,2
d, мм	15	15	20	20		20	20	20
L/d*	420	13	13	10		10	10	45

Позначення до табл. 2.1: L/d* – відносна відстань від попереднього опору до даного; d* – діаметр труби перед черговим опором, м; n – ступінь відкриття вентиля.

отвори у вигляді паралелограмів загальною площею $0,00075$ м² по кінцевій ділянці діаметром $d_3 = 20$ мм. Труба Вентурі має діаметр горловини $d_0 = 8,5$ мм (рис. 2.9).

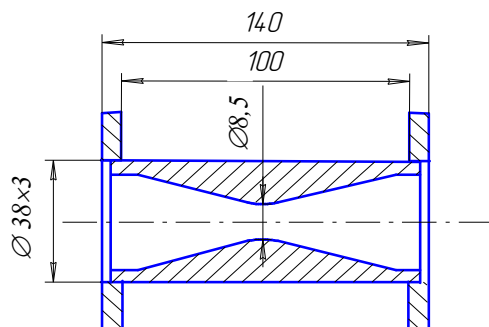


Рис. 2.9. Труба Вентурі

Система трубопроводів складалась із таких ділянок: ділянка 1-5 діаметром $d_1 = 0,032$ м і довжиною $L_1 = 2$ м; ділянка 5-10 діаметром $d_2 = 0,015$ м і довжиною $L_2 = 12,8$ м; ділянка 10-14 діаметром $d_3 = 0,02$ м і довжиною $L_3 = 1,5$ м.

Витрата суміші регулювалася вентиляем 5. Тиск суміші перед входом у збірник вимірювався зразковим

манометром 6 з ціною поділки 10 кПа. Для заміру температури води використовувався термометр 9, що зафіксований у мірній ємності в середині товщі води. Ціна поділки термометра 0,1 °С.

2.3.2. Методика проведення дослідів. Під час налагоджувальних та попередніх дослідів проводились перевірка манометра 6 та тарування мірної ємності 7. Експериментальні дослідження проводились таким чином. Спочатку замірялася температура води t_1 у збірнику та її рівень H_1 , відкривався вентиль 7 та фіксувався ступінь його відкриття n , відкривався вентиль 4, фіксувався тиск в барабані котла P_6 та на манометрі 6 $P_m = P_{пр}$ і через час τ , що фіксувався, закривалися вентиля (7, а потім 4), замірялись температура t_2 та рівень води у збірнику H_2 . Протягом досліджень запасний продувальний вентиль 4 був закритий.

Для забезпечення точності результатів під час дослідження проводились по 5 повторних дослідів.

2.3.3. Методика обробки дослідних даних. За результатами вимірювань розрахунком визначався такий набір параметрів:

- коефіцієнт опору системи під час руху однофазного потоку ζ_Σ (в залежності від ступеня відкриття вентиля 5);
- масова витрата суміші під час проведення дослідів G_0 , кг/с;
- ентальпія води на виході із колектора h_0 , Дж/кг;
- тиск суміші на виході із колектора P_0 , Па.

Під час обробки результатів експериментальних досліджень застосовувались балансові рівняння, для мірного бака:

- баланс маси

$$G_0 = G_1 + \frac{(H_2 \cdot \rho'_2 - H_1 \cdot \rho'_1) \cdot F}{\tau}; \quad (2.8)$$

- тепловий баланс

$$G_0 \cdot h_0 \cdot \tau - \Delta Q_1 \cdot \tau = (\Delta Q_2 + \Delta Q_3 + \Delta Q_4) \cdot \tau + (H_2 \cdot \rho'_2 \cdot h_2 - H_1 \cdot \rho'_1 \cdot h_1) \cdot F, \quad (2.9)$$

де G_1 – маса вологи, що випарувалася із вільної поверхні рідини за одиницю часу, кг/с; H_2 – рівень води у мірному баці після закінчення дослідів, м; ρ'_2 – густина води, що відповідає температурі t_2 , кг/м³; H_1 – рівень води у мірному баці на початку дослідів, м; ρ'_1 – густина води, що відповідає температурі t_1 , кг/м³; F – площа вільної поверхні води у баці, м²; τ – час проведення дослідів, с; ΔQ_1 – втрати теплоти в навколишнє середовище під час руху суміші вздовж системи трубопроводів, Вт; ΔQ_2 – втрати теплоти в навколишнє середовище через стінки бака, Вт; ΔQ_3 – втрати теплоти з випаровуванням вологи, Вт; ΔQ_4 –

втрати теплоти на нагрівання баку від t_1 до t_2 , Вт; h_2, h_1 – ентальпія води, що відповідає температурам t_2 та t_1 відповідно, Дж/кг.

Початковими даними для розрахунку втрат теплоти у навколишнє середовище, з випаровуванням вологи, на нагрів металу бака, а також кількості випарованої вологи, окрім заміряних під час дослідів величин, є також такі величини: температура повітря у котельні $t_{н.с.}$, °С; швидкість руху повітря в котельні $w_{пов}$, м/с; конструктивні розміри мірної посудини: діаметр $d_{п}$, м; висота $H_{п}$, м; товщина стінки бака δ_1 , м.

2.3.3.1. Розрахунок кількості вологи, що випарувалась із вільної поверхні рідини під час досліду. Розрахунок втрат теплоти з випаровуванням вологи. Критерій Рейнольдса

$$Re = \frac{w_{пов} \cdot d_{п}}{v_{п.ш.}}, \quad (2.10)$$

де $w_{пов} = 5$ м/с.

Середня температура води у мірній ємності під час досліду, °С

$$\bar{t} = (t_1 + t_2)/2. \quad (2.11)$$

Середня температура приграничного шару

$$t_{п.ш.} = (\bar{t} + t_{н.с.})/2. \quad (2.12)$$

Коефіцієнт молекулярної дифузії при температурі приграничного шару, m^2/c

$$D = D_0 \cdot (P_0 / P) \cdot (T / T_0)^{3/2}, \quad (2.13)$$

де P_0, T_0 – тиск та абсолютна температура, за яких визначено табличні значення D_0 ; P, T – атмосферний тиск та середня температура приграничного шару, $T = 273 + t_{п.ш.}$.

Дифузійний критерій Прандтля

$$Pr_d = v_{п.ш.} / D, \quad (2.14)$$

де $v_{п.ш.}$ – коефіцієнт кінематичної в'язкості повітря при $t_{п.ш.}$, m^2/c .

Температурний фактор

$$\theta = \frac{T_{н.с.}}{\bar{T}} = \frac{273 + t_{н.с.}}{273 + \bar{t}}. \quad (2.15)$$

Критерій Гухмана

$$Gu = \frac{T_{н.с.} - T_M}{T_{н.с.}} = \frac{t_{н.с.} - 15}{273 + t_{н.с.}}. \quad (2.16)$$

Дифузійний критерій Нусельта

$$\overline{Nu}_d = 0,0248 \cdot Re^{0,9} \cdot Pr_d^{0,33} \cdot Gu^{0,135} \cdot \theta^2. \quad (2.17)$$

Середній коефіцієнт масовіддачі від вільної поверхні води до повітря під час вимушеної конвекції, м/с

$$\overline{\beta}_c = \frac{\overline{Nu}_d \cdot D}{d_{\Pi}}. \quad (2.18)$$

Парціальний тиск насиченої водяної пари за відносної вологості повітря $\varphi = 60\%$

$$P_{\varphi} = \frac{P_{\text{пов}} \cdot \varphi}{100}, \quad (2.19)$$

де $P_{\text{пов}} = f(t_{\text{н.с.}})$ – тиск насиченої водяної пари, Па.

Концентрація водяної пари у повітрі котельні, кг/м³

$$C_{\text{пов}} = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{R \cdot T_{\text{н.с.}}} \cdot P_{\varphi}. \quad (2.20)$$

Концентрація водяної пари на поверхні рідини, кг/м³

$$C_F = \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{R \cdot \bar{T}} \cdot \bar{P}, \quad (2.21)$$

де \bar{P} – парціальний тиск насиченої водяної пари при \bar{t} , Па.

Потік вологи, що надходить у повітря, кг/с

$$G_1 = \overline{\beta}_c \cdot F \cdot (C_{\text{пов}} - C_F). \quad (2.22)$$

Кількість теплоти, що надходить у повітря з вологою, що випаровується (у прихованому вигляді), Вт

$$\Delta Q_3 = G_1 \cdot r_{\text{п.ш.}} \cdot 1000. \quad (2.23)$$

2.3.3.2. Розрахунок втрат теплоти на нагрівання бака та у навколишнє середовище через стінки бака. Критерій Грасгофа

$$Gr_{\text{ж, h}} = \frac{g \cdot \beta_t \cdot \Delta t \cdot l^3}{(\nu)^2}, \quad (2.24)$$

де $\beta_t = f(t_2)$ – коефіцієнт температурного розширення води, 1/К; $\Delta t = (t_2 - t_{\text{ст1}})$ – температурний напір, °С; $t_{\text{ст1}}$ – температура внутрішньої поверхні стінки (задаємо і після розрахунку ΔQ_2 перевіряємо), °С; $l = h_2$ – визначальний розмір; $\nu = f(t_2)$ – кінематична в'язкість води, м²/с.

Критерій Нусельта для вільної конвекції біля плоскої стінки

$$Nu_{ж,l} = 0,75 \cdot (Gr_{ж,l} \cdot Pr_{ж})^{0,25} \cdot (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}, \quad (2.25)$$

де $Pr_{ж} = f(t_2)$, $Pr_{ст} = f(t_{ст1})$ – число Прандтля для води.

Коефіцієнт тепловіддачі від води до стінки бака, $Вт/(м^2 \cdot К)$

$$\alpha_1 = \frac{Nu_{ж,l} \cdot \lambda}{l}, \quad (2.26)$$

де $\lambda = f(t_2)$ – коефіцієнт теплопровідності води, $Вт/(м \cdot К)$.

Коефіцієнт тепловіддачі α_2 від стінки бака до навколишнього повітря визначаємо з залежностей (2.24)–(2.26), якщо прийняти $\Delta t = (t_{ст2} - t_{н.с.})$, а температуру зовнішньої поверхні стінки $t_{ст2}$ визначити з залежності

$$t_{ст2} = t_{ст1} - [\alpha_1 \cdot (t_2 - t_{ст1}) \cdot \delta_1] / (\lambda_{ст}), \quad (2.27)$$

де $\lambda_{ст}$ – теплопровідність матеріалу стінки бака, $\lambda_{ст} = 45 \text{ Вт}/(м \cdot К)$.

Коефіцієнт теплопередачі, $Вт/(м^2 \cdot К)$

$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_{ст}} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (2.28)$$

Площа поверхні стінок бака $F_1 = \pi \cdot d_{п} \cdot H_{п}$, $м^2$.

Площа дна бака $F_{дн} = \pi \cdot d_{п}^2 / 4$, $м^2$.

Кількість теплоти, що втрачається через стінки та дно бака, $Вт$

$$\Delta Q_2 = (t - t_{н.с.}) \cdot (F_1 + F_{дн}) \cdot k_1. \quad (2.29)$$

Температура внутрішньої стінки бака, $^{\circ}С$

$$t_{ст1} = t_2 - \Delta Q_2 / \{\alpha_1 \cdot (F_1 + F_{дн})\}. \quad (2.30)$$

Маса бака, що нагрівається під час досліду, $кг$

$$M_{б} = \rho_{ст} \cdot \left(\pi \cdot d_{п} \cdot H_2 + \frac{\pi \cdot d_{п}^2}{4} \right) \cdot \delta_1, \quad (2.31)$$

де $\rho_{ст}$ – густина сталі $\rho_{ст} = 7800 \text{ кг}/м^3$.

Кількість теплоти, що витрачається на нагрівання бака від температури t_1 до t_2

$$\Delta Q_4 = \frac{M_{б}}{\tau} \cdot C_{ст} \cdot (t_2 - t_1), \quad (2.32)$$

де $C_{ст}$ – теплоємність сталі, із довідника $C_{ст} = 500$ Дж/(кг·К).

2.3.3.3. Розрахунок масової витрати та ентальпії суміші.
Втрати теплоти через стінки труби під час руху потоку. Маса суміші, що надходить у бак, кг

$$M_{сум} = \rho_2 \cdot H_2 \cdot n - \rho_1 \cdot H_1 \cdot n + G_1 \cdot \tau, \quad (2.33)$$

де n – стала рівнеміра (визначена під час тарування мірної посудини)
 $n = 0,30175$.

Масова витрата суміші у досліді, кг/с

$$G_0 = M_{сум} / \tau. \quad (2.34)$$

Ентальпія суміші, що надходить у бак, кДж/кг

$$H_{сум} = \left[\rho_2 \cdot n \cdot H_2 \cdot h_2 - \rho_1 \cdot n \cdot H_1 \cdot h_1 + \frac{\tau \cdot (\Delta Q_2 + \Delta Q_3 + \Delta Q_4)}{1000} \right] / M_{сум}. \quad (2.35)$$

Площа поперечного перерізу труби, м²

$$F_{тр,i} = \pi \cdot d_i^2 / 4, \quad (2.36)$$

де d_i – діаметр ділянки трубопроводу, м.

Витратна швидкість двофазного потоку, м/с

$$w_{0,i} = \frac{G_0}{\rho'_0 \cdot F_{тр,i}}, \quad (2.37)$$

де $\rho'_0 = f(P_0)$ – густина води на початку системи, кг/м³.

Критерій Рейнольдса

$$Re_i = \frac{w_{0,i} \cdot d_i}{\nu'}, \quad (2.38)$$

де $\nu' = f\left(\frac{P_0 + P_{пр}}{2}\right)$ – кінематична в'язкість води, м²/с.

Критерій Нуссельта

$$Nu_{1,i} = 0,021 \cdot Re_i^{0,8} \cdot Pr_1^{0,43}, \quad (2.39)$$

де $Pr_1 = f(t_0)$ – число Прандтля; t_0 – температура води на початку системи (задаємось, а потім визначаємо відповідно до ентальпії суміші і при необхідності уточнюємо).

Коефіцієнт тепловіддачі від води до стінки труби

$$\alpha_{1,i} = \frac{\text{Nu}_{1,i} \cdot \lambda'}{d_i}, \quad (2.40)$$

де λ' – коефіцієнт теплопровідності води, Вт/(м·К).

Коефіцієнт тепловіддачі від стінки труби $\alpha_{2,i}$ до навколишнього повітря визначаємо з залежностей (2.24)–(2.26), якщо прийняти $\Delta t = (t_{\text{ст1},i} - t_{\text{н.с.}})$, $l = d_i + 2 \cdot \delta_{\text{тр},i}$, а температуру зовнішньої поверхні стінки $t_{\text{ст1},i}$ задаємо, а після визначення ΔQ_1 перевіряємо.

Лінійний коефіцієнт теплопередачі, Вт/(м·К)

$$k_{L,i} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{1,i} \cdot d_i} + \frac{1}{2 \cdot \lambda_{\text{тр}}} \cdot \ln \frac{d_i + 2 \cdot \delta_{\text{тр},i}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_{2,i} \cdot (d_i + 2 \cdot \delta_{\text{тр},i})}}, \quad (2.41)$$

де $\delta_{\text{тр},i}$ – товщина стінки i -ї ділянки труби, м.

Тепловий потік, що розсіюється у навколишнє середовище, Вт

$$\Delta Q_1 = (t_0 - t_{\text{н.с.}}) \cdot \sum_{i=1}^b k_{L,i} \cdot \pi \cdot L_i. \quad (2.42)$$

Розрахункова температура стінки

$$t_{\text{ст1},i} = t_{\text{н.с.}} + \Delta Q_1 / \left[\sum_{i=1}^b \pi \cdot L_i \cdot \alpha_{2,i} \cdot (d_i + 2 \cdot \delta_{\text{тр},i}) \right]. \quad (2.43)$$

Порівнюємо $t_{\text{ст1}}$ і $t_{\text{ст2}}$ та проводимо розрахунок доки $t_{\text{ст1}} = t_{\text{ст2}}$.

Ентальпія суміші на виході із колектора, кДж/кг

$$h_0 = H_{\text{сум}} + \left(\frac{\Delta Q_1}{1000} \right) / M_{\text{сум}}. \quad (2.44)$$

2.3.3.4. Розрахунок коефіцієнта опору системи. Коефіцієнт опору системи ζ_{Σ} – це сума місцевих опорів усієї системи та сума опорів тертя $\lambda \cdot L/d$, приведена до швидкості w_3 у вихідному перерізі ($d_3 = 20$ мм), що розраховується для умов руху однофазного потоку

$$\zeta_{\Sigma} = \zeta_{\text{МО}} + \zeta_L, \quad (2.45)$$

$$\zeta_L = \left(\frac{\lambda_1 \cdot L_1}{d_1} \right) \cdot \left(\frac{d_3}{d_1} \right)^4 + \left(\frac{\lambda_2 \cdot L_2}{d_2} \right) \cdot \left(\frac{d_3}{d_2} \right)^4 + \left(\frac{\lambda_3 \cdot L_3}{d_3} \right), \quad (2.46)$$

$$\zeta_{MO} = (\zeta_1 + \zeta_2 + \zeta_3 + \zeta_4) \cdot \left(\frac{d_3}{d_1}\right)^4 + (\zeta_5 + \zeta_6 + \zeta_7 + \zeta_8 + \zeta_9) \cdot \left(\frac{d_3}{d_2}\right)^4 + (\zeta_{10} + \zeta_{11} + \zeta_{12} + \zeta_{13} + \zeta_{14}). \quad (2.47)$$

Експериментальні дослідження були проведені за наступних умов: температура повітря у котельні $t_{01} = 17 \dots 23$ °С; тиск води на вході у продувну лінію (з урахуванням тиску в барабані котла $P_6 = (22,5 \dots 23,1) \cdot 10^5$ Па та гідростатичного тиску) $P_0 = (23,3 \dots 23,9) \cdot 10^5$ Па.

2.4. Оцінка очікуваних похибок вимірювань

Для аналізу результатів досліджень використані параметри, які визначені, в основному, розрахунковим шляхом, як це видно із методик обробки дослідних даних. Із вихідними величинами вони пов'язані певними функціональними залежностями.

Вважаємо, що всі похибки прямих вимірювань носять випадковий характер і не є взаємопов'язані. Тому квадрат відносної похибки величини, що визначається, буде рівним сумі квадратів похибок окремих вимірювань.

Можливі похибки основних прямих і побіжних вимірювань наведені в табл. 2.2.

Таблиця 2.2

Оцінка можливих похибок прямих і побіжних вимірювань

Назва	Позначення	Одиниця вимірювання	Діапазон вимірювання	Розрахункове співвідношення	Відносна похибка, %
<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>	<i>6</i>
Дослідження втрат тиску на тертя під час руху однофазного потоку					
Перепад тиску на ділянці	ΔP_{Σ}	кПа	0,64...32,4	-	0,6...6
Витрата води	V_B	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,085...0,826	-	1...4,6
Коефіцієнт опору тертя	λ_{of}^E	-	0,024...0,038	(2.1)	5,9...13,7
Дослідження втрат тиску на тертя під час руху двофазного потоку					
Перепад тиску на ділянці	ΔP_{Σ}	кПа	1,3...20,4	-	1...8,5
Витрата води	V_B	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,054...0,61	-	1...5
Витрата повітря	$V_{пов}$	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,011...1,06	-	0,3...5
Коефіцієнт опору тертя	λ_{df}^E	-	0,01...0,033	(2.5)	8,4...10,3
Дослідження втрат тиску на діафрагмі під час руху однофазного потоку					
Перепад тиску на ділянці	ΔP_{Σ}	кПа	0,64...32,4 (0,21...5,34)	-	0,5...4 (0,5...6)
Витрата води	V_B	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,064...0,625 (0,026...0,35)	-	1...4,7 (2...4,5)

Продовження табл. 2.2

1	2	3	4	5	6
Коефіцієнт опору діафрагми	ζ_{of}^E	-	17...19,5 (98...162)	(2.6)	5...11 (10...11)
Дослідження втрат тиску на діафрагмі під час руху двофазного потоку					
Перепад тиску на ділянці	ΔP_{Σ}	кПа	2,3...68,65 (15...120,4)	-	0,5...6,4 (0,4...3)
Витрата води	$V_{\text{в}}$	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,062...0,483 (0,045...0,25)	-	1...3 (1...4)
Витрата повітря	$V_{\text{пов}}$	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,013...0,77 (0,01...1,38)	-	0,3...2 (0,3...2,5)
Коефіцієнт опору діафрагми	ζ_{df}^E	-	6,18...18,6 (19,9...128,8)	(2.6)	3,5...11 (4...10)
Дослідження взаємного впливу місцевих опорів під час руху однофазного потоку					
Перепад тиску на ділянці	ΔP_{Σ}	кПа	8,5...143,4 (26,2...158)	-	0,3...3 (0,3...2)
Витрата води	$V_{\text{в}}$	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,069...0,52 (0,085...0,23)	-	1...4,6 (1...3)
Коефіцієнт опору діафрагм	$2 \cdot \zeta_{\text{of}}^E$	-	33,58...41,08 (211...296)	(2.7)	2,3...7 (1,5...4)
Дослідження взаємного впливу місцевих опорів під час руху двофазного потоку					
Перепад тиску на ділянці	ΔP_{Σ}	кПа	6,4...118 (17...154)	-	0,3...3 (0,3...2)
Витрата води	$V_{\text{в}}$	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,046...0,45 (0,037...0,213)	-	1...5 (1...4)
Витрата повітря	$V_{\text{пов}}$	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,012...1,403 (0,004...1,477)	-	0,3...4 (0,3...5)
Коефіцієнт опору діафрагм	$2 \cdot \zeta_{\text{df}}^E$	-	5,88...40,2 (30,6...263,3)	(2.7)	3,5...10 (3...10)
Дослідження втрат тиску на газовому вентилі під час руху однофазного потоку					
Перепад тиску на вентилі	ΔP_{Σ}	кПа	48...233	-	0,5...3
Витрата води	$V_{\text{в}}$	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,28...0,6	-	1...2
Коефіцієнт опору вентиля	ζ_{of}^E	-	1,55...1,92	(2.6)	2...7
Дослідження втрат тиску на газовому вентилі під час руху двофазного потоку					
Перепад тиску на вентилі	ΔP_{Σ}	кПа	132...161	-	1...3,5
Витрата води	$V_{\text{в}}$	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,18...0,35	-	5...10
Витрата повітря	$V_{\text{пов}}$	$10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$	0,2...0,5	-	3...7,5
Коефіцієнт опору вентиля	ζ_{df}^E	-	1,1...2	(2.7)	7...10,5
Дослідження пропускної спроможності дренажної системи					
Витрата потоку	G_0	кг/с	0,5...1,38	(2.34)	3...5
Ентальпія потоку	h_0	кДж/кг	899...936	(2.44)	8...13

3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВТРАТ ТИСКУ ПІД ЧАС РУХУ ОДНО- ТА ДВОФАЗНОГО ПОТОКІВ

Гідродинамічні характеристики руху двофазного потоку зручно представляти у співвідношенні до характеристик однофазного потоку, що рухається вздовж того ж елемента трубопроводу.

3.1. Втрати тиску вздовж трубопроводу

Основні характеристики експериментальних точок [75] під час дослідження втрат тиску на тертя при русі однофазного потоку (води): середній тиск на ділянці $P_{cp} = 96 \dots 169$ кПа, приведена швидкість руху води $w_0' = 0,4 \dots 4,3$ м/с.

Отримані коефіцієнти гідравлічного тертя $\lambda_{оф}^E = 0,038 \dots 0,024$ (рис. 3.1), що відповідають числам Рейнольдса $Re_1 = 5300 \dots 51600$ і з похибкою $\pm 5 \dots 8$ % збігаються із розрахованими за формулою Альтшуля у степеневому вигляді для труб із еквівалентною шорсткістю $k_e = 0,0225$ мм.

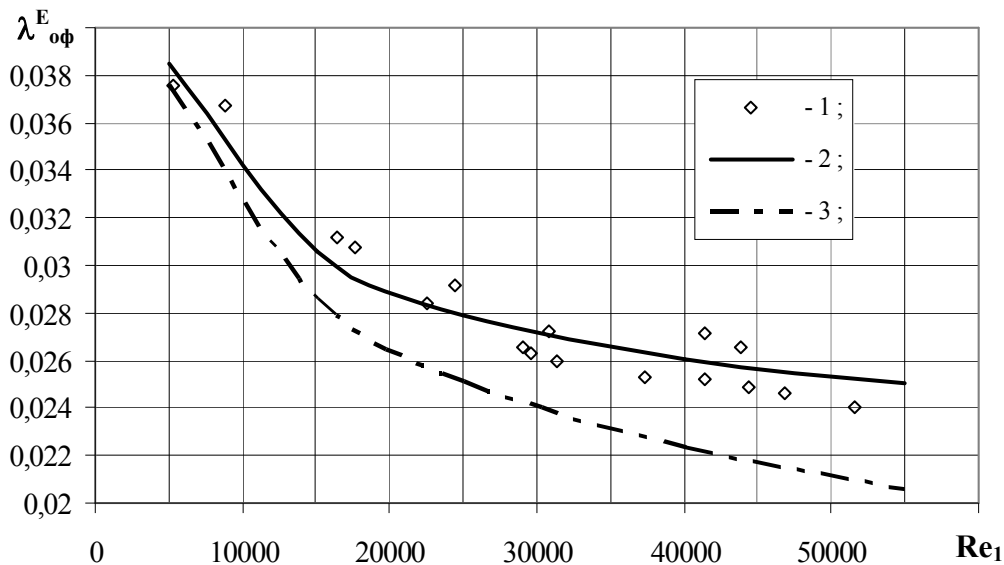


Рис. 3.1. Коефіцієнт гідравлічного тертя під час руху однофазного потоку [75]: 1 – експериментальні дані; 2 – розрахункова крива для труб із $k_e = 0,0225$ мм; 3 – розрахункова крива для гладких труб

Як видно з рис. 3.1, експериментальний коефіцієнт $\lambda_{оф}$ в діапазоні числа $Re < 15000$ із похибкою до 10...20 % відповідає коефіцієнту гідравлічного тертя, розрахованому з формули Блаузіуса для гладких труб, а коли $Re > 15000$ – проявляється вплив шорсткості.

Під час руху вздовж тієї ж експериментальної ділянки двофазного потоку [75] з умов $P_{cp} = 102 \dots 151$ кПа, $w_0' = 0,3 \dots 3,2$ м/с, приведеної швидкості повітря $w_0'' = 0,06 \dots 6,7$ м/с, виявлено таку закономірність зміни

відношення втрат тиску по довжині ΔP_{tr}^{df} до втрат тиску на тертя однофазного середовища ΔP_{tr}^{of} із масовою витратою, що дорівнює масовій витраті двофазного потоку, для труб із еквівалентною шорсткістю $k_e = 0,0225$ мм від витратного об'ємного газозовмісту β_{cp} : втрати тиску на тертя ΔP_{tr}^{df} у діапазоні зміни витратного об'ємного газозовмісту $\beta_{cp} = 0 \dots 0,2$ із похибкою до 35% відповідає ΔP_{tr}^{of} , коли $\beta_{cp} = 0,2 \dots 1$ відношення $\Delta P_{tr}^{df}/\Delta P_{tr}^{of}$ суттєво залежить від β_{cp} (рис. 3.2).

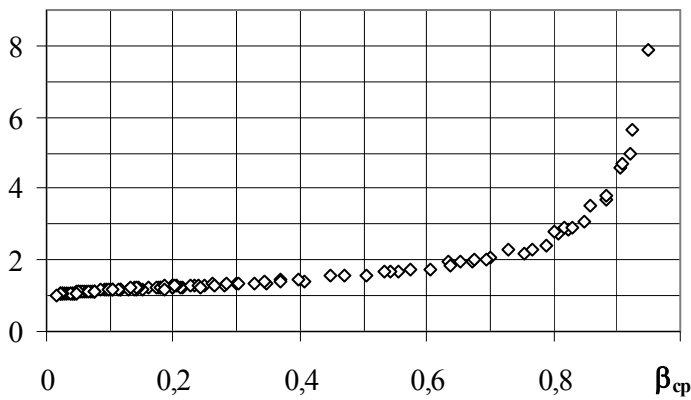


Рис. 3.2. Залежність відношення $\Delta P_{tr}^{df}/\Delta P_{tr}^{of}$ від середнього витратного об'ємного газозовмісту [75]

Оскільки у досліджуваному діапазоні втрат тиску на горизонтальній ділянці нівелірна складова відсутня, а складова втрат тиску на прискорення, визначена з рівняння енергії та імпульсів, відрізняється несуттєво (рис. 3.3), то отримані в результаті обробки з залежності (2.3) значення коефіцієнтів гідравлічного тертя (рис. 3.4) можна вважати визначеними як на основі рівняння збереження енергії, так і на основі рівняння імпульсів.

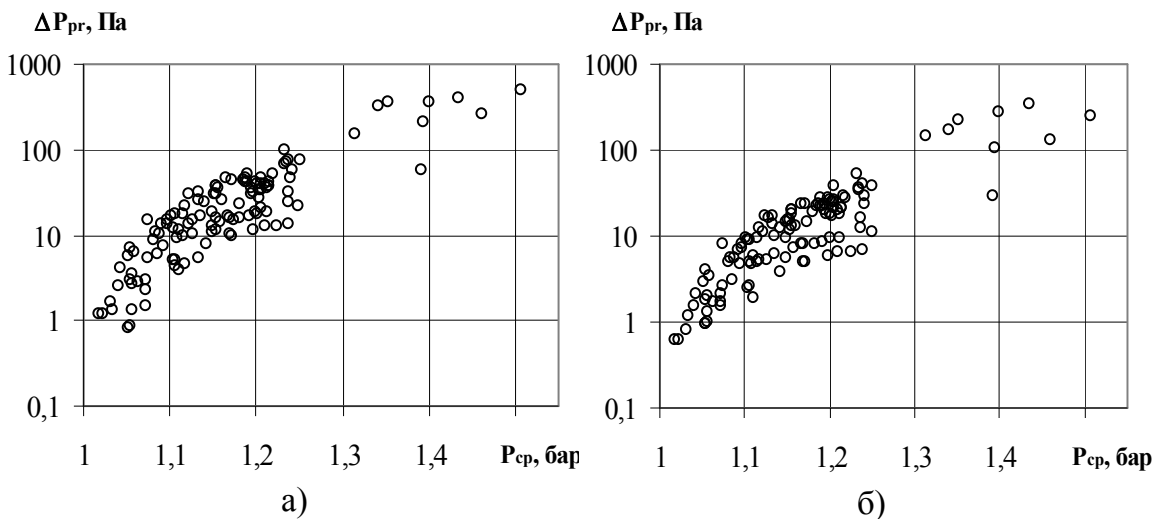


Рис. 3.3. Втрати тиску на прискорення в діапазоні зміни середнього тиску P_{cp} на досліджуваній ділянці, визначені згідно з рівнянням збереження енергії (а) та імпульсів (б)

Коефіцієнт гідравлічного тертя у діапазоні $\beta_{cp} = 0 \dots 0,2$ майже не змінюється і відповідає $k_e = 0,0225$ мм, а для $\beta_{cp} = 0,2 \dots 1$ коефіцієнт λ^E суттєво залежить від витратного об'ємного газозовмісту (див. рис. 3.4) [75].

Експериментальні дані можна описати залежністю із коефіцієнтом детермінації $R^2 = 0,95$

$$\lambda_{df}^E = f(\beta_{cp}) = 0,029 + 0,015 \cdot \beta_{cp} - 0,008 \cdot \beta_{cp}^2. \quad (3.1)$$

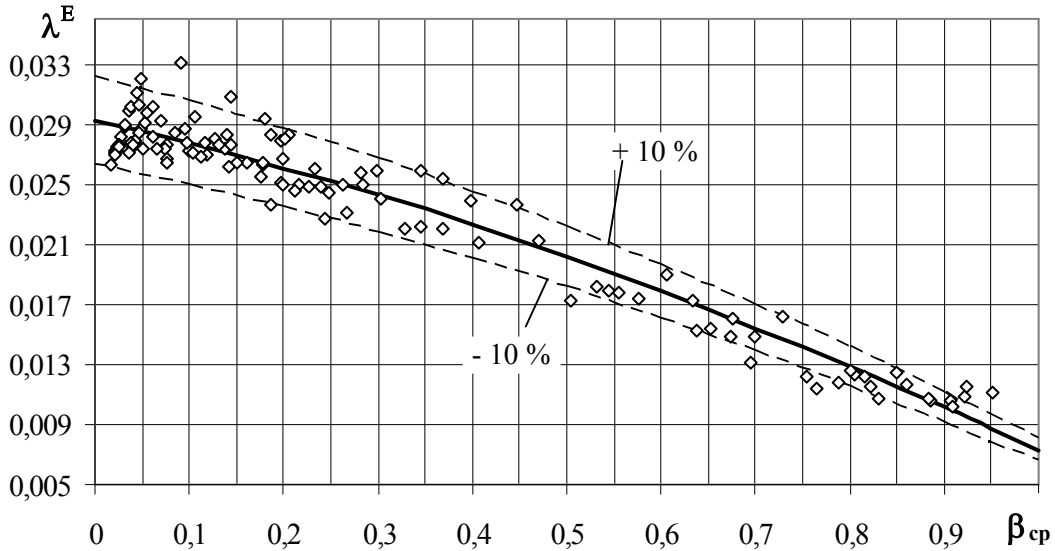


Рис. 3.4. Залежність коефіцієнта гідравлічного тертя від середнього витратного об'ємного газовмісту β_{cp}

Експериментальні дані можна описати залежністю із коефіцієнтом детермінації $R^2 = 0,95$

$$\lambda_{df}^E = f(\beta_{cp}) = 0,029 + 0,015 \cdot \beta_{cp} - 0,008 \cdot \beta_{cp}^2. \quad (3.1)$$

Проводилась також обробка цих же експериментальних даних з залежності (2.21) [76], у вигляді (4.33) (рис. 3.5) [75].

Для $\rho' \gg \rho''$ формула (2.21) [76] перетворюється у (4.33), де $A = \psi$.

Згідно з рис. 3.5 у діапазоні $\beta_{cp} = 0 \dots 0,8$ з похибкою $\pm 17\%$ експериментальні дані описуються моделлю змішаної течії [1], але мають розбіжності із величинами, наведеними у [76, 82]. Це можна пояснити тим, що номограма 5б [76] розроблена для пароводяної суміші із тиском більше 10^6 Па, в той час як дослідні дані [75] розташовані у діапазоні $P_{cp} = (1,04 \dots 1,5) \cdot 10^5$ Па. У [82] коефіцієнт $A = 1,18$ у діапазоні $P = 0,06 \dots 0,13$ МПа визначений апроксимацією експериментальних даних, які отримані під час течії водоповітряних потоків у вертикальних трубах із $Re_1 \geq 4650 \dots 15000$ ($d = 12,2 \dots 32,7$ мм), а $A = 0,61$ – отриманий для течій із $Re_1 = 3000 \dots 4000$, в той час як основний масив наших експериментальних даних отриманий в діапазоні $Re_1 = 5011 \dots 38196$.

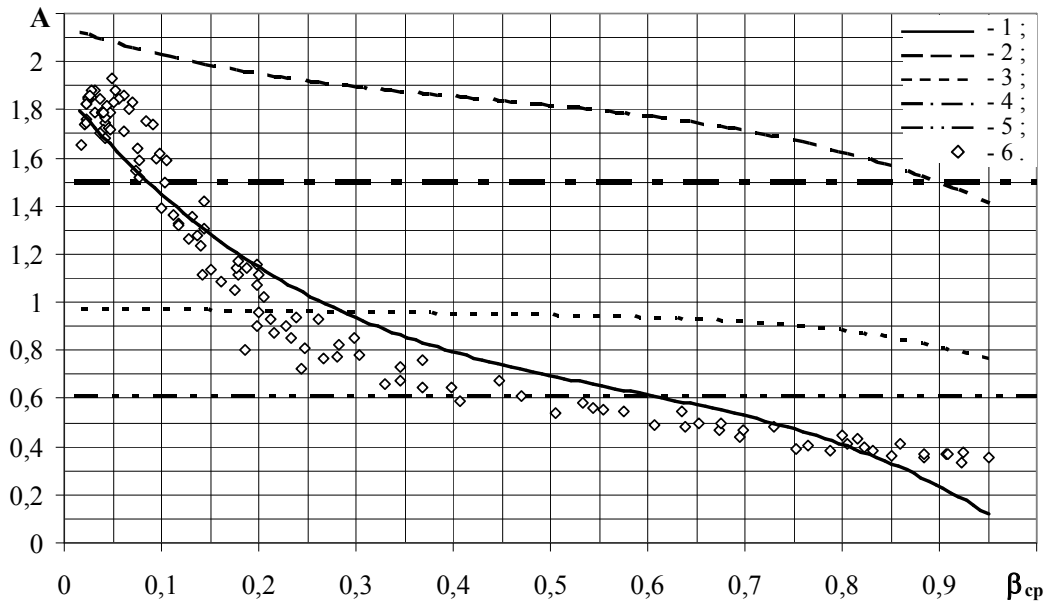


Рис. 3.5. Залежність коефіцієнта A у формулі (4.33) від середнього витратного об'ємного газовмісту β_{cp} : 1 – розрахунок за моделлю змішаної течії [1]; 2 – за моделлю окремих циліндрів [1]; 3 – за моделлю гомогенної течії [1]; 4 – за [76]; 5 – за [82]; 6 – експериментальні дані

3.2. Втрати тиску у місцевих опорах

3.2.1. Дослідження опору діафрагми. Основні характеристики експериментальних точок [75] під час дослідження опору діафрагми із $d_0=8\text{мм}$ ($d_0=5\text{мм}$): $P_{cp}=97\dots179$ ($96\dots194$) кПа; $w_0=0,7\dots3,3$ ($0,3\dots1,8$) м/с.

В процесі проведення експериментальних досліджень втрат напору у діафрагмі під час руху однофазного середовища (води) ΔP_{mo}^{of} встановлено, що з похибкою $\pm 8\%$ коефіцієнт опору діафрагми діаметром 8 мм $\zeta_{mo,8}^{of}=18,2$ (рис. 3.6), в той час як розрахований за (ХІІІ.17) [77] $\zeta = 26,2$ (похибка 32%), розрахований за [76] $\zeta = 25,2$ (похибка 28%), розрахований за діаграмою 4–19 [83] у досліджуваному діапазоні зміни числа Рейнольдса, приведеного до d_0 , $Re_0 = (1\dots8)\cdot 10^4$ змінюється відповідно у межах $\zeta=22\dots24$ (похибка 17...24%). Аналогічно, експериментально із похибкою $\pm(9\dots15)\%$ отримані коефіцієнти опору $\zeta_{mo,5}^{of}=126$ для діафрагми із $d_0=5$ мм. Під час порівняння із розрахунковими значеннями за методикою [77] $\zeta = 221,3$ похибка склала 38...52%; за методикою [76] $\zeta=164,9$ похибка – 16,3...35,7%, за діаграмою 4–19 [83] – $\zeta=184\dots212,7$, що відповідають числам $Re' = (0,89\dots7)\cdot 10^4$ (похибка 16 ...50 %).

Як видно із рис. 3.6, експериментально отриманий коефіцієнт опору не залежить від числа Рейнольдса Re' на відміну від ζ , розрахо-

ваного за діаграмою 4–19 [83]. Розбіжність із розрахунковими коефіцієнтами опору можна пояснити нестандартністю конструкції діафрагми.

Дослідження коефіцієнта опору діафрагми $d_0 = 8$ мм ($d_0 = 5$ мм) під час руху двофазного потоку проводились з таких параметрів пото-

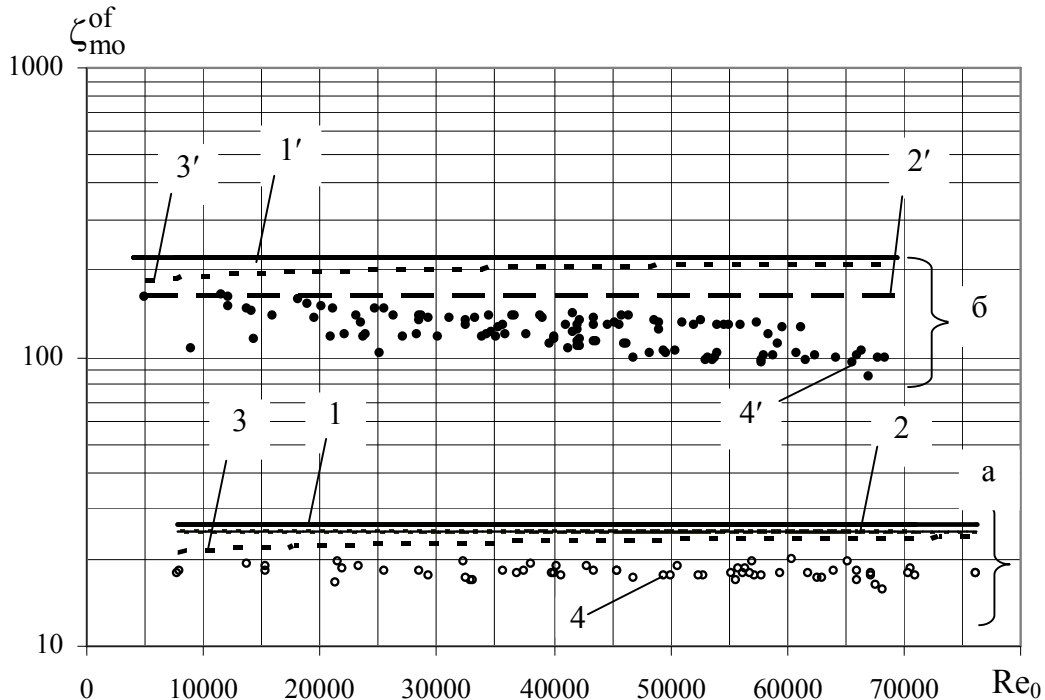


Рис. 3.6. Порівняння експериментально отриманих коефіцієнтів опору діафрагми із розрахованими за різними методиками для діафрагми з діаметром отвору 8 мм (а) і 5 мм (б): 1, 1' – розраховані за [77]; 2, 2' – за [76]; 3, 3' – за [83]; 4, 4' – експериментальні дані [75]

ку: $P_{cp} = 102...152$ (111...166) кПа, $w_0' = 0,3...2,5$ (0,2...1,3) м/с, $w_0'' = 0,07...4$ (0,05...7,2) м/с [75]. Результати показані на рис. 3.7.

Якщо порівнювати коефіцієнт опору діафрагми під час руху одно- та двофазного середовища (див. рис. 3.6, рис. 3.7) можна помітити, що у діапазоні зміни витратного об'ємного газомісту $\beta_{cp} = 0...0,2$ із похибкою до 5 % $\zeta_{mo}^{df} = \zeta_{mo}^{of}$; у діапазоні $\beta_{cp} = 0,2...1$ коефіцієнт опору двофазного середовища суттєво залежить від об'ємного газомісту, як і у [78]. Для $\beta_{cp} > 0,8$ число Маха (М) наближається до одиниці, тобто швидкість суміші в отворі діафрагми наближається до швидкості розповсюдження слабких збурень у двофазному потоці. З літератури [84] відомо, що при значеннях числа $M > 0,75...0,85$ коефіцієнт гідравлічного тертя із ростом числа М зменшується і наближається до нуля, коли $M \rightarrow 1$. Аналізуючи вищезазначене, можна зробити аналогічні висновки стосовно коефіцієнта опору діафрагми.

Представлення результатів дослідження коефіцієнта опору діафрагми рухові двофазного потоку у співвідношенні до відповідного коефіцієнта для однофазного потоку у діапазоні зміни витратного масово-

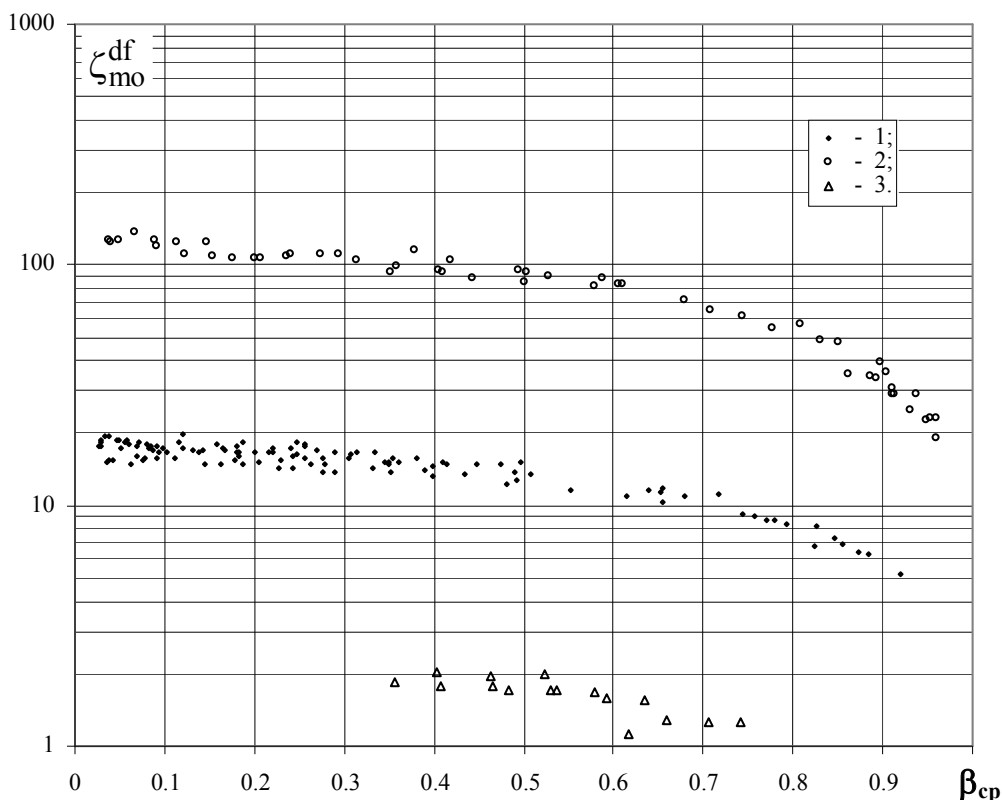


Рис. 3.7. Залежність коефіцієнтів опору $\zeta_{\text{дв}}$ від середнього витратного об'ємного газовмісту $\beta_{\text{ср}}$: 1 – дослідження опору діафрагми з діаметром отвору $d_0 = 8$ мм; 2 – діафрагми з $d_0 = 5$ мм [75]; 3 – вентиля [79]

го газовмісту $x = 5,4 \cdot 10^{-5} \dots 0,035$ (рис. 3.8) дає змогу порівняти експериментальні дані із розрахунковими значеннями $\zeta_{\text{мо}}^{\text{df}} / \zeta_{\text{мо}}^{\text{of}}$ інших авторів.

Як видно, залежність авторів [85] для умов проведення досліджень дає значення $\zeta_{\text{мо}}^{\text{df}} / \zeta_{\text{мо}}^{\text{of}} = 1$, відхилення розрахункових значень від експериментальних складає $(-85) \dots 196\%$, це, можливо, пов'язано з тим, що величина σ_1 у залежності (4.16) для умов проведення досліджень складає лише $0,009 \dots 0,3$.

Під час аналізу результатів розрахунку найменше відхилення спостерігається у значеннях $\zeta_{\text{мо}}^{\text{df}} / \zeta_{\text{мо}}^{\text{of}}$, отриманих з залежності авторів [86], воно змінюється у межах $(-79) \dots 2\%$. Основним недоліком залежності (4.13) є те, що вона побудована на основі витратного масового газовмісту, який, очевидно, не дає змогу оцінити величину $\zeta_{\text{мо}}^{\text{df}} / \zeta_{\text{мо}}^{\text{of}}$ під час реалізації потоків із більш низьким початковим тиском, ніж у дослідженнях авторів [86], який складав $1,0 \dots 2,5$ МПа.

До того ж на результат розрахунку з (4.13) може впливати наявність фазових переходів, що спостерігались у дослідженнях авторів [86] і були відсутні під час наведених у цьому розділі досліджень. Ще однією причиною відхилення є, можливо, те, що автори [86] проводили дослідження у докритичному режимі руху самозакипаючої рідини, в

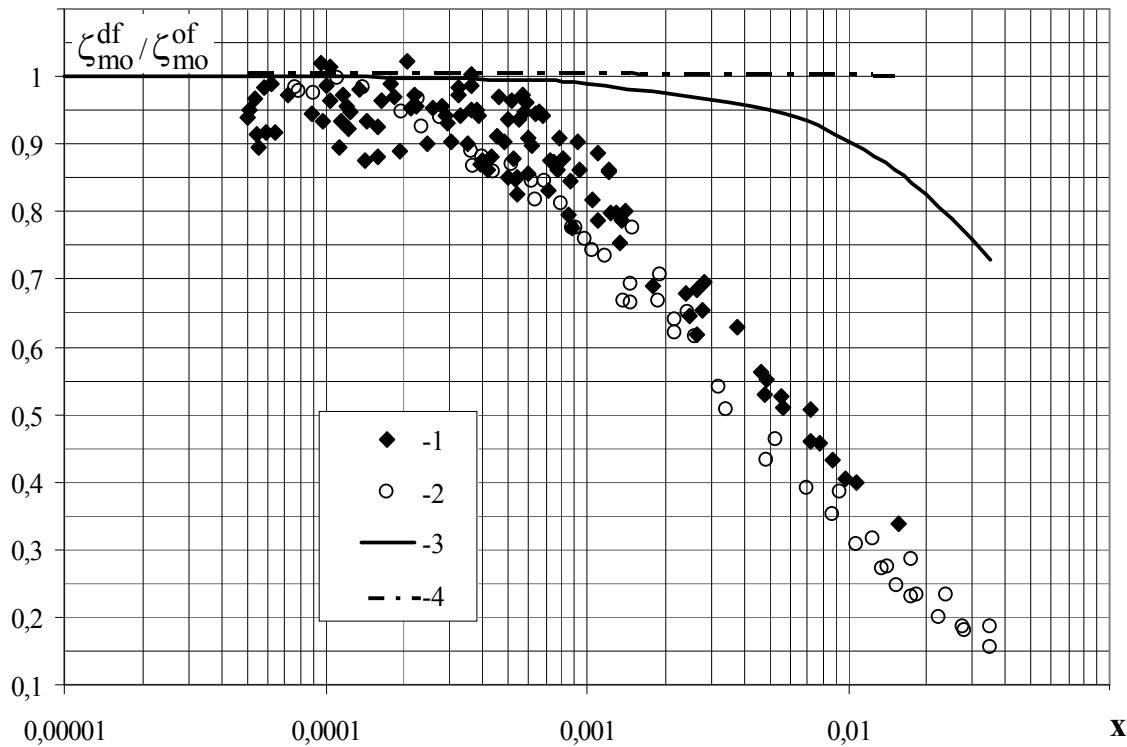


Рис. 3.8. Співвідношення $\zeta_{mo}^{df}/\zeta_{mo}^{of}$ для дросельної діафрагми: експериментальні значення [75]: 1 – для $d_0 = 8$ мм; 2 – для $d_0 = 5$ мм; розрахункові значення: 3 – авторів [86]; 4 – [85].

той час як під час проведених досліджень, особливо у діапазонах $x > 0,005$ швидкість суміші в отворі діафрагми досягала місцевої швидкості розповсюдження слабких збурень (рис. 3.9).

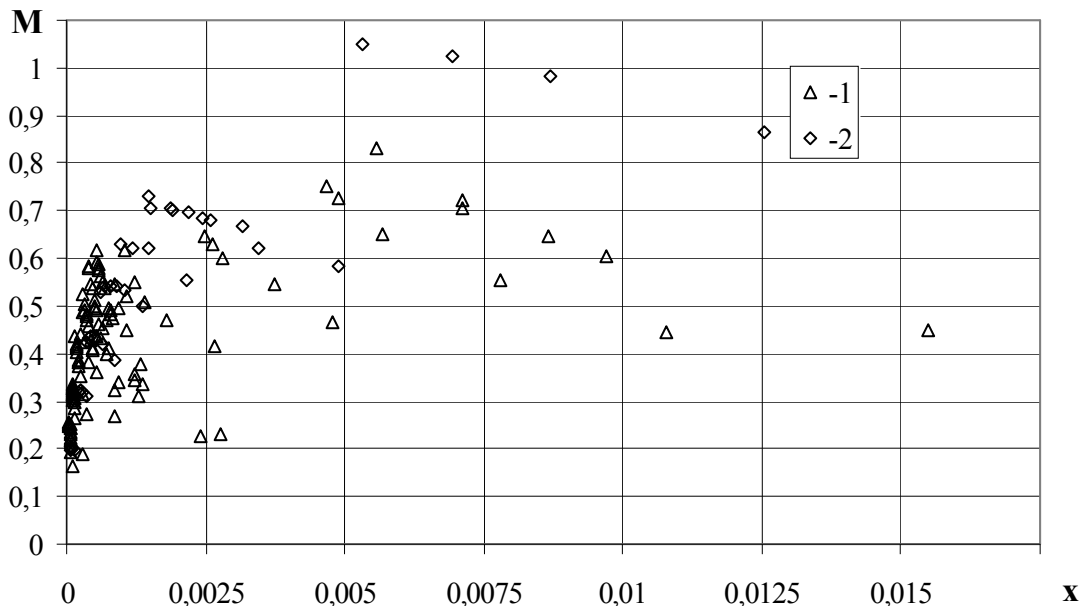


Рис. 3.9. Залежність числа Маха від витратного масового газовмісту під час дослідження для дросельної діафрагми: 1 – $d_0=8$ мм; 2 – $d_0=5$ мм

Якщо представити втрати тиску у місцевих опорах під час руху водоповітряного потоку ΔP_{mo}^{df} у вигляді (4.33)

$$\frac{\Delta P_{mo}^{df}}{\Delta P_{mo}^{of}} = 1 + A \cdot \frac{w_0''}{w_0}, \quad (3.2)$$

то спостерігатимемо тенденцію дещо подібну до представленої для втрат тиску на тертя (див. рис. 3.5), але експериментально отриманий коефіцієнт A (рис. 3.10) наближається до розрахованого за моделлю змішаної течії лише у діапазоні $\beta_{cp} = 0,6 \dots 0,95$ із похибкою 8...25 %.

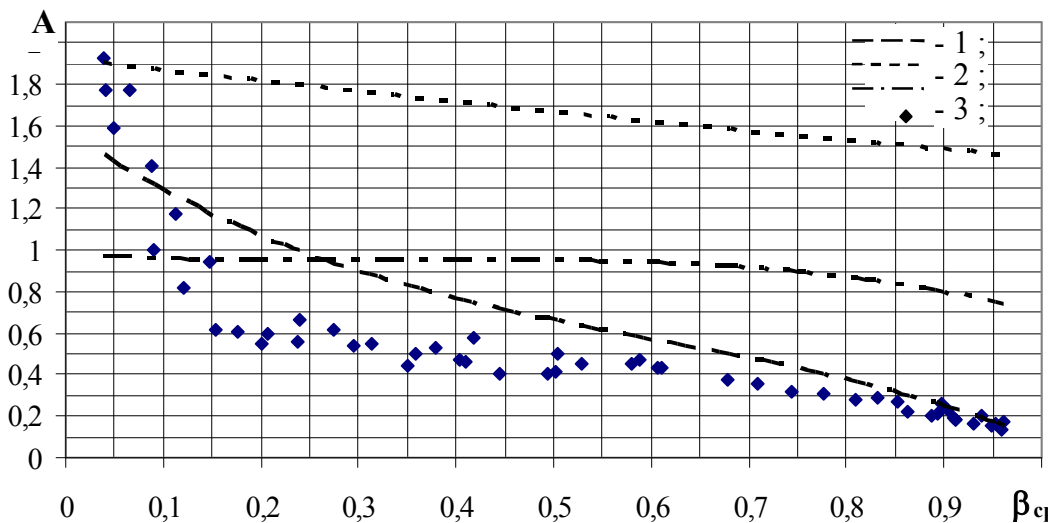


Рис. 3.10. Залежність коефіцієнта A для випадку дослідження втрат тиску у місцевих опорах від середнього витратного об'ємного газівмісту β_{cp} : 1 – розрахунок за моделлю змішаної течії [1]; 2 – за моделлю окремих циліндрів [1]; 3 – за моделлю гомогенної течії [1]; 4– експериментальні дані ($d_0 = 5$ мм) [75]

3.2.2. Дослідження опору вентиля [75]. В процесі дослідження коефіцієнта опору під час руху однофазного потоку витратні характеристики змінювались у межах: швидкість води у прохідному перерізі вентиля

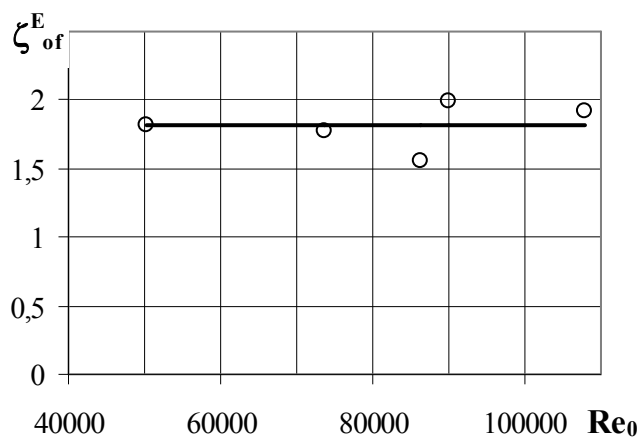


Рис. 3.11. Коефіцієнт опору вентиля оригінальної конструкції однофазному потоку

$w_1 = 7,3 \dots 15,6$ м/с, втрати тиску на вентилі $\Delta P_{mo}^{of} = 48 \dots 233$ кПа. У всьому діапазоні зміни числа Re_0 експериментальний коефіцієнт опору приведений до швидкості у прохідному перерізі із похибкою $\pm 13\%$ можна прийняти $\zeta_{of}^E = 1,8$ (рис. 3.11).

В ході експериментального дослідження коефіцієнта опору вентиля двофазному

поток параметри змінювалися в таких діапазонах: тиск повітря 232...261 кПа, тиск води 136...239 кПа, витрата повітря $(0,2...0,51) \times 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$, витрата води $(0,18...0,35) \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$. При цьому швидкість суміші складала 12,8...18 м/с, а витратний об'ємний паровміст – $\beta_{\text{cp}} = 0,36 \dots 0,74$.

Виходячи із дослідних даних, розрахована з (2.6) величина коефіцієнта опору вентиля змінюється у межах $\zeta_{\text{mo,e}}^{\text{df}} = 1,1...2$ (рис. 3.7). Експериментальне значення $\psi^e = \zeta_{\text{mo,e}}^{\text{df}} / \zeta_{\text{mo}}^{\text{of}}$ при цьому змінювалось у межах 0,6...1,1 (рис. 3.12).

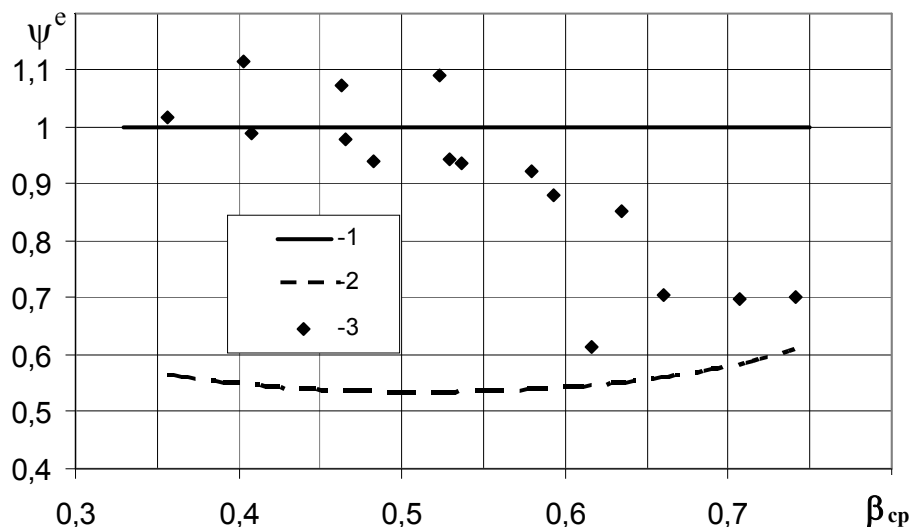


Рис. 3.12. Залежності відношення ψ^e від середнього витратного об'ємного паровмісту: 1 – розрахункова крива для гомогенного потоку; 2 – з формули [87]; 3 – експериментальні дані

Аналізуючи криву $\psi^e = f(\beta_{\text{cp}})$, слід відзначити, що для експериментальних $\beta_{\text{cp}} < 0,6$ відношення ψ^e близьке до одиниці з похибкою 0...15%. Це пояснюється тим, що в таких умовах потік за своїми властивостями ближчий до гомогенного. При цьому коефіцієнт опору двофазного потоку збігається з коефіцієнтом опору однофазного потоку. Такі результати підтверджують доцільність розрахункових спрощень, що запропоновані авторами [76, 87] для більшості запірних пристроїв при масовій швидкості потоку $\omega \gamma > 1200 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, а саме таким умовам відповідає досліджений водоповітряний потік. Для випадку $\beta_{\text{cp}} > 0,6$ співвідношення ψ^e наближається з похибкою 13...20% до кривої, запропонованої авторами [88].

3.3. Взаємний вплив місцевих опорів

Коефіцієнт опору двох послідовно встановлених діафрагм із $d_0 = 8 \text{ мм}$ (5 мм) під час руху на ділянці однофазного потоку досліджу-

вався з такими витратними параметрами: середній тиск на ділянці $P_{cp} = 96...187$ (106...177) кПа, швидкість руху води $w' = 0,36...2,7$ (0,45...1,2) м/с.

Коефіцієнт опору однієї діафрагми у системі із двох діафрагм визначався згідно з розрахунком з залежності (2.5) $\zeta_{mo,e}^{of}$ таким чином

$$\zeta = \zeta_{mo,e}^{of} / 2 . \quad (3.4)$$

Результати розрахунку за формулою (3.4) в залежності від числа Рейнольдса, приведеного до швидкості води у отворі діафрагми, Re_0 представлені на рис. 3.13. та рис. 3.14.

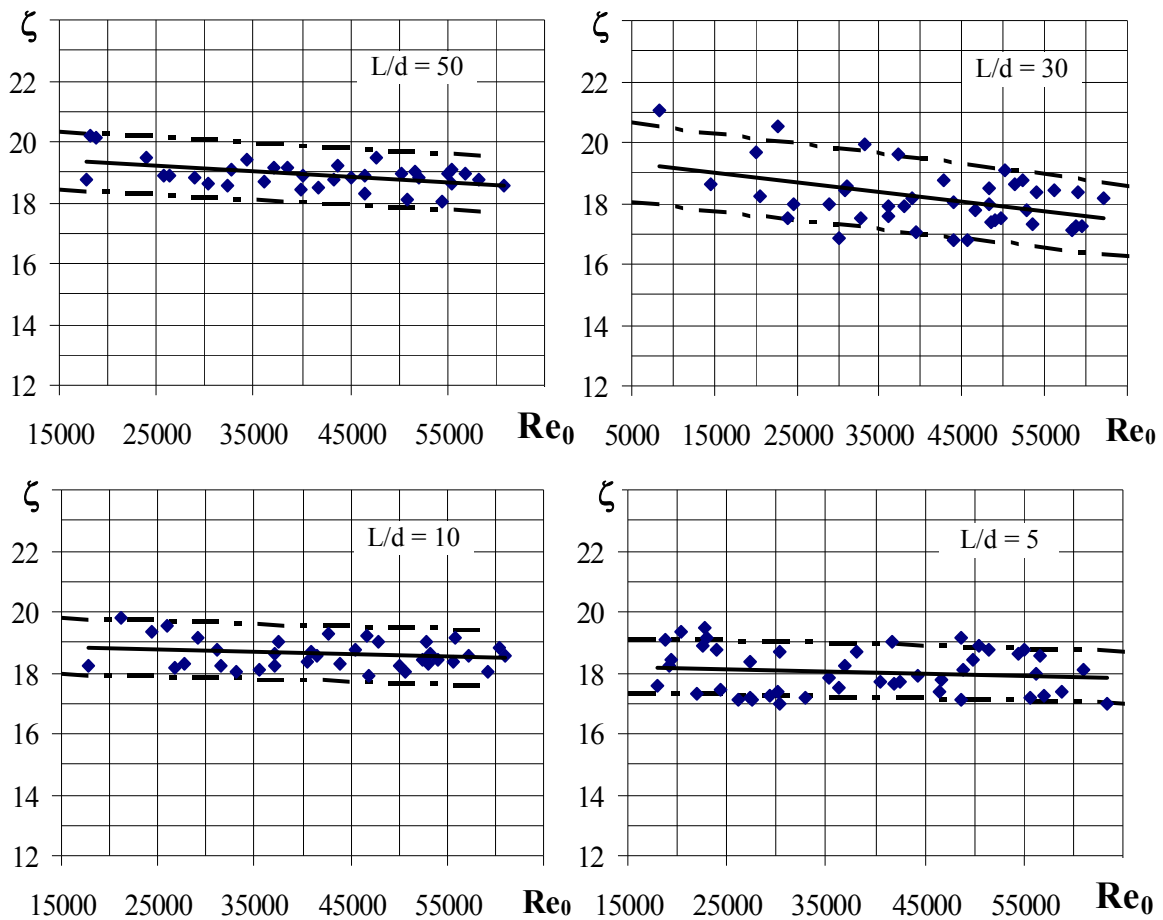


Рис. 3.13. Коефіцієнт опору однієї діафрагми із $d_0=8$ мм у системі діафрагм

Як видно на рис. 3.13 коефіцієнт опору однієї діафрагми у системі практично не залежить від швидкості руху середовища в отворі, як і під час дослідження одиночної діафрагми. Незначний вплив швидкості направлений на зменшення коефіцієнта опору із збільшенням числа Re_0 . Найбільший вплив Re_0 на значення ζ спостерігається під час дослідження взаємного впливу двох послідовно встановлених діафрагм із $d_0 = 8$ мм і відносною відстанню між ними $L/d = 30$, змен-

шення опору діафрагми у діапазоні $Re_0=7500\dots62000$ спостерігається у межах 19,2...17,5 (9 %).

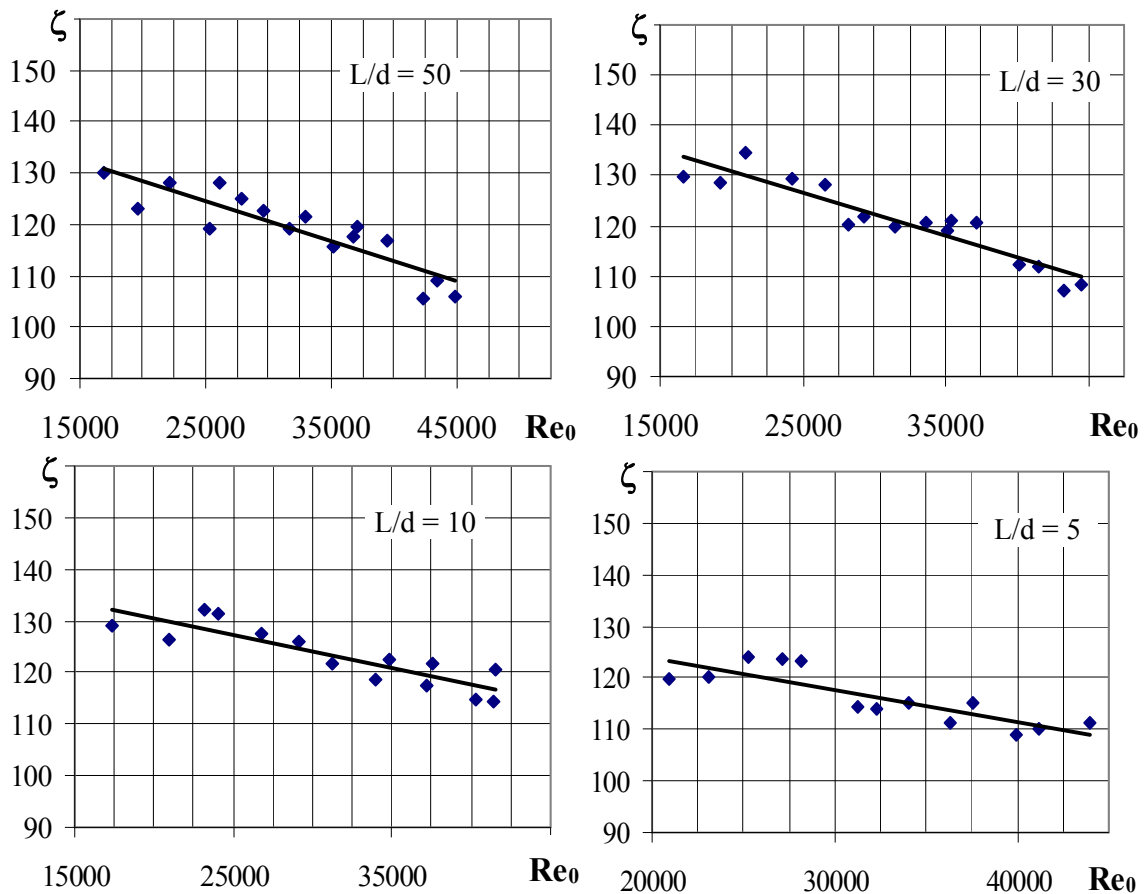


Рис. 3.14. Коефіцієнт опору однієї діафрагми із $d_0=5$ мм у системі діафрагм

Дещо більший вплив швидкості води в отворі діафрагми із $d_0 = 5$ мм на коефіцієнт опору однієї діафрагми у системі діафрагм (рис. 3.14). Але тенденція впливу швидкості зберігається і як під час дослідження діафрагм із $d_0 = 8$ мм, найбільше зниження спостерігається у системі діафрагм із $L/d = 30$, де у діапазоні зміни $Re_0 = 16000\dots44500$ коефіцієнт опору однієї діафрагми складає 133...110 (17 %).

Для зручності зіставлення коефіцієнта опору діафрагми у системі і одиночної діафрагми згідно з експериментальними даними було отримано оціночну залежність для коефіцієнта опору одиночної діафрагми як функцію числа Рейнольдса Re_0 , яка має вигляд:

– для діафрагми із $d_0 = 8$ мм (похибкою $\pm 3\%$)

$$\zeta_{mo,8}^{of} = 18,6 - 0,88 \cdot 10^{-5} \cdot Re_0 ; \quad (3.5)$$

– для діафрагми із $d_0 = 5$ мм (похибкою $\pm 15\%$)

$$\zeta_{mo,5}^{of} = 150,4 - 0,65 \cdot 10^{-3} \cdot Re_0 . \quad (3.6)$$

Взаємний вплив двох діафрагм оцінювався коефіцієнтом інтерференції (рис. 3.15)

$$\delta = \frac{(\zeta - \zeta_{mo}^{of}) \cdot 100\%}{\zeta_{mo}^{of}} \quad (3.7)$$

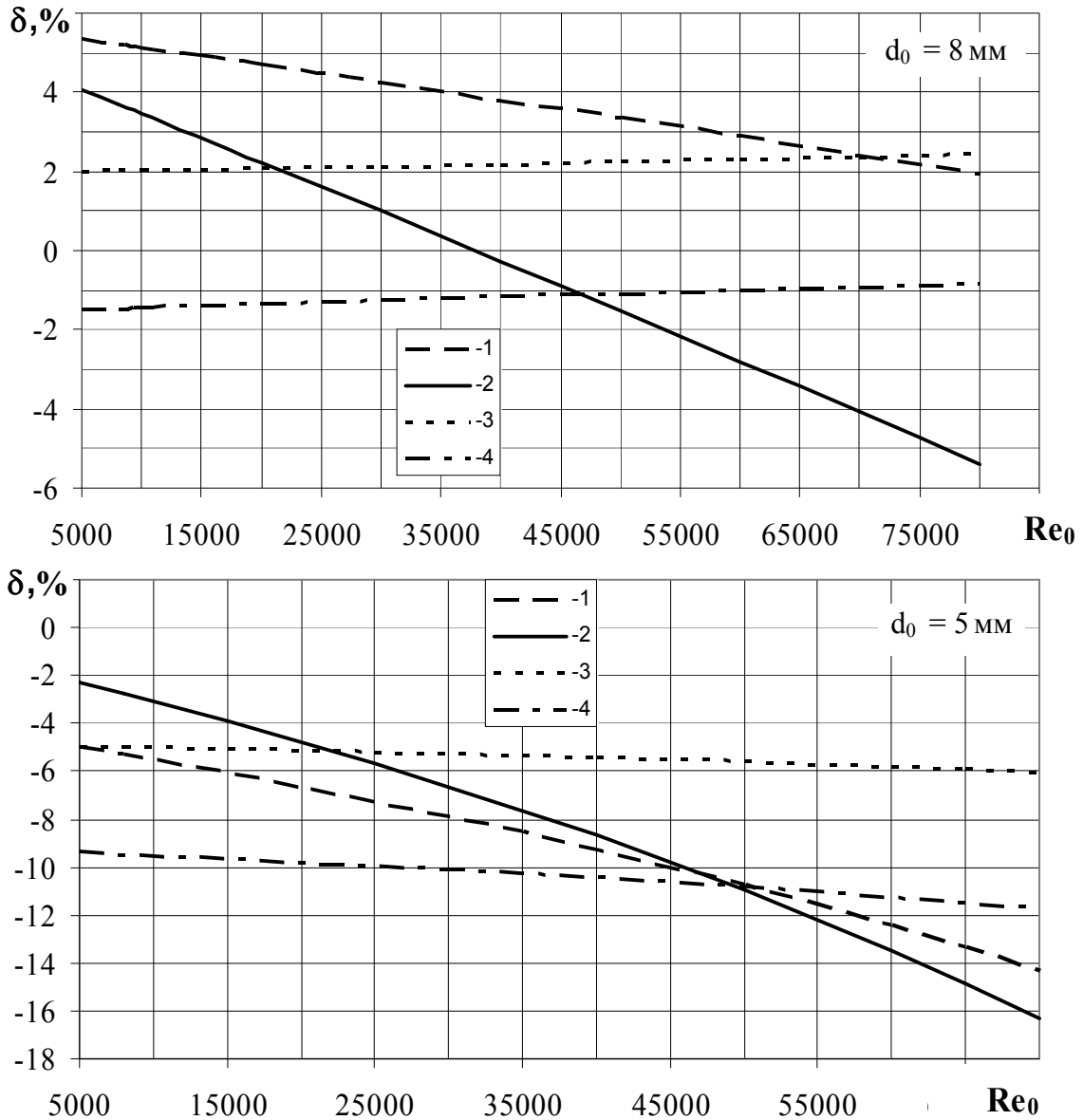


Рис. 3.15. Коефіцієнт інтерференції для руху однофазного потоку вздовж системи діафрагм із відносною відстанню: 1 – $L/d = 50$; 2 – 30; 3 – 10; 4 – 5

Із рис. 3.15 видно, що за невеликих відносних відстаней $L/d = 5 \dots 10$ вплив місцевих опорів один на одного майже не змінюється із збільшенням швидкості потоку. Коефіцієнт інтерференції за великих відносних відстаней $L/d = 30 \dots 50$ суттєво залежить від числа Re_0 : із збільшенням Re_0 коефіцієнт опору однієї діафрагми у системі зменшується за умов сталого коефіцієнта опору одиночної діафрагми.

Аналізуючи результати, показані на рис. 3.15, за умови $Re_0 = 8000$ можна зробити висновки, що коли відносна відстань між діафрагмами $L/d = 30$, результати наших досліджень відрізняються від результатів представлених у [89] на $+4...-3\%$, за $L/d = 10$ та $L/d = 5$ – зменшені на $4...11\%$ та $7...15\%$ відповідно. Беручи до уваги порядок розбіжностей коефіцієнтів δ , можна зробити висновок, що вони відповідають порядку похибки визначення коефіцієнта ζ .

Як видно з рис. 3.15, коефіцієнт інтерференції як для діафрагми із $d_0 = 8$ мм так і 5 мм коливається у межах $5...-16$, тобто взаємний вплив двох послідовно встановлених діафрагм під час руху вздовж них однофазного потоку незначний і знаходиться у межах точності проведення дослідів.

Дослідження взаємного впливу місцевих опорів під час руху двофазного потоку на діафрагмах із $d_0 = 8$ мм (5 мм) виконувалось з такими витратними параметрами:

- середній тиск $P_{cp} = 104...175$ (109...175) кПа;
- приведена швидкість води $w_0' = 0,3...2,35$ (0,2...1,1) м/с;
- приведена швидкість повітря $w_0'' = 0,06...7,3$ (0,02...7,7) м/с.

За розрахунком згідно з (2.6) $\zeta_{mo,e}^{df}$, коефіцієнт опору однієї діафрагми у системі із двох діафрагм ζ' визначався з формули (3.4) (рис. 3.16, 3.17). Коефіцієнт опору однієї діафрагми у системі із двох по-

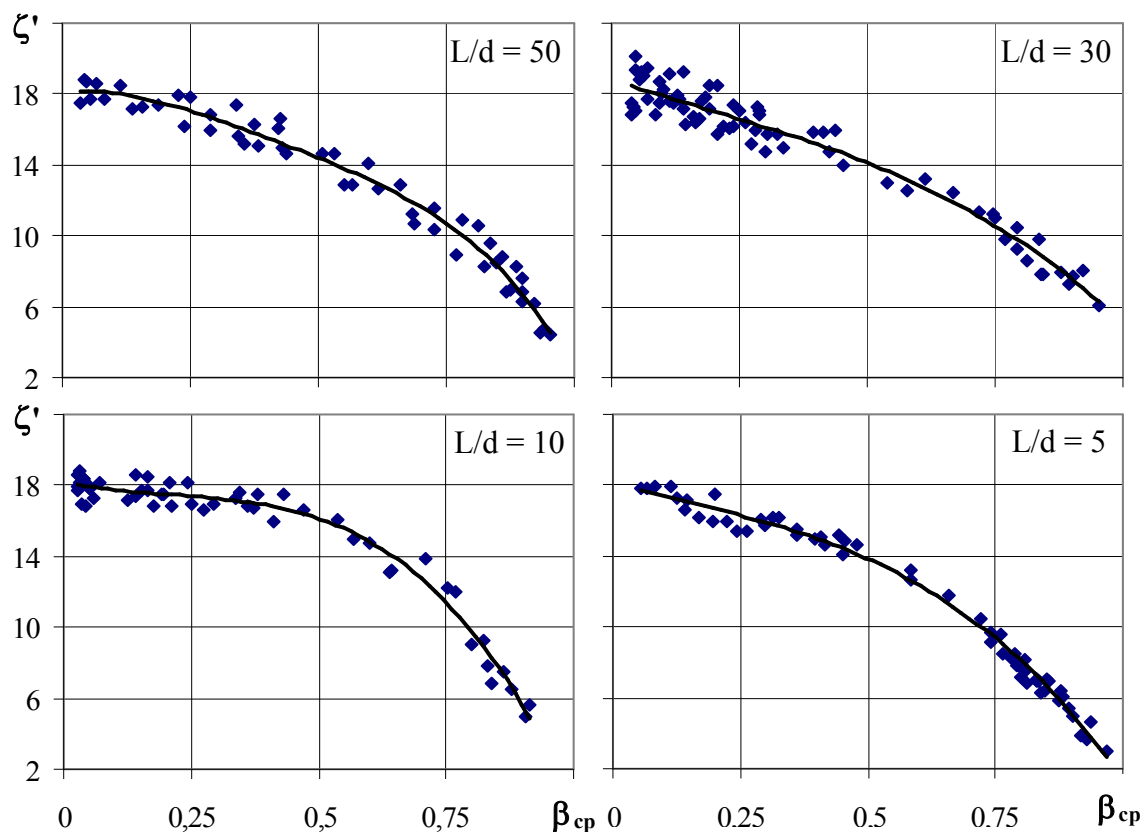


Рис. 3.16. Коефіцієнт опору однієї діафрагми $d_0 = 8$ мм у системі діафрагм

слідовно встановлених діафрагм має характер подібний до коефіцієнта опору однієї діафрагми за відповідних умов (див. рис. 3.16, 3.17).

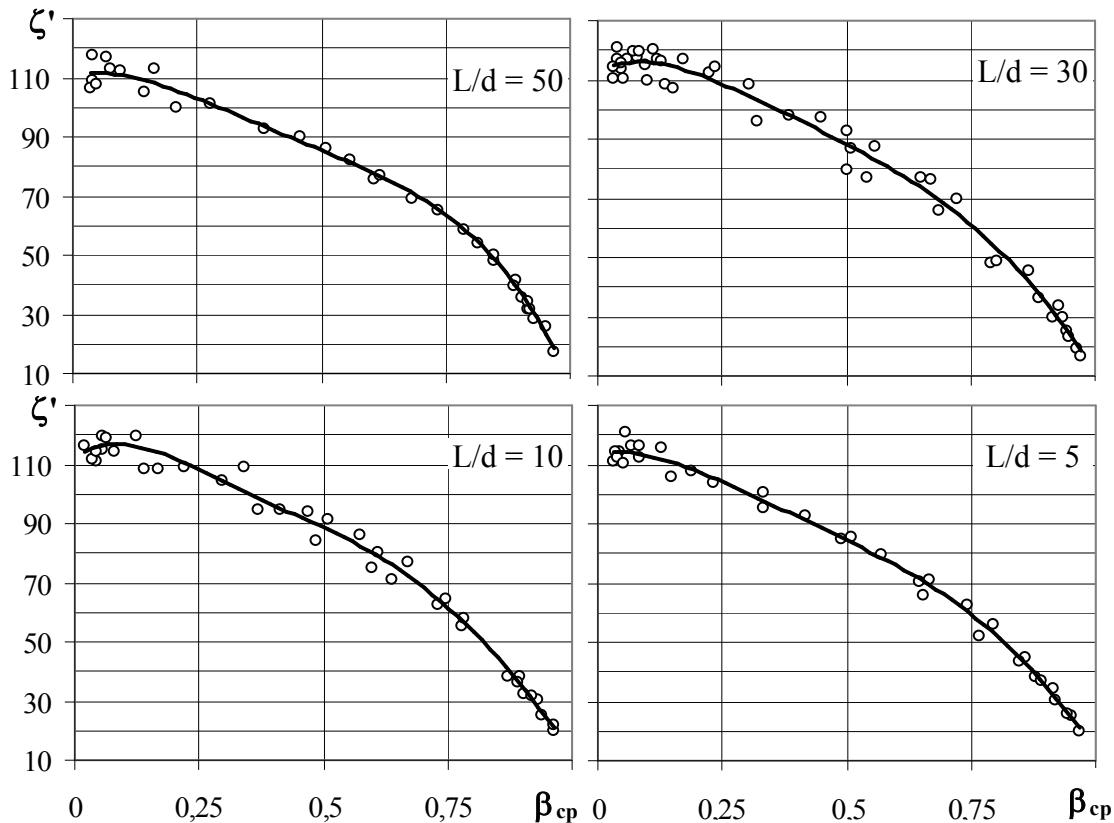


Рис. 3.17. Коефіцієнт опору однієї діафрагми $d_0 = 5$ мм у системі діафрагм

Аналізуючи експериментальні результати дослідження взаємного впливу двох діафрагм із $d_0 = 8$ мм, очевидно, що за відносної відстані між діафрагмами $L/d = 5$ і $\beta_{cp} = 0,96$ коефіцієнт опору однієї діафрагми у системі значно нижчий за коефіцієнт опору одиночної діафрагми, тобто спостерігається помітний вплив однієї діафрагми у системі на іншу. Оцінимо цей вплив аналогічно до однофазного потоку з коефіцієнта інтерференції (рис. 3.18)

$$\delta = \frac{(\zeta' - \zeta_{df}) \cdot 100\%}{\zeta_{df}} \quad (3.8)$$

Для зручності оцінки, аналогічно як і для однофазного потоку, виведемо оціночну залежність коефіцієнта опору одиночної діафрагми від середнього витратного об'ємного газовмісту:

– для діафрагми із $d_0 = 8$ мм (похибка $\pm 6\%$)

$$\zeta_{mo}^{df} = 17,04 + 7,71 \cdot \beta - 65,96 \cdot \beta^2 + 20137 \cdot \beta^3 - 4073 \cdot \beta^4 + 4095 \cdot \beta^5 - 16009 \cdot \beta^6; \quad (3.9)$$

– для діафрагми із $d_0 = 5$ мм (похибка $\pm 5\%$)

$$\zeta_{mo}^{df} = 132,77 - 113 \cdot \beta + 90,61 \cdot \beta^2 - 66,92 \cdot \beta^3 - 31,87 \cdot \beta^4. \quad (3.10)$$

Аналогічні співвідношення отримані для визначення коефіцієнта опору однієї діафрагми у системі для різних відносних відстаней.

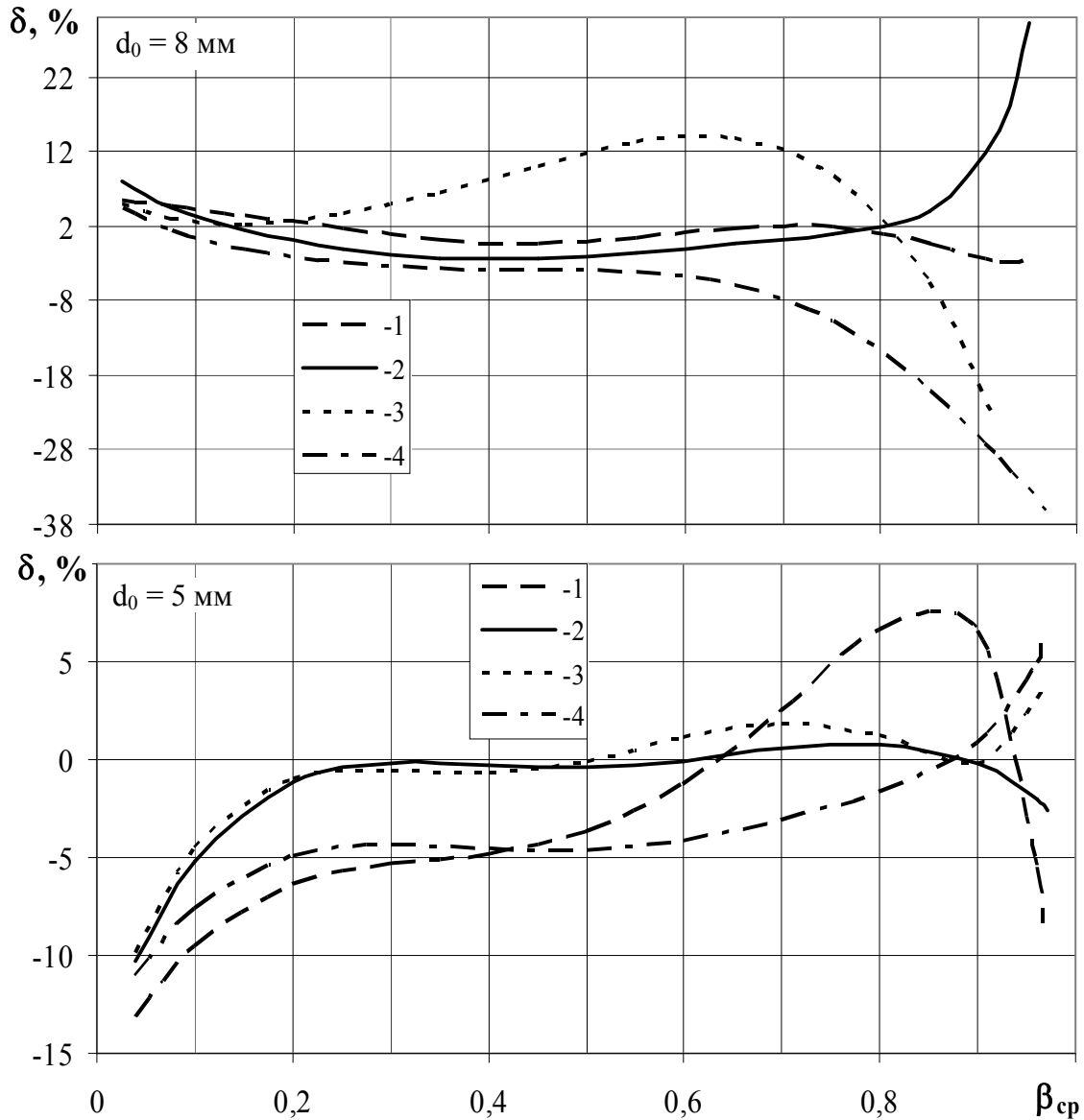


Рис. 3.18. Коефіцієнт інтерференції під час руху двофазного потоку вздовж системи діафрагм із відносною відстанню L/d рівною: 1 – 50; 2 – 30; 3 – 10; 4 – 5

Як видно з рис. 3.18, що в діапазоні зміни середнього витратного об'ємного газовмісту $\beta_{cp} = 0 \dots 0,2$ коефіцієнти інтерференції для діафрагми із $d_0 = 8 \text{ мм}$ та 5 мм за усіх L/d мають дещо різний характер, який у першому випадку зменшується із збільшення β_{cp} , а у другому випадку – збільшується.

Залежність коефіцієнта інтерференції від β_{cp} в діапазоні зміни останнього $0,2 \dots 0,8$ для обох діафрагм і усіх L/d мають подібний характер, змінюючись у межах $\pm 14\%$. Із збільшення витратного об'ємного газовмісту характер кривих змінюється, особливо це відчутно для

діафрагми із $d_0 = 8$ мм. В цьому випадку із збільшенням $\beta_{\text{ср}}$ коефіцієнт опору однієї діафрагми у системі починає дедалі зменшуватись по відношенню до відповідного коефіцієнта одиночно встановленої діафрагми. Це зменшення стає відчутнішим із зменшенням відстані між діафрагмами і при $L/d = 5$ і $\beta_{\text{ср}} = 0,97$ коефіцієнт інтерференції досягає $- 34 \%$.

3.4. Закономірності втрат тиску на тертя по довжині каналу та у місцевих опорах під час руху одно- та двофазних потоків

Геометрію дренажного каналу спрощено можна врахувати коефіцієнтом опору ζ , який повинен зменшуватись із збільшенням стисливості потоку. Для отримання залежностей були використані експериментальні результати дослідження руху водоповітряного потоку вздовж прямої труби, через вентиль [79], через діафрагми із діаметрами отвору 5 мм та 8 мм [75] (рис. 3.19).

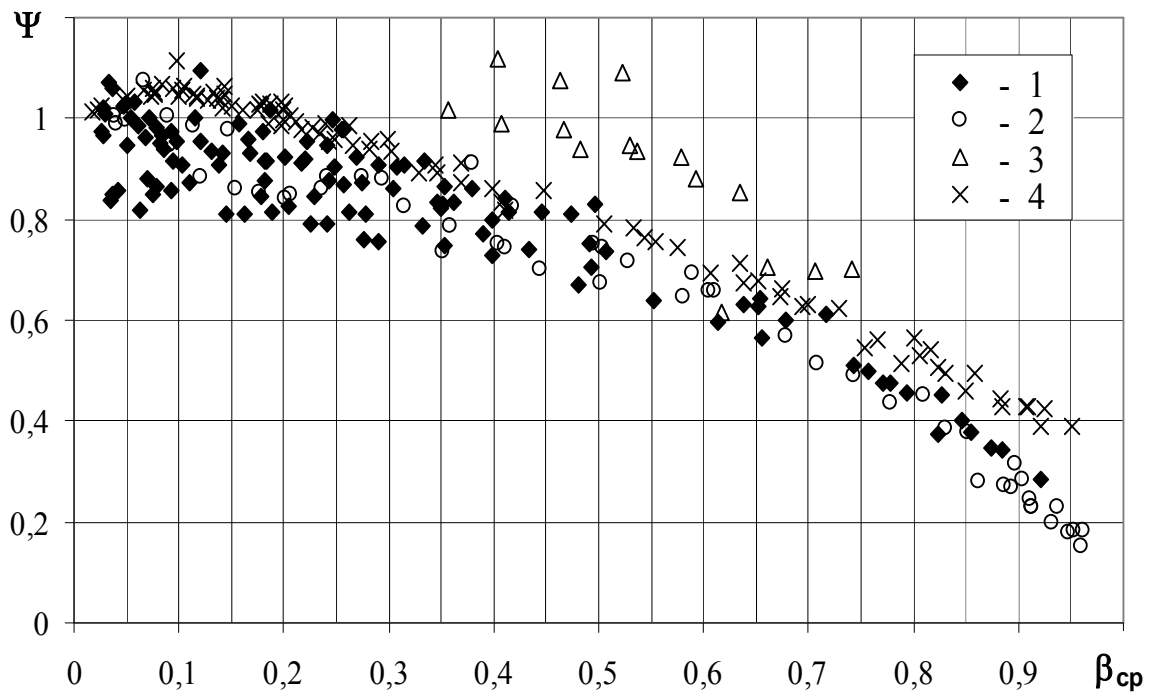


Рис. 3.19. Залежність експериментального ψ від середнього витратного об'ємного газомісту $\beta_{\text{ср}}$: 1 – дослідження опору діафрагми $d_0=8$ мм; 2 – $d_0=5$ мм; 3 – дослідження опору газового вентиля; 4 – дослідження опору тертя по довжині трубопроводу

Результати досліджень коефіцієнта гідравлічного тертя, коефіцієнта опору діафрагми та газового вентиля представлені у вигляді співвідношення

$$\psi = \zeta_{\text{mo,e}}^{\text{df}} / \zeta_{\text{mo}}^{\text{of}}; \quad \psi = \lambda_{\text{df}}^{\text{E}} / \lambda_{\text{of}}, \quad (3.11)$$

при чому λ_{df}^E визначався з залежності (2.3).

Обробка експериментальних даних виконувалась у вигляді

$$\psi = A \cdot \left(\frac{Re}{Re_{авт}} \right)^b \cdot \left(\frac{Fr_{см}}{Fr_{авт}} \right)^c \cdot \left(\frac{We}{We_{авт}} \right)^d \cdot \beta_{ср}^f, \quad (3.12)$$

де A, b, c, d, f – коефіцієнти.

Показані на рис. 3.19 дані узагальнені за допомогою пакета програм статистичної обробки даних Statistica 5.0, використовуючи метод квазі-Ньютона із коефіцієнтом детермінації 0,969 (рис. 3.20) у вигляді [90]

$$\psi = 0,716786 \left(\frac{Re}{Re_{авт}} \right)^{0,59203} \cdot \left(\frac{Fr_{см}}{Fr_{авт}} \right)^{-0,276842} \cdot \left(\frac{We}{We_{авт}} \right)^{-0,267844} \cdot \beta_{ср}^{-0,001531}, \quad (3.13)$$

де $Re = w_0 / (d \cdot \nu)$ – критерій Рейнольдса, що визначається швидкістю циркуляції w_0 у трубопроводі, діаметр якого d ; $Fr_{см} = w_c^2 / (g \cdot d)$ – критерій Фруда, що визначається швидкістю пароводяної суміші w_c у

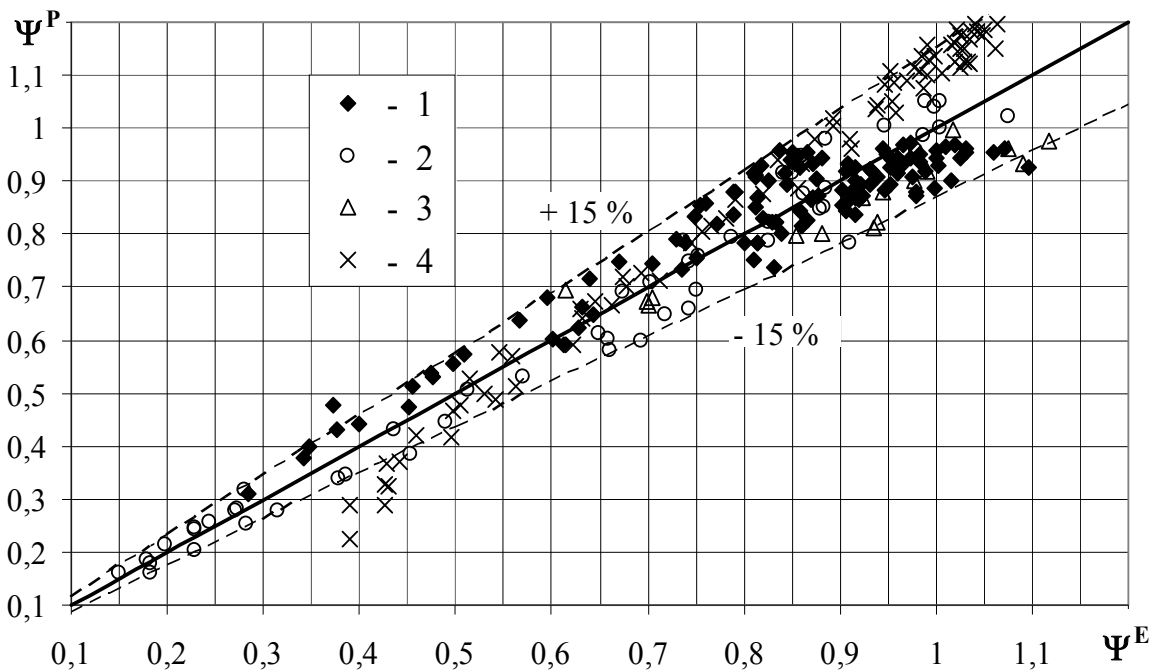


Рис. 3.20. Зіставлення експериментального ψ та розрахованого з залежностей (3.13)–(3.15): 1 – дослідження опору діафрагми $d_0 = 8$ мм; 2 – теж $d_0 = 5$ мм; 3 – дослідження опору газового вентиля [79]; 4 – дослідження опору тертя трубопроводу $d = 15$ мм

розрахунковому перерізі; $We = \sigma / (g \cdot (\rho' - \rho'') \cdot d^2)$ – критерій Вебера, що характеризує співвідношення сил поверхневого натягу та сил тяжіння у найвужчому перерізі системи діаметром d_0 ; $Re_{авт} = 25000$ (для круглої труби та круглої труби з діафрагмою); $Fr_{авт} = 310$ [82].

Оскільки у вентилі [79] швидкість руху середовища змінюється не за величиною, як у діафрагмі, а за напрямком, вплив числа Рейнольдса на $\zeta_{\text{mo}}^{\text{df}} / \zeta_{\text{mo}}^{\text{of}}$ проявився в більш широкому діапазоні значень Re. До того ж під час дослідження критерій Фруда змінювався у межах $Fr_{\text{cm}} = 2388 \dots 4705$, тобто $Fr_{\text{cm}} > Fr_{\text{авт}}$, тоді процес течії автотельний по Фруду. Тому, якщо прийняти $Re_{\text{авт}} = 50000$, отримаємо залежність (3.13) у вигляді [90]

$$\zeta_{\text{mo}}^{\text{df}} / \zeta_{\text{mo}}^{\text{of}} = 1,08046 \cdot \left(\frac{Re}{Re_{\text{авт}}} \right)^{0,592} \cdot \left(\frac{We}{We_{\text{авт}}} \right)^{-0,268} \cdot \beta_{\text{cp}}^{-0,0015} \quad (3.14)$$

У випадку дослідження втрат тиску на тертя вздовж труби критерій Вебера втрачає свій вплив, оскільки діаметр трубопроводу перевищує 8 мм, тобто відсутні капілярні ефекти і залежність (3.13) набуває вигляду

$$\lambda_{\text{df}} / \lambda_{\text{of}} = 0,66187 \cdot \left(\frac{Re}{Re_{\text{авт}}} \right)^{0,592} \cdot \left(\frac{Fr_{\text{cm}}}{Fr_{\text{авт}}} \right)^{-0,277} \cdot \beta_{\text{cp}}^{-0,0015} \quad (3.15)$$

Із рис. 3.20 видно, що залежності (3.13), (3.14), (3.15) із похибкою $\pm 15\%$ описують експериментальні дані.

Беручи до уваги результати досліджень представлених на рис. 3.5, можна сказати, що $\psi_1 = A$ не дорівнює 1,5, що вносить похибку у формулу (3.12), тому експериментальні дослідження втрат тиску на тертя були оброблені ще і за допомогою залежності (2.4) і показані на рис. 3.21.

В діапазоні параметрів $P_{\text{cp}} = 1,016 \dots 1,339$ бар, $\beta_{\text{cp}} = 0 \dots 0,951$ методом квазі-Ньютона з коефіцієнтом детермінації $R^2 = 0,966$ отримано залежність для визначення співвідношення коефіцієнтів опору тертя для одно- та двофазних потоків

$$\psi = \lambda_{\text{df}} / \lambda_{\text{of}} = 0,959 + 0,472 \cdot \beta_{\text{cp}} - 3,75 \cdot \beta_{\text{cp}}^2 + 4,558 \cdot \beta_{\text{cp}}^3 - 2,137 \cdot \beta_{\text{cp}}^4 \quad (3.16)$$

і з $R^2 = 0,922$

$$\psi = 0,759 \cdot e^{10,3 - 0,692 \cdot \beta_{\text{cp}}} \cdot Fr^{-0,194} \cdot \left(\frac{P_{\text{cp}}}{P_k} \right)^{1,768} \quad (3.17)$$

та в діапазоні $P_{\text{cp}} = 1,055 \dots 1,322$ бар, $\beta_{\text{cp}} = 0,85 \dots 0,951$, $Fr = 51,22 \dots 315$ методом квазі-Ньютона з $R^2 = 0,99$

$$\psi = 0,3225 \cdot \beta_{\text{cp}}^{-3,99} \cdot Fr^{-0,1263} \quad (3.18)$$

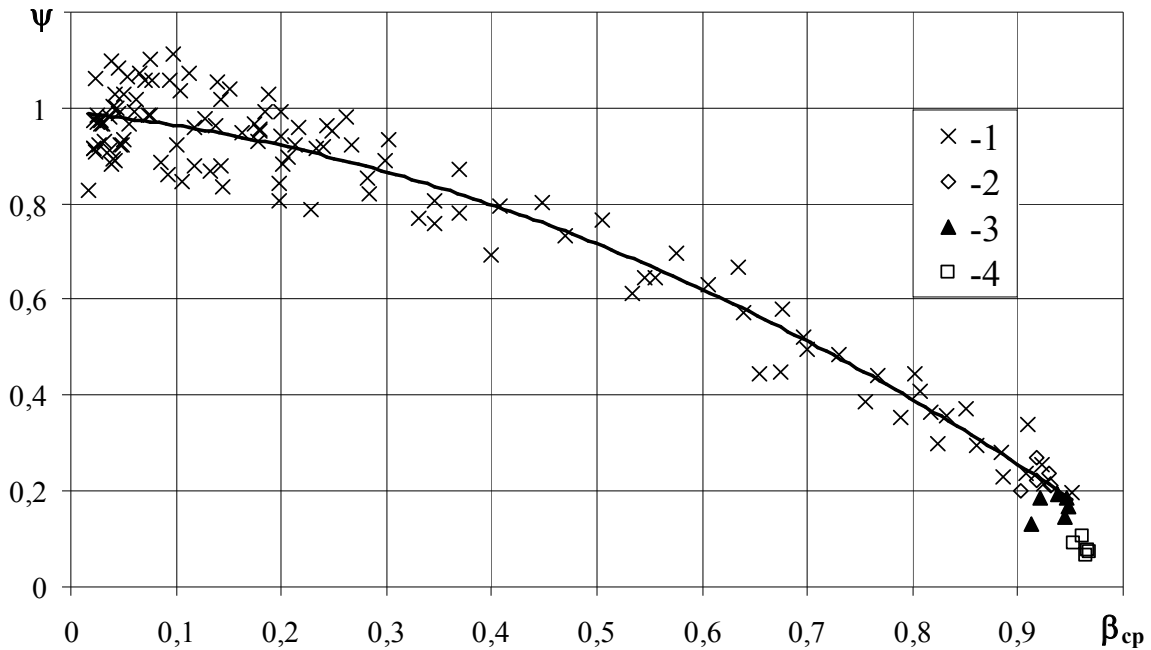


Рис. 3.21. Залежність експериментального ψ від середнього витратного об'ємного газовмісту: 1 – експериментальні дані на холодних потоках; експериментальні дані на критичних потоках авторів [91]: 2 – $P_{cp} = 4 \dots 4,7$ бар; 3 – $2,4 \dots 2,8$ бар; 4 – $1,3 \dots 1,5$ бар.

Під час оцінки аналогічних показників у дослідженнях авторів [91] у діапазоні $\beta_{cp} = 0,89 \dots 0,97$, $P_0 = (2 \dots 6,2) \cdot 10^5$ Па, величина $\lambda_{df}^E / \lambda_{of}$ змінювалась у межах $0,3 \dots 0,07$ і має схожу із нашими експериментальними даними тенденцію. В цих експериментальних даних $Fr > 315$, тобто значення величини ψ автомодельне за числом Фруда. До того ж автори [91] досліджували критичний потік самозакипаючої рідини. Використавши приріст швидкості легкої фази як визначальний параметр, і зберігаючи ступінь впливу витратного об'ємного газовмісту, отримали залежність, яку можна застосувати до визначення коефіцієнта опору тертя під час руху критичного двофазного потоку, з $R^2 = 0,96$

$$\psi = 0,003278 \cdot \beta_{cp}^{-3,99} \cdot \left(\frac{\Delta P}{\rho'' \cdot ((w_0'')_n - (w_0'')_{n-1})^2} \right)^{-0,1263} \quad (3.19)$$

Порівняння розрахункових та експериментальних значень ψ (рис. 3.22) показало, що отримані залежності (3.18) та (3.19) із похибкою до 10 % описують експериментальні дані.

У дренажних каналах значну частку у рівнянні збереження енергії складають втрати тиску на тертя та у місцевих опорах. Визначенню втрат тиску на тертя присвячено досить велику кількість робіт [1, 53, 57, 76, 84, 92–94, 82, 95, 96]. Для визначення найбільш адекватної методики проведено чисельне дослідження за наступних початкових умов: $P_0 = 6 \cdot 10^5$ Па, $L = 1$ м, $d = 0,0299$ м, $w_{sm} = 1 \dots 300$ м/с,

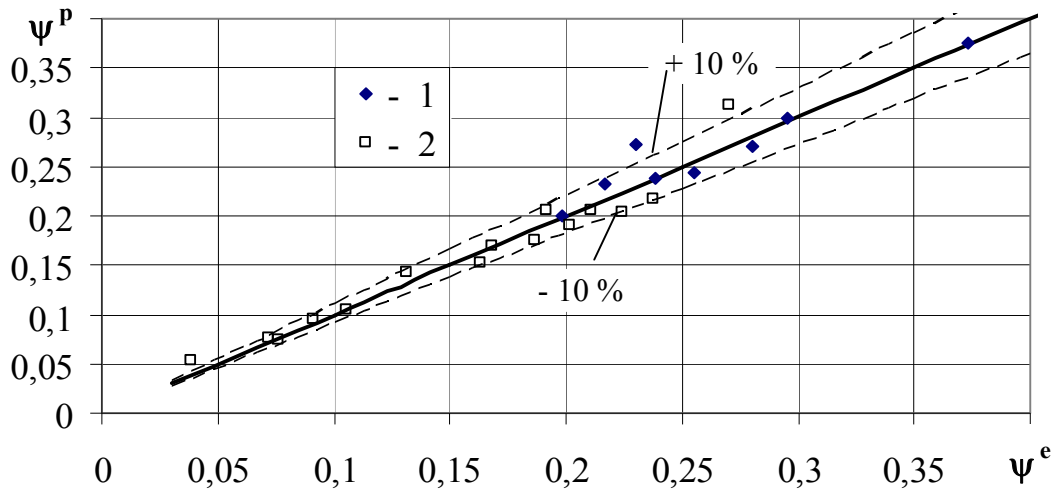


Рис. 3. 22. Зіставлення експериментального ψ та розрахованого з залежностей: 1 – (3.18); 2 – (3.19)

$w_0' = 0,5$ (рис. 3.23а, 3.24а) та 2,5 м/с (рис. 3.23б, 3.24б). В процесі дослідження визначались втрати тиску на тертя, швидкість розповсюдження слабких збурень у двофазному потоці за умов відсутності (див. рис. 3.23) та наявності (див. рис. 3.24) теплообміну між паровою та рідкою фазами та співвідношення коефіцієнта гідравлічного тертя під час руху двофазної суміші λ^{df} і коефіцієнта гідравлічного тертя однофазного потоку у автоматичній по числу Re' області λ' .

Коефіцієнт λ_{df} віднесений до динамічного напору двофазного потоку. Аналіз залежностей, в рамках яких проведено чисельне дослідження, наведені у табл. 3.1.

Під час аналізу результатів чисельного дослідження як визначальні параметри обрані співвідношення коефіцієнтів гідравлічного тертя дво- та однофазного потоку λ^{df}/λ' .

Визначено вплив числа Маха на величину цього співвідношення (див. рис. 3.23, 3.24). В результаті аналізу виявлено, що співвідношення λ^{df}/λ' при сталому числі M , в залежності від обраного методу розрахунку відрізняються між собою у 0,02...6,5 разів.

Як видно з рис. 3.23 та 3.24, за невеликої приведеної швидкості

води ($w_0' = 0,5$ м/с), розраховані за методиками, описаними у [76] і

[82], співвідношення коефіцієнтів гідравлічного тертя мають подібну

тенденцію зміни в залежності від зміни числа Маха і відрізняються

між собою на 13 ... 21 %. Величини $\lambda^{\text{df}}/\lambda'$ ($w_0' = 0,5$), визначені з [96]

та з гомогенної і змішаної моделей потоку [1], мають схожі закономі-

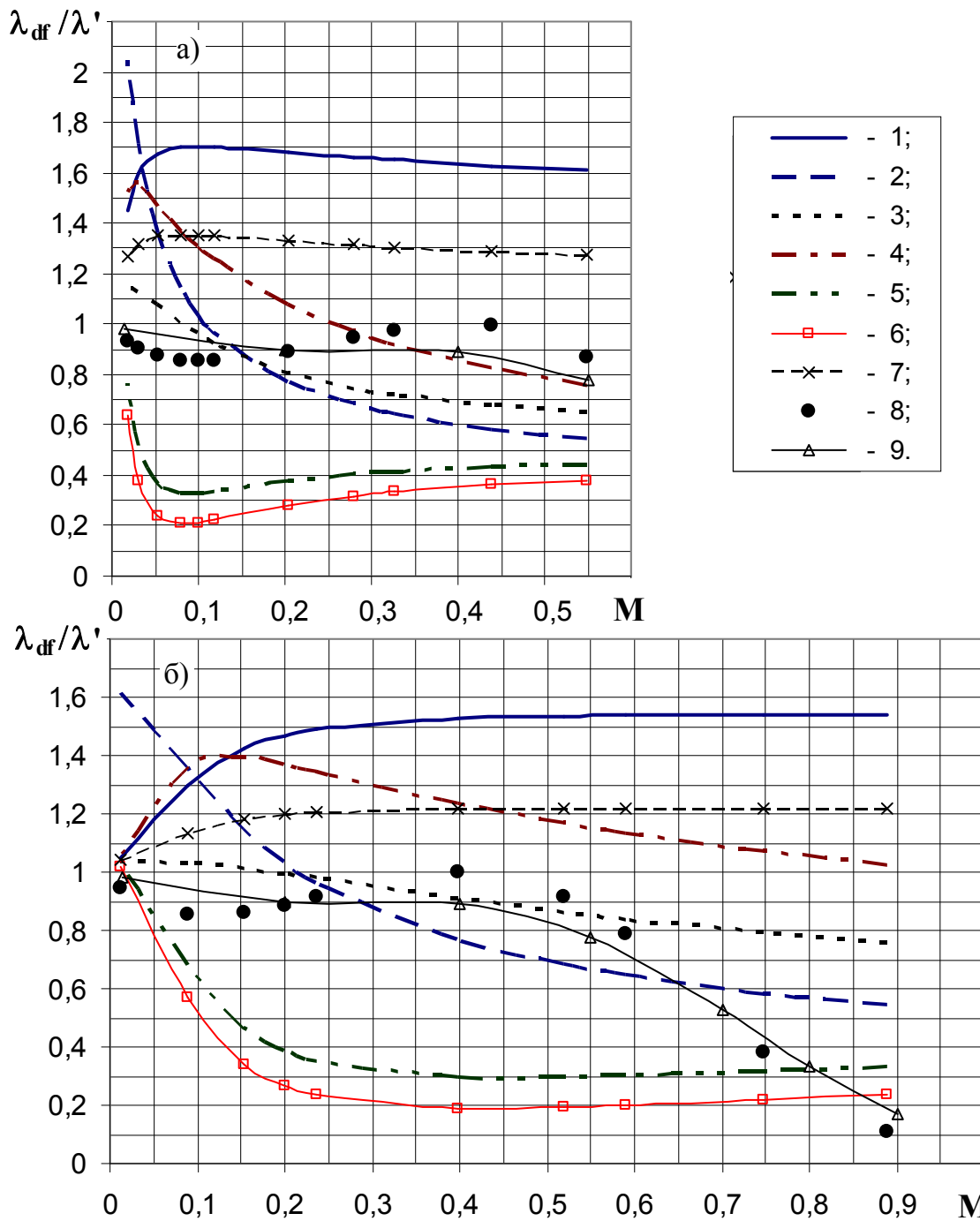


Рис. 3.23. Зіставлення співвідношення коефіцієнтів гідравлічного опору під час руху дво- та однофазного потоків, розрахованих за методиками наведеними у: 1 – [76]; 2 – [96]; 3 – [1] модель гомогенної течії; 4 – [1] модель змішаної течії; 5 – [1] модель окремих циліндрів; 6 – [1] модель окремої течії; 7 – [82]; 8 – [84]; 9 – [57].

рності зміни i , в діапазоні $M = 0,05 \dots 0,55$, відрізняються між собою на 7...34 %. Із збільшенням приведеної швидкості води до 2,5 м/с співвідношення λ_{df}/λ' , що визначене з моделі змішаної течії [1], змінює свій характер. Він стає подібний моделям, наведеним у [76] і [82]. Розбіжності між величинами складають у діапазоні $M = 0,02 \dots 0,7$ не бі-

льше 0,6...33 %. Залежності для визначення λ^{df}/λ' побудовані на основі результатів експериментальних досліджень і, як видно із табл. 4.1, є функцією числа Маха та відрізняються між собою у діапазонах зміни $M = 0...0,75$ як для моделі без теплообміну між фазами, так із теплооб-

міном, лише на 1,3...13 %, в діапазоні $M > 0,75$ – на 13...55 %.

Як було сказано вище, дренажні системи можуть працювати в умовах досить високих швидкостей сумішей, а, отже, і високих чисел Маха. Під час детальнішого розгляду рис. 3.23 та 3.24 можна помітити, що в області високих чисел Маха близькі значення співвідношень λ^{df}/λ' спостерігаються під час розрахунків за моделями наведеними у [1] (гомогенна течія), [95], [84], [57]. Проведемо порівняння розрахункових значень із отриманими нами експериментальними значеннями λ^{df}/λ' (рис. 3.25). При цьому до уваги прийняті залежності для розрахунку числа Маха за умови відсутності теплообміну між фазами.

Експериментальні результати, наведені на рис. 3.25, відповідають таким початковим параметрам: $P_{cp} = 102...151$ кПа; $w_0' =$

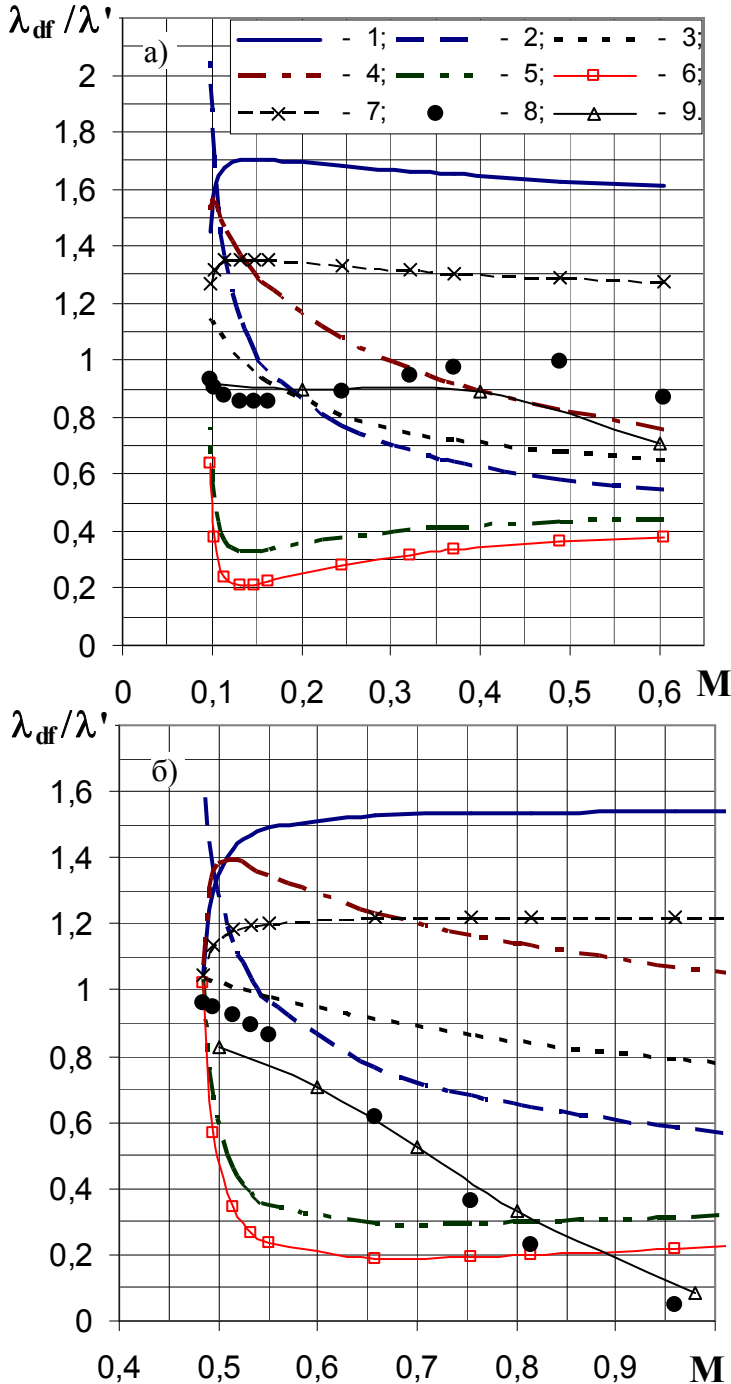


Рис. 3.24. Зіставлення розрахованого за різними методиками співвідношення коефіцієнтів гідравлічного опору під час руху дво- та однофазних потоків (позначення на рис. 3.23)

= 0,3...3,2 м/с.

Експериментальні дані із похибкою до 24 % можна описати будь-якою з представлених моделей (див. рис. 3.25). Тобто, залежності (3.16–3.19), отримані внаслідок обробки приведених експериментальних даних, теж відповідають моделям описаним в [1] (гомогенна модель), [96], [84] та [57]. В результаті постає питання вибору найбільш адекватної моделі.

Таблиця 3.1

Аналіз розрахункових залежностей для визначення втрат тиску на тертя

Джерело	Формула	Експериментальний коефіцієнт	Фактори впливу	Динамічний напір	Область застосування	Примітка
1	2	3	4	5	6	7
[95]	$\Delta P_{tr}^{df} = \frac{\lambda_{df} \cdot L}{d} \cdot \frac{\rho_{sm} w_{sm}^2}{2}$ $\lambda_{df} = 0,187 \cdot Re_{sm}^{-0,1} \cdot K$	λ_{df}	$\lambda_{df} = f(Re_{sm}, K)$ $K = var$	Суміші $\frac{\rho_{sm} w_{sm}^2}{2}$	$Re_{cm} = (1,8 \dots 6) \cdot 10^4,$ $G'/G'' = 0,02 \dots 0,1$	$K = 1, 12 \dots 1, 22$
[96]	$\Delta P_{tr}^{df} = \frac{\lambda_{df} \cdot L}{d} \cdot \frac{\rho_{sm} w_{sm}^2}{2}$ $\lambda_{df} = \frac{0,04}{w_{sm}^{0,25}}$ $\lambda_{df} = 1,7 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{We}{Re^{0,5}}$	λ_{df}	$\lambda_{df} = f(w_{sm})$ $\lambda_{df} = f(Re, We)$	Суміші $\frac{\rho_{sm} w_{sm}^2}{2}$		$We = \frac{w_{sm} \cdot \mu_{sm}}{\sigma}$
[82]	$\Delta P_{tr}^{df} = \Delta P_{tr}^{of} \left[1 + A \cdot \frac{w_0''}{w_0} \right]$ $\Delta P_{tr}^{df} = \lambda_{of} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot w_0^2}{2} \left[1 + A \cdot \frac{w_0''}{w_0} \right]$	A	$A = f(Re', Fr_{sm}, P)$ $A = const$	Води $\frac{\rho' \cdot w_0^2}{2}$		
[92 – 94]	$\Delta P_{tr}^{df} = \psi \cdot \Delta P_{gom}$ $\Delta P_{tr}^{df} = \psi \cdot \lambda_{of} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot w_0^2}{2} \cdot \left[1 + x \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho'} - 1 \right) \right]$	ψ	$\psi = f(P, x, \rho \cdot w, d, \alpha)$	Води $\frac{\rho' \cdot w_0^2}{2}$		α – кут нахилу труби;

Продовження табл. 3.1

1	2	3	4	5	6	7
[53]	$\Delta P_{tr}^{df} = \psi \cdot \lambda_{of} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot w_0^2}{2} \cdot \left[1 + x \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]$ $\text{Re Fr} \leq 2 \cdot 10^7 : \psi = 0,37 \cdot \beta^{-0,5}$ $\text{Re Fr} \geq 2 \cdot 10^7 : \psi = 310 \beta^{-0,5} \cdot (\text{Re Fr})^{-0,4}$	ψ	$\psi = f(\text{Re Fr}_{sm}, \beta')$	Води $\frac{\rho' \cdot w_0^2}{2}$	Фреон R-11: P=0,2...1МПа; Етанол: P= 0,2...0,8 МПа; Вода : P = 0,2...0,4 МПа	$\text{Re} = \frac{w_{sm} \cdot d}{\nu'}$ β' – об'ємна витратна концентрація рідкої фази
[76]	$\Delta P_{tr}^{df} = \lambda_{of} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot w_0^2}{2} \cdot \left[1 + \psi \cdot x \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]$	ψ	$\psi = f(P, x, \rho \cdot w \cdot P)$ $\psi = f(P, x, \rho \cdot w \cdot P, w_0)$	Води $\frac{\rho' \cdot w_0^2}{2}$		ψ визначається за номограмою
[84]	$\Delta P_{tr}^{df} = \frac{\lambda_{df} \cdot L}{d} \cdot \frac{\rho_{sm} w_{sm}^2}{2}$ $M > 0,4:$ $\lambda_{df} = \lambda_{of} \cdot e^{\left[-10M^{0,75} \cdot (M-0,4)^2 \right]}$	λ_{df}	$\lambda_{df} = f(M)$	Суміші $\frac{\rho_{sm} w_{sm}^2}{2}$	Пароводяний потік P ₀ = 0,49...14,03 МПа d=1,01...14,2 мм m=(0,093...2,98)·10 ⁴ кг/(м ² ·с)	
[57]	$\Delta P_{tr}^{df} = \frac{\lambda_{df} \cdot L}{d} \cdot \frac{\rho_{sm} w_{sm}^2}{2}$ $M > 0,7:$ $\lambda_{df} = \lambda_{of} \cdot e^{\left[-6,51M^3 + 5,09M^2 - 1,29M \right]}$	λ_{df}	$\lambda_{df} = f(M)$	Суміші $\frac{\rho_{sm} w_{sm}^2}{2}$	Пароводяний потік P ₀ = 0,4...2,5 МПа, d = 0,034 м, m = 3600кг/(м ² ·с),	
[1]	<p>Модель гомогенної течії</p> $\Delta P_{tr}^{df} = \Phi_{LO}^2 \cdot \lambda_{of} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot w_0^2}{2}$ $\hat{O}_{LO}^2 = \left[1 + x \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] \cdot \left[1 + x \cdot \left(\frac{\mu'}{\mu''} - 1 \right) \right]^{-n}$	n	$n = f(\text{Re}', \text{Re}'')$	Води $\frac{\rho' \cdot w_0^2}{2}$		$\hat{O}_{LO}^2 = \Delta P_{tr}^{df} / \Delta P_{tr0}'$

1	2	3	4	5	6	7
[1]	<p>Модель змішаної течії (Чизхолм, Сазерленд)</p> $\Delta P_{tr}^{df} = \Phi_L^2 \cdot \lambda_{of} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot (w'_0)^2}{2}$ $\Phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$	C	$C = f\left(\frac{w''}{w'}\right)$	Води $\frac{\rho' \cdot (w'_0)^2}{2}$		$X^2 = \Delta P'_{tr} / \Delta P''_{tr}$
[1]	<p>Модель окремої течії (Локарт, Мартінеллі)</p> $\Delta P_{tr}^{df} = \Phi_L^2 \cdot \lambda_{of} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot (w'_0)^2}{2}$ $\Phi_L^2 = \left[1 + (X)^{\frac{2}{2-n}} \right]^{2-n}$	n	$n = f(Re', Re'')$	Води $\frac{\rho' \cdot (w'_0)^2}{2}$	Повітря-масло, повітря-вода, t = 20 °C, P=0,11...0,35МПа	$X^2 = \Delta P'_{tr} / \Delta P''_{tr}$
[1]	<p>Модель окремих циліндрів (Гернер, Уолліс)</p> $\Delta P_{tr}^{df} = \Phi_L^2 \cdot \lambda_{of} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot (w'_0)^2}{2}$ $\Phi_L^2 = \left[1 + \left(\frac{1}{X} \right)^{\frac{4}{5-n}} \right]^{\frac{5-n}{2}}$	n	$n = f(Re', Re'')$	Води $\frac{\rho' \cdot (w'_0)^2}{2}$	Течія у горизонтальній трубі, без прискорення, без взаємодії між фазами	$X^2 = \Delta P'_{tr} / \Delta P''_{tr}$

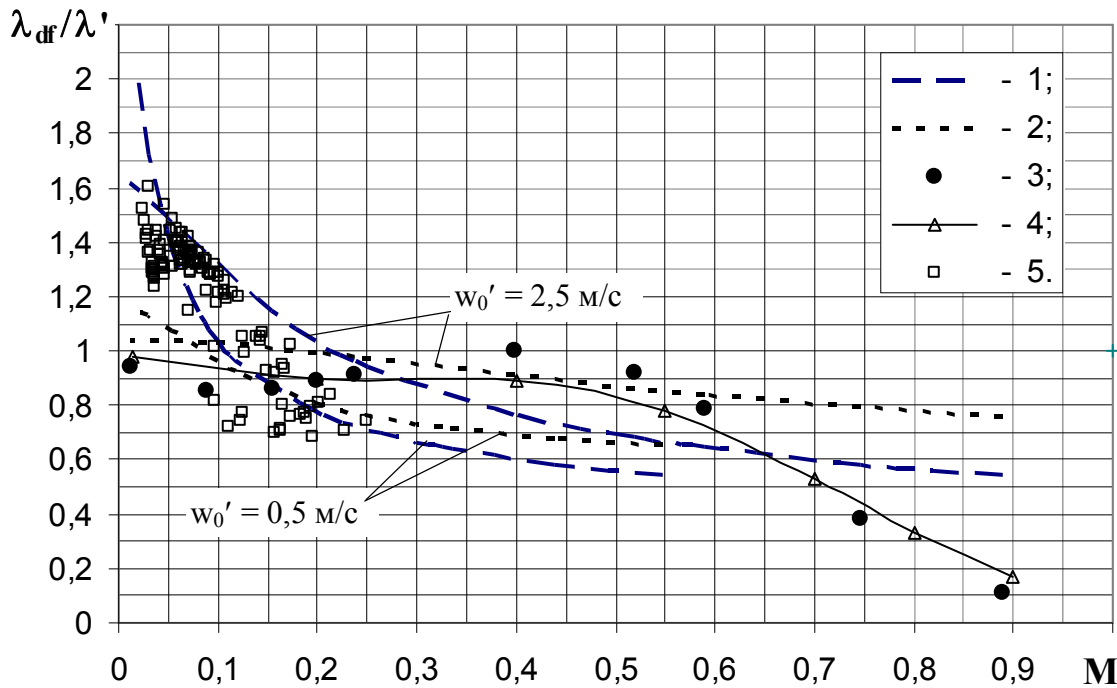


Рис. 3.25. Зіставлення розрахункових (1–4) співвідношень $\lambda_{df}^{df}/\lambda'$ з експериментальними даними на холодних потоках (5): розрахункові співвідношення: 1 – авторів [96]; 2 – [1] модель гомогенної течії; 3 – [84]; 4 – [57]

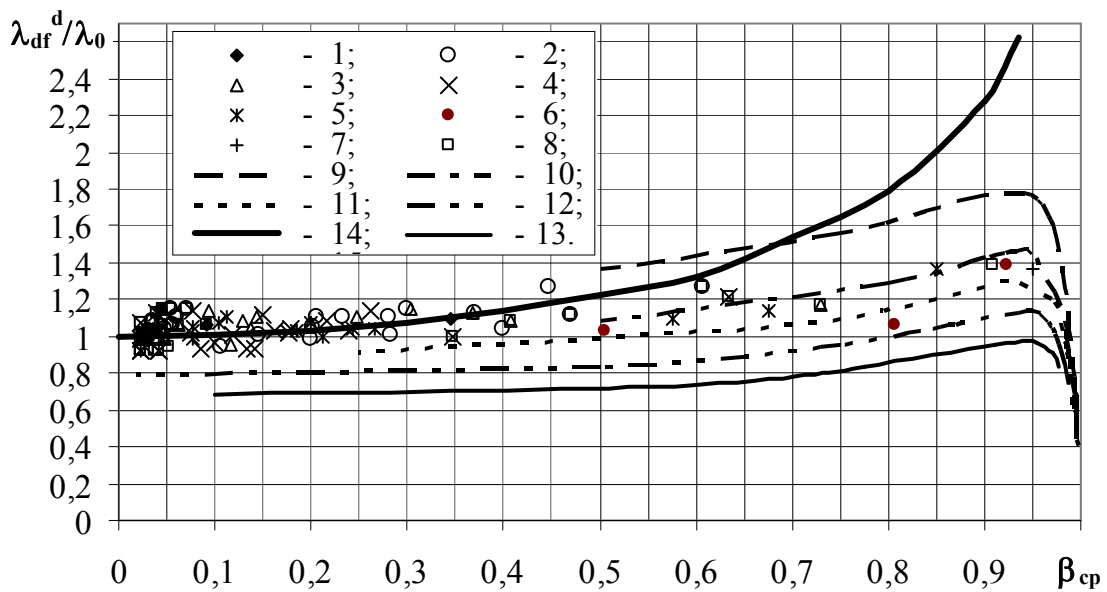


Рис. 3.26. Співвідношення коефіцієнтів опору тертя по довжині труби під час руху дво- та однофазного потоку, визначене з дійсного динамічного напору суміші в залежності від числа Fr_{sm} та витратного газозмісту: 1 – $Fr_{sm} = 0 \dots 11$; 2 – $Fr_{sm} = 11 \dots 25$; 3 – $Fr_{sm} = 25 \dots 35$; 4 – $Fr_{sm} = 35 \dots 50$; 5 – $Fr_{sm} = 50 \dots 100$; 6 – $Fr_{sm} = 100 \dots 200$; 7 – $Fr_{sm} = 200 \dots 300$; 8 – $Fr_{sm} > 300$; 9 – розрахунок з [96] $w_0' = 0,5$ м/с; 10 – $w_0' = 1$ м/с [96]; 11 – $w_0' = 1,5$ м/с [96]; 12 – $w_0' = 2,5$ м/с [96]; 13 – $w_0' = 4,5$ м/с [96]; 14 – $Fr_{sm} > 4$ [97] (a); 15 – $w_0' = 4,5$ м/с [84]; 16 – $w_0' = 2,5$ м/с [84]; 17 – $w_0' = 0,5$ м/с [84]

Проведено аналіз експериментальних даних з дослідження втрат тиску по довжині трубопроводу на основі підходів авторів [97]

(рис. 3.26), а саме: під час визначення дійсного коефіцієнта гідравлічно-го тертя λ_{df}^d як динамічний напір двофазного потоку використаний дійсний динамічний напір. Встановлено, що отримані експеримент-тальні співвідношення $\lambda_{df}^d / \lambda_{of}$ підпорядковуються тенденції, отриманій на підставі експериментальних досліджень авторів [97, 96, 84].

Оскільки немає досить чіткого поняття про швидкість розповсюдження слабких збурень у двофазному потоці, для розрахунку втрат тиску на тертя можна приймати моделі авторів [1] (гомогенна модель), [96], а також залежності (3.16 – 3.19).

Застосування залежності авторів [96] для визначення коефіцієнта гідравлічного тертя двофазного потоку практично неможливе, оскільки експериментальні результати, на основі яких вона побудована, були отримані за допомогою рівняння збереження імпульсів. Діапазон зміни теплового потоку у цих дослідженнях складав $q = 0 \dots 1397$ кВт/м². Проведемо оцінку впливу теплового потоку на збільшення співвідношення $\psi = f(\beta)$ з залежності (2.63) [82]

$$\frac{\Delta P_{tr,об}^{df}}{\Delta P_{tr,н.об}^{df}} = 1 + 4,4 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{q}{\rho \cdot w_0} \right)^{0,7}, \quad (3.20)$$

де $\Delta P_{tr,об}^{df}$, $\Delta P_{tr,н.об}^{df}$ – втрати тиску на ділянках, що обігріваються та не обігріваються відповідно, Па.

Проведено оцінку результатів застосованих для виведення формули (4.34) в рамках рівняння збереження енергії і порівняння отриманих результатів із власними експериментальними даними (рис. 3.27).

Як видно із рис. 3.27, співвідношення коефіцієнтів гідравлічного тертя ψ , отримані під час обробки результатів авторів [96] в рамках рівняння енергії у діапазоні $\beta_{cp} = 0,5 \dots 0,91$, із похибкою 11...21%, відповідають результатам, отриманим нами на холодних двофазних потоках. Цей діапазон витратного об'ємного газовмісту відповідає низьким швидкостям суміші $w_{sm} = 2 \dots 10$ м/с. Із збільшенням швидкості суміші і витратного об'ємного газовмісту розбіжність із результатами обробки результатів авторів [96] і нашими результатами збільшується і досягає 73 % по відношенню до отриманих в роботі результатів при $\beta_{cp} = 0,95$.

Для оцінки співвідношення коефіцієнтів гідравлічного тертя ψ в області високих швидкостей пароводяної суміші отримано залежність

$$\psi = \lambda_{df} / \lambda_{of} = 2,0421 - 6,4288 \cdot \beta_{cp} + 9,3188 \cdot \beta_{cp}^2 - 4,6832 \cdot \beta_{cp}^3. \quad (3.21)$$

Залежність (3.21) справедлива для діапазону $\beta_{cp} = 0,7 \dots 0,99$.

Отже, для замикання математичної моделі теплогідродинамічних процесів у дренажній системі в області невисоких тисків $P =$

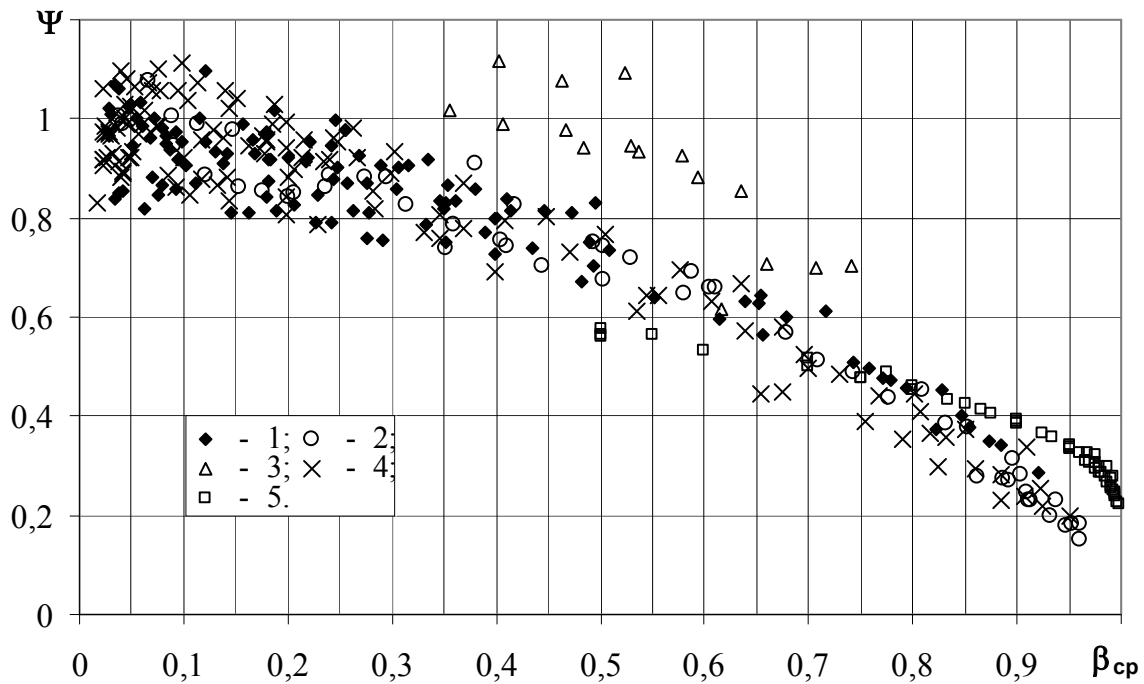


Рис. 3.27. Залежність експериментального ψ від середнього витратного об'ємного газомісту $\beta_{\text{ср}}$: 1 – дослідження опору діафрагми $d_0=8$ мм; 2 – $d_0=5$ мм [75]; 3 – дослідження опору кутового вентиля [79]; 4 – дослідження коефіцієнта гідравлічного тертя на водоповітряних потоках [75]; 5 – апроксимовані в рамках рівняння збереження енергії дослідження $\lambda_{\text{дф}}$ в пароводяних сумішах при $P = 0,5 \dots 18$ МПа [96]

$= 100 \dots 500$ кПа, для визначення коефіцієнта гідравлічного тертя підходить залежність (3.16), а для області тисків $P > 500$ кПа: в діапазоні $\beta_{\text{ср}} = 0 \dots 0,7$ залежність (3.16), в діапазоні $\beta_{\text{ср}} = 0,7 \dots 0,99$ – залежність (3.21).

Узагальнюючи одержані результати встановлено:

- під час руху двофазного потоку вздовж горизонтального трубопроводу в діапазоні середнього витратного об'ємного газомісту $\beta_{\text{ср}} = 0 \dots 0,15$ коефіцієнти гідравлічного тертя цих елементів відповідають аналогічним коефіцієнтам у однофазному потоці із похибкою $\pm 15\%$. Із збільшенням $\beta_{\text{ср}}$ співвідношення коефіцієнтів гідравлічного тертя дво- та однофазного потоків ψ спадає. Аналогічна тенденція зміни ψ відповідає виявленій в результатах інших авторів під час досліджень пароводяних потоків при $P_{\text{ср}} = (5 \dots 180) \cdot 10^5$ Па. При досягненні $\beta_{\text{ср}} = 0,95$ величина ψ знаходиться в межах $0,2 \dots 0,35$;

- в діапазоні $\beta_{\text{ср}} = 0 \dots 0,2$ коефіцієнти місцевих опорів двофазному потоку відповідають аналогічним коефіцієнтам для однофазного потоку із похибкою $\pm 10\%$. Збільшення об'ємної частки повітря у потоці суттєво знижує коефіцієнт опору, а співвідношення коефіцієнтів місцевих опорів під час руху дво- та однофазного потоків ψ' спадає аналогічно коефіцієнту ψ ; і при досягненні $\beta_{\text{ср}} > 0,95$ – $\psi' \approx 0,2$.

4. МАТЕМАТИЧНЕ І ФІЗИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ САМОЗАКИПАЮЧИХ ПОТОКІВ

4.1. Закономірності двофазних течій

Більшість авторів, досліджуючи потік самозакипаючої рідини, приділяють увагу визначенню параметрів теплообміну [98–106]. Інші, досліджуючи критичний потік закипаючої рідини, представляють витратну характеристику у вигляді добутку відповідної характеристики однофазної рідини на коефіцієнти, що враховують пароутворення, довжину каналу і недогрів рідини до температури насичення [107].

У літературі описані експериментальні дослідження руху закипаючої рідини як у довгих [58, 76, 85, 91, 108–117], так і у коротких каналах [25, 33, 40].

Результати досліджень у довгих каналах, в основному, представлені в графічному вигляді. Далі наводимо характерні джерела, в яких результати досліджень проаналізовані і представлені в аналітичному вигляді.

Для визначення пропускної спроможності системи із закипаючою рідиною автори [118] пропонують узагальнену залежність для визначення приведеної швидкості C у вигляді рівняння подібності

$$C = c_0 / \sqrt{RT_{кр}} = f(\pi, \theta, L, D) = 0,09 \cdot \pi^{0,65} \cdot \theta^{-0,2} (0,8 \cdot L / D^{0,6})^{0,34 \cdot (\pi - 1)}, \quad (4.1)$$

де c_0 – швидкість рідини, розрахована за повним перерізом каналу, м/с; R – індивідуальна газова стала; m – маса кілограм-моля, кг; $T_{кр}$, $P_{кр}$ – критичні термодинамічні температура та тиск, К, Па; $\pi = P_0 / P_{кр}$, $\theta = \Delta T_{вх} / T_{кр}$ – приведені тиск та перегрів рідини на вході; $\Delta T_{вх} = T_0 - T_s(P_0)$ – перегрів рідини на вході, К; $T_s(P_1)$ – температура насичення, що відповідає тиску на вході, К; T_0 – температура рідини на вході, К; $L = l / \sqrt[3]{m \cdot R \cdot T_{кр} / P_{кр}}$, $D = d / \sqrt[3]{m \cdot R \cdot T_{кр} / P_{кр}}$ – приведені довжина та діаметр каналу; $P_1 = P_0 - \rho' \cdot c_0^2 / (2 \cdot \mu_{вх}^2)$ – тиск поблизу входу у канал, Па; ρ – густина води, що відповідає температурі T_0 , кг/м³; $\mu_{вх}$ – гідравлічний коефіцієнт витрати на вході в канал.

Залежність (4.1), отриману в результаті обробки дослідних даних для потоку води у діапазоні $d = 0,008 \dots 0,06$ м із $l/d = 10 \dots 100$, автори [118] рекомендують для визначення пропускної спроможності каналу у діапазоні $P_0 = (5 \dots 115) \cdot 10^5$ Па та $\theta = 0,0002 \dots 0,03$.

Зв'язок між питомою витратою (масовою швидкістю) у гідравлічному $(\rho w)_{1r}$ і критичному $(\rho w)_{кр}$ режимах витікання авторами [119] на основі експериментальних даних описаний співвідношенням

$$(\rho w)_{кр} / (\rho w)_{1r} = a \cdot (L^* \cdot K_p)^{-b}, \quad (4.2)$$

де a , b – коефіцієнти, які для насиченої води $a = 0,975$, $b = 0,147$; для недогрітої води вони залежать від вхідного недогріву $\delta p_{s0} = (P_0 - P_{s0})/P_0$; P_{s0} – тиск насичення, що відповідає вхідній температурі, Па; K_p – параметр, що враховує вплив початкового тиску; для довгих труб $K_p = (P_{s0}/P_{кр})^{1,8}$, для коротких і середніх $K_p = 1$; $L^* = (4\sqrt{l/d}) \cdot 1/\sqrt{\sigma \cdot [g \cdot (\rho' - \rho'')]^{-1}}$ – безрозмірний параметр.

Залежність (4.2) рекомендується для застосування в діапазоні $P_0 = 1 \dots 9$ МПа при відносних вхідних недогрівах потоку $\delta p_{s0} \leq 0,5$ і діаметрах каналу $d \geq 10$ мм [119].

Основними недоліками залежностей (4.1) та (4.2) є те, що вони носять емпіричний характер і прив'язані до певних умов.

Існують безпосередні методики [8, 85, 120, 121] розрахунку конденсатопроводів, а також методика [76], залежності якої можна використати при побудові методики розрахунку конденсатопроводів. Методики розрахунку, наведені у [8, 120, 121], опираються в своїй основі на рівняння гомогенних потоків, [76] – на рівняння балансу імпульсів, [85] – на рівняння балансу енергії.

Пропускню спроможність конденсатопроводу G з [8, 119, 120, 115] формально можна визначити розв'язавши систему рівнянь (4.3), (4.4)

$$G = \rho' \cdot w_0 \cdot F = \rho_{см} \cdot w_{см} \cdot F, \quad (4.3)$$

$$\Delta P = \Delta P_{тр} + \Delta P_m + \Delta P_{пр} + \Delta P_{нів}, \quad (4.4)$$

де $\rho_{см} = [(x/\rho'') + (1-x)/\rho']^{-1}$ – витратна густина суміші, кг/м³; $\Delta P = P_0 - P_{вих}$ – втрати тиску у конденсатопроводі, Па; $P_{вих}$ – тиск в кінці трубопроводу, Па; $\Delta P_{тр}$, ΔP_m , $\Delta P_{пр}$, $\Delta P_{нів}$ – втрати тиску на тертя, в місцевих опорах, на прискорення потоку, нівелірний перепад тиску, Па.

Визначити складові втрат тиску за різними методиками можна розв'язавши рівняння, що наведені у табл. 4.1.

Для довгих систем у [8] $\rho_{см}$ визначається для середнього тиску в дренажному каналі, для трубопроводів без суттєвої зміни паровмісту вздовж каналу $\rho_{см}$ визначається за кінцевим тиском $P_{вих}$. На відміну від методики, наведеної в [8], у [120, 121] $\rho_{см}$ для всіх конденсатопроводів визначається за кінцевим тиском P_2 .

Згідно із [120, 121] пропускну спроможність конденсатопроводу можна визначити також за номограмами та таблицями, отриманими для однофазного конденсату із температурою $t_k = 100$ °С, густиною $\rho_k = 958,4$ кг/м³, кінематичною в'язкістю $\nu_k = 0,295 \cdot 10^{-6}$ м²/с та еквівалентною шорсткістю $k_e = 1$ мм із врахуванням поправки

$$\Delta P_{\text{см}} / \Delta P = \Phi, \quad (4.5)$$

де $\Phi = \rho_k / \rho_{\text{см}} = 958,4 / \langle \rho' \cdot \rho'' / [\rho'' + x \cdot (\rho' - \rho'')] \rangle$ – коефіцієнт збільшення втрат тиску в конденсатопроводі під час транспортування пароводяної суміші; ρ' і ρ'' – густина води і пари, кг/м³; x , ρ' і ρ'' визначаються з $P_{\text{вих}}$.

Таблиця 4.1

Рівняння для визначення втрат тиску у дренажному каналі

[8]	[120, 121]	[76]	[85]
Втрати тиску на тертя			
$\Delta P_{\text{ТР}} = \frac{\lambda \cdot L}{d} \cdot \frac{\rho_{\text{см}} \cdot w_{\text{см}}^2}{2}$	$\Delta P_{\text{ТР}} = \frac{\lambda \cdot L}{d} \times \frac{\rho_{\text{см}} \cdot w_{\text{см}}^2}{2}$	$\Delta P_{\text{ТР}} = \frac{\lambda \cdot L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot w_0^2}{2} \times \left[1 + \bar{x} \cdot \bar{\psi} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]$	$\Delta P_{\text{ОП}} = \Delta P_{\text{ТР}} + \Delta P_{\text{МО}}$ $\Delta P_{\text{ОП}} = \int_1^2 \frac{\rho w^2}{2} d\zeta$
Втрати тиску у місцевих опорах			
$\Delta P_{\text{М}} = \sum \zeta \cdot \frac{\rho_{\text{см}} \cdot w_{\text{см}}^2}{2}$	$\Delta P_{\text{М}} = \sum \zeta \cdot \frac{\rho_{\text{см}} \cdot w_{\text{см}}^2}{2}$	$\Delta P_{\text{М}} = \sum \zeta \cdot \frac{\rho' \cdot w_0^2}{2} \times \left[1 + \bar{x} \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]$	-
Втрати тиску на прискорення			
не враховується	не враховується	$\Delta P_{\text{ПР}} = \rho' \cdot w_0^2 \times \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \cdot (x_k - x_n)$	$\Delta P_{\text{ПР}} = \int_1^2 \rho \cdot w dw$
Нівелірна складова втрат тиску			
$\Delta P_{\text{НІВ}} = \sum h \cdot \rho_{\text{см}} \cdot g$	$\Delta P_{\text{НІВ}} = \sum h \cdot \rho_{\text{см}} \cdot g$	$\Delta P_{\text{НІВ}} = \sum h \cdot \bar{\rho} \cdot g$	$\Delta P_{\text{НІВ}} = \int_1^2 \rho g dH$

Примітка. λ – коефіцієнт гідравлічного тертя; $\bar{\psi}$ – коефіцієнт, що залежить від швидкості циркуляції та тиску, визначається за номограмою (рис. 2.2 [76]); \bar{x} – масовий паровміст, розрахований за середньою ентальпією потоку; $\sum \zeta$ – сума коефіцієнтів місцевих опорів; $\bar{\rho}$ – середня дійсна густина середовища, кг/м³; $\sum h$ – різниця геодезичних висот окремих ділянок, м; x_k , x_n – масовий паровміст в кінці та на початку трубопроводу.

Методика гідравлічного розрахунку систем із двофазним потоком [76] враховує усі складові втрат тиску, а також ковзання фаз при визначенні нівелірної складової втрат тиску. Величини x , ρ' і ρ'' визначаються з середньої (між початковою і кінцевою) ентальпії потоку. Під час визначення нівелірної складової втрат тиску середня дійсна густина середовища приймається за середнім дійсним паровмістом $\bar{\phi}$

$$\bar{\rho} = \bar{\varphi} \cdot \rho'' + (1 - \bar{\varphi}) \cdot \rho' . \quad (4.6)$$

Розрахунки трубопроводів насиченої рідини у [85] проводяться з використанням масової швидкості $m = w/v = G/F$.

$$m = \sqrt{\frac{2g}{\sum \zeta + 4,6 \lg \beta} \left(-10^4 \int_1^2 \rho \, dp - \int_1^2 \rho^2 \, dh \right)}, \quad (4.7)$$

де $\beta = v_2 / v_1$ – відношення питомих об'ємів потоку при тисках P_2 і P_1 відповідно.

Коли $P_{\text{вих}} \geq P_{\text{к}}$ критична масова швидкість $m_{\text{к}}$ дорівнює [85]

$$m_{\text{к}} = q \cdot P_{\text{к}}, \quad (4.8)$$

де q – коефіцієнт, що залежить від відношення критичного тиску $P_{\text{к}}$ до тиску насичення $P_{\text{с0}}$ і визначається з номограми (рис. 2.16 [85]).

Усі наявні теоретичні моделі для визначення критичної витрати підходять під одну з трьох розрахункових схем [23, 122]: гомогенна рівноважна модель [23, 123], гомогенна метастабільна модель, модель окремої течії фаз з відносним ковзанням γ .

В основі побудови гомогенної рівноважної моделі лежать такі припущення: обидві фази знаходяться в тепловій та механічній рівновазі (температури і швидкості фаз однакові); фази рівномірно розподілені одна в одній; двофазне середовище ізотропне. Згідно з [122] усі залежності для розрахунку критичної витрати гомогенної суміші зводяться до рівняння

$$m_{\text{gom}}^2 = -[x \, dv'' / dP + (v'' - v') \, dx / dP + (1 - x) \, dv' / dP]^{-1}. \quad (4.9)$$

Припущення, що лежать в основі гомогенної метастабільної моделі: обидві фази рівномірно розподілені одна в одній – двофазне середовище ізотропне; кожна фаза знаходиться із своєю температурою, але тепло- і масообмін між фазами не відбувається; кінетична енергія такого двофазного потоку збільшується в результаті розширення парової фази. Вираз для витрати суміші в цьому випадку [122] отримуємо із виразу (4.9) з припущень $dx/dP = 0$ та нестисливості рідкої фази

$$m_{\text{gom}}^{\text{met}} = -[x \cdot v'' / (n \cdot P)]^{-0,5}, \quad (4.10)$$

де $n = [(1-x) \cdot c' + x \cdot c_p''] / [(1-x) \cdot c' + x \cdot c_v'']$ – показник процесу розширення пари від докритичного стану до критичного.

Якщо згідно з [122] розрахунок з (4.9) дає дещо менші за експериментальні значення витрати, то з рівняння (4.10) – завищені. Крім того, можливості гомогенної метастабільної моделі обмежені, оскільки у випа-

дку витікання насиченої або недогрітої до насичення води ця модель взагалі не працює, оскільки умова $dx/dP = 0$ робить потік гідравлічним.

Теоретична модель окремої течії фаз із ковзанням, в якій враховувались особливості критичного режиму течії, запропонована автором [124]. В основу побудови моделі покладені такі припущення: в критичному перерізі двофазна суміш являє собою окремих стрижневий потік, в якому кожна із фаз у зайнятій нею частині перерізу каналу рухається зі своєю швидкістю; пара і рідина знаходяться у рівновазі; потік ізоентропний; критична течія досягається тоді, коли масова витрата перестає збільшуватися із збільшенням протитиску $|dm/dP| = 0$.

Максимального значення градієнт тиску досягає при деякому значенні коефіцієнта ковзання γ , для визначення якого автор [124] отримав вираз, наведений у табл. 4.2, що є результатом усереднення питомого об'єму суміші за кількістю руху. Аналогічна модель течії із ковзанням запропонована автором [120], який проводить повну аналогію з однофазним потоком за умови відсутності ізотропності (табл. 4.2). Запропонований автором [14] вираз для ковзання фаз є усередненням питомого об'єму за кінетичною енергією [122].

Автор [125], на відміну від авторів [14, 124], помітив, що коефіцієнт ковзання залежить від інтенсивності обміну кількістю руху на поверхні розподілу фаз, а відповідно і припущення $d\gamma = 0$ не обґрунтовано. Запис законів збереження для критичного потоку у представленні [125] наведено в табл. 4.2, виходячи з яких умова початку кризи формулюється так $|\Delta E| = 0$.

Характерною особливістю розглянутих теоретичних моделей критичного двофазного потоку із ковзанням фаз є те, що вони дають значення витрати суміші близькі між собою і відповідають експериментальним даним [122]. Але, в залежності від вибраного способу усереднення питомого об'єму суміші, значення коефіцієнта ковзання за однакових параметрів відрізняються в декілька разів. В даному випадку із рівняння суцільності витікає, що ці моделі повинні давати суттєво різні значення швидкості витікання.

На основі експериментальних досліджень газорідинних сумішей в горизонтальних трубопроводах [126] виявлено, що коефіцієнт ковзання γ залежить як від витратного об'ємного газовмісту, так і від фізичних властивостей складових потоку. Запропонована залежність для γ наведена в табл. 4.2.

Згідно з [122] найбільше відповідає реальності та модель критичного двофазного потоку, яка дає узгодженість розрахунку з експериментом не тільки за масовою витратою суміші через канал, але і за критичною швидкістю витікання. Існують і методики розрахунку довгих систем із самозакипаючою рідиною, які ґрунтуються на рівняннях збереження [39, 73, 110, 111, 122], але у них, якщо і враховується зниження опору тертя у трансзвуковій області [110, 122], то взагалі не враховується геометрія каналу, тобто ці методики дозволяють розраховувати лише прямі трубопроводи без місцевих опорів.

На підставі аналізу літературних джерел (табл. 4.3) виявлено загальні параметри, що впливають на витікання рідини з каналів різної форми, серед яких:

- недогрів рідини до температури насичення в розмірному вигляді $\Delta t_s = t_s - t_0$ і в безрозмірному вигляді $\theta = t_0 / t_s$, $\theta = \Delta T_{\text{вх}} / T_{\text{кр}}^{\text{ТД}}$, $\delta P_{S_0} = (P_0 - P_{S_0}) / P_0$, де t_s – температура насичення рідини, що відповідає тиску на вході у систему P_0 ; $\Delta T_{\text{вх}}$ – перегрів рідини відносно температури насичення, що відповідає P_0 ; $T_{\text{кр}}^{\text{ТД}}$ – критична температура; δP_{S_0} – безрозмірний параметр, який враховує вхідний недогрів рідини; P_{S_0} – тиск насичення, що відповідає температурі рідини на вході t_0 ;
- початкові термодинамічні властивості рідини (початковий тиск P_0 або початкова температура t_0);
- параметри пароводяної суміші в критичному перерізі, а саме критичний тиск $P_{\text{кр}}$, витратний об'ємний паровміст $\beta_{\text{кр}}$ (β_2);
- відносна довжина L/D (коефіцієнт опору системи $\Sigma\zeta$, коефіцієнт витрати μ).

У зв'язку із суттєвою різницею вищенаведених підходів щодо розрахунку систем із самозакипаючим потоком необхідно провести їх аналіз для виявлення можливості їх застосування, а також для побудови математичної моделі двофазного потоку у реальній дренажній системі і методики розрахунку останньої.

Таблиця 4.2

Залежності для визначення дійсного об'ємного газомісту

Джерело	Характеристики потоку	Область застосування	Формула	Характеристики експериментів	Примітки
1	2	3	4	5	6
[124]	Пароводяні потоки		$\gamma = (v''/v')^{1/2}$		Критичні потоки
[14]	Пароводяні потоки		$\gamma = (v''/v')^{1/3}$		Критичні потоки
[125]	Пароводяні потоки		$\Delta E \begin{vmatrix} dw'/dz \\ dP/dz \\ d\gamma/dz \end{vmatrix} = - \begin{vmatrix} \gamma \\ F_{ПЖ} + F_{Ж} \\ F_{ПЖ} + F_{Ж} \end{vmatrix}$ <p>де ΔE – матриця, складена із коефіцієнтів біля похідних $dw/dz, dP/dz, d\gamma/dz$</p>		
[126]	Газорідинні суміші в горизонтальних трубопроводах	$\beta = 0,05 \dots 0,95$	$\gamma = \left[\left(\frac{\mu''}{\mu'} \right)^{-0,0475} - \beta \right] / (1 - \beta)$	$d_1 = 0,0264 \text{ м};$ $l_1 = 194,62 \text{ м};$ $d_2 = 0,0504 \text{ м};$ $l_2 = 197,2 \text{ м}.$	
[127]	Газорідинні потоки	$x \leq 0,75$	$\gamma = 1 + \frac{\rho'}{\rho w} \cdot \frac{a}{1-x}$ <p>$P=11 \dots 125 \text{ бар: } a = (0,65 - 0,0039 \cdot P) \cdot (d/1000 \cdot 63)^{0,2},$ $P= 125 \dots 185: a = (0,33 - 0,00135 \cdot P) \cdot (d/1000 \cdot 63)^{0,2}.$</p>		

1	2	3	4	5	6
[82, 128]	Газо-рідинні суміші		$\varphi = 0,5 \cdot \left(\frac{w_{sm}}{w_r} + 1 \right) - \left[0,25 \cdot \left(\frac{w_{sm}}{w_r} + 1 \right)^2 - \frac{w_0''}{w_r} \right]^{1/2}$ $\frac{\mu'}{\mu''} < 260 : w_r = 1,68 \cdot \bar{\rho}^{-0,045} \cdot \left[\frac{\sigma \cdot g}{\rho' - \rho''} \right]^{0,25} \cdot \left(\frac{\mu'}{\mu''} \right)^{-0,024} \cdot \left(\frac{d}{d_0} \right)^{0,246} +$ $+ 5,1 \cdot \bar{\rho}^{-0,05} \cdot \left[\frac{\sigma}{(\rho' - \rho'') \cdot g \cdot d_0^2} \right]^{0,4} \cdot \left(\frac{d}{d_0} \right)^{0,06} \cdot w_0'';$ $\frac{\mu'}{\mu''} > 260 : w_r = 1,68 \cdot \bar{\rho}^{-0,045} \cdot \left[\frac{\sigma \cdot g}{\rho' - \rho''} \right]^{0,25} \cdot \left(\frac{\mu'}{\mu''} \right)^{-0,024} \cdot \left(\frac{d}{d_0} \right)^{0,246} +$ $+ 5,1 \cdot \bar{\rho}^{-0,05} \cdot \left[\frac{\sigma}{(\rho' - \rho'') \cdot g \cdot d_0^2} \right]^{0,4} \cdot \left[\left(\frac{\mu'}{\mu''} \right)^{0,1 \cdot (d/d_0)^{0,09}} \cdot 0,575 \right] \cdot \left(\frac{d}{d_0} \right)^{0,06} \cdot w_0'',$ <p>де $\bar{\rho} = \frac{\rho'}{\rho''}$; $d_0 = 30$ мм</p>	D = 145...500 мм	
[129]	Адіабатні пароводяні потоки	<p>D=7,7...500 мм; Fr=1,25...6000; $\bar{\rho}=0,001...0,23$; $\sigma=(3...74) \cdot 10^{-3}$ Н/м $\nu_1=(0,125...1,3) \cdot 10^{-6}$ м²/с</p>	$\varphi = \left\{ \left[1 - 0,8 \cdot \frac{1 + 1,5\sqrt{\bar{\rho}}}{1 + \sqrt{\bar{\rho}}} \left(1 - e^{-4,4\sqrt{Fr}/Fr_a} \right) \right] \frac{a - \beta}{1,04 - \beta} \right\} \cdot \beta$ $Fr_a = 2 \cdot 10^{-5} Ga(1 - \bar{\rho})$ $a = 1,04 - 0,03 \cdot Fr \cdot Fr_a^{-1} \text{ (при } Fr \leq Fr_a)$ $a = 1 + 0,01 \cdot Fr \cdot Fr_a^{-1} \text{ (при } Fr \geq Fr_a)$ $Ga = g \cdot D_{екс}^3 / \nu_1^2; Fr = W_{см}^2 / (g \cdot D_{екс}); \bar{\rho} = \rho_2 / \rho_1$	<p>D_{екс}=15...18мм, l_{екс}=1,935...3,035м P=0,1...0,2 МПа, Fr=1,25...122,9</p>	

1	2	3	4	5	6
[130]			$\varphi = \left[K \cdot \left(\frac{\beta}{1-\beta} \cdot Fr_{sm} \right)^{1/4} \right] \cdot \left[1 + \left(K \cdot \frac{\beta}{1-\beta} \cdot Fr_{sm} \right)^{1/4} \right]^{-1},$ $K=f(D) \approx (10 \cdot D - 0,3)^{1/3}$		
[131]	Вертикальні пароводяні потоки		$\varphi = \beta \cdot \left[1 - m(1 - \bar{\rho})(1 - \beta) / \left\{ \left(1 + K \sqrt{Fr_{sm}} / \bar{\rho}^2 \right)^2 (n - \beta) \right\} \right],$ $m = 0,342; n = 1,04; K = 0,0255; \bar{P} = P / P_{kr}$		
[132]	Горизонтальні газорідинні потоки		$\varphi = \frac{1}{1 + \frac{700 \cdot \mu_1^{0,2} \cdot (1 - \beta)^{0,08}}{(\rho_1 \cdot g)^{0,8}} \cdot \frac{1}{\beta^{0,08}} \cdot \frac{1}{W_{sm}^{0,8}}}}$		
[133]	Двофазні течії		$\varphi = \frac{\beta}{C_0 + 0,35 \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} \sqrt{Fr}}, C_0 = 1 / K$		
[134]	Вертикальні повітряно-водяні потоки	P = 10 ⁵ Па	$\varphi = K \cdot \beta, K = 0,833$		
[135]			$\varphi = \frac{W_1' - W_2'' \cdot K}{W_1' - W_2''}, K = 0,71 - 0,0014 \cdot P$		
[136]			$\varphi = \beta \cdot \left(1 + \frac{W_{gr}}{W_s} \right)^{-1}, W_{gr} = 1,4 \cdot \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^{0,2} \cdot \left(\frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1} \right)^5 \cdot W_{vsp}$ $W_{vsp} = 1,5 \cdot \left[(\rho_1 - \rho_2) g \sigma / \rho_1^2 \right]^{1/4} \text{ (при } B_0 > 100)$ $W_{vsp} = 0,35 \cdot \left[(\rho_1 - \rho_2) \cdot g \cdot D / \rho_1 \right]^{1/2} \text{ (при } B_0 \leq 100)$		

Продовження табл. 4.2

1	2	3	4	5	6
[137]	Вертикальні повітряно-утфельні потоки		$w'' = 1,12 \cdot \left(\frac{\sigma^2 \cdot g^2 \cdot D}{\mu' \cdot \rho'} \right)^{1/7} + 3,24 \cdot \left(\frac{\mu'}{D \cdot w_{sm} \cdot \rho'} \right)^{0,1} \cdot w_{sm}$	$\mu' > 0,018 \text{ Па}\cdot\text{с}$ $D = 52,4 \text{ мм}$	
[138]	Вертикальний дисперсно-кільцевий потік		$w'' = \left\{ 1 + 10^{-4} \exp \left[6,191 - 8,516 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{d}{\sqrt[3]{V_1^2/g}} \right) \right] \right\} \cdot w_{sm} +$ $+ (w''_{kr} - w_{sm_kr})$ $k_r = \frac{w_0'' \cdot \sqrt{\rho''}}{[\sigma \cdot g \cdot (\rho' - \rho'')]^{1/4}}$		
[139]	Підйомний кільцевий потік у круглій трубі		$\varphi_1 = \varphi_{1b} \cdot (1 + 200 \cdot \beta_1)^{-1} + 5,5 \cdot V_1^{-1} \cdot \sqrt{100 \cdot \beta_1}$ $\varphi_{1b} = 0,0053 \cdot \frac{33 - W}{V_1^{1/3}} \quad (W < 3,3); \quad \varphi_{1b} = 0 \quad (W \geq 3,3);$ $W = w_{sm} \cdot \left(\frac{\rho' - \rho''}{\sigma \cdot g \cdot \sin \alpha} \right)^{0,25} \cdot \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,5}; \quad V_1 = \left(\text{Re} \cdot \text{Fr} \cdot \frac{\rho''}{\rho' - \rho''} \right)^{0,5}$	$D_{\text{екс}} = 15,2 \text{ мм};$ $l_{\text{екс}} = 5,8 \text{ м};$ $l_{\text{отс}} = 28 \text{ м};$ $(\text{Re} \cdot \text{Fr})^{1/3} = 140;$ $187; 280;$ $\mu' = (1 \dots 22,1) \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$	
	Горизонтальний і опускний рух кільцевого потоку		$\varphi_1 = 5,5 \cdot \left[1 - \sin \alpha ^{1,66} \cdot \left(1 + 3,86 \cdot 10^{-6} \cdot V_1^3 \right)^{-1} \right] \cdot V_1^{-1} \cdot \sqrt{100 \cdot \beta_1}$	$\alpha = 1^\circ 30', 3^\circ, 6^\circ,$ $10^\circ, 25^\circ, 90^\circ$	

1	2	3	4	5	6
[138]	Вода-повітря, цукрові розчини	D = 12...33 мм; P = 0,1...1 МПа; Fr ₁ = 2,5·10 ⁻⁴ ...0,81; μ' / μ'' = 61...3200	Бульбашковий, снарядний та спінений режими течії: $\frac{w''}{w_{sm_d}} = \left[1 + 4,224 \cdot Fr_1^{0,197} \cdot Ga^{-0,113} \cdot Bo^{-0,25} \cdot \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,268} \right] \times$ $\times \left\langle 1 + 10^{-3} \cdot \exp \left\{ 4,285 \cdot Ga^{0,011} \cdot \left[1 - \langle (w''_{kr})^* \rangle^2 \right] \right\} \right\rangle$ $Fr_1 = Fr_{1a} \quad (Ga > 1600, Fr_1 > Fr_{авт});$ $Fr_{1a} = (5,775 \cdot Bo^{0,75})^2 \quad (Ga=1600)$ $(w''_{kr})^* = w_0'' \cdot \sqrt{\rho''} \cdot \left\{ 3,2 \cdot [\sigma \cdot g \cdot (\rho' - \rho'')]^{1/4} \right\}^{-1}$ $Ga = \frac{g \cdot d^3}{\nu_1^2}; \quad Fr_1 = \frac{(w_0')^2}{g \cdot d}; \quad Bo = \frac{\sigma}{d^2 \cdot g \cdot (\rho' - \rho'')}$	D = 32,7 мм; P = 0,1 МПа; Fr ₁ = 2,5·10 ⁻⁴ ...0,81; μ = (1,1...90)·10 ⁻³ Па·с w ₀ ' = 0,003...0,15 м/с; w ₀ '' = 18...65 м/с	
[140]	Горизонтальні труби	d = 16...60 мм, π = 0,009...0,96, w ₀ = 0,004...3,5 м/с β = 0,04...0,99	$S = \left(X^{2,35} + 0,62 \right) / \left[X^{2,35} + 0,385 \cdot (1 - \beta) \cdot X^{-0,5\pi^{-0,22}} \right]$ $S = w''/w', \quad X = Fr \cdot (Ar^{0,5}/Re), \quad Re, Fr = f(w_0)$		

Примітка: w''_{kr}, w_{sm_kr} – дійсна швидкість газу і швидкість суміші, відповідно, за умови k_r = 3,2;

k_r – число гідродинамічної стійкості.

Таблиця 4.3

Фактори, що впливають на закономірності руху самозакипаючої рідини в каналі

Літературне джерело	Визначались		Визначальні																
	Величина	Метод	$P_0, 10^5$ Па	$\Delta P, 10^5$ Па	Недогрів	d, мм	L/d	L, м	$t_0, ^\circ\text{C}$	k	M	a^{df}	β, φ, x	Геометрія	$\Sigma\zeta$	Місце МО	$\frac{\lambda^{df}}{\lambda^{of}}$	L^*	$(L/d)_{екв}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
[84]	$\lambda^{df}/\lambda^{of}$	Е, Ф	4,9... 140	$P_0 - P_k$		1,0... 14,2	141... 612				0,1...1	+		ДТ з ГВК			+		
[57]	$\lambda^{df}/\lambda^{of}$	Е, Ф	4...25	$P_0 - P_{np}$	5...40	34		107... 336	120... 210					ДТ			+		
[70]	$(\rho w)_{кр}$	Е, СР	30...160 +	$P_0 - P_{np}$	1...24; +	6	210							ЦК з ГВК або МВ					$(L/d)_{екв}^{MB} =$ $(L/d)_{екв}^{IK}$
[71]	$(\rho w)_{кр}$	Е, СР	70... 140	$P_0 - P_k$	1...24; t_0/t_{0S} +	6	210	1,28						ЦК з ГВК або МВ	m +	+			
[119]	$\frac{(\rho w)_k}{(\rho w)_{lr}}$	Е, Ф	10...90 +	$P_0 - P_k$	$\delta P_{so} \leq$ 0,5; +	14... 37,8	0,243... 48	+						МО -				+	
[98]	G	T, CE		$P_0 - P_{np};$ +		5		0,1249	15...85										
[91,109]	m_k	Е		$P_0 - P_k;$ +	0	8	730... 3060; +		120... 160; +	+									
[110]	G, j	T, CE	2,2...9,15	$P_0 - P_k$			141... 612			k*; +	$M_{rp} =$ =0,7; +								
[111]	G, λ_{cp}	T, CE	7...16; +		0...40 +	34	3147... 9880	107... 336	171±1										
[21]	$J^*,$ P_0/P_0	Е, Ф		$P_0 - P^*$	5... 65; +	6,02... 8,09	0,5... 15,8	$(3...128) \times$ $\times 10^{-3}$						КК					

Продовження таблиці 4.3

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
[23]	$j_{кр}$	T, CE	3...90; +		≤ 150	6,35... 37,8	> 8; +	0,0137 ...1,2						+					
[65]	$(\rho w)_{кр}$	E	2,9...90; +	$P_0 - P_k$	0...200 $\Delta h/r$; +	14... 37,8	4...48	+						ЦК з ГВК					
[118]	C	E, Ф	π ; +		$\frac{\Delta T_{вх}}{T_k}$; +	8...10 ³ +	+	0,07...60; +											
[24]	$G_{см}$	T, CE	9,8...78,4	$P_0 - P_k$		10; +	8		293	+			$\beta_0=0...0,8$; +						
[25]	j	E, Схв і п	20...220	$P_0 - P_{пр}$	0...50	3...3,5	0,5...30							ЦК з ГВК					
[26]	j	T, CE	4...86		$\Delta h/L$	14...25		0,018...2											
[27]	$j_{отн}$	E	30...240	$P_0 - P_{атм}$	$\theta = \frac{T_0}{T_{S0}}$	3,6...4	0,5...33		400...6 47					КК з ГВК					
[30]	(ρw)	E	20...39,7; +	$P_0 - P_{пр}$; +	0...0,3; +	25	30,3	758,5	107					ЦК з ГВК					
[31]	j	T, CE	2,8...140		0...143,3	5,5...37,8	6...48	0,04...1,2											
[37]	j, μ	E	225...250	$P_0 - P_{пр}$	+	2,71... 4,1	6...12 118...322		320...4 40	+(п)									
[85]	m, m _k	T, CE		$P_0 - P_k$; $P_0 - P_{пр}$											+				
[40]	μ	E	40...225; +			3,5	0,5...9	+						ЦК з ГВК та ПВ					

74

Позначення: *Методи*: E – експериментальний; T – теоретичний; CP – порівняння з розрахунком; CE – порівняння з експериментом; Схв і п – порівняння з холодною водою і паром.

Характеристики: ДТ – довгі труби; КТ – короткі труби; ГВК – гостра вхідна кромка; ПВ – плавний вхід; ЦК – циліндричний канал; МВ – модель вентиля; КК – короткі канали; m – ступінь відкриття вентиля.

4.2. Порівняльний аналіз методів розрахунку дренажних каналів

Нами проведено аналіз літературної інформації, яка може бути корисною при проектуванні дренажних каналів. В результаті наявні методи розрахунку нами розділені на два типи: перший – на основі емпіричних залежностей, отриманих в результаті експериментальних досліджень; другий – побудований на основі рівнянь збереження (збереження енергії, збереження імпульсів, збереження маси, гомогенних потоків) [90].

Для наочного порівняння методик розрахунку ДК було проведено чисельний експеримент [141], в ході якого досліджувався конденсатопровід від теплообмінника із паровим обігрівом і прийняті такі вихідні дані: $P_0 = 1$ МПа; $P_{\text{емк}} = 0,12$ МПа; $L = 89$ м; $\Sigma\zeta = 1,5$; $\Delta h = 5$ м; $\lambda = 0,04$.

Результати розрахунків показані на рис. 4.1.

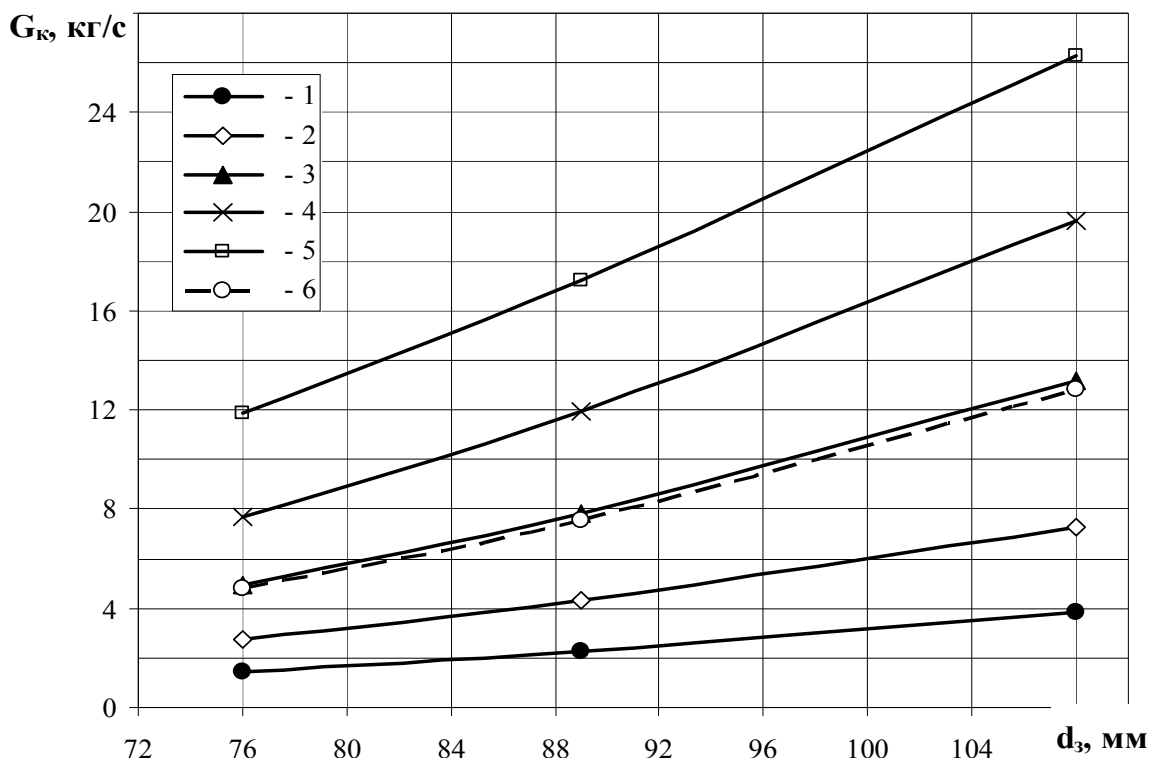


Рис. 4.1. Порівняння результатів числового експерименту з розрахунку пропускної здатності дренажного каналу [141] за: 1 – [120, 121]; 2 – [76]; 3 – [8]; 4 – [85]; 5 – [118]; 6 – [119]

Згідно з рис. 4.1, приймаючи при проведенні порівнянь за базовий варіант методику, наведену у [8], видно, що розбіжність результатів розрахунку пропускної спроможності за методиками, що основані на фундаментальних рівняннях складає (-70,66)...+66,17 %, за усіма методиками (-70,66)...+143,99 %. Внаслідок використання різних методів визначення густини суміші, пропускна спроможність, розрахована за

[120, 121] складає 29 % розрахованої за [8]. Результати розрахунку за рівнянням (4.2) із похибкою до 3% збігаються із розрахунками за [8].

Під час проведення розрахунків нами виявлено, що рівняння (4.2) надто чутливе до величини перегріву і у межах $\Delta T_{\text{вх}} = 0,01 \dots 1$ °C пропускна спроможність трубопроводу складає від 40,9 кг/с до 16,3 кг/с. За умов наявності перегріву рідини на 3,5 °C пропускна спроможність, розрахована за (4.2) із похибкою до ± 6 % збігається із розрахованою за [85]. Це означає, що для розрахунку за (4.2) необхідно із великою точністю знати температуру рідини на початку ДК.

Згідно із [85] критичний тиск P_k для умов чисельного експерименту дорівнює $3,52 \cdot 10^5$ Па. Тобто чисельний експеримент проведено за умов критичних течій, оскільки $P_2 < P_k$. Як відомо, навіть у однофазній гідравліці при збільшенні числа Маха понад 0,3, проводити розрахунки необхідно з врахуванням стисливості потоку. Аналогічні результати експериментально підтверджені авторами [84] і для критичних двофазних потоків. Тому є підстави вважати, що при потоках із числами Маха більше 0,3 необхідно враховувати вплив стисливості як при розрахунках втрат тиску на тертя, так і втрат тиску у місцевих опорах. Це не відображено у вищенаведених методиках розрахунку дренажних каналів.

4.3. Критичні параметри потоку

Згідно з аналізом публікацій виявлено два підходи щодо розрахунку критичних витрат самозакипаючої рідини. Перший полягає у тому, що у критичному перерізі w_{sm} досягає місцевої швидкості звуку (швидкості розповсюдження слабких збурень) [122]. Другий передбачає, що критичний стан потоку настає в ту мить, коли витрата стає незалежною від зменшення протитиску $\frac{dP}{dx} \rightarrow \infty$ [84, 142–145]. В подальшому автори [142–145] застосовували для розрахунків досліджену у [146–148] динаміку утворення парових бульбашок.

За експериментальними даними авторів [67] критичний переріз у трубопроводі із самозакипаючим потоком розташований за 0,9 мм перед вихідним зрізом каналу, автори [19, 21, 22, 73] приймають критичний переріз на зрізі каналу.

На основі дослідження циліндричних “довгих” насадок, в яких весь процес пароутворення і запирання потоку розвивається всередині каналу, авторами [9] проведено узагальнення за величиною критичного

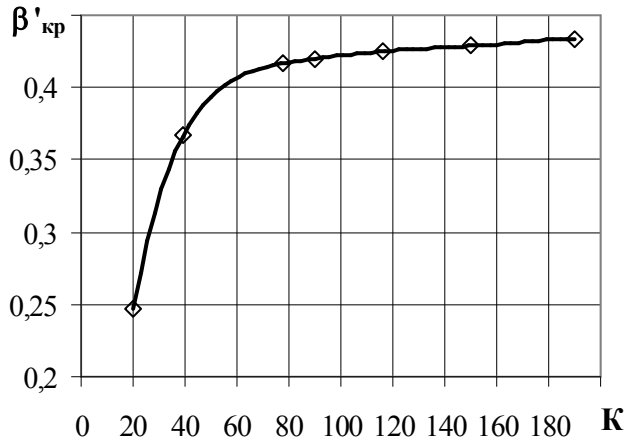


Рис. 4.2. Узагальнення характеристики витікання для “довгих” циліндричних насадок

тиску $P_{кр}$ використовуючи критерій $K = r/(c \cdot \Delta t_s)$ (рис. 4.2). В цьому випадку критичний тиск можна визначити із виразу $P_k = \beta'_{кр} \cdot P_0$.

За рекомендаціями авторів [149] критичне відношення тисків $\beta'_{кр}$ для закипаючого потоку можна знайти з залежності, яка аналогічна до однофазного потоку газу

$$\beta'_{кр} = \frac{P_k}{P_0} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (4.11)$$

де $k = c_{df} / c''_v = (c'_p \cdot (1-x) + c''_p \cdot x) / c''_v$ – показник адіабати для двофазного потоку, залежить від тиску на виході із каналу.

Автори [21], аналізуючи власні дані та експериментальні результати інших авторів, що стосуються течії недогрітої до температури насичення води у відносно коротких каналах $L/d \leq 16$ за умови $P_0 = 0,2 \dots 2,1$ МПа та недогрівів $\Delta T = 0 \dots 100$ К, визначили критичні відношення тисків

- $P_0 = 0,5 \dots 8,6$ МПа, $\Delta T = 0 \dots 40$ К

$$\beta'_{кр} = (0,41 - 6,3 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta T) \cdot P_0^{(0,135 + 8,625 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta T)} + \frac{0,1}{P_0}; \quad (4.12)$$

- $P_0 = 0,5 \dots 8,6$ МПа, $\Delta T = 50 \dots 100$ К

$$\beta'_{кр} = (0,29 - 0,24 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta T) \cdot \ln[P_0 + 0,02 \cdot (80 - \Delta T)] + \frac{0,1}{P_0}; \quad (4.13)$$

- $P_0 = 0,2 \dots 0,5$ МПа, $\Delta T = 0 \dots 40$ К

$$\beta'_{кр} = (0,41 - 6,3 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta T) \cdot P_0^{(0,135 + 8,625 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta T)} + \frac{0,1 - 7,5 \cdot 10^{-4} \cdot \Delta T}{P_0}; \quad (4.14)$$

- $P_0 = 0,5 \dots 8,6$ МПа, $\Delta T = 50 \dots 100$ К

$$\beta'_{кр} = (0,29 - 0,24 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta T) \cdot \ln[P_0 + 0,02 \cdot (80 - \Delta T)] + \frac{0,08}{P_0}; \quad (4.15)$$

- $P_0 > 8,6$ МПа,

$$\beta'_{кр} = 0,53 \cdot \exp(-1,49 \cdot 10^{-5} \cdot \Delta T^{2,52}). \quad (4.16)$$

До того ж, автори [21] вважають, що за будь-яких недогрівів область $P_0 < 0,2$ МПа не є областю існування критичних режимів.

В роботі авторів [40] критичне відношення тисків у довгих каналах знаходиться сумісним рішенням рівняння критичної витрати у формі Лапласа і залежності

$$\beta'_{кр} = 1 - \frac{m^2}{P_0} \cdot \left[\frac{v_0}{2 \cdot \mu_r^2} + v_0 - (1-x) \cdot v' - x \cdot v'' \right]. \quad (4.17)$$

Посилаючись на твердження автора [122] можна сказати, що критичне відношення тисків у каналах із вираженим ковзанням фаз менше, ніж у каналах із гомогенною течією двофазного потоку.

Більшість авторів, досліджуючи критичне витікання двофазного потоку із каналу, оперують відносною довжиною каналу L/d як фактором, що впливає, в той час як автори [65] стверджують, що оскільки довжина каналу L пропорційна часу перебування середовища у ньому, величина L є більш універсальним параметром.

Оскільки критичне витікання рідини із температурою близькою до температури насичення невід'ємно пов'язано із місцевою швидкістю звуку у двофазному потоці, постає питання визначення останньої величини у широкому діапазоні початкових параметрів. Швидкість звуку, як швидкість розповсюдження слабкого пружного збурення у двофазному середовищі, залежить від фізичних властивостей компонентів сумішей, дійсної концентрації їх в суміші, ступеня дисперсності та структури потоку, теплообміну між компонентами, частоти та величини збурень [122, 150].

Під час вивчення механіки суцільного середовища критичну швидкість витікання ототожнюють із формулою Лапласа для швидкості звуку, оскільки досвідом встановлено, що процес розповсюдження звукової хвилі близький до ізоентропного [151]. Ізоентропним може бути або рівноважний процес, коли за час розповсюдження хвилі збурення встигають повністю завершитись усі можливі обмінні процеси, або повністю нерівноважний, коли один або декілька обмінних процесів чи навіть всі вони повністю загальмовані [122]. Термодинамічно рівноважна швидкість розповсюдження слабких збурень може бути отримана із рівняння Лапласа

$$a^2 = -v^2 / (\partial v / \partial P)_s, \quad (4.18)$$

де $v = v'' \cdot x + v' \cdot (1-x)$;

$$(\partial v / \partial P)_s = x \cdot (\partial v'' / \partial P)_{нас} + (1-x) \cdot (\partial v' / \partial P)_{нас} + (v'' - v') \cdot (\partial x / \partial P)_s. \quad (4.19)$$

Термодинамічно нерівноважна швидкість звуку, коли за час розповсюдження звукової хвилі обмін кількістю руху повністю завершений, а теплообмін із масообміном повністю загальмовані, визначається виразом (4.18), але

$$(\partial v / \partial P)_s = x \cdot (\partial v'' / \partial P)_s + (1 - x) \cdot (\partial v' / \partial P)_s. \quad (4.20)$$

На думку авторів [150] швидкість звуку має бути функцією дійсного масового газомісту χ , а не витратного x . В цьому випадку для умов відсутності теплообміну між фазами швидкість звуку можна визначити із рівняння

$$a = \sqrt{\frac{-g \cdot v}{\varphi \cdot \frac{c'_v}{c'_p} \cdot \frac{1}{v'} \cdot \left(\frac{\partial v'}{\partial P}\right)_T + (1 - \varphi) \cdot \frac{c''_v}{c''_p} \cdot \frac{1}{v''} \cdot \left(\frac{\partial v''}{\partial P}\right)_T}}. \quad (4.21)$$

Автор [152] для визначення швидкості звуку використовує формулу Вуда

$$a \cong \sqrt{\frac{\rho''}{\rho' \cdot (1 - B_2)}} \cdot a'', \quad (4.22)$$

де B_2 – характеристична функція; a'' - швидкість звуку у парі, м/с.

За дослідженнями авторів двофазних потоків із тиском 10, 15 та 20 бар (витратний об'ємний паровміст 0,4...0,95) на вертикальній ділянці трубопроводу із $d = 17$ мм та $L = 7$ м ($L/d = 411$) [150] швидкість звуку близька до швидкості розповсюдження гідравлічного удару і за розрахунками вона майже збігається зі швидкістю звуку за умов відсутності теплообміну між фазами.

Згідно з [122] залежність (4.18) із врахуванням співвідношення (4.20) описує відомі автору експериментальні дані з $\beta \leq 0,5$.

В роботі автора [153] доведено, що стисливість рідини під час розрахунку швидкості звуку у суміші необхідно враховувати лише тоді, коли вихідний стан рідини на лінії насичення наближується до критичної точки ($T/T_{кр} \geq 0,95$).

У дослідженій літературі чітких рекомендації щодо використання тієї чи іншої залежності для визначення швидкості звуку у двофазному потоці нами не виявлено.

4.4. Рівняння збереження для двофазного потоку

4.4.1. Рівняння збереження енергії, кількості руху та маси. Двофазні потоки надзвичайно складні явища, оскільки умови течії в

каналі змінюються за його довжиною, перерізом і за часом. Таким чином, необхідно аналізувати тривимірний нестационарний процес у двофазній системі. Задача надзвичайно складна, тому необхідно знайти спрощену модель процесу, яка може бути аналітично описана, і, разом з тим, зберігає основні риси процесу. Такою моделлю є модель одновимірної течії [1]. Згідно із цією моделлю умови течії в кожній із фаз змінюються лише вздовж каналу, що є суттєвим спрощенням, але, на думку авторів [1], ця модель є достатньо точною і відносно простою.

Відомо, що втрати тиску у двофазному потоці складаються із трьох складових: втрат на тертя, на прискорення і гравітаційної складової. Відносна величина цих складових залежить від рівняння збереження, яке покладено в їх основу, рівняння енергії, кількості руху або гомогенного потоку.

Якщо припустити, що дві фази рухаються у каналі окремо, при цьому рідка фаза займає площу поперечного перерізу $(1-\varphi) \cdot A$, парова – $\varphi \cdot A$, а в межах кожної області густина постійна і дорівнює густині відповідної фази; швидкість, витратний масовий газовміст, об'ємний газовміст постійні по всій області [115]. Тоді одновимірні рівняння балансу енергії та кількості руху двофазного потоку приймають вигляд відповідно (4.23) та (4.24)

$$-\frac{dP}{dz} = \rho_H \frac{dF}{dz} + \frac{1}{2} \cdot \rho_H \cdot (\rho \cdot u)^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^3}{\varphi^2 \cdot (\rho'')^2} + \frac{(1-x)^3}{(1-\varphi)^2 \cdot (\rho')^2} \right] + \rho_H \cdot g \cdot \sin \theta, \quad (4.23)$$

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{S}{A} \cdot \tau_0 + (\rho \cdot u)^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\varphi \cdot \rho''} + \frac{(1-x)^2}{(1-\varphi) \cdot \rho'} \right] + g \cdot \sin \theta \cdot [\varphi \cdot \rho'' + (1-\varphi) \cdot \rho'], \quad (4.24)$$

де $\rho_H = \left(\frac{x}{\rho''} + \frac{1-x}{\rho'} \right)^{-1}$ – гомогенна густина, кг/м³.

У рівняннях (4.23) та (4.24) в правій частині: перший доданок – складова втрат тиску на тертя; другий – складова втрат тиску на прискорення; третій – нівелірна складова втрат тиску.

Рівняння гомогенної течії можна отримати шляхом підстановки у рівняння балансів сил або енергії для двофазного потоку дійсного об'ємного паровмісту

$$\varphi = 1 / \left[1 + \frac{1-x}{x} \cdot \frac{\rho''}{\rho'} \right], \quad (4.25)$$

тоді після перетворень рівняння гомогенного потоку матиме вигляд

$$-\frac{dP}{dz} = \frac{dP_F}{dz} + (\rho \cdot u)^2 \frac{d\nu_H}{dz} + \rho_H \cdot g \cdot \sin \theta, \quad (4.26)$$

де $\frac{dP_F}{dz}$ – є величиною $\frac{S}{A} \cdot \tau_0$ або $\rho_H \frac{dF}{dz}$ в залежності від того, чи починався розрахунок із рівняння імпульсу, чи енергії відповідно [1].

Відомо, що для однофазного потоку члени у рівняннях імпульсу та енергії ідентичні, тоді як для двофазного потоку вони різні, за винятком випадку відсутності ковзання фаз та течії без прискорення у горизонтальній трубі, але в сумі дають однакову величину. Члени рівнянь (4.23) та (4.24), які обумовлені тертям, залежать від орієнтації труби і швидкості зміни паровмісту за довжиною. Очевидно, що член, який обумовлений тертям, у рівнянні енергії є необоротним, тобто величина $\rho_H \frac{dF}{dz}$ завжди більша нуля. Але інші члени у рівнянні енергії та імпульсів можуть мати інший знак.

Аналізуючи складові рівнянь збереження енергії, імпульсів та гомогенних потоків, можна прийти до висновку, що:

- у всіх рівняннях складова втрат на тертя повинна визначатись емпіричним або напівемпіричним шляхом;
- складова втрат на прискорення лише у рівнянні гомогенних потоків не потребує емпіричного визначення;
- нівелірна складова потребує емпіричного визначення лише у рівнянні збереження імпульсів.

Очевидно, що найпростішим в аналізі втрат тиску у каналі є рівняння гомогенних потоків, але це рівняння менш точно, ніж два інших, описує експериментальні дані у широкому діапазоні умов [1]. Тобто, із інших двох рівнянь слід віддати перевагу рівнянню збереження енергії, оскільки у ньому лише дві складові потребують експериментального визначення.

Більшість досліджень відомих із літератури під час аналізу втрат тиску у трубопроводі із двофазним потоком базуються на рівнянні збереження імпульсів [1, 154]. Величини складових втрат тиску у цьому рівнянні залежать від моделі потоку, що прийнята за основу. Більшість авторів виділяють такі моделі:

- оснований на припущенні про відсутність взаємодії фаз – окрема течія;
- що припускають повну взаємодію фаз – гомогенна течія;
- що передбачають переходи від однієї форми до іншої в залежності від умов течії в трубі – змішана течія.

Автори [76, 155, 156], досліджуючи гідродинаміку самозакипаючих та двофазних потоків, до уваги приймають гомогенну модель.

Швидкість зміни маси у контрольному об'ємі V дорівнює загальному потоку маси, що входить в об'єм V через границю поділу f [58]

$$\frac{d}{dt} \int_{V'(t)} \rho' dV + \frac{d}{dt} \int_{V''(t)} \rho'' dV = \int_{f'(t)} \rho' \cdot w' \cdot n_1 df - \int_{f''(t)} \rho'' \cdot w'' \cdot n_2 df, \quad (4.27)$$

де w' , w'' – вектори швидкості фаз; n_1 , n_2 – одиничні вектори.

4.4.2. Втрати тиску на тертя. Досить велика кількість праць присвячена дослідженню втрат тиску на тертя для різних моделей течії [58, 59, 114, 154, 157–159] і, в більшості, вони базуються на рівнянні збереження імпульсів.

Основними кореляційними параметрами, які представляють втрати на тертя під час руху двофазного потоку через відповідні втрати у однофазних потоках [1, 62, 154, 160], є

$$X^2 = \Delta P'_{tr} / \Delta P''_{tr} = \left(\frac{1-x}{x} \right)^{1,8} \cdot \frac{\rho''}{\rho'} \left(\frac{\mu'}{\mu''} \right)^{0,2}; \quad (4.28)$$

$$\Phi_L^2 = \Delta P_{tr}^{df} / \Delta P'_{tr}, \quad \Phi_G^2 = \Delta P_{tr}^{df} / \Delta P''_{tr}; \quad (4.29)$$

$$\Phi_{LO}^2 = \Delta P_{tr}^{df} / \Delta P'_{tr0}, \quad \Phi_{GO}^2 = \Delta P_{tr}^{df} / \Delta P''_{tr0}, \quad (4.30)$$

де $\Delta P'_{tr0}$, $\Delta P''_{tr0}$ – втрати тиску сумарної витрати середовища, що має фізичні властивості рідини або газу відповідно.

Більшість авторів складову втрат тиску на тертя під час руху двофазного потоку представляють як добуток відповідної складової для однофазного або гомогенного потоку на деякий коефіцієнт, як наприклад, автори [92–94, 127]

$$\Delta P_{tr}^{df} = \psi \cdot \Delta P_{gom} = \psi \cdot \lambda_{of} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot w_0^2}{2} \cdot \left[1 + x \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right], \quad (4.31)$$

де $\psi = f(x, \rho \cdot w, P)$ – коефіцієнт, отриманий експериментальним шляхом і показаний на рис. 5 в [93].

Як було наведено у табл. 4.1, автори [76] запропонували визначати втрати тиску на тертя з залежності

$$\Delta P_{tr}^{df} = \lambda_{of} \cdot \frac{L}{d} \cdot \frac{\rho' \cdot w_0^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{\psi} \cdot x \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right]. \quad (4.32)$$

На підставі експериментальних даних автори [82] отримали залежність

$$\frac{\Delta P_{tr}^{df}}{\Delta P_{tr}^{of}} = 1 + A \cdot \frac{w_0''}{w_0}, \quad (4.33)$$

де A – коефіцієнт, який для умов течії водоповітряного потоку у вертикальних трубах із $d = 32,7$ ($Re \geq 15000$) і $d = 12,2$ мм ($Re \geq 4650$) за $P = 0,0617 \dots 0,131$ МПа складає 1,18, а для умов $Re = 3000 \dots 4000$ – 0,61.

Під час дослідження турбулентного двофазного потоку у діапазоні $Re_{cm} = 1,8 \cdot 10^4 \dots 6 \cdot 10^4$, $G'/G'' = 0,02 \dots 0,1$ методом багатовимірного регресійного аналізу авторами [95] отримана залежність для визначення коефіцієнта гідравлічного тертя

$$\lambda_{df} = \Delta P_{tr}^{df} / \left(\frac{L}{d} \cdot \frac{\rho_{sm} \cdot w_{sm}^2}{2} \right) = 0,187 \cdot Re_{sm}^{-0,1} \cdot K, \quad (4.34)$$

де $K = 1,12 \dots 1,22$ – коефіцієнт.

Під час дослідження коефіцієнта гідравлічного тертя за умов руху критичного двофазного потоку автори [84] виявили, що відносний коефіцієнт опору $\lambda_{df} / \lambda_{of}$ має таку залежність від числа Маха M , визначеного за термодинамічно рівноважною швидкістю звуку:

- за $M > 0,5$ стає очевидним вплив стисливості потоку;
- за $M < 0,3$ проявляється відносне ковзання фаз, що веде до зростання дисипативних сил;
- перехідна зона $0,3 < M < 0,5$, де проявляється одночасний вплив сил в'язкості та стисливості.

Для діапазону $M \geq 0,4$ експериментальні дані авторів [84] описуються залежністю

$$\lambda_{df} / \lambda_{of} = e^{\left[-10 \cdot M^{0,75} \cdot (M - 0,4)^2 \right]}. \quad (4.35)$$

Автори [57], аналогічно авторам [84], на підставі апроксимації експериментальних даних отримали залежність для визначення $\lambda_{df} / \lambda_{of}$ у діапазоні $M > 0,7$

$$\lambda_{df} / \lambda_{of} = e^{\left[-3,51 \cdot M^3 + 5,09 \cdot M^2 - 1,29 \cdot M \right]}. \quad (4.36)$$

Досліджуючи рух двофазних потоків вздовж трубопроводу із високими швидкостями ($w_{sm} = 2 \dots 300$ м/с), автори [96] отримали залежність для визначення коефіцієнта гідравлічного тертя

$$\lambda_{df} = 0,04 / w_{sm}^2. \quad (4.37)$$

На підставі аналізу експериментальних даних С.Г. Телетова автори [127] відмітили існування інтервалу параметрів двофазного потоку, в яких функція $\psi = \lambda_{df} / \lambda_0$ близька до одиниці, наприклад $Fr > 4$, $\beta < 0,7$ $\psi = 1 \dots 1,15$, а із збільшенням $\beta = 0,7 \dots 0,95$ – $\psi = 1,15 \dots 0,4$.

Більшість наведених вище залежностей, отриманих на основі ривняння збереження імпульсів, стосуються горизонтальних і вертикальних труб, а, як видно із табл. 1.1, дренажні канали можуть містити і ділянки, що нахилені до горизонтальної площини. Якісно оцінити вплив нахилу трубопроводу на втрати тиску на тертя можна користуючись номограмою на рис. 7-13 [94], згідно з якою із збільшенням кута нахилу від 0° ($m = 800 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$; $d = 8 \text{ мм}$) до $10 \dots 30^\circ$ ($m = 680 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$; $d = 48 \text{ мм}$) величина ψ зменшується на $0 \dots 14,3 \%$. Причому рівність $\psi = 1$ для 0° та $10 \dots 30^\circ$ спостерігається за умови течії лише води ($x = 0$) та пари ($x = 1$). Згідно із [94] кут нахилу до горизонталі та діаметр труби не має суттєвого впливу на величину ψ , принаймні для масових швидкостей більших $800 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$.

4.4.3. Втрати тиску у місцевих опорах. Взаємний вплив місцевих опорів. Під час руху закипаючого потоку або двофазної суміші на частку місцевих опорів приходить значна частина гідравлічних втрат [161]. В зв'язку з цим, велике значення набуває отримання достатньо надійних рекомендацій для розрахунку такого роду систем [49]. Крім того течія двофазного потоку через місцеві опори неодмінно пов'язана із явищем кавітації [162].

Місцеві опори можуть бути досить різними за своїм характером (вентилі, трійники, засувки, повороти, решітки тощо). Однак рух рідини або двофазної суміші у різних місцевих опорах має дещо загальні властивості. На ділянках, де виникають місцеві опори, відбувається або різке збільшення (зменшення) живого перерізу потоку за напрямком течії (із збереженням напрямку швидкості або зі зміною), або на початку такої ділянки має місце звуження потоку, а на кінці розширення і навпаки. Найрізноманітніші місцеві опори, в тій або іншій мірі, можна ототожнювати із опорами, що виникають на ділянках різкого розширення або звуження потоку. В зв'язку з цим, більшість авторів присвятили свої роботи дослідженню опору дросельної діафрагми [45–51, 86, 163, 164].

У роботі [49] під час експериментального дослідження було встановлено, що незворотні втрати на місцевому опорі (рис. 4.3) у досліджуваному діапазоні конструкцій пропорційні повному перепаду тиску (табл. 4.4). В результаті досліджень [48] втрат тиску у місцевих опорах під час течії води із температурою насичення отримано досить просту емпіричну формулу, яка дозволила описати експериментальні результати із точністю $\pm 10\%$ (табл. 4.4).

Авторами [47] із ривняння збереження маси, кількості руху і енергії для горизонтального адіабатного двофазного потоку згідно із припущенням рівності фізичних властивостей рідини і газу, масових

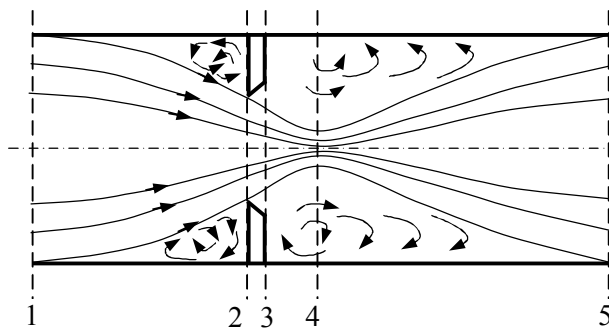


Рис. 4.3. Характер течії через гостру діафрагму

Виходячи із фізичної суті процесу, що протікає під час дроселювання пароводяного потоку через діафрагми, автор [46] представляє повну втрату тиску

$$\Delta P_{mo}^{df} = \Delta P'_{mo} + \Delta P''_{mo} + \Delta P_v + \Delta P_r + \Delta P_{pr} + \Delta P'_{roz}, \quad (4.38)$$

де $\Delta P'_{mo}, \Delta P''_{mo}$ – втрати напору від місцевого опору для рідкої та парової фази; $\Delta P_v, \Delta P_r$ – втрати тиску від збільшення швидкості потоку за діафрагмою, викликані самовипаровуванням рідини та розширенням пари; ΔP_{pr} – втрати тиску на прискорення частинок рідини у звуженому перерізі отвору діафрагми; $\Delta P'_{roz}$ – втрати напору на розпилення рідини під час проходження через діафрагму.

Авторами [45] нерівноважний процес витікання із звужуючого пристрою, в тому числі із діафрагми, описаний інтегральною формою рівняння встановленого руху із врахуванням можливої втрати імпульсу, пов'язаної з міжфазним переходом, та з врахуванням зміни температури потоку з рівняння енергії.

На основі перетворень залежності для встановленої теплоізолюваної течії автори [85] отримали вираз для визначення втрат тиску у місцевих опорах під час течії двофазного середовища (табл. 4.4). На основі проведеного дослідження опору товстих дросельних шайб двофазному потоку у [164] запропоновано використовувати у розрахунках вираз (табл. 4.4), в основу якого покладено модель окремої течії фаз у горизонтальному трубопроводі [86]. В результаті експериментальних досліджень втрат напору у дросельній діафрагмі, встановленій на горизонтальній ділянці трубопроводу, авторами [86] запропоновані емпіричні залежності (табл. 4.4) для визначення коефіцієнта опору діафрагми двофазному потоку.

Досліджуючи коефіцієнт опору діафрагми двофазному потоку автори [86] порівнювали експериментально отримані величини із розрахованими з залежностей описаних в [48, 49, 76, 163] та виявили суттєву розбіжність. Крім того, наведені вище залежності, а також і до-

витратних концентрацій повідно в мінімальному перерізі струмини 4 (рис. 4.3) і за дросельною шайбою 5 отримана розрахункова формула (табл. 4.4), в якій ρ_1, ρ_5 – густини у перерізах 1 та 5, визначаються як гомогенні густини.

Залежності для визначення втрат тиску у місцевих опорах

Джерело	Залежності	Умови
[49]	$\Delta P_n = K_1 \cdot \Delta P_{2-3} = K \cdot \frac{(\rho \cdot w)_2^2}{2 \cdot \rho'} \cdot \frac{(1 - m \cdot c)^2}{c^2} \times$ $\times \left[\frac{\rho'}{\rho''} \cdot \frac{x^2}{\varphi} + \frac{(1-x)^2}{1-\varphi} \right]$	$x = 0 \dots 1;$ $P = 20 \dots 80$ бар; $\rho w = 300 \dots 3000$ кг/(м ² ·с); $Re = 10^4 \dots 4 \cdot 10^5$
[48]	$\frac{\Delta P_{mo}^{df}}{\Delta P_{mo}^{of}} = 1 + \left[0,72 + 0,006 \cdot (17 - P)^2 \right] \cdot [22,5 - P] \cdot x^{k_1}$	$P = 4,9 \dots 20$ МПа, $\rho w = (0,5 \dots 5) \cdot 10^3$ кг/(м ² ·с) $m \geq 0,3$
[47]	$\frac{P_1}{\rho_1} - \frac{P_5}{\rho_5} = \frac{G^2}{\rho_5^2 \cdot F^2} \cdot \left\{ \frac{(1-x) \cdot (1-\beta)}{(1-\varphi)_5} \cdot \left(1 - \frac{(1-\beta)}{2 \cdot (1-\varphi)_5} \right) + \right.$ $+ \frac{1}{2 \cdot m^2 \cdot \varepsilon^2} \cdot \frac{(1-\beta)^2}{(1-\varphi)_1^2} - \frac{1}{m \cdot \varepsilon} \cdot \frac{(1-\beta)}{(1-\varphi)_1} +$ $\left. + x \cdot \left[\frac{\beta}{\varphi_5} \left(1 - \frac{\beta}{2 \cdot \varphi_5} \right) + \frac{1}{2 \cdot m^2 \cdot \varepsilon^2} \cdot \frac{\beta^2}{\varphi_1^2} - \frac{1}{m \cdot \varepsilon} \cdot \frac{\beta}{\varphi_1} \right] \right\}$	
[85]	$\Delta P_{mo}^{df} = (P_1 - P_2) = \frac{(\rho \cdot w)^2}{2} \cdot \frac{2 \cdot v_1 \cdot v_2}{v_1 + v_2} \cdot (\zeta_{of} + \sigma_1)$ $\sigma_1 = \frac{k+1}{k} \cdot \ln \left(\frac{v_2}{v_1} \right) + \frac{k-1}{2 \cdot k} \left(\frac{v_2}{v_1} - \frac{v_1}{v_2} \right)$	
[164]	$\Delta P_{mo}^{df} = (P_1 - P_2) = \zeta_{of} \cdot \frac{(\rho \cdot w)^2 \cdot v'}{2} \cdot \left(\frac{1-x}{1-\varphi} \right)^2$	
[86]	$0,1 < x < 0,18 : \frac{\zeta_{df}}{\zeta_{of}} = 0,47$	$d_0 = 28$ мм, $d = 219 \times 9,5$ мм; $G = 5; 10$ т/год; $P_0 = 1,0 \dots 2,5$ МПа
[86]	$0,18 < x < 0,8 : \frac{\zeta_{df}}{\zeta_{of}} = 0,209 + 1,45 \cdot x$	
[86]	$0 < x < 0,1 : \frac{\zeta_{df}}{\zeta_{of}} = \frac{1}{1 + 10,6 \cdot x}$	

Примітка. K_1 – коефіцієнт пропорційності, який зберігає свої значення при однофазному і при двофазному потоках; K – коефіцієнт, що враховує неоднорідність поля швидкостей в перерізі струмини, неточності визначення c , а також відмінність одновимірної моделі від реальної картини течії, який, згідно з даними авторів [49], однаковий для однофазного та двофазного потоків та не залежить від числа Рейнольдса і практично $K = 1$; $m = F_1/F_2$ – величини відносного розширення каналу; k_1 – параметр, що залежить від місцевого опору і складає: для діафрагм – 1,2; для різких звужень – 0,62; для різких розширень – 1,8; для виходу з великого об'єму – 0,72; для входу у великий об'єм з каналу – 1,6.

слідження авторів [86], відповідають докритичному режимові руху двофазного потоку у трубопроводах. Тому виникає необхідність у проведенні досліджень руху докритичного та критичного двофазного потоку у місцевих опорах.

Реальні ДК являють собою систему трубопроводів (можливо різного діаметра) із встановленими на них місцевими опорами. Після модернізацій та реконструкцій ДК можуть містити і місцеві опори, що не мають між собою достатньої ділянки для стабілізації потоку.

На думку авторів [89] відстань між місцевими опорами може суттєво вплинути на загальний опір системи. Наприклад, під час дослідження опору двох послідовно встановлених діафрагм в однофазному потоці з'ясувалося, що опір системи діафрагм із відстанню між ними 1,25d може бути на 60% нижчим за опір двох окремо взятих діафрагм.

4.4.4. Втрати тиску на прискорення двофазного потоку. Вибір основного рівняння збереження для двофазного потоку визначає залежності для визначення втрат тиску на прискорення потоку ΔP_{pr} , а отже і набір необхідних для розрахунку параметрів. Якщо у якості визначального обрано рівняння гомогенного потоку (4.25), для розрахунку ΔP_{pr} достатньо і витратних параметрів потоку. У випадку вибору рівнянь збереження енергії (4.23) або кількості руху (4.22) визначення складової ΔP_{pr} неодмінно пов'язано із визначенням величини коефіцієнта ковзання фаз γ та дійсного об'ємного газовмісту. В результаті аналізу відомих залежностей для визначення γ автор [165] в широкому діапазоні тисків і діаметрів каналів пропонує залежність авторів [166] (табл. 4.2).

Визначенню коефіцієнтів ковзання та дійсного об'ємного газовмісту присвятили свої роботи автори [167, 168, 97]. У табл. 4.2 наведені підходи щодо розрахунку ковзання фаз у докритичному та критичному двофазних потоках.

Для визначення величини дійсного об'ємного газовмісту у похилих трубопроводах φ_α авторами [76] запропоновано вводити поправочний коефіцієнт K_α до величини дійсного об'ємного газовмісту, визначеного для вертикального трубопроводу $\varphi_\alpha = K_\alpha \cdot \varphi$. Величина коефіцієнта K_α визначається з номограми 9 [76], згідно з якою при постійному куті нахилу α із збільшенням швидкості пароводяної суміші дійсний об'ємний паровміст збільшується, за умови постійної швидкості суміші із збільшенням α величина φ збільшується і досягає найбільшого значення при $\alpha = 90^\circ$. Окрім того, із збільшенням швидкості потоку $w_{sm} \geq 2$ м/с при величині тиску $P = 0 \dots 2400$ кПа величина K_α приймає значення близькі до одиниці ($K_\alpha = 0,9 \dots 1$ при $\alpha = 10 \dots 85^\circ$). Додаткової уваги потребують трубопроводи, кут нахилу яких дорів-

нює 180° (опускні труби). Адже, при опускному русі пароводяної суміші дійсні об'ємні паровмісти $\varphi_{\text{оп}}$ стають більшими за витратні. Для умови $\beta < \beta_{\text{гр}}$ величину дійсного об'ємного паровмісту визначають з залежності [76, 94] $\varphi_{\text{оп}} = C_{\text{оп}} \cdot \beta$, а за умови $\beta > \beta_{\text{гр}}$ – $\varphi_{\text{оп}} = C'_{\text{оп}} + (1 - C'_{\text{оп}}) \cdot \beta$. Величина $\beta_{\text{гр}}$ та $C_{\text{оп}}$ і $C'_{\text{оп}}$ визначаються відповідно за номограмами на рис. 7-9, 7-10 і 7-11 [94]. При $\beta < \beta_{\text{гр}}$ із збільшенням тиску від 400 до 22000 кПа коефіцієнт $C_{\text{оп}}$ зменшується від 1,85 до 1. При швидкостях суміші, що відповідають $\beta_{\text{гр}} = 0$ і більш високих, $\varphi = \beta$.

Наведені вище залежності для визначення ковзання фаз мають різний характер. Із літератури нами не виявлено аналізу цих залежностей з метою дослідження впливу методу визначення ковзання фаз на величину загальних втрат тиску та втрат тиску на прискорення двофазного потоку, що викликає необхідність проведення досліджень.

4.4.5. Нівелірна складова втрат тиску у двофазному потоці.

Із аналізу залежностей (1.23), (1.24) та (1.26) у напрямку визначення вагової складової втрат тиску видно, що лише у рамках визначення втрат тиску з рівняння збереження кількості руху виникає необхідність визначати дійсні параметри потоку. Як сказано раніше, такі залежності наведені у табл. 4.2. Величина втрат обумовлена різницею рівнів між початком та кінцем трубопроводу (ділянки), яка визначається у рамках рівнянь збереження енергії та гомогенних потоків, вимагає лише визначення гомогенної густини двофазної суміші, що веде до значного спрощення розрахунків.

4.5. Математична модель теплогідродинамічних процесів у дренажному каналі

В результаті аналізу літературної інформації нами до уваги взято градацію каналів із самозакипаючими потоками (рис. 4.4).

Дренажними каналами, що реалізуються у теплотехнологічних схемах підприємств, є, як правило, довгі канали, що працюють в області невисокого тиску. Дещо вищі початкові тиски спостерігаються у системах продувок парогенераторів. Згідно з [123], при витіканні насиченої рідини у атмосферу, докритичні режими течії можна спостерігати лише за початкового тиску нижче $1,5 \cdot 10^5$ Па. Тобто у більшості дренажних систем ми можемо спостерігати критичні потоки. Крім того дренажні системи вкрай рідко являють собою прямий трубопровід постійного перерізу. Найчастіше це досить складні системи, що містять значну кількість місцевих опорів, які можуть не мати між собою ділянок, достатніх для стабілізації потоку.



Рис. 4.4. Класифікація дренажних каналів

Під час формування математичної моделі теплогідродинамічних процесів у ДК прийнята така модель витікання самозакіпаючої рідини, що подібна до наведеної у [143]. Задача витікання розглядається у одновимірній постановці для встановленого режиму течії. Рідина приймається ньютонівською і однорідною. Параметри її стану на кривій насичення однозначно визначаються величиною тиску вздовж каналу витікання і описуються рівнянням Клайперона–Клаузіуса. Температура пари вважається рівною температурі насичення при відповідному тискові потоку, а зміна її стану підпорядковується законам реального газу. Модель баротропна, тобто тиски рідини і пари по обидві сторони міжфазної поверхні розділу рівні. Теплофізичні властивості обох фаз встановлюються за довідковими даними. В задачі враховувався теплообмін між фазами, а також між потоком і стінкою каналу, а також втрати енергії на тертя об стінки каналу. Задача розв'язувалась з врахуванням фазового перетворення рідина-пара (випаровування).

Основою рішення задачі є фундаментальні закони збереження маси і повної енергії для двофазного потоку, а також деякі фізично обґрунтовані замикаючі співвідношення.

Баланс енергії для двофазного потоку отримуємо шляхом визначення енергії одиниці маси кожної фази, помножену на масову частку цієї фази [1]

$$d[x \cdot P \cdot v'' + (1-x) \cdot P \cdot v'] + dU + d\left[\frac{1}{2} \cdot x \cdot (u'')^2 + \frac{1}{2} \cdot (1-x) \cdot (u')^2\right] + g \cdot \sin\theta dz = dq - dw,$$

1
2
3
4
5
6

де 1 – енергія тиску; 2 – внутрішня енергія, $dU = dq + dF - Pdv$; 3 – кінетична енергія; 4 – потенційна енергія; 5 – підведена теплота; 6 – робота проти зовнішніх сил; dF – необоротні втрати на тертя.

Після підстановок і деяких перетворень наведене вище рівняння балансу енергії, віднесене до одиниці маси середовища, приймає вигляд

$$-\frac{1}{\rho_H} \cdot \frac{dP}{dz} = \frac{dF}{dz} + \frac{1}{2} \cdot (\rho \cdot u)^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^3}{\varphi^2 \cdot (\rho'')^2} + \frac{(1-x)^3}{(1-\varphi)^2 \cdot (\rho')^2} \right] + g \cdot \sin\theta. \quad (4.39)$$

На рух критичних двофазних течій у дренажному каналі впливають: термодинамічний стан рідини на початку системи, геометричні характеристики системи, наявність теплообміну із навколишнім середовищем, стисливість двофазного потоку та дисипація енергії у системі.

Геометричні характеристики системи та початковий термодинамічний стан рідини впливають на умови протікання процесу і структуроутворення двофазного потоку (наявність ковзання фаз). Наприклад, орієнтація труби у просторі впливає на закономірності ковзання фаз таким чином [76, 82]: на вертикальних підйомних ділянках $\varphi_{vp} < \beta$, на вертикальних опускних – $\varphi_{vo} > \beta$, на горизонтальних – $\varphi_g < \beta$, на похилих – $\varphi_{vp} > \varphi_\alpha < \beta$.

На наш погляд, ковзання фаз проявляється по-різному в залежності від геометрії дренажної системи, витратних і фізичних властивостей потоку :

- в довгих трубах з обмеженою кількістю місцевих опорів виправдує себе модель із проявом ковзання фаз, з врахуванням стисливості двофазного потоку, дисипації енергії [90];
- в дренажних системах, насичених місцевими опорами, можливе формування течій близьких до гомогенних; в цьому випадку не встигають за ходом потоку формуватись структури двофазної течії з явним проявом ефекту ковзання фаз;
- можливий проміжний варіант між першим і другим, коли ковзання фаз в розрахунках треба визначати зменшеним.

Зважаючи на особливості процесів, що відбуваються під час течії самозакипаючої рідини у дренажному каналі, математичну модель доцільно розділити на блоки, що описують конкретний процес, а саме:

- 1) розрахунок гідродинамічних процесів;
- 2) розрахунок тепломасообмінних процесів;

3) розрахунок параметрів критичної течії.

Набір закономірностей, що включають у себе відповідні блоки залежить від набору початкових параметрів, які визначають режим течії та умови протікання процесів у дренажному каналі.

Блок розрахунку гідродинамічних процесів має включати в себе рівняння для визначення втрат тиску на тертя, в місцевих опорах, на прискорення та нівелірної складової.

Блок розрахунку тепломасообмінних процесів включає в себе відомі залежності теплових і матеріальних балансів та рівняння теплопередачі.

Блок розрахунку параметрів критичної течії містить залежності для визначення швидкості розповсюдження слабких збурень у двофазному потоці та критичного тиску.

Доповнивши вищенаведені блоки залежностями для визначення теплофізичних властивостей води та пари [169], отримуємо математичну модель руху самозакипаючої рідини у дренажному каналі.

Більшість авторів стверджують, що процес течії самозакипаючої рідини є нерівноважним. Тому необхідно було б включити у математичну модель течії закономірності, які описали б ймовірну нерівноважність течії двофазного потоку.

Але більшість досліджень проводились на коротких каналах, насадках та діафрагмах, а дренажні канали є досить протяжними трубопроводами. Тому нерівноважністю двофазного потоку під час розрахунку більшості ДК можна знехтувати, оскільки процес запізнювання може відбуватися приблизно $0,1 \dots 5$ мс, що складає незначну частку від часу перебування рідини у системі. Наприклад, для умов досліджень авторів [91], за початкового тиску $6,18 \cdot 10^5$ Па час перебування рідини у системі складає приблизно $0,487 \dots 2,179$ с, за цих умов час запізнення складає $0,0046 \dots 0,021$ % ($\tau_{\text{зап}} = 0,1$ мс) та $0,229 \dots 1,03$ % ($\tau_{\text{зап}} = 5$ мс).

Дренажний канал складної конфігурації (ДКСК) – це трубопровід змінного діаметра (перерізу) загальною довжиною L із сумарним умовним коефіцієнтом опору $\Sigma \zeta_M$. Для побудови математичної моделі ДКСК розбиваємо на ділянки (b ділянок) зі сталим діаметром ($d = \text{const}$).

Кожна i -та ділянка із b ділянок має в загальному випадку: довжину L_i ; n_i місцевих опорів, кожен з яких характеризується умовним коефіцієнтом місцевого опору $\zeta_{M,i,n}$; k_i вертикальних ділянок $k_i = k_i' + k_i''$ (де k_i' – з підйомним рухом середовища, k_i'' – з опускним рухом середовища).

Оскільки у дренажному каналі може починати рух як рідина у стані насичення так і недогріта до стану насичення, то на i -й ділянці може спостерігатися: на частині ділянки l_i' – рух однофазного середо-

вища, на частині l_i'' – рух двофазного середовища, причому $L_i = l_i' + l_i''$. Тобто i -та ділянка може мати переріз закипання, що може бути розміщений на: горизонтальному (або дещо нахиленому) відрізку ділянки; вертикальному підйомному; опускному відрізку ділянки.

Ділянка, на якій можливий переріз закипання характеризується зі сторони однофазного середовища: діаметром d_{m+1} ; довжиною L_{m+1} ; місцевими опорами із умовними коефіцієнтами $\zeta_{of,m+1,j}$.

Різниця рівнів між початком і кінцем частини ДКСК, вздовж якої рухається однофазне середовище, характеризується величиною $Z_{of,i}$, а вздовж якої рухається двофазний потік – $Z_{df,i}$. Величини $Z_{of,i}$ та $Z_{df,i}$ визначаються із конструкції ДКСК.

Частина ДКСК, вздовж якої рухається однофазне середовище, має довжину $L_{of} = \sum_{i=1}^m L_i + l_{m+1}'$, а вздовж якої рухається двофазне середовище – $L_{df} = \sum_{i=m+2}^b L_i + l_{m+1}''$.

Приймаємо перерізи в системі: початковий – 0; закипання – 1; вихідний – 2.

Для аналітичного опису цих елементів в якості визначальної координати вибрано довжину l частини (елемента).

Математичний опис теплогідродинамічних процесів у дренажному каналі складається із таких основних рівнянь:

- конфігурація і опір ДКСК

$$\begin{cases} d = f_1(l); \\ Z = f_2(l); \\ \sum \zeta_M = f_3(l); \\ L = \sum_{i=1}^n l_i; \end{cases} \quad (4.40)$$

$$d = f_1(l) \begin{cases} l=0..l_1 & \rightarrow d=d_1; \\ l=l_1..l_2 & \rightarrow d=d_2; \\ \dots & \dots; \\ l=l_{i-1}..l_i & \rightarrow d=d_i; \\ l=l_{b-1}..l_b & \rightarrow d=d_b; \end{cases} \quad (4.41)$$

$$Z = f_2(l) \begin{cases} l-l_0 \leq l_{\Gamma,j} & \rightarrow Z(l) = \sum_{i=1}^{j-1} l_{B,j}; \\ l-l_0 > l_{\Gamma,j} & \rightarrow Z(l) = \sum_{i=1}^{j-1} l_{B,j} + \frac{l_{B,j}}{l_{B,j}} \cdot (l-l_0-l_{\Gamma,j}); \\ l-l_0 = l_{\Gamma,j} + l_{B,j} & \rightarrow Z(l) = \sum_{i=1}^j l_{B,j}; \end{cases} \quad (4.42)$$

за умов: $L = \sum_{j=1}^m (l_{\Gamma} + l_{B})_j = \sum_{j=1}^m l_{\Gamma,j} + \sum_{j=1}^m l_{B,j}$;

$$l_{\Gamma,1} \geq 0; \quad |l_{B,m}| \geq 0;$$

$$l_0 = \sum_{j=1}^{j=j-1} (l_{B} + l_{\Gamma})_j;$$

переріз з координатою l : $\sum_{i=1}^{j=j-1} (l_{B} + l_{\Gamma})_j < l \leq \sum_{i=1}^{j=j} (l_{B} + l_{\Gamma})_j$

$$\sum \zeta_M^p = f_3(l) |l_{M,1}(\zeta_{M,1}^p), l_{M,2}(\zeta_{M,2}^p), \dots, l_{M,n}(\zeta_{M,n}^p)|; \quad (4.43)$$

для однофазного потоку

$$\sum \zeta_{M,of} = \sum_0^{L_{of}} \zeta_{M,i}(l_{M,i}); \quad (4.44)$$

для двофазного потоку

$$\sum \zeta_{M,df} = \sum_0^L \zeta_{M,i}(l_{M,i}) - \sum_0^{L_{of}} \zeta_{M,i}(l_{M,i}); \quad (4.45)$$

- рівняння суцільності

$$G_0 = G_{sm,i}; \quad (4.46)$$

$$G_{sm,i} = [\rho_i'' \cdot w_i'' \cdot \varphi_i + \rho_i' \cdot w_i' \cdot (1 - \varphi_i)] \cdot F_i = G_i'(P_0, h_{00}, P_i, G_0) + G_i''(P_0, h_{00}, P_i, G_0); \quad (4.47)$$

- перепад тиску між початковим перерізом і перерізом закипання

$$\Delta P_{of} = P_0 - P_1(h_{00}) = \left\{ \left[\sum_{i=1}^m \frac{\lambda_{of,i} \cdot L_i}{d_i} + \sum_{i=j=1}^m \frac{t_i}{\sum \zeta_{of,i,j}} \right] \cdot \left(\frac{d_{m+1}}{d_i} \right) + \frac{\lambda_{of,m+1} \cdot l'_{m+1}}{d_{m+1}} + \frac{t_{m+1,of}}{\sum_{j=1} \zeta_{of,m+1,j}} \right\} \times \\ \times \frac{\bar{\rho}'_{of} \cdot w_{0,(m+1)}^2}{2} \pm \rho' \cdot g \cdot \Delta Z_{of}; \quad (4.48)$$

- перепад тиску в ДКСК

$$\Delta P_{ДКСК} = \Delta P_{of} + \Delta P_{df,(m+1)} + \sum_{i=m+2}^b \Delta P_{df,i}; \quad (4.49)$$

- рівняння балансу енергії для двофазного потоку

$$\Delta P_{df,m+1} = \int_{Z_{of}}^{Z_{m+1}} \rho_H \cdot g \cdot dZ + \bar{\psi}_{m+1} \cdot \lambda_{of,m+1} \cdot \frac{l''_{m+1}}{d_{m+1}} \cdot \frac{\bar{\rho}'_{m+1} \cdot \bar{w}_{0,m+1}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_{m+1} \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_{m+1}}{\bar{\rho}''_{m+1}} - 1 \right) \right] +$$

$$\begin{aligned}
& + \psi' \cdot \zeta_{M,m+1} \frac{\bar{\rho}'_{m+1} \cdot \bar{w}_{0m+1}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_{m+1} \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_{m+1}}{\bar{\rho}''_{m+1}} - 1 \right) \right] + \left\{ \left(\frac{x_{m+1}^3}{\varphi_{m+1}^2 \cdot (\rho''_{m+1})^2} + \frac{(1-x_{m+1})^3}{(1-\varphi_{m+1})^2 \cdot (\rho'_{m+1})^2} \right) - \right. \\
& \left. - \left(\frac{x_m^3}{\varphi_m^2 \cdot (\rho''_m)^2} + \frac{(1-x_m)^3}{(1-\varphi_m)^2 \cdot (\rho'_m)^2} \right) \right\} \cdot \frac{(\bar{\rho}'_{m+1} \cdot \bar{w}_{0m+1})^2}{2} \cdot \rho_H; \quad (4.50)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \sum_{i=m+2}^b \Delta P_{df,i} = \int_{Z_{m+2}}^{Z_{df}} \rho_H \cdot g \cdot dZ + \sum_{i=m+2}^b \psi_i \cdot \lambda_{of,i} \cdot \frac{L_i}{d_i} \cdot \frac{\bar{\rho}'_i \cdot \bar{w}_{0i}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_i \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_i}{\bar{\rho}''_i} - 1 \right) \right] + \\
& + \psi' \cdot \zeta_{M,i} \frac{\bar{\rho}'_i \cdot \bar{w}_{0i}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_i \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_i}{\bar{\rho}''_i} - 1 \right) \right] + \left\{ \left(\frac{x_2^3}{\varphi_2^2 \cdot (\rho''_2)^2} + \frac{(1-x_2)^3}{(1-\varphi_2)^2 \cdot (\rho'_2)^2} \right) - \right. \\
& \left. - \left(\frac{x_{m+1}^3}{\varphi_{m+1}^2 \cdot (\rho''_{m+1})^2} + \frac{(1-x_{m+1})^3}{(1-\varphi_{m+1})^2 \cdot (\rho'_{m+1})^2} \right) \right\} \cdot \frac{(\bar{\rho}'_i \cdot \bar{w}_{0i})^2}{2} \cdot \rho_H; \quad (4.51)
\end{aligned}$$

- витратний масовий x_i , об'ємний β_{cp} , дійсний об'ємний φ паровміст, співвідношення $\psi = \lambda_{df} / \lambda_{of}$, $\psi' = \zeta_{df} / \zeta_{of}$

$$x_i = \frac{h_{00} - h'(P_i)}{r(P_i)}; \quad (4.52)$$

$$\beta_{cp} = f(x_i, P_i, w_{0i}); \quad (4.53)$$

$$\varphi = f\left(\beta, Fr_{sm}, Re_{sm}, We, \frac{\rho'}{\rho''}, \frac{\mu'}{\mu''}, \alpha\right); \quad (4.54)$$

$$\psi = f(\beta_{cp}, Fr, Re_0, We), \quad \psi \approx f(\beta_{cp}); \quad \psi' \approx \psi; \quad (4.55)$$

- ентальпія води на початку системи з врахуванням подальшого охолодження

$$h_{00} = h'(P_0) - \Delta h_B - \frac{\sum_{i=1}^b K_i \cdot L_i \cdot \Delta t}{G_0}; \quad (4.56)$$

$$K_i = \pi \left/ \left[\frac{1}{\alpha_{1,i} \cdot d_i} + \frac{1}{2 \cdot \lambda_T} \cdot \ln \left(\frac{d_i + 2 \cdot \delta_T}{d_i} \right) + \frac{1}{2 \cdot \lambda_{i3}} \cdot \ln \left(\frac{d_i + 2 \cdot \delta_T + 2 \cdot \delta_{i3}}{d_i + 2 \cdot \delta_T} \right) + \frac{1}{\alpha_{2,i}} \right] \right.; \quad (4.57)$$

$$\alpha_{1,i} = \frac{\lambda'}{d_i} \cdot 0,021 \cdot Re_i^{0,8} \cdot Pr_{ae}^{0,43} \cdot (Pr_{ae} / Pr_{c0})^{0,25}; \quad (4.58)$$

для умов вільної конвекції біля труби

$$\alpha_{2,i} = \frac{\lambda''}{d_i} \cdot 0,5 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta_t \cdot \Delta t_2 \cdot (d_i + 2 \cdot \delta_T)^3}{(v'')^2} \cdot Pr_{ж} \right)^{0,25} \cdot (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}; \quad (4.59)$$

для вимушеного омивання труби

$$\alpha_{2,i} = \frac{\lambda''}{d_i} \cdot 0,25 \cdot \left(\frac{w_{н.с.} \cdot (d_i + 2 \cdot \delta_T)}{v''} \right)^{0,6} \cdot Pr_{ж}^{0,37} \cdot (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}; \quad (4.60)$$

- швидкість розповсюдження слабких збурень

$$a_{df} = v_{sm} \cdot \sqrt{\left(-\frac{\partial P}{\partial v} \right)_s}, \quad (4.61)$$

де $l_{Г,j}$, $l_{В,j}$ – довжини відповідно горизонтального і вертикального відрізків n -ї ділянки, м; $l_{M,i}$ – матриця, що характеризує розміщення (координату) відносно початку системи та величини місцевих опорів; $\zeta_{M,i}^P$ – величини умовних коефіцієнтів місцевих опорів приведені до швидкості на останній ділянці; G_0 , $G_{sm,i}$, G_i' , G_i'' – витрата води на початку системи та суміші, води і пари у i -му перерізі системи, кг/с; w' , w'' – усереднена по перерізу дійсна швидкість води і пари, м/с; φ_i , P_i – дійсний об'ємний паровміст та тиск у кінцевому перерізі i -ї ділянки системи, Па; F_i – площа поперечного перерізу i -ї ділянки системи, м²; ρ_H – гомогенна густина суміші, кг/м³; Re_{sm} – критерій Рейнольдса суміші; Δh_B – недогрів води на вході в систему, кДж/кг; K_i – коефіцієнт теплопередачі на i -й ділянці, Вт/(м²·К); Δt – різниця між температурами рідини та зовнішнім повітрям $t_{н.с.}$, °С; h' – ентальпія води відповідна стану насичення при певному тискові, кДж/кг; r – прихована теплота пароутворення, кДж/кг; δ_T , $\delta_{із}$ – товщина стінки труби та шару ізоляції, м; λ_T , $\lambda_{із}$ – коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки труби та ізоляції, Вт/(м·К); $\alpha_{1,i}$, $\alpha_{2,i}$ – коефіцієнти тепловіддачі від рідини до стінки труби та від стінки труби до навколишнього середовища, Вт/(м²·К), $\alpha_{1,i} \gg \alpha_{2,i}$; λ'' , λ' – коефіцієнт теплопровідності води та повітря Вт/(м·К); $Re_i = w_{0,i} \cdot d_i / v'$ – критерій Рейнольда, що відповідає швидкості води на i -й ділянці; v' , $v_{н.с.}$ – кінематична в'язкість води та повітря, м²/с; $Pr_{ж}$, $Pr_{ст}$ – число Прандтля рідини при температурі рідини (у формулі (4.58) – води, у формулах (4.59) та (4.60) – повітря) та при температурі стінки; β_t – коефіцієнт температурного розширення повітря, 1/К; Δt_2 – різниця між температурами зовнішньої поверхні стінки та зовнішнім повітрям $t_{н.с.}$, °С; δP – елементарний приріст тиску, Па; δv – приріст питомого об'єму, що відповідає приросту δP , м³/кг.

4.5.1. Ідентифікація гідродинамічних процесів у дренажному каналі. Блок розрахунку гідродинамічних процесів включає в себе рівняння збереження енергії для адіабатного потоку (4.36) та співвідношення, що його замикають. Останні являють собою, експериментально отримані у цій роботі, залежності для визначення коефіцієнта гідравлічного тертя і коефіцієнта місцевого опору (3.16) для двофазного потоку. У області високих витратних об'ємних газовмістів $\beta_{cp} = 0,7 \dots 1$ і високих швидкостей потоку $w_{sm} > 8$ м/с для оцінки коефіцієнтів опору тертя доцільніше користуватись залежністю (4.34) авторів [96] апроксимовану в рамках рівняння енергії (3.21).

Нівелірну складову втрат тиску, як і всі інші складові, визначаємо в рамках рівняння збереження енергії (третій доданок правої частини (4.22)).

Крім співвідношень, що визначають втрати тиску на тертя, у місцевих опорах та нівелірної складової, серед замикаючих співвідношень рівняння збереження енергії для адіабатного потоку є співвідношення для врахування ковзання фаз. У першому розділі наведені деякі методи визначення останніх.

Для вибору методу визначення ковзання фаз проведено чисельні дослідження із використанням результатів експериментальних досліджень авторів [91]. Ці дослідження проводились на довгих трубопроводах, тобто формувались потоки із суттєвим проявом ковзання фаз. Обробка результатів здійснювалась за допомогою рівняння збереження енергії, визначальною величиною приймаємо співвідношення коефіцієнтів гідравлічного опору під час руху одно- та двофазного потоку $\psi = \lambda_{df} / \lambda_{of}$. Результати розрахунку показані на рис. 4.5 і 4.6.

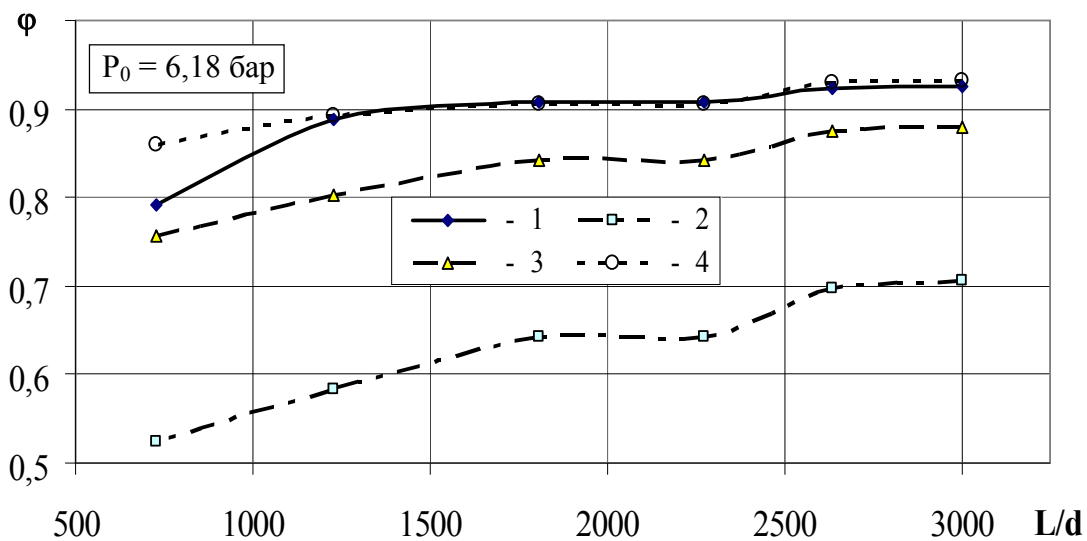


Рис. 4.5. Зіставлення дійсних об'ємних газовмістів, розрахованих за методиками наведеними у: 1 – [82, 128]; 2 – [124]; 3 – [14]; 4 – [76]

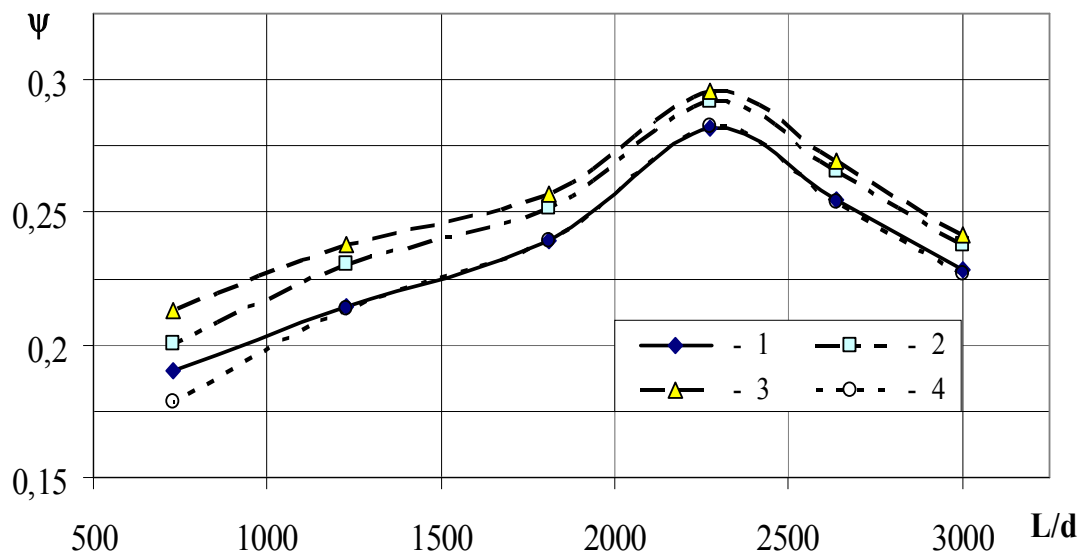


Рис. 4.6. Співвідношення коефіцієнтів гідравлічного опору для дво- та однофазного потоків: позначення на рис. 4.5

Як видно із рис. 4.5, спосіб визначення ковзання фаз досить суттєво впливає на величину дійсного об'ємного газовмісту і розбіжність між результатами сягає 39 % у порівнянні із найбільшим.

Якщо окремо порівняти результати розрахунку за методиками, наведеними у [82, 128] та [14], видно, що хоча і остання розроблена для критичних потоків, а перша для докритичних, їх результати відрізняються лише на 4...9 %.

Отже, величина дійсного об'ємного паровмісту практично не залежить від того, чи критичний потік чи докритичний.

В результаті проведеного числового дослідження встановлено, що частка втрат тиску на прискорення ΔP_{pr} у загальних втратах тиску ΔP склала у відповідності із визначеними величинами φ з залежностей авторів: [82, 128] – 11,7...21,2 %; [124] – 4...11,9 %; [14] – 2,7...7,2%; [76] – 11,5...27,4 %. За однакових ΔP розбіжність між визначеними величинами ΔP_{pr} склала у порівнянні з найбільшими (визначеними з [76]) 1,5...73,1 %.

Аналізуючи результати, наведені на рис. 4.6, видно, що в залежності від методу розрахунку ковзання фаз, кінцева величина змінюється лише на 0,4...19 %. Цей факт можна пояснити тим, що незалежно від методу визначення ковзання фаз, втрати тиску на прискорення складають не більше 28% від загальних втрат. Це може призвести до похибки визначення загальних втрат тиску 0,2...20 %, а, відповідно, і до похибки визначення пропускної спроможності 0,5...4,5 %. Тобто метод визначення ковзання фаз суттєво не впливає на величину загальних втрат тиску та на величину пропускної спроможності трубопроводу із самозакипаючою рідиною.

Оскільки залежність для визначення ковзання фаз, що наведена у [14], отримана в результаті усереднення питомого об'єму суміші за кінетичною енергією, а залежність у [124] – за кількістю руху, більшої уваги серед залежностей, запропонованих для критичних закипаючих потоків, слід приділити залежності авторів [14]. Для визначення ковзання фаз авторами [76] на основі дослідних даних розроблено номограми для пароводяних потоків із тиском більше 1 МПа. Як видно із рис. 4.5, дійсний об'ємний газоміст (ϕ), визначений з залежності авторів [82, 128], відповідає величині ϕ , визначеній з номограмами авторів [76], із похибкою 0,1...7 %.

Отже, для врахування ковзання фаз у математичній моделі дренажного каналу можна користуватись залежностями авторів [14, 128].

4.5.2. Ідентифікація параметрів критичної течії. Блок розрахунку параметрів критичної течії включає в себе залежності для визначення термодинамічно рівноважної (4.30) і (4.31) та термодинамічно нерівноважної (4.30) і (4.32) швидкості розповсюдження слабких збурень a_{df} . Умови застосування того чи іншого рівняння для визначення a_{df} із літературних джерел нам не відомі. Тому виникла потреба у проведенні чисельного дослідження [90]. Наведені вище співвідношення використовувались для обробки експериментальних даних авторів [91] (рис. 4.7) та [65] (рис. 4.8).

Як видно із рис. 4.7, під час руху самозакипаючої води вздовж відносно коротких трубопроводів $L/d = 700...1500$, експериментальні дані краще описуються моделлю побудованою на визначенні термодинамічно нерівноважної швидкості звуку. Теплообмін між фазами відчутний при відносній довжині трубопроводу 1500...3000.

Аналізуючи рис. 4.8, можемо спостерігати підтвердження наведених вище висновків, оскільки результати розрахунку за моделлю із використанням для визначення швидкості звуку співвідношень, що описують нерівноважний процес, відповідають експериментальним даним на відміну від результатів розрахунку за рівноважною моделлю, останні дають розбіжність з експериментальними даними у 26...50%.

Отже, теплообмін проявляється за умови тривалості процесу течії у системі, коли вже сформовано стабілізований режим течії. При цьому, за постійних початкових параметрів, із збільшенням відносної довжини трубопроводу збільшується час перебування рідини у системі і зменшується пропускну спроможність системи.

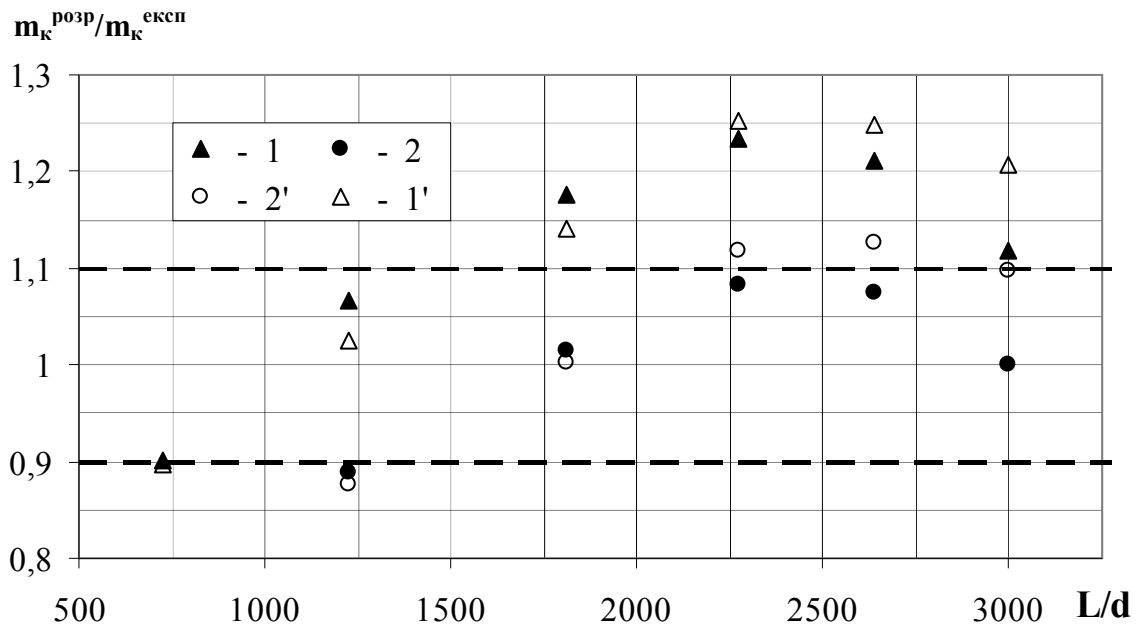


Рис. 4.7. Співвідношення експериментальної $m_k^{\text{експ}}$ і розрахованої $m_k^{\text{розр}}$ пропускної спроможності системи за: 1, 1' – відсутності теплообміну; 2, 2' – наявності теплообміну між фазами; 1, 2 – $P_0 = 3,614$ бар; 1', 2' – $P_0 = 6,18$ бар

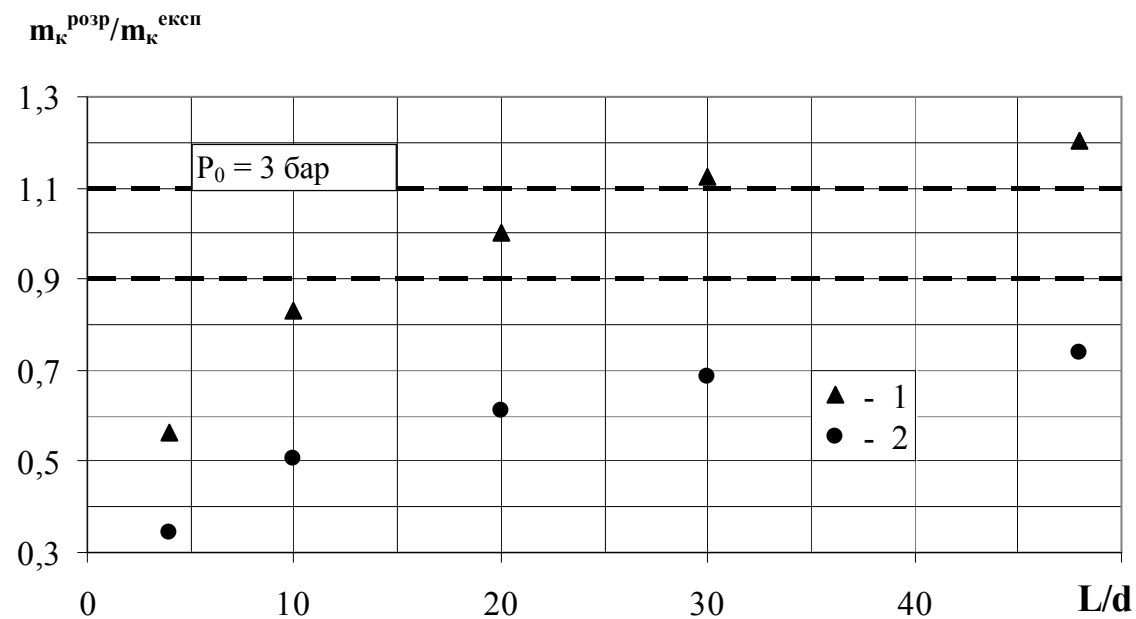


Рис. 4.8. Співвідношення експериментальної $m_k^{\text{експ}}$ і розрахованої $m_k^{\text{розр}}$ пропускної спроможності системи за: 1 – відсутності теплообміну; 2 – наявності теплообміну між фазами

Межею застосування моделі із проявом теплообміну під час проходження звукової хвилі, на підставі проведених досліджень, приймаємо умову, коли $L/d \geq 1500$.

Оскільки автори [142] пов'язують виникнення запирання потоку в умовах, коли його тиск зазнає стрибок, то крива залежності критичної

витрати від протитиску стає горизонтальною, тобто витрата стає незалежною від зменшення протитиску. Тому проведено моделювання системи за початкових умов авторів [65] з використанням запропонованої у роботі математичної моделі без врахування поняття про швидкість розповсюдження слабких пружних збурень (рис. 4.9).

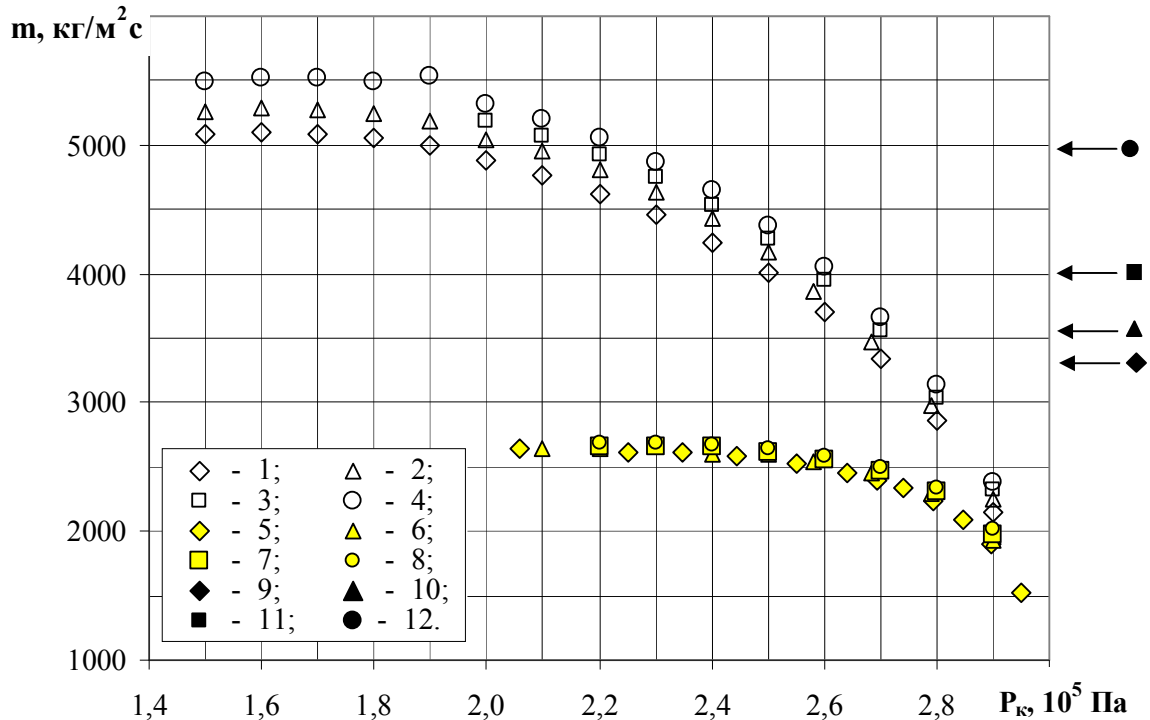


Рис. 4.9. Масова швидкість самозакипаючого потоку у коротких трубах та зіставлення з експериментальними результатами авторів [65]: 1, 5, 9 – відносна довжина $L/d = 48$; 2, 6, 10 – $L/d = 30$; 3, 7, 11 – $L/d = 20$; 4, 8, 12 – $L/d = 10$; 1, 2, 3, 4 – результати розрахунку за 1 ділянкою; 5, 6, 7, 8 – за 12 ділянками; 9, 10, 11, 12 – експериментальні результати авторів [65]

Як видно з рис. 4.9, експериментальні результати авторів [65] знаходяться між кривими, одна з яких визначена шляхом розбиття труби на 12 ділянок за умови гомогенізації потоку на вході і виході із труби, а інша розрахована в межах однієї ділянки з врахуванням впливу прояву ковзання фаз. Коефіцієнти гідравлічного тертя при цьому визначались з залежності (3.16). Оскільки наведені експериментальні результати не підпорядковуються жодній із розрахункових кривих, то можна стверджувати, що на таких коротких трубопроводах двофазний потік вже не гомогенний, але ще не встигають повністю сформуватись структури, в яких виражається прояв ковзання фаз.

Більшої уваги потребують дослідження руху самозакипаючої рідини у довгих трубопроводах авторів [91], оскільки такі трубопроводи найбільш близькі до трубопроводів дренажних систем. Моделювання руху критичної течії у цих трубопроводах проводилось за допомогою методів наведених в табл. 4.5, основаних на рівнянні збере-

ження енергії для двофазного потоку.

Таблиця 4.5

Способи організації розрахунків за початковими даними авторів [91]

Номер кривої на рис 4.10 та рис. 4.11	Крива 1	Крива 3	Крива 4	Крива 5	Крива 6
Метод організації розрахунків (кількість ділянок n)	12	1	1	1	1
Модель потоку (гомогенна Г, ковзання фаз – КФ)	КФ, Г	Г	Г	КФ	КФ
Ступінь зниження умовного приведенного коефіцієнта опору та коефіцієнта гідравлічного опору тертю (метод визначення)	(3.16)	1	(3.16)	(3.21)	(3.16)

Результати моделювання за початковими даними авторів [91] показані на рис. 4.10 та рис. 4.11. Проведено зіставлення отриманих результатів моделювання із експериментальними даними (табл. 4.6).

Таблиця 4.6

Порівняння розрахункових результатів із експериментальними даними авторів [91]

Відносна довжина трубопроводу, L/d	Розбіжність розрахункових значень критичної масової швидкості із експериментальними, Δ, %				
	Крива 1	Крива 3	Крива 4	Крива 5	Крива 6
727	32,3	58,6	38,1	37,9	8,7
1227	20,7	55,3	19,7	34	1
1809	13,5	54,1	13,2	32,7	2,3
3000	17,7	60	20,6	41,9	10,7
Σ Δ/n	21,05	57	22,9	36,6	5,7

Для випадку найкоротших труб ($L/d = 727$) три кривих 1, 5 і 6 в результаті дають практично однакові величини критичної масової швидкості потоку із похибкою до 9 % (рис. 4.10). Із збільшенням довжини труби картина дещо змінюється і найближчі результати із похибкою до 11% при $L/d = 3000$ дають методи 1, 4 і 6.

Проаналізуємо криві 1 та 5 на рис 4.10 та рис. 4.11. Як відомо, втрати на прискорення в системі визначаються за величинами дійсного об'ємного паровмісту на початку та в кінці системи. Тому, за умови прийняття на виході із системи гомогенної структури потоку, втрати тиску на прискорення в цьому випадку (крива 1) і у випадку, який описується кривою 5, будуть рівними.

Тобто криві, побудовані за методами розрахунку 1 і 4, практично на всьому діапазоні протитисків (P_2) збігаються між собою із похибкою до 5 %.

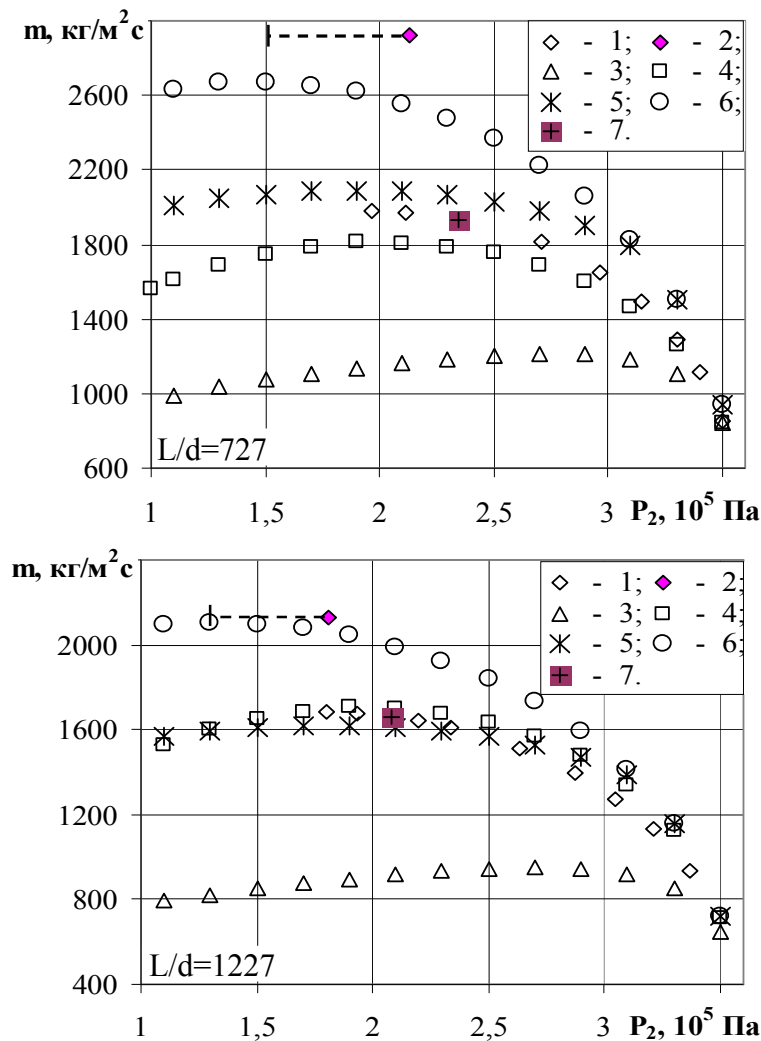


Рис. 4.10. Масова швидкість самозакипаючого потоку у довгих трубах: позначення 1, 3–6 наведені в табл. 4.5; 2 – експериментальні дані авторів [91]; 7 – розрахунок за умови рівності у критичному перерізі $w_{sm} = a_{df}$, кількість розрахункових ділянок – 12

ребує розбиття на ділянки.

Якщо порівняти результати розрахунку, в основу яких покладена гомогенна модель потоку вздовж всього трубопроводу, можна побачити, що в залежності від обраного методу визначення коефіцієнта гідравлічного тертя, величина критичної масової швидкості розширюється у межах 33...49 % у порівнянні із найбільшим її значенням, причому найменша розбіжність відповідає найкоротшим трубопроводам ($L/d = 727$), найбільша – найдовшим трубопроводам ($L/d = 3000$).

В результаті розрахунку трубопроводів із відносною довжиною $L/d = 727...3000$ виявлено, що незалежно від довжини, усі експериментальні результати авторів [91] описуються за допомогою кривої 7 із точністю до 1,2...10,7 % (рис. 4.10 та рис. 4.11). Тобто вплив ковзання фаз у

Оскільки лідження авторів [91] проводились на довгих трубопроводах, в яких, окрім опору входу і виходу із трубопроводу, відсутні місцеві опори, тоді можна стверджувати, що для розрахунку цих систем можна застосовувати спрощену методику розрахунку, яка враховуватиме вплив ковзання фаз під час розрахунку втрат тиску на прискорення потоку, а коефіцієнт гідравлічного тертя визначатиметься з залежності (3.16). Спрощеність цієї методики полягає у тому, що така геометрично досить проста система для розрахунків не пот-

відносно довгих трубопроводах позначається на величині їх пропускної спроможності.

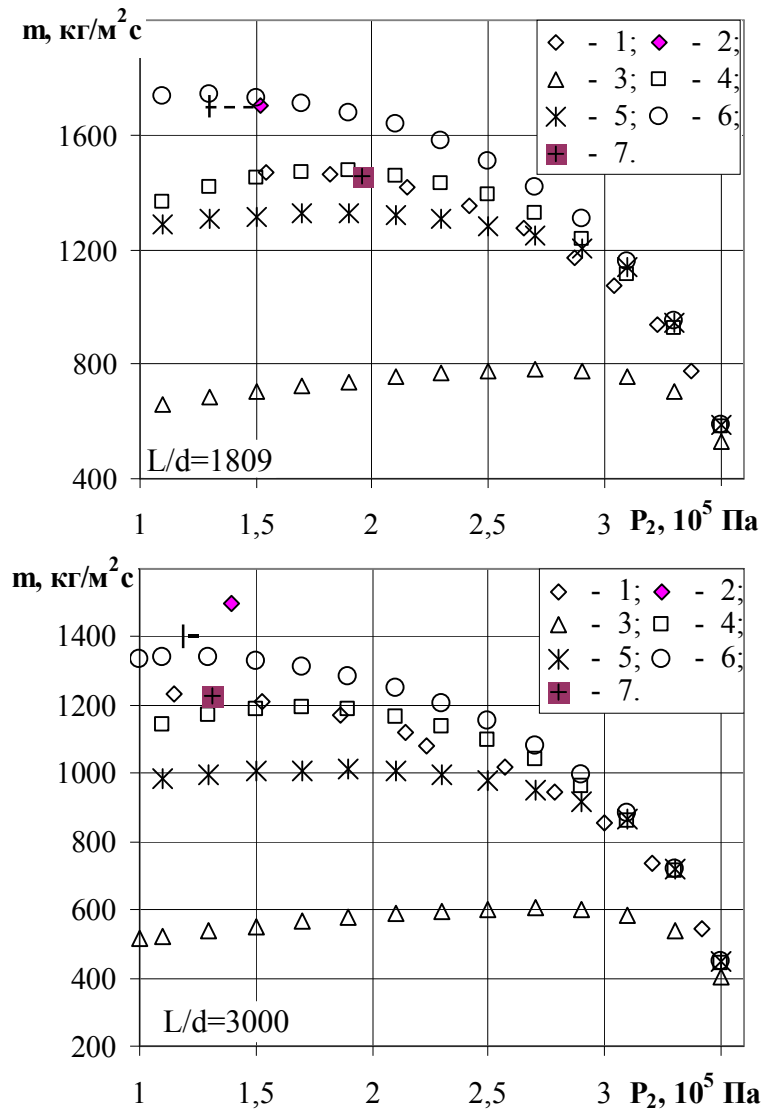


Рис. 4.11. Масова швидкість самозакипаючого потоку у довгих трубах (позначення на рис. 4.10)

4.5.3. Аналіз результатів експериментальних досліджень дренажного каналу складної конфігурації. Пропускна спроможність дренажного каналу досліджувалась на експериментальній установці, описаній у розділі 2 [170]. Основні характеристики досліджуваного каналу: опір, приведений до швидкості в перерізі кінцевої ділянки, $\zeta_{\Sigma} = 78,67 \dots 329,86$; витрата потоку $G_0 = 0,507 \dots 1,384$ кг/с. Параметри води на вході у систему відповідають недогріву до температури насичення (рис. 4.12) при $\zeta_{\Sigma} > 78,9$ недогрів $\Delta t_0 = 2,4 \dots 4,8$ °C, а при $\zeta_{\Sigma} < 78,9$ – $\Delta t_0 = 3,8 \dots 10,5$ °C. За сумарний опір приймаємо опір систе-

ми до перерізу, в якому встановлено манометр (за 20 см до виходу із системи), вважаємо, що цим перерізом система завершується.

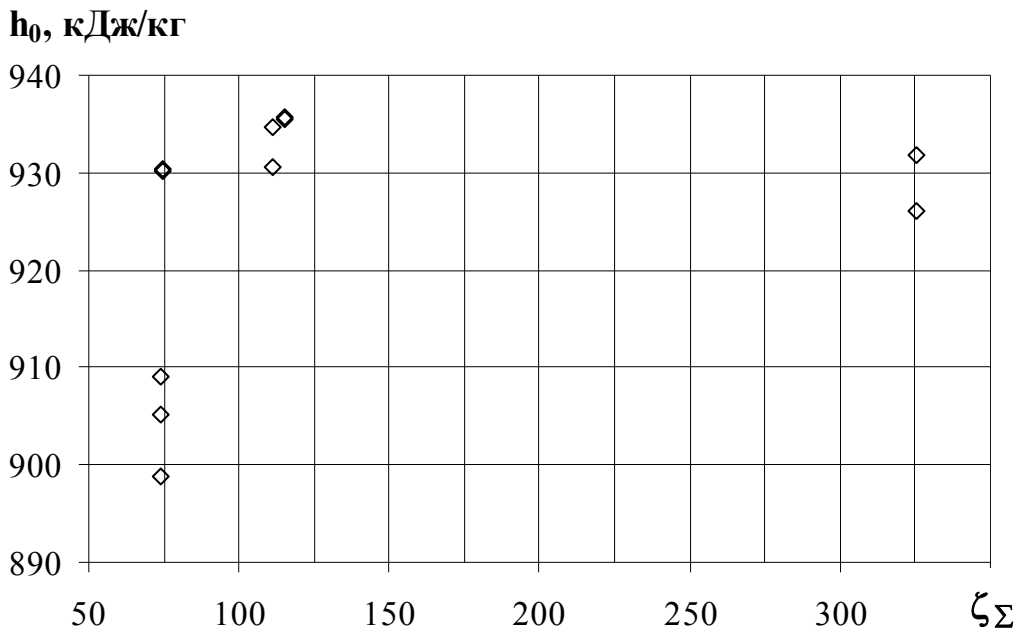


Рис. 4.12. Ентальпія потоку на вході у систему

Згідно з експериментальними даними, розрахункові втрати теплоти у відсотках від ентальпії суміші складають $\Delta Q_1 = 0,268...0,712 \%$; $\Delta Q_2 = 0,007...0,057 \%$; $\Delta Q_3 = 0,033...0,247 \%$; $\Delta Q_4 = 2,971...3,71 \%$, що в сумі складає $3,754...4,41 \%$. Тобто неточність визначення втрат теплоти розрахунковим методом при 3...5 експериментах (похибка для 1 експерименту приймається 15 %) може спричинити похибку в розрахунковій температурі води на початку системи у $0,541...0,845 \text{ }^\circ\text{C}$.

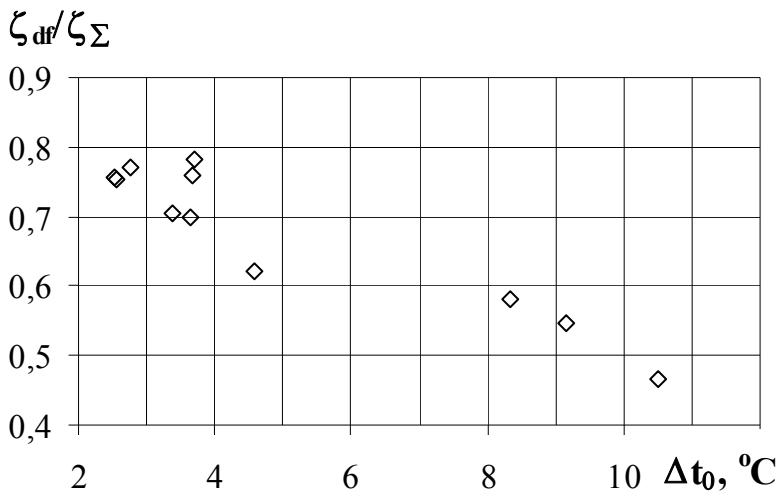


Рис. 4.13. Частка опору ділянки із двофазним потоком у загальному опорі системи

Величина недогріву рідини до температури насичення (Δt_0) на вході у канал визначалась з врахуванням втрат теплоти у навколишнє середовище. Відповідно до недогріву, у каналі формуються дві ділянки: ділянка із одно- та двофазним потоками (рис. 4.13).

Визначались величини ζ_{of} , ζ_{df} та місце закипання води у системі. Згідно з експериментальними даними найближче місце закипання – на опорі 3 ($n = 0,5$), найвіддаленіше – на опорі 11 ($n = 0,125$).

Досліджуваний дренажний канал приєднаний до лінії періодичної продувки парового котла. Оскільки у процесі продувки рівень води у барабані може різко падати, системою автоматичного регулювання передбачено одночасне його підживлення. Отже сам процес продувки може призводити до порушення макротеплогідродинамічної обстановки в парогенераторі і робити неоднозначними початкові параметри, тобто температуру води на вході у колектор.

4.5.4. Застосування математичної моделі для дренажного каналу складної конфігурації. Ідентифікація системи періодичної продувки парогенератора зводиться до визначення її пропускної спроможності [90]. Дослідження з визначення критичної витрати (пропускної спроможності) самозакипаючої рідини передбачають окрім відомих геометричних характеристик системи знати ще й вхідні параметри потоку, тобто температуру та тиск води на вході у систему.

В процесі ідентифікації досліджуваної системи невизначеність процесу течії самозакипаючої рідини проявляється в наступному:

- 1) під час продувки котлоагрегату температура води у колекторі, із якого здійснюється продувка, може змінюватись;
- 2) не існує чіткої методики визначення перерізу з критичними параметрами потоку;
- 3) у системі складної конфігурації рух двофазного потоку на окремих ділянках може супроводжуватись як гомогенізацією, так і утворенням структур з ковзанням фаз.

Процес періодичної продувки, як і будь-який процес течії самозакипаючої рідини, нестационарний із значною кінематичною і температурною нерівноважністю [45].

Відповідно до наведеного вище, постає необхідність, на основі результатів експериментальних досліджень і чисельного експерименту, встановити ступінь впливу невизначеностей та нерівноважності процесу течії самозакипаючої рідини на розбіжність між експериментальними і розрахунковими результатами.

Математичну модель системи із критичним двофазним потоком необхідно побудувати на основі рівнянь збереження [90, 170, 171], закономірностей для визначення критичних параметрів потоку, фізичних моделей руху двофазного потоку і залежностей, які враховують несталість макротеплогідродинамічної ситуації в котлі.

Основна задача ідентифікації системи періодичної продувки: для умов роботи системи обґрунтовано прийняти форму представлення для

рівнянь збереження, правильно визначити замикаючі співвідношення і, таким чином, отримати математичну модель системи, яка б адекватно описувала процеси течії самозакипаючої рідини.

Ця модель має враховувати геометричні особливості системи, початкові параметри потоку, нерівноважність процесу течії, наявність теплообміну із навколишнім середовищем та особливості розрахунку втрат тиску у системах.

В [94] наведені залежності для визначення недогріву води у опускних трубах в котлах з барабанами різного конструктивного оформлення.

Пристосовуючи для ідентифікації цієї системи наведену вище математичну модель ДКСК, отримуємо такі вихідні дані.

Кількість ділянок із сталим діаметром $b = 3$; кількість вертикальних ділянок $k_i = 4$, із них з підйомним рухом середовища $k_i' = 1$, з опускним рухом середовища $k_i'' = 3$.

Оскільки для кожного окремого дослідження місце закипання рідини у системі різне, то інші позначення у математичному описі відповідають загальним.

Математичний опис теплогідродинамічних процесів у дренажній системі складається із таких основних рівнянь:

- конфігурація і опір ДКСК

$$\begin{cases} d = f_1(l); \\ Z = f_2(l); \\ \Sigma \zeta_M = f_3(l); \\ L = \sum_{i=1}^3 l_i, \end{cases} \quad (4.62)$$

$$d = f_1(l) \begin{cases} l = 0 \dots 2 & d_1 = 0,032 ; \\ l = 2 \dots 14,8 & d_2 = 0,015 ; \\ l = 14,8 \dots 16,3 & d_3 = 0,020 ; \end{cases} \quad (4.63)$$

$$Z = f_2(l) \begin{cases} l = 0 \dots 1,1 & Z = 1 ; \\ l = 1,1 \dots 4,3 & Z = 2,2 ; \\ l = 4,3 \dots 14,7 & Z = 0,8 ; \\ l = 14,7 \dots 15,5 & Z = 0,2 , \end{cases} \quad (4.64)$$

$$\Sigma \zeta_M = f_3(l) \begin{cases} l_{M1}^P = |0(0,076); 0,9(0,064); 1,71(0,687); 1,83(16,44)|; \\ l_{M2}^P = |2(1,738); 4,1(1,327); 7,4(1,327); 13,7(2,655); 14,5(1,327)|; \\ l_{M3}^P = |14,8(0,21); 14,9(\zeta_1(n)); 15,1(0,84); 15,3(0,42); 16,3(1,2)|, \end{cases} \quad (4.65)$$

$$\sum \zeta_{M,of}^p = \sum_0^{L_{of}} \zeta_{M,i}^p(l_{M,i}); \quad \sum \zeta_{M,df}^p = \sum_0^L \zeta_{M,i}^p(l_{M,i}) - \sum_0^{L_{of}} \zeta_{M,i}^p(l_{M,i}); \quad (4.66)$$

- рівняння суцільності

$$G_0 = G_{\text{сум},i}; \quad G_{\text{сум},i} = [\rho'' \cdot w'' \cdot \varphi + \rho' \cdot w' \cdot (1 - \varphi)] \cdot F_i = G'_i + G''(P_0, h_0, P_i, G_0); \quad (4.67)$$

- перепад тиску між початковим перерізом і перерізом закипання

$$\Delta P_{of} = P_0 - P_1(h_{00}) = \left\{ \left[\sum_{i=1}^m \frac{\lambda_{of,i} \cdot L_i}{d_i} + \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^{t_i} \zeta_{of,i,j} \right] \cdot \left(\frac{d_{m+1}}{d_i} \right) + \frac{\lambda_{of,m+1} \cdot l'_{m+1}}{d_{m+1}} + \sum_{j=1}^{t_{m+1,of}} \zeta_{of,m+1,j} \right\} \times \frac{\bar{\rho}'_{of} \cdot w_{0,(m+1)}^2}{2} \pm \rho' \cdot g \cdot \Delta Z_{of}; \quad (4.68)$$

- перепад тиску в ДКСК

$$\Delta P_{\text{ДКСК}} = \Delta P_{of} + \Delta P_{df,(m+1)} + \sum_{i=m+2}^3 \Delta P_{df,i}; \quad (4.69)$$

- рівняння збереження енергії для двофазного потоку

$$\Delta P_{df,m+1} = \int_{Z_{of}}^{Z_{m+1}} \rho_H \cdot g \cdot dZ + \bar{\psi}_{m+1} \cdot \lambda_{of,m+1} \cdot \frac{l'_{m+1}}{d_{m+1}} \cdot \frac{\bar{\rho}'_{m+1} \cdot \bar{w}_{0,m+1}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_{m+1} \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_{m+1}}{\bar{\rho}''_{m+1}} - 1 \right) \right] + \zeta_{M,m+1} \frac{\bar{\rho}'_{m+1} \cdot \bar{w}_{0,m+1}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_{m+1} \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_{m+1}}{\bar{\rho}''_{m+1}} - 1 \right) \right] + \left\{ \left(\frac{x_{m+1}^3}{\varphi_{m+1}^2 \cdot (\rho''_{m+1})^2} + \frac{(1-x_{m+1})^3}{(1-\varphi_{m+1})^2 \cdot (\rho'_{m+1})^2} \right) - \left(\frac{x_m^3}{\varphi_m^2 \cdot (\rho''_m)^2} + \frac{(1-x_m)^3}{(1-\varphi_m)^2 \cdot (\rho'_m)^2} \right) \right\} \quad (4.70)$$

$$\sum_{i=m+2}^3 \Delta P_{df,i} = \int_{Z_{m+2}}^{Z_{df}} \rho_H \cdot g \cdot dZ + \sum_{i=m+2}^3 \psi_i \cdot \lambda_{of,i} \cdot \frac{L_i}{d_i} \cdot \frac{\bar{\rho}'_i \cdot \bar{w}_{0,i}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_i \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_i}{\bar{\rho}''_i} - 1 \right) \right] + \zeta_{M,i} \frac{\bar{\rho}'_i \cdot \bar{w}_{0,i}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_i \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_i}{\bar{\rho}''_i} - 1 \right) \right] + \left\{ \left(\frac{x_2^3}{\varphi_2^2 \cdot (\rho''_2)^2} + \frac{(1-x_2)^3}{(1-\varphi_2)^2 \cdot (\rho'_2)^2} \right) - \left(\frac{x_{m+1}^3}{\varphi_{m+1}^2 \cdot (\rho''_{m+1})^2} + \frac{(1-x_{m+1})^3}{(1-\varphi_{m+1})^2 \cdot (\rho'_{m+1})^2} \right) \right\} \cdot \frac{(\bar{\rho}'_i \cdot \bar{w}_{0,i})^2}{2} \cdot \rho_H; \quad (4.71)$$

- витратний масовий x_i , об'ємний β_{cp} , дійсний об'ємний φ паровміст, співвідношення $\psi = \lambda_{df} / \lambda_{of}$, $\psi' = \zeta_{df} / \zeta_{of}$

$$x_i = \frac{h_{00} - h'(P_i)}{r(P_i)}; \quad (4.72)$$

$$\beta_{cp} = f(x_i, P_i, w_{0,i}); \quad (4.73)$$

$$\varphi = f\left(\beta, Fr_{sm}, Re_{sm}, We, \frac{\rho'}{\rho''}, \frac{\mu'}{\mu''}, \alpha\right); \quad (4.74)$$

$$\psi = f(\beta_{cp}, Fr, Re_0, We), \quad \psi \approx f(\beta_{cp}); \quad \psi' \approx \psi; \quad (4.75)$$

- ентальпія води на початку системи з врахуванням подальшого охолодження

$$h_{00} = h'(P_0) - \Delta h_B - \frac{\sum_{i=1}^b K_i \cdot L_i \cdot \Delta t}{G_0}; \quad (4.76)$$

$$\Delta h_B = \frac{h' - h_{ek}}{k} \cdot \frac{G_{pr} - G_{prom}}{G_{pr}}; \quad (4.77)$$

$$K_i = \pi \left/ \left[\frac{1}{\alpha_{1,i} \cdot d_i} + \frac{1}{2 \cdot \lambda_T} \cdot \ln\left(\frac{d_i + 2 \cdot \delta_T}{d_i}\right) + \frac{1}{2 \cdot \lambda_{i3}} \ln\left(\frac{d_i + 2 \cdot \delta_T + 2 \cdot \delta_{i3}}{d_i + 2 \cdot \delta_T}\right) + \frac{1}{\alpha_{2,i}} \right]; \quad (4.78)$$

$$\alpha_{1,i} = \frac{\lambda'}{d_i} \cdot 0,021 \cdot Re_i^{0,8} \cdot Pr_{ж}^{0,43} \cdot (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}; \quad (4.79)$$

для умов вільної конвекції біля труби

$$\alpha_{2,i} = \frac{\lambda''}{d_i} \cdot 0,5 \cdot \left(\frac{g \cdot \beta_t \cdot \Delta t_2 \cdot (d_i + 2 \cdot \delta_T)^3}{(v'')^2} \cdot Pr_{ж} \right)^{0,25} \cdot (Pr_{ж}/Pr_{ст})^{0,25}; \quad (4.80)$$

- швидкість розповсюдження слабких збурень

$$a_{df} = v_{sm} \cdot \sqrt{\left(-\frac{\partial P}{\partial v} \right)_s}, \quad (4.81)$$

де h_{ek} , h' – ентальпія води на виході із економайзера та відповідна стану насичення при тискові у барабані, кДж/кг; k' – кратність циркуляції; G_{pr} – паровидатність котла, кг/с; G_{prom} – кількість води, що йде на промивку сепаратора, кг/с.

Величини l_{M1}^p , l_{M2}^p , l_{M3}^p і відповідні їм величини $\zeta_{Mi,n}^p$ характеризують величини місцевих опорів приведених до швидкості на останній ділянці, діаметр якої $d_3 = 0,02$ м.

4.5.5. Ідентифікація ДКСК за умови рівності швидкостей суміші і розповсюдження слабких збурень у критичному перерізі. Для проведення розрахунку цей канал був розділений на ділянки, що

включали у себе або один місцевий опір, або прямолінійну ділянку (загалом 17 ділянок). Відповідно до виду ділянки, для її розв'язання до уваги приймалась відповідна модель потоку: на ділянках із місцевими опорами – гомогенна, а на прямолінійних ділянках – із проявом ковзання фаз.

Під час дослідження виявлено, що завдяки складності конфігурації каналу, його модель виявилась досить чутливою до зміни витрати потоку. Як приклад розглянемо випадок під час розрахунку системи при повному відкритті вентиля: розрахункова критична витрата склала $G_k = 1,2121$ кг/с, а критичний тиск – $P_k = 7,112 \cdot 10^5$ Па. Для цього випадку відповідні експериментальні величини склали 1,3619 кг/с та $12,2 \cdot 10^5$ Па. Як видно, розрахункова витрата менша за експериментальну на 11 %, а критичний тиск – на 41,7 %. Під час визначення пропускної спроможності за наявного перепаду тиску ($\Delta P_{\text{наяв}} = P_0 - P_2$) отримано, що розрахункова витрата склала 1,1641 кг/с, яка на 14,5 % менша за експериментальну та на 4 % менша за розрахункову критичну. За цих умов розрахункове розподілення тиску по двофазній ділянці системи представлено на рис. 4.14, а співвідношення швидкостей суміші та розповсюдження слабких збурень – на рис. 4.15.

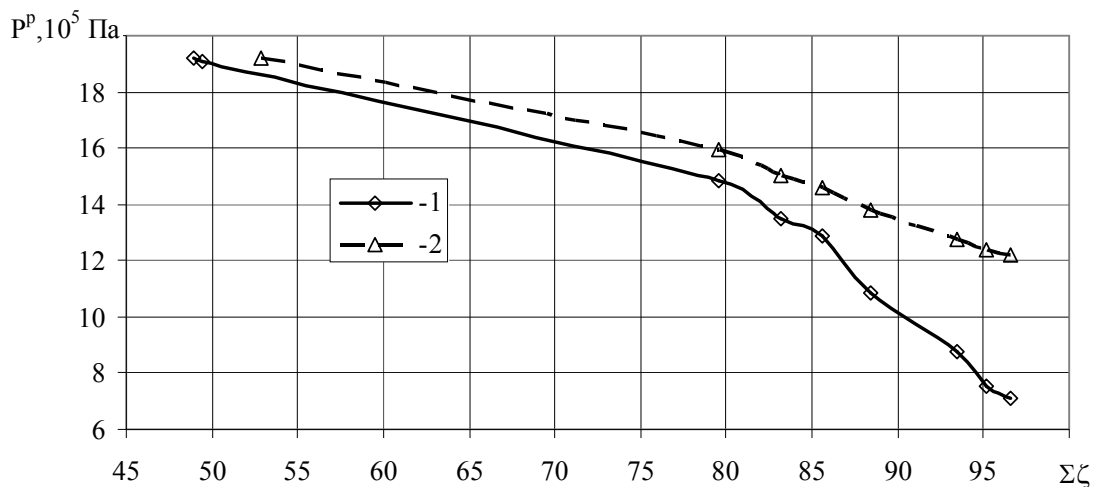


Рис. 4.14. Зіставлення розрахункового розподілу тисків по двофазній ділянці системи за критичних умов (1) та за умови наявного перепаду тиску (2)

Як видно із рис. 4.14, різниця між величинами абсолютного тиску на ділянках між розрахунковими значенням для умов критичного руху і наявного перепаду тиску збільшується від 7,3 % перед опором 8 (див. рис. 2.8); до 71,5 % – перед опором 14 по відношенню до відповідних величин для критичних умов. Таку різницю можна пояснити тим, що за наявності такого недогріву ($\Delta t_s = 10,52$ °C) із збільшенням величини витрати місце закипання потоку переміщується із довгої ділянки між опорами 7 і 8 (за наявним перепадом тиску) на опір 7 (за критичних

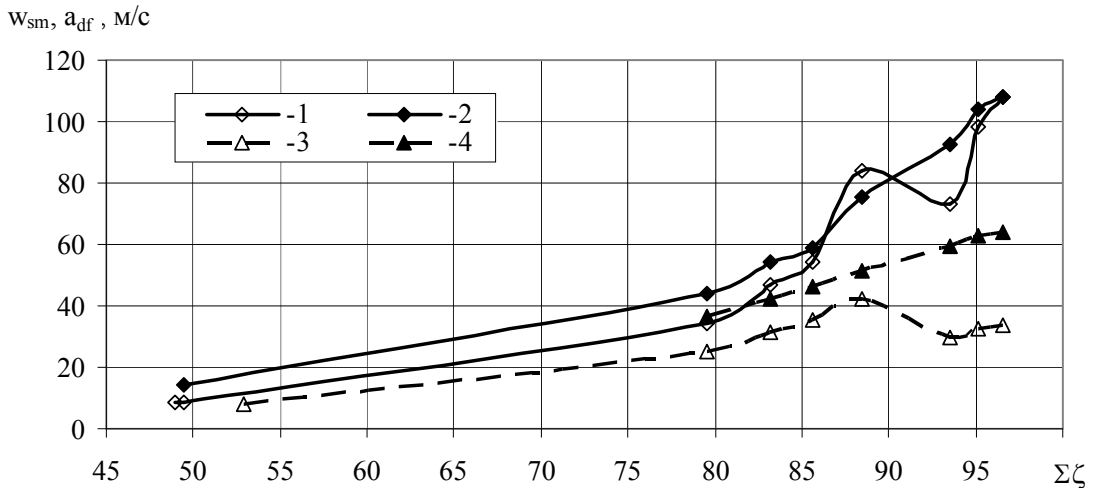


Рис. 4.15. Зіставлення розрахункових швидкостей суміші і швидкостей звуку на двофазних ділянках системи за критичних умов (1, 2) та за умови наявного перепаду тиску(3, 4): 1, 3 – швидкість суміші; 2, 4 – швидкість розповсюдження слабких збурень

умов), тобто у зону гомогенізації потоку. У гомогенному потоці втрати тиску на прискорення збільшуються із збільшенням витратного масового газовмісту, а, отже, і зменшується величина абсолютного тиску на кінці ділянки.

Порівняння швидкостей w_{sm} та a_{df} виявило, що швидкість суміші досягає швидкості розповсюдження слабких збурень не лише в кінці системи, як передбачалось, але й перед розширенням перерізу труби в районі опорів 9 та 10 (див. рис. 4.15), де встановлюється тиск (за критичних умов) $(10,83 \dots 12,87) \cdot 10^5$ Па (див. рис. 4.14), тобто близький до експериментально визначеного тиску в кінці системи.

Аналогічне порівняння було проведено і для умов наявного перепаду тиску (див. рис. 4.15), в ході якого виявлено, що w_{sm} на ділянках із двофазним потоком складає лише 52...81 % від a_{df} , тобто критичного режиму потік не досягає.

Виходячи із вищенаведеного, можна передбачати, що двофазний потік може досягти критичних умов у будь-якій точці двофазної ділянки системи, а, особливо, у зоні великого скупчення місцевих опорів (опори 8–14). Оскільки швидкість суміші вздовж руху потоку в цій системі змінюється, але за експериментальної витрати потоку w_{sm} нижче швидкості розповсюдження слабких збурень, для розрахунків за критичний переріз визначаємо переріз, в якому встановлено манометр і приймаємо, що лише ділянка системи, яка розташована до цього перерізу обмежує пропускну спроможність системи (рис. 4.16).

Ідентифікація цього каналу за допомогою запропонованої математичної моделі (див. рис. 4.16) виявила розбіжність між розрахунко-

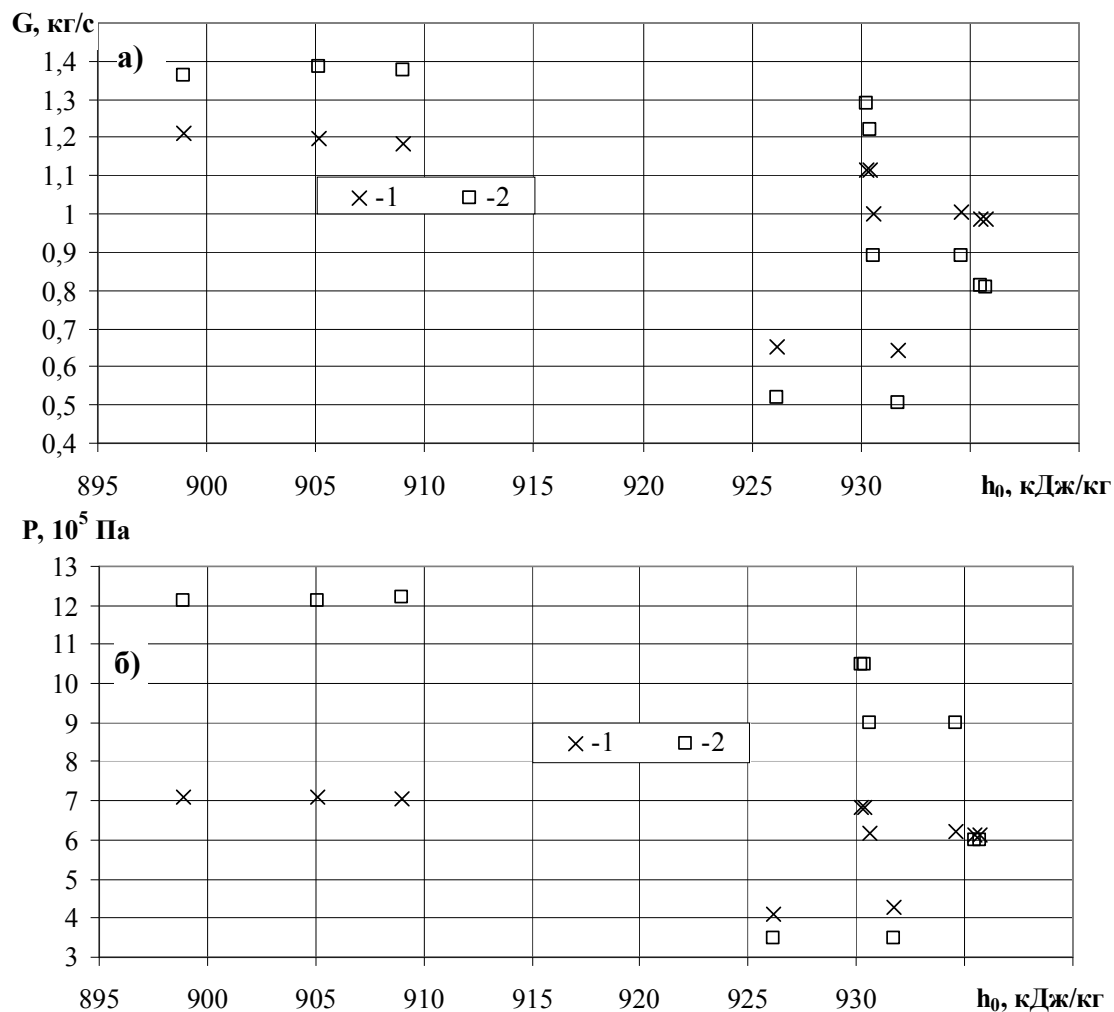


Рис. 4.16. Порівняння розрахункових (1) та експериментальних (2) значень витрати потоку (а) і тиску в кінці системи (б).

вими і експериментальними значеннями пропускної спроможності системи в межах 9,5...21,44 %, по тиску – 2,12...73,5 %.

Під час розрахунку дренажних систем по ділянках (всього 17 ділянок) оцінено частку складових втрат тиску у загальних втратах (рис. 4.17).

Як видно із рис. 4.17, із збільшенням опору системи від $\zeta_{\Sigma} = 78,67$ до $\zeta_{\Sigma} = 329,86$ у загальних втратах тиску починають переважати втрати тиску у місцевих опорах, які складають 19 % і 86 % відповідно. В той час, як нівелірна складова втрат тиску складає лише 0,1...1,1 %.

4.5.6. Ідентифікація дренажного каналу в умовах незмінності масової витрати самозакипаючого потоку із зменшенням протитиску. Величини критичного тиску і швидкості розповсюдження слабких збурень у двофазному потоці суттєво залежать від структури потоку, наявності теплообміну з навколишнім середовищем. Оскільки канал насичений місцевими опорами, можлива стрибкоподібна зміна

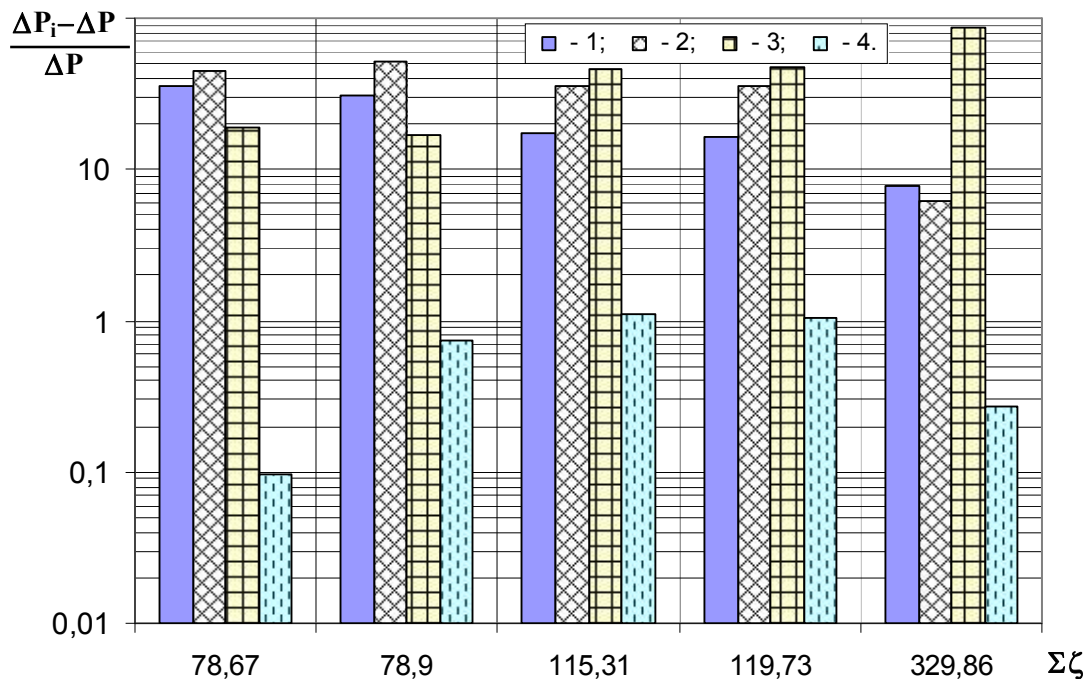


Рис. 4.17. Частка складових втрат тиску у загальних втратах (у відсотках): 1 – втрати тиску на прискорення; 2 – втрати тиску на тертя; 3 – втрати тиску у місцевих опорах; 4 – нівелірна складова втрат тиску

структури потоку одразу за місцевим опором, а потім відновлення попередньої структури. Такі процеси відбуваються досить часто, тому критичний переріз може переміщуватись з одного місця на інше і, тим самим, змінюватиметься величина a_{df} у критичному перерізі. Тобто однозначне визначення такого каналу практично неможливе. Тому проведено дослідження пропускної спроможності цієї системи в залежності від зміни тиску на виході із системи P_2 з метою визначення умов, коли із зменшенням P_2 вже майже не відбувається збільшення пропускної спроможності системи.

Для оцінки впливу вибору залежностей для визначення коефіцієнту гідравлічного тертя та способу організації розрахунку на величину пропускної спроможності системи складної конфігурації проведено моделювання дренажної системи складної конфігурації за шістьма методами (табл. 4.7), а результати показані на рис. 4.18 і рис 4.19.

Розділення каналу для розрахунку на дві ділянки означає, що одна ділянка із однофазним потоком, друга – двофазним, а розділяє їх переріз, в якому відбувається закипання води.

Для аналізу використані експериментальні дані із різними характеристичними умовними сумарними опорами та з певними величинами вхідного недогріву потоку до стану насичення. Так, величина сумарного опору $\zeta_{\Sigma}=78,67$ відповідає вхідному недогріву $\Delta t_s = 10,5 \text{ } ^\circ\text{C}$; $\zeta_{\Sigma} =$

$= 78,9 - \Delta t_s = 3,7 \text{ }^\circ\text{C}$; $\zeta_\Sigma = 115,31 - \Delta t_s = 3,6 \text{ }^\circ\text{C}$; $\zeta_\Sigma = 119,73 - \Delta t_s = 2,5 \text{ }^\circ\text{C}$,
 $\zeta_\Sigma = 329,86 - \Delta t_s = 3,4 \text{ }^\circ\text{C}$.

Таблиця 4.7

Способи організації розрахунків дренажного каналу складної конфігурації

Номер кривої на рис 4.17 та рис. 4.18	Крива 2	Крива 3	Крива 4	Крива 5	Крива 6
Метод організації розрахунків (кількість ділянок n)	17	2	2	2	2
Модель потоку (гомогенна Г, ковзання фаз – КФ)	КФ, Г	Г	Г	КФ	Г
Ступінь зниження умовного приведенного коефіцієнта опору та коефіцієнта гідравлічного опору тертю (метод визначення)	(3.16)	(3.21)	(3.16)	(3.16)	1

Аналізуючи результати моделювання на рис. 4.18 та рис. 4.19, визначено очікувані величини розбіжностей розрахункової пропускної спроможності системи із експериментально отриманою величиною (табл. 4.8).

Таблиця 4.8

Зіставлення розрахункових результатів із експериментальними даними за дослідженнями пропускної спроможності ДКСК

Сумарний умовний коефіцієнт опору системи, ζ_Σ	Розбіжність розрахункових значень критичної масової швидкості із експериментальними, Δ , %				
	Крива 2	Крива 3	Крива 4	Крива 5	Крива 6
78,67	11	2,26	2,5	8,6	14
78,9	8,7	4,27	3,7	10,5	24,3
115,31	12,6	9,47	19,8	26,2	14,2
119,73	20,4	15,37	27,4	34,1	12,2
329,86	27,5	14,94	29	32,6	17,7
$\frac{\sum \Delta}{n}$	16,04	9,26	16,48	22,4	16,48

Як видно із рис. 4.18 та рис. 4.19, в каналах із меншим сумарним умовним опором пропускна спроможність вища, але в цьому випадку вирішальний вплив має не лише опір системи, а й величина вхідного недогріву до стану насичення. Адже із збільшенням величини Δt_s збільшується довжина ділянки, по якій рухається однофазний потік у системі і місце закипання рідини наближається до виходу, де спостерігається скупчення місцевих опорів. Величина сумарного опору системи ζ_Σ визначається ступенем відкриття вентиля 5 (див. рис. 2.8). Із зменшенням ступеня відкриття вентиля еквівалентний діаметр прохідного пе-

перізу вентиля зменшується і стає відчутним вплив зміни швидкості у вентилі не лише за величиною, але й за напрямком.

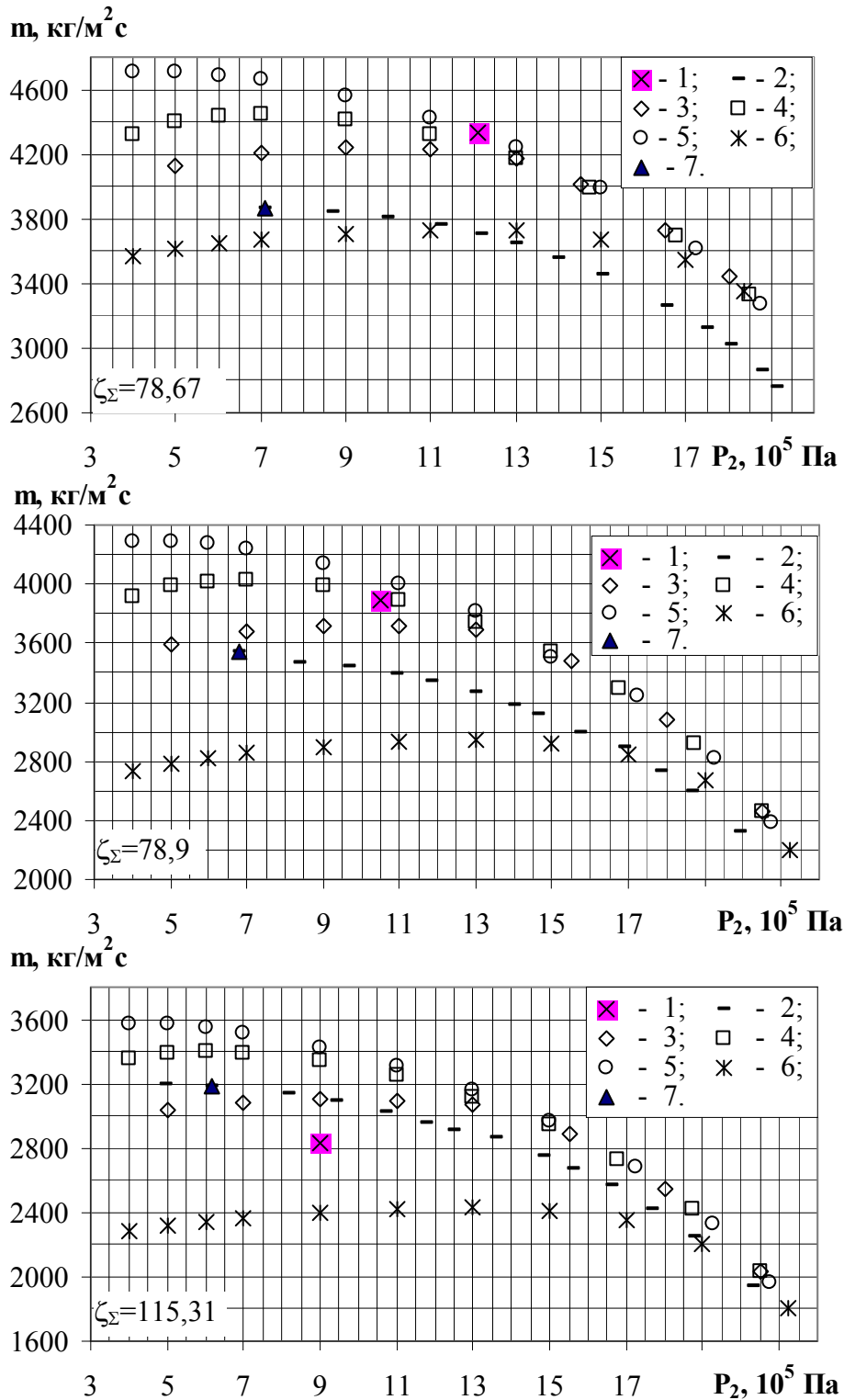


Рис. 4.18. Масова швидкість самозакипаючого потоку у дренажних системах складної конфігурації (див. рис. 2.8) в залежності від тиску P_2 та умовного опору системи: 1 – експериментальні дані; опис 2 – 6 наведено в табл. 4.3; 7 – розрахунок за умови $w_{sm} = a_{df}$ у критичному перерізі, кількість розрахункових ділянок – 17

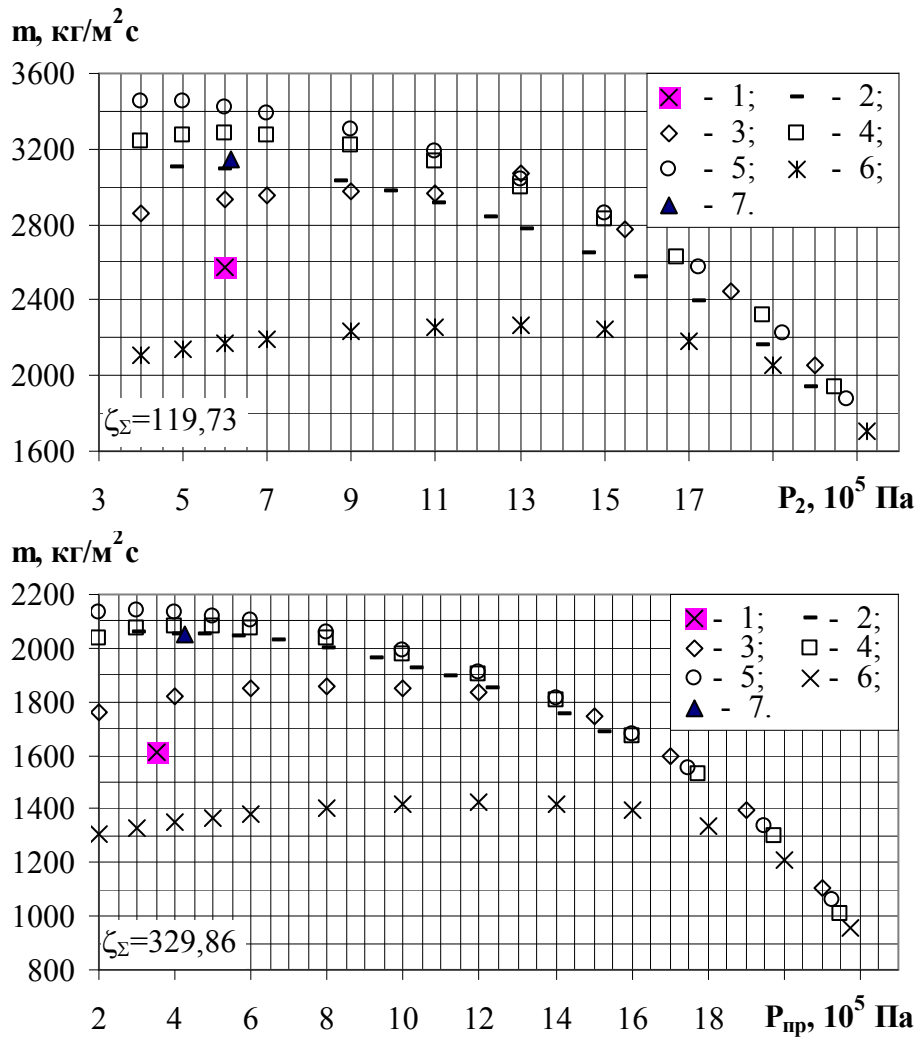


Рис. 4.19. Масова швидкість самозакипаючого потоку у дренажних системах складної конфігурації (див. рис. 2.8) в залежності від протитиску та умовного опору системи (позначення на рис. 4.17)

Як видно із рис. 4.18, в каналах із невеликим умовним коефіцієнтом опору $\zeta_{\Sigma} = 78,67$ та $\zeta_{\Sigma} = 78,9$ критична масова швидкість потоку, яка розрахована методом прийняття каналу як дві ділянки і потоку в ній, як гомогенного, з врахуванням зниження коефіцієнта гідравлічного тертя з залежності (3.16), із похибкою до 2,5...3,7 %, відповідає експериментально отриманим значенням. У системах із більшим опором $\zeta_{\Sigma} = 115,3...330$ величина m_k , розрахована аналогічно вищенаведеному методу, але з врахуванням зниження коефіцієнта гідравлічного тертя з залежності (3.21), із похибкою до 0,9...5 %, відповідає експериментальним даним. Очевидно, що врахування впливу ковзання фаз за таким методом розрахунку збільшує пропускну спроможність ДК для $\zeta_{\Sigma} = 78,67$ та $\zeta_{\Sigma} = 78,9$ на 6...6,6 %, а для $\zeta_{\Sigma} = 115,3...330$ на 0,7...1,7 %. Тобто, із збільшенням сумарного опору системи вплив ковзання фаз

на пропускну спроможність системи зменшується, не зважаючи на те, що система містить досить протяжні ділянки сталого поперечного перерізу без місцевих опорів.

Хоча використання залежності (3.16) для визначення ψ та ψ' призводить до більших 2,5...29 % похибок за масовою швидкістю, але до менших 0...42 % за критичним тиском, в той час, як із використанням залежності (3.21), остання складає 0...127 %.

Аналізуючи результати, наведені в табл. 4.4, видно, що використовуючи залежність (3.21) для ідентифікації величин ψ та ψ' , можна описати експериментальні дані із похибкою до 15 %. Тобто, для визначення коефіцієнтів гідравлічного тертя в області високих тисків доцільно застосовувати оціночну залежність (3.21).

4.5.7. Зіставлення результатів моделювання ДК за різних підходів до визначення умов виникнення кризових явищ. Дренажний канал складної конфігурації розрахований за допомогою двох підходів. Перший – передбачає врахування геометричної характеристики системи, критичних параметрів системи, недогріву води на вході до стану насичення, наявності теплообміну з навколишнім середовищем, а також вплив ковзання фаз на довгих ділянках сталого поперечного перерізу. Цей спосіб ідентифікації побудовано на умові досягнення у критичному перерізі швидкістю суміші швидкості розповсюдження слабких збурень.

За другим підходом критичні умови досягаються в точці, де витрата перестає збільшуватись із зменшенням тиску в кінці системи. Крім того, другий підхід враховує вплив ковзання фаз на довгих ділянках сталого поперечного перерізу, недогрів води на вході до стану насичення, наявність теплообміну з навколишнім середовищем.

Аналізуючи рис. 4.17 та рис. 4.18, видно, що незважаючи на те, що цей ДК є довгим трубопроводом, наявність в ньому значної кількості місцевих опорів призвела до зменшення впливу ковзання фаз.

Крім того, значення величини пропускної спроможності дренажної системи, визначені із умови $w_{sm} = a_{df}$ у критичному перерізі, коли швидкість розповсюдження слабких збурень визначалась для випадку наявності теплообміну між паровою і рідкою фазами, за однакових підходів до розрахунку збігаються із значеннями, отриманими для умов виникнення стрибка тиску.

В результаті сумісного аналізу фізичного і числового експерименту ДК різної конфігурації встановлено:

- враховуючи сучасний рівень знань про закономірності двофазних течій, для розрахунку довгих дренажних каналів $L/d = 700...3000$ складної та простої конфігурації доцільно застосовувати одновимірні

рівняння збереження, з врахуванням умов виникнення критичних явищ пов'язане з умовою незмінності масової витрати самозакипаючого потоку із зменшенням протитиску;

- вибір методу визначення ковзання фаз спричиняє похибку 1,5...73 % у визначенні втрат тиску на прискорення та 0,2...20,2 % у величині загальних втрат тиску, що спричинить похибку визначення пропускної спроможності лише 0,5...4,5 %;

- методику розрахунку довгих трубопроводів $L/d = 700...3000$ із незначною часткою місцевих опорів, в яких починає рух вода у стані насичення, доцільно будувати приймаючи канал, як одну ділянку, на якій проявляється вплив ковзання фаз та знижуються коефіцієнти гідравлічного тертя і місцевих опорів із збільшенням вмісту легкої фази;

- методику розрахунку дренажного каналу з недогрітою до стану насичення водою, складної конфігурації, з $L/d = 1800$ і часткою місцевих опорів 40...90 % у загальному опорі системи доцільно будувати приймаючи канал, як дві ділянки (з одно- та двофазним потоком). На ділянці із двофазним потоком ковзання фаз не проявляється, а коефіцієнти гідравлічного тертя і місцевих опорів знижуються із збільшенням вмісту легкої фази;

- методика розрахунку короткого ($L/d \leq 48$) дренажного каналу із застосуванням рівнянь збереження потребує подальшого уточнення;

- у каналах простої конфігурації вплив теплообміну між паровою та рідкою фазами на виникнення критичних явищ проявляється у трубопроводах із відносною довжиною $L/d \geq 1500$, це також підтверджується у ДКСК.

5. МЕТОДИКА РОЗРАХУНКУ САМОЗАКИПАЮЧИХ ПОТОКІВ У ДРЕНАЖНИХ КАНАЛАХ, МОДЕРНІЗАЦІЯ ТЕПЛОТЕХНОЛОГІЧНИХ СИСТЕМ

5.1. Методика розрахунку теплогідродинамічних процесів у дренажному каналі

На основі математичної моделі, яка ґрунтується на рівняннях збереження [170] та закономірностях визначення критичних параметрів системи з врахуванням початкових параметрів потоку, геометричних особливостей системи та умов протікання процесу течії, створено методику розрахунку дренажної системи.

5.1.1. Початкові дані

- тиск на початку системи P_0 , Па;
- температура потоку на початку системи t_0 , °С ;
- температура навколишнього середовища $t_{н.с.}$, °С ;
- різниця геодезичних відміток між кінцем і початком кожної ділянки $Z = f_2(l)$, м;
- коефіцієнти опору елементів системи під час руху однофазного потоку $\Sigma \zeta_M = f_3(l)$;
- діаметри ділянок системи $d_i = f_1(l)$, м;
- довжини ділянок системи із постійним діаметром $L = \sum_{i=1}^b l_i$, м;
- діаметр(и) найвужчого(их) місця(ь) у системі d_0 (d_{0i}), м;
- товщина стінки труби $\delta_{тр}$, м;
- матеріал стінки труби (коефіцієнт теплопровідності $\lambda_{тр}$, Вт/(м·К));
- еквівалентна шорсткуватість труб на ділянках $k_{e,l}$, м;
- вид ізоляції (коефіцієнт теплопровідності $\lambda_{із}$, Вт/(м·К));
- товщина ізоляції $\delta_{із}$, м.

5.1.2. Визначення умов протікання процесу. Тиск насичення, що відповідає температурі потоку на початку системи $P_{00} = f(t_0)$, Па.

Температура, що відповідає стану насичення при тискові на початку системи $t_{0S} = f(P_0)$, °С.

Початкові умови :

$$t_0 = t_{0S} - \text{рідина у стані насичення,}$$

$$t_0 < t_{0S} - \text{рідина недогріта .}$$

Недогрів рідини до температури насичення за початкового тиску (за умови $t_0 < t_{0S}$)

$$\Delta t_S = t_{0S} - t_0, \text{ °С .} \quad (5.1)$$

5.1.3. Розрахунок показників діабатності течії. Задаємося масовою витратою потоку G_0 , кг/с.

Задаємося тиском в кінці системи P_2 , Па.

Густина води на початку системи $\rho'_0 = f(P_{00})$, кг/м³.

Площа поперечного перерізу труби, м²

$$F_{\text{тр},i} = \frac{\pi \cdot d_i^2}{4} . \quad (5.2)$$

Витратна швидкість двофазного потоку, м/с

$$w_{0,i} = \frac{G_0}{\rho'_0 \cdot F_{\text{тр},i}} . \quad (5.3)$$

Кінематична в'язкість води $\nu' = f((P_0 + P_2)/2)$, м²/с.

Критерій Рейнольдса

$$Re_i = \frac{w_{0,i} \cdot d_i}{\nu'} . \quad (5.4)$$

Число Прандтля $Pr_1 = f(t_0)$.

Критерій Нусельта

$$Nu_{1,i} = 0,021 \cdot Re_i^{0,8} \cdot Pr_1^{0,43} . \quad (5.5)$$

Коефіцієнт теплопровідності води $\lambda' = f(t_0)$, Вт/(м·К).

Коефіцієнт тепловіддачі від води до стінки труби

$$\alpha_{1,i} = \frac{Nu_{1,i} \cdot \lambda'}{d_i} . \quad (5.6)$$

Температура зовнішньої поверхні стінки труби $t_{\text{ст1}}$ (задаємося і перевіряємо після визначення ΔQ_1), °С .

Коефіцієнт температурного розширення повітря, 1/К

$$\beta = \frac{1}{273 + t_{\text{н.с.}}} . \quad (5.7)$$

Число Прандтля $Pr_2 = f(t_{\text{н.с.}})$.

Кінематична в'язкість повітря $\nu''_1 = f(t_{\text{н.с.}})$, м²/с.

Критерій Грасгофа

$$Gr_i = \frac{g \cdot \beta \cdot (t_{\text{ст1}} - t_{\text{н.с.}}) \cdot d_i^3}{(\nu''_1)^2} . \quad (5.8)$$

Критерій Нусельта

$$\text{Nu}_{2,i} = 0,5 \cdot (\text{Gr}_i \cdot \text{Pr}_2)^{0,25} . \quad (5.9)$$

Коефіцієнт теплопровідності повітря $\lambda'' = f(t_{\text{н.с.}})$, Вт/(м·К).

Коефіцієнт тепловіддачі від стінки труби до навколишнього середовища

$$\alpha_{2,i} = \frac{\text{Nu}_{2,i} \cdot \lambda''}{d_i} . \quad (5.10)$$

Лінійний коефіцієнт теплопередачі, Вт/(м·К)

$$k_{L,i} = 1 / \left[\frac{1}{\alpha_{1,i} \cdot d_i} + \frac{1}{2 \cdot \lambda_{\text{тр}}} \cdot \ln \frac{d_i + 2 \cdot \delta_{\text{тр},i}}{d_i} + \frac{1}{2 \cdot \lambda_{\text{із}}} \cdot \ln \frac{d_i + 2 \cdot \delta_{\text{тр},i} + 2 \cdot \delta_{\text{із},i}}{d_i + 2 \cdot \delta_{\text{тр},i}} + \frac{1}{\alpha_{2,i} \cdot (d_i + 2 \cdot \delta_{\text{тр},i} + 2 \cdot \delta_{\text{із},i})} \right] . \quad (5.11)$$

Тепловий потік, що втрачається у навколишнє середовище, Вт

$$\Delta Q_1 = (t_0 - t_{\text{н.с.}}) \cdot \sum_{i=1}^b k_{L,i} \cdot \pi \cdot L_i . \quad (5.12)$$

Розрахункова температура стінки

$$t_{\text{ст}2} = t_{\text{н.с.}} + \Delta Q_1 / \left[\sum_{i=1}^b \pi \cdot L_i \cdot \alpha_{2,i} \cdot (d_i + 2 \cdot \delta_{\text{тр},i} + 2 \cdot \delta_{\text{із},i}) \right] . \quad (5.13)$$

Порівнюємо $t_{\text{ст}1}$ та $t_{\text{ст}2}$ та проводимо розрахунок з (5.7)–(5.13) доки $t_{\text{ст}1} = t_{\text{ст}2}$.

5.1.4. Визначення гідродинамічних характеристик системи.

Коефіцієнти гідравлічного тертя на і-х ділянках під час руху однофазного потоку

$$\lambda_{\text{of},i} = \left[1,14 + 2 \log \left(\frac{d_i}{k_{e,i}} \right) \right]^{-2} . \quad (5.14)$$

Умовні коефіцієнти місцевих опорів на ділянках системи

$$\sum \zeta_M^p = f_3(l) \mid l_{M,1}(\zeta_{M,1}^p); l_{M,2}(\zeta_{M,2}^p); \dots; l_{M,n}(\zeta_{M,n}^p) \mid . \quad (5.15)$$

Координати і величини вертикальних ділянок системи

$$Z=f_2(l) \begin{cases} l-l_0 \leq l_{\Gamma,j} & \rightarrow Z(l) = \sum_{i=1}^{j-1} l_{B,j} \\ l-l_0 > l_{\Gamma,j} & \rightarrow Z(l) = \sum_{i=1}^{j-1} l_{B,j} + \frac{l_{B,j}}{|l_{B,j}|} \cdot (l-l_0-l_{\Gamma,j}); \\ l-l_0 = l_{\Gamma,j} + l_{B,j} & \rightarrow Z(l) = \sum_{i=1}^j l_{B,j} \end{cases} \quad (5.16)$$

за умов $L = \sum_{j=1}^m (l_{\Gamma} + l_{B})_j = \sum_{j=1}^m l_{\Gamma,j} + \sum_{j=1}^m l_{B,j}$;

$$l_{\Gamma,1} \geq 0; \quad |l_{B,m}| \geq 0;$$

$$l_0 = \sum_{j=1}^{j=j-1} (l_{B} + l_{\Gamma})_j.$$

5.1.5. Визначення пропускної спроможності системи. Ентальпія води на початку системи $h_0' = f(P_{00})$, кДж/кг.

Ентальпія води з урахуванням втрат ΔQ_1 , кДж/кг

$$h'_{00} = h_0' - \Delta Q_1 / (1000 \cdot G_0). \quad (5.17)$$

Тиск, що відповідає стану насичення води $P_1 = f(h'_{00})$, Па.

Перепад тиску на однофазній ділянці

$$\Delta P_{of} = P_0 - P_1. \quad (5.18)$$

За перепадом ΔP_{of} визначаємо місце закипання рідини

$$\Delta P_{of} = \left\{ \left[\frac{\sum_{i=1}^m \lambda_{of,i} \cdot L_i}{\sum_{i=1}^m d_i} + \sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^m \zeta_{of,i,j} \right] \cdot \left(\frac{d_{m+1}}{d_i} \right) + \frac{\lambda_{of,m+1} \cdot l'_{m+1}}{d_{m+1}} + \frac{t_{m+1,of}}{\sum_{j=1}^m \zeta_{of,m+1,j}} \right\} \times \frac{\bar{\rho}'_{of} \cdot w_{0,(m+1)}^2}{2} \pm \rho' \cdot g \cdot \Delta Z_{of} \quad (5.19)$$

5.1.6. Розрахунок і-ї ділянки із двофазним потоком. Тиск в кінці ділянки P_i (задаємось і перевіряємо після визначення втрат тиску на ділянці), Па.

Ентальпія води в кінці розрахункової ділянки $h_i' = f(P_i)$, кДж/кг.

Середня ентальпія води на розрахунковій ділянці

$$\bar{h}_i' = f\left(\frac{P_{i-1} + P_i}{2}\right), \text{ кДж/кг.}$$

Питома теплота пароутворення, $r_2 = f(P_i)$, кДж/кг.

Питома теплота пароутворення за середнім тиском на ділянці,

$$\bar{r}_i = \left(\frac{P_{i-1} + P_i}{2} \right), \text{ кДж/кг.}$$

Витратний масовий паровміст на кінці ділянки

$$x_i = x_{i-1} + \frac{h'_{i-1} - h'_i}{r_i}. \quad (5.20)$$

Середній витратний масовий паровміст на ділянці

$$\bar{x}_i = \bar{x}_{i-1} + \frac{\bar{h}'_{i-1} - \bar{h}'_i}{\bar{r}_i}. \quad (5.21)$$

Середня густина пари на ділянці $\bar{\rho}''_i = f\left(\frac{P_{i-1} + P_i}{2}\right)$, кг/м³.

Густина пари на кінці ділянки $\rho''_i = f(P_i)$, кг/м³.

Густина води на кінці ділянки $\rho'_i = f(P_i)$, кг/м³.

Середня густина води на ділянці $\bar{\rho}'_i = f\left(\frac{P_{i-1} + P_i}{2}\right)$, кг/м³.

Поверхневий натяг при температурі, що відповідає стану насичення $\sigma_i(P_i)$, Па/м.

Кінематична в'язкість води при температурі, що відповідає стану насичення $\nu'_i(P_i)$, м²/с.

Динамічна в'язкість пари при температурі, що відповідає стану насичення $\mu''_i(P_i)$, Па·с.

Середня приведена швидкість пари на ділянці, м/с

$$\bar{w}''_{0,i} = \frac{G_0 \cdot \bar{x}_i}{\bar{\rho}''_i \cdot F_{\text{тр},i}}. \quad (5.22)$$

Приведена швидкість пари в кінці ділянки, м/с

$$w''_{0,i} = \frac{G_0 \cdot x_i}{\rho''_i \cdot F_{\text{тр},i}}. \quad (5.23)$$

Середня приведена швидкість води на ділянці, м/с

$$\bar{w}''_{0,i} = \frac{G_0 \cdot (1 - \bar{x}_i)}{\bar{\rho}'_i \cdot F_{\text{тр},i}}. \quad (5.24)$$

Середній витратний об'ємний газовміст на ділянці

$$\bar{\beta}_i = \frac{\bar{w}''_{0,i}}{\bar{w}'_{0,i} + \bar{w}''_{0,i}}. \quad (5.25)$$

Умовний коефіцієнт місцевого опору на ділянці під час руху двофазного потоку

при $P_i < 5 \cdot 10^5$ Па і $\bar{\beta}_i = 0 \dots 1$; $P_i > 5 \cdot 10^5$ Па і $\bar{\beta}_i < 0,7$

$$\zeta_{df,i} = \zeta_{of,i} \cdot \left(0,959 + 0,472 \cdot \bar{\beta}_i - 3,75 \cdot \bar{\beta}_i^2 + 4,558 \cdot \bar{\beta}_i^3 - 2,137 \cdot \bar{\beta}_i^4 \right); \quad (5.26)$$

при $P_i > 5 \cdot 10^5$ Па і $\bar{\beta}_i > 0,7$

$$\zeta_{df,i} = \zeta_{of,i} \cdot \left(2,0421 - 6,4288 \cdot \bar{\beta}_i + 9,3188 \cdot \bar{\beta}_i^2 - 4,6832 \cdot \bar{\beta}_i^3 \right). \quad (5.27)$$

Коефіцієнт гідравлічного опору тертя на ділянці під час руху двофазного потоку

при $P_i < 5 \cdot 10^5$ Па, $\bar{\beta}_i = 0 \dots 1$ та $P_i > 5 \cdot 10^5$ Па, $\bar{\beta}_i \leq 0,7$

$$\lambda_{df,i} = \lambda_{of,i} \cdot \left(0,959 + 0,472 \cdot \bar{\beta}_i - 3,75 \cdot \bar{\beta}_i^2 + 4,558 \cdot \bar{\beta}_i^3 - 2,137 \cdot \bar{\beta}_i^4 \right); \quad (5.28)$$

при $P_i > 5 \cdot 10^5$ Па, $\bar{\beta}_i > 0,7$

$$\lambda_{df,i} = \lambda_{of,i} \cdot \left(2,0421 - 6,4288 \cdot \bar{\beta}_i + 9,3188 \cdot \bar{\beta}_i^2 - 4,6832 \cdot \bar{\beta}_i^3 \right). \quad (5.29)$$

Відносна швидкість фаз

$$w_{r,i} = 1,68 \left(\frac{\rho'_i}{\rho''_i} \right)^{0,045} \cdot \left[\frac{\sigma_i \cdot g}{\rho' - \rho''} \right]^{0,25} \cdot \left(\frac{v'_i \cdot \rho'_i}{\mu''_i} \right)^{-0,024} \cdot \left(\frac{d_i}{0,030} \right)^{0,246} +$$

$$+ 5,1 \cdot \left(\frac{\rho'_i}{\rho''_i} \right)^{0,05} \cdot \left[\frac{\sigma_i}{(\rho' - \rho'') \cdot g \cdot 0,03^2} \right]^{0,4} \cdot \left(\frac{d_i}{0,030} \right)^{0,246} \cdot w''_{0,i}. \quad (5.30)$$

Дійсний об'ємний газовміст

$$\varphi_i = 0,5 \cdot \left(\frac{w'_{0,i} + w''_{0,i}}{w_{r,i}} + 1 \right) - \left[0,25 \cdot \left(\frac{w'_{0,i} + w''_{0,i}}{w_{r,i}} + 1 \right)^2 - \frac{w''_{0,i}}{w_{r,i}} \right]^{1/2}. \quad (5.31)$$

Втрати тиску в частині системи із двофазним потоком

- ділянка $m+1$, на якій відбулось закипання потоку

$$\Delta P_{df,m+1} = \int_{Z_{of}}^{Z_{m+1}} \rho_H \cdot g \cdot dZ + \bar{\psi}_{m+1} \cdot \lambda_{of,m+1} \cdot \frac{l''_{m+1}}{d_{m+1}} \cdot \frac{\bar{\rho}'_{m+1} \cdot \bar{w}_{0,m+1}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_{m+1} \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_{m+1}}{\bar{\rho}''_{m+1}} - 1 \right) \right] +$$

$$+ \zeta_{M,m+1} \frac{\bar{\rho}'_{m+1} \cdot \bar{w}_{0,m+1}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_{m+1} \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_{m+1}}{\bar{\rho}''_{m+1}} - 1 \right) \right] + \left\{ \left(\frac{x_{m+1}^3}{\varphi_{m+1}^2 \cdot (\rho''_{m+1})^2} + \frac{(1-x_{m+1})^3}{(1-\varphi_{m+1})^2 \cdot (\rho'_{m+1})^2} \right) - \right.$$

$$-\left\{\frac{x_m^3}{\varphi_m^2 \cdot (\rho_m'')^2} + \frac{(1-x_m)^3}{(1-\varphi_m)^2 \cdot (\rho_m')^2}\right\} \cdot \frac{(\bar{\rho}'_i \cdot \bar{w}_{0i})^2}{2} \cdot \rho_H; \quad (5.32)$$

- і-ті ділянки із двофазним потоком

$$\begin{aligned} \sum_{i=m+2}^b \Delta P_{df,i} = & \int_{Z_{m+2}}^{Z_{df}} \rho_H \cdot g \cdot dZ + \sum_{i=m+2}^b \psi_i \cdot \lambda_{of_i} \cdot \frac{L_i}{d_i} \cdot \frac{\bar{\rho}'_i \cdot \bar{w}_{0i}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_i \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_i}{\bar{\rho}''_i} - 1\right)\right] + \\ & + \zeta_{M,i} \frac{\bar{\rho}'_i \cdot \bar{w}_{0i}^2}{2} \cdot \left[1 + \bar{x}_i \cdot \left(\frac{\bar{\rho}'_i}{\bar{\rho}''_i} - 1\right)\right] + \left\{\frac{x_2^3}{\varphi_2^2 \cdot (\rho_2'')^2} + \frac{(1-x_2)^3}{(1-\varphi_2)^2 \cdot (\rho_2')^2}\right\} - \\ & - \left\{\frac{x_{m+1}^3}{\varphi_{m+1}^2 \cdot (\rho_{m+1}'')^2} + \frac{(1-x_{m+1})^3}{(1-\varphi_{m+1})^2 \cdot (\rho_{m+1}')^2}\right\} \cdot \frac{(\bar{\rho}'_i \cdot \bar{w}_{0i})^2}{2} \cdot \rho_H. \end{aligned} \quad (5.33)$$

Загальний перепад тиску в системі

$$\Delta P_{ДССК} = \Delta P_{of} + \Delta P_{df,(m+1)} + \sum_{i=m+2}^b \Delta P_{df,i}. \quad (5.34)$$

Наявний перепад тиску в системі

$$\Delta P_{ДССК} = P_0 - P_2. \quad (5.35)$$

Перевіряємо результати рівності (5.34) та (5.35), якщо (5.34) \neq (5.35) перепадає витратою G_0 ,

Задаємо іншим значенням P_2 і проводимо розрахунок за (5.3) – (5.35).

Будуємо графік залежності $G_0 = f(P_2)$.

Аналізуючи графік, визначаємо тиск $P_2 = P_k$, коли витрата вже не збільшується із збільшенням P_2 і відповідну даному тиску витрату.

5.1.7. Перевірка достовірності роботи методики розрахунку ДКСК у докритичному режимі. Дренажні системи можуть працювати як у критичному, так і у докритичному режимах. Для оцінки роботи запропонованої нами моделі на докритичних потоках самозакипаючої рідини було проведено чисельний експеримент. Початковими умовами для експерименту були: $P_0 = 1,5 \cdot 10^5$ Па, $P_{емк} = 10^5$ Па, $L = 300$ м, $d = \text{var}$, труби гідравлічно гладкі, теплообмін з навколишнім середовищем відсутній. Досліджувалась пряма ділянка трубопроводу з лише двома місцевими опорами: опір входу та виходу. Оскільки

трубопровід досить довгий, розрахунок його ведеться за моделлю із врахуванням прояву ковзання фаз на ділянках (рис 5.1) [170].

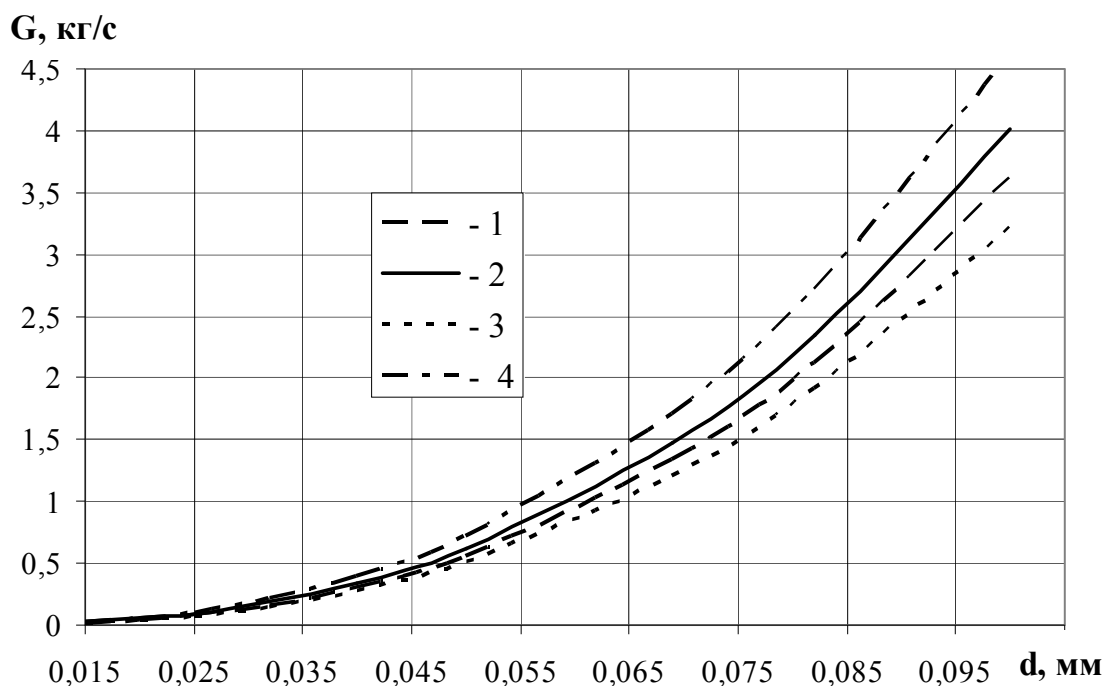


Рис. 5.1. Пропускна спроможність системи розрахована згідно з методиками, наведеними в : 1 – [120, 121]; 2 – [8]; 3 – [85]; 4 – запропонована методика

Відповідно до рис. 5.1, результати розрахунку за запропонованою моделлю із точністю до 17 % відповідають розрахунку за рекомендаціями авторів [8]. Тобто методику розрахунку дренажної системи, яка побудована на математичній моделі, оснований на рівняннях збереження з врахуванням початкових параметрів рідини та геометричних особливостей системи, можна застосовувати для розрахунку дренажних систем, в яких реалізуються докритичні течії самозакипаючої рідини.

5.2. Модернізація схеми періодичної продувки парових котлів

Особливістю роботи теплової схеми цукрових заводів є отримання великої кількості конденсату (300...400 % маси відпущеної пари) [172].

Близько половини цього конденсату придатна для живлення парових котлів, тому в нормальному режимі роботи підприємства станція хімводоочистки не повинна працювати. Це призводить до зменшення корозійних процесів та накипоутворення в елементах котлоагрегатів, а також до зменшення експлуатаційних витрат на хімреактиви і таке інше.

У технічній літературі відсутня однозначна інформація щодо методики проведення періодичних продувок [5, 6, 173, 174]. В наш час періодична продувка парових котлів на деяких цукрових заводах Вінницької області (наприклад, на Бродецькому цукровому заводі) проводиться кожної зміни не рідше одного разу з кожної точки продувних пристроїв тривалістю до 3 хвилин з попередньою посиленою подачею живильної води в барабан і підняттям рівня води. Внаслідок такої продувки протягом двох хвилин через одну продувну точку паровий котел з тиском в барабані 2,5 МПа втрачає приблизно 397,7 кг котлової води з температурою 225 °С.

Такий спосіб призводить до різкого падіння рівня води (рис. 5.2) в барабані котла на 60...80 мм з одночасною подачею великої кількості живильної води з температурою 160...170 °С.

Вищенаведений спосіб періодичної продувки пов'язаний з суттєвим збільшенням витрат енергоресурсів і погіршенням надійності роботи обладнання, що більш детально описано у пункті 1.1.

Нормативні та дійсно отримані показники якості води на прикладі Браїлівського цукрового заводу показані в табл. 5.1.

Таблиця 5.1

Карта водохімічного режиму роботи парового котла

№ п/п	Найменування показників	Одиниця вимірювання	Згідно з паспортом котла ДКВр та нормативами ВНВО "Цукор" [175]	Фактичні показники при роботі на	
				ХВО	конденсатах
I. Живильна вода					
1	Вміст зважених частинок	мг/кг	5	5	-
2	Загальна жорсткість	мкг-екв/кг	10	10	5
3	Вміст заліза	мкг/кг	100	100	50
4	Вміст кисню O ₂	мкг/кг	30	30	5-10
5	Лужність при 25°C	pH	8,5–9,5	8,5–9,5	8,5–9,5
6	Вміст вільної вуглекислоти	мкг/кг	не допускається		
7	Вміст масла	мкг/кг	3	3	Відсут.
8	Вміст цукру	–	відсутнє забарвлення по α -нафтолу		
9	Вміст мідних сполук	мкг/кг	не нормується		
10	Вміст нітратів	мкг/кг	не нормується		
11	Сухий залишок	мг/кг	–	–	–
12	Температура	°C	104–105	104–105	104–105
II. Котлова вода					
1	Лужність	pH	8,5–9,5	8,5–9,5	7,5–8,5
2	Сухий залишок	мг/кг	2000	2000	400–500
3	Відносна лужність	%	20	20	Відсут.

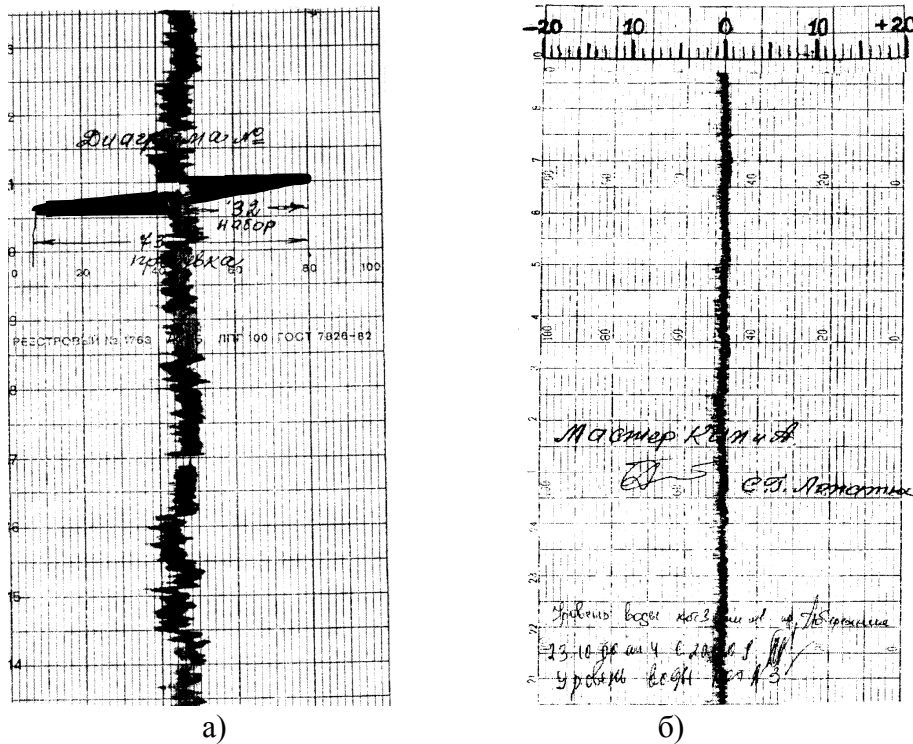


Рис. 5.2. Діаграми коливання рівня котлової води в барабані котла: а) – до встановлення продувочного пристрою; б) після встановлення продувочного пристрою

Як видно з показників, вказаних в табл. 5.1, фактичний показник сухого залишку, який визначає необхідність продувок, в 4...5 разів нижчий нормативних, що рекомендовані заводами виготовлювачами парових котлів. Тому при живленні парових котлів тільки конденсатами забезпечується безпродувний режим роботи і продувка котлів проводиться тільки з метою перевірки справності і надійності роботи продувних вентилів.

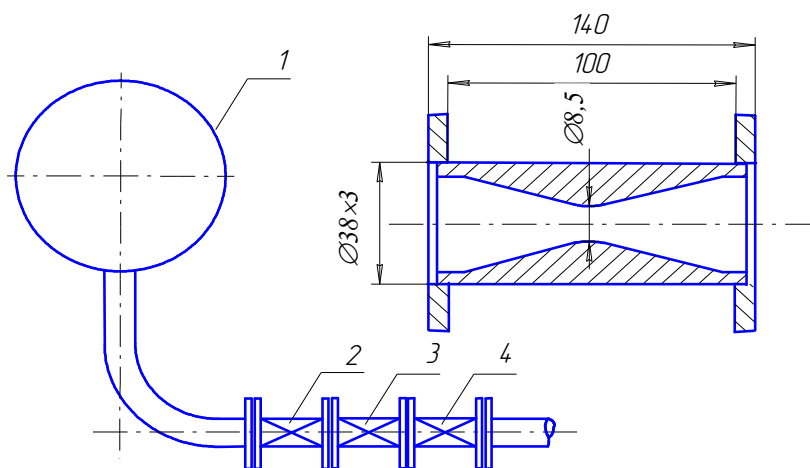


Рис. 5.3. Схема підключення продувочного пристрою: 1 – колектор котла; 2 – продувочний вентиль; 3 – продувочний пристрій; 4 – запасний вентиль

Для зменшення втрат котлової води і її теплоти при періодичних продувках нами пропонується схема періодичної продувки (рис. 5.3) із встановленням між робочим і запасним вентилями пристрою, що обмежує витрату (труба Вентурі), визначеного діаметра горловини, (наприклад, на котлі паропродуктивністю 30 т/год. і тиском пари 25 бар, діаметром 8,5 мм), який показаний на рис. 5.3 [80].

Продувний пристрій призначений для зменшення витрати котлової води при повному відкриванні продувних вентилів. Конусна форма цього пристрою запобігатиме перекирванню отвору твердими частинками.

Такий внутрішній діаметр продувного пристрою обрано з врахуванням виконання ще однієї функції лінії періодичної продувки – аварійного зливання води з барабана.

Для розрахунку витікання води в лінії періодичної продувки використовується методика наведена в [85] та [87].

В табл. 5.2 вказані розрахункові показники двох способів періодичної продувки парового котлоагрегату із паровидатністю 30 т/год., який працює у конденсатному режимі; тиск в розширнику періодичної продувки 3 бар; діаметр трубопроводів продувки $\varnothing 32$ мм; діаметр звуженої частини продувного пристрою $\varnothing 8,5$ мм; коефіцієнти гідравлічного опору трубопроводу з продувним пристроєм та без нього відповідно 141,7 та 37,5; довжина і діаметр верхнього барабана 7,5 і 1 м відповідно.

Таблиця 5.2

Показники систем періодичної продувки парового котла [81]

Найменування показників	Розмірність	Тиск в барабані котла, МПа		
		1,4	2,4	4,0
<i>I</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>
<i>Існуючий спосіб</i>				
Масова швидкість витікання котлової води	кг/(м ² ·с)	2943,5	4122,7	5682,5
Кількість продувної води з однієї точки за один цикл*	кг	142...426	199...597	274...822
Кількість продувної води з чотирьох точок за один цикл	кг	568...1704	796...2388	1096...3288
Зниження рівня води в барабані від продувки однієї точки за один цикл	мм	21,7...65,1	31,6...94,8	45,7...137
<i>Запропонований спосіб</i>				
Масова швидкість витікання котлової води	кг/(м ² ·с)	1662,4	2299,3	3138,8
Кількість продувної води з однієї точки за один цикл	кг	13,4...20	18,5...27,8	25,2...37,8
Загальна кількість продувної води з чотирьох точок за один цикл	кг	53,6...80	74...111	101...151

2	3	4	5	6
Зниження рівня води в барабані від продувки однієї точки за один цикл	мм	2...3	2,94...4,41	4,2...6,3
Зниження втрат котлової води в порівнянні з існуючим способом	разів	7,1...31,8	7,17...32,3	7,26...32,6

Примітка. Тривалість циклу періодичної продувки однієї точки включає час відкриття продувального та запасного вентилів, час продувки котла та час закриття вентилів. В розрахунках існуючого способу час продувки прийнято 1...3 хвилини, а для запропонованого способу 10...15 секунд. Об'єм продувальної води під час дослідів визначається за допомогою мірної ємності і складає 17,7...20,7 л.

З показників табл. 5.2 видно, що запропонований спосіб проведення періодичних продувок парових котлів зменшує витрати котлової води більше, ніж в 7,1...32,6 разів і дає можливість зменшити втрати конденсатів та енергоносіїв і забезпечить надійну і безаварійну експлуатацію котлів.

Для підтвердження розрахункових результатів в системі періодичної продувки парового котла СП 30–25–395 Бродецького цукрового заводу Вінницької області встановлений запропонований продувний пристрій.

На рис. 5.2 показані діаграми зміни рівня котлової води в барабані до і після встановлення продувального пристрою в системі періодичної продувки котла.

З точки зору перевірки справності продувних пристроїв періодичну продувку проводили з тривалістю 10 секунд з кожного продувального пристрою один раз на добу з попереднім і остаточним аналізом котлової води.

Проби води беруться з верхнього барабана котла і з нижніх колекторів через холодильні пристрої, виконані з нержавіючих труб, до і після продувки для визначення сухого залишку і вмісту розчиненого заліза. Результати проб показані в табл. 5.3.

Таблиця 5.3

Результати аналізу якості котлової води

З верхнього барабана				З нижніх колекторів			
Показник РН	Сухий залишок, мг/кг	Жорсткість, мг·екв/л	Вміст розчиненого заліза, мкг/кг	Показник РН	Сухий залишок, мг/кг	Жорсткість, мг·екв/л	Вміст розчиненого заліза, мкг/кг
до продувки котла							
9,2	400	200	200	9,2	400	180	200
після продувки котла							
9,6	400	200	200	9,4	400	150	200
після повторної продувки котла							
–	–	–	–	8,8	400	150	150

Як видно з табл. 5.3, показники якості котлової води після продувок змінюються не суттєво, і мають значення набагато менші від нормативних, показаних в табл. 5.1. В процесі експлуатації, якщо показник рН котлової води і величина сухого залишку не перевищують нормативних значень, то повторну продувку проводити не потрібно. В іншому випадку необхідно провести повторну продувку і проконтролювати показники якості води.

Таким чином, в результаті проведених досліджень виявлено, що існуючий спосіб проведення періодичних продувок призводить до перевитрат енергоносіїв та зниження надійності роботи обладнання. У випадку живлення котлів виключно конденсатом можна працювати у безпродувному режимі з періодичною перевіркою справності продувних вентилів. Крім того, для зменшення втрат котлової води та коливання рівня в барабані пропонується використання труби Вентурі з підвищеним гідравлічним опором (рис. 5.3).

Для підтвердження отриманих теоретичних результатів в схемі реальної системи періодичної продувки парового котла встановлено вищевказаний продувний пристрій. В результаті проведених експериментів виявлено, що нормативні показники якості котлової води дотримуються під час продувок запропонованим способом, при цьому втрати котлової води та відповідно теплоти зменшуються у 7,1...32,6 разів.

Розрахункові показники економії від впровадження запропонованого способу в порівнянні із традиційним способом продувки для котлоагрегату з тиском $P_0 = 14...40$ бар протягом одного сезону роботи (90 діб) наведено у табл. 5.4. Розрахункові показники порівнювались таким чином: продувка із використанням обмежувального пристрою протягом 10 секунд порівнювалась із традиційною продувкою за 1 хвилину, а продувка із використанням обмежувального пристрою протягом 15 секунд – із традиційною продувкою за 3 хвилини (табл. 5.4) [176].

Таблиця 5.4

Екологічні та теплові показники

Показники	Тиск у барабані котла, бар		
	14	24	40
Економія палива, тис. м ³ /сезон	1,14...3,59	1,85...5,84	2,92...9,21
Економія коштів на придбання палива, тис. грн/сезон	0,4...1,25	0,64...2,03	1,01...3,2
Зменшення теплового забруднення, ГДж/сезон	2,39...7,55	3,89...12,27	6,14...19,35
Зменшення викидів NO _x , кг/сезон	0,273...0,863	0,445...1,403	0,702...2,211
Зменшення викидів SO ₂ CO ₂ , тис.м ³ /сезон	1,132...3,57	1,84...5,81	2,9...9,16

В розрахунках питомі викиди, віднесені до витрати палива, прийнято: $\text{NO}_x - 240 \text{ мг/м}^3$; SO_2 і $\text{CO}_2 - 0,994 \text{ м}^3/\text{м}^3$.

Використовуючи математичну модель [170], описану у розділі 4, нами проведено перевірений розрахунок модернізованої системи періодичної продувки. Методика розрахунку враховує величину недогріву води до температури насичення на вході у систему продувки за рахунок підмішування у котлову воду деякої кількості живильної води з температурою $160 \text{ }^\circ\text{C}$ за прийнятої кратності циркуляції у котлі $k = 20$.

Крім того, під час розрахунку система була розділена на ділянки, що відрізнялись за геометричними особливостями, і, відповідно до типу (прямолинійна ділянка, місцевий опір), на кожній ділянці проводився розрахунок за визначеними у розділі 4 моделями (з врахуванням ковзання фаз, за гомогенною моделлю). За результатами розрахунку визначено, що пропускна спроможність цієї системи складає $m_k = 3169,41 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, в той час як звичайної системи (без обмежувача витрат) – $m_k = 5797,42 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, що на $82,9 \%$ вища за пропускну спроможність запропонованої системи. Порівнюючи співвідношення витрат води у системі, розраховані за наведеною у роботі методикою розрахунку та за методикою авторів [85], отримуємо близькі результати ($82,9\%$ та $77,06\%$), отже показники економії енергоресурсів та екологічні показники будуть аналогічними.

Але пропускна спроможність системи періодичної продувки розрахована за методикою авторів [85] на $47,55 \%$ нижча величини m_k , визначеної за запропонованою у розділі 4 математичною моделлю.

Враховуючи те, що запропонована у роботі математична модель добре описує експериментальні дані інших авторів та власні, причому вказані системи є різними за геометричними особливостями (довгі труби, короткі труби, системи складної конфігурації), за її допомогою можна спроектувати систему періодичної продувки, що відповідатиме умовам певного підприємства.

Запропонована методика розрахунку та побудови дренажних каналів дозволяє проектувати економічний ДК, який виключить можливість ненадійного режиму експлуатації теплотехнологічного обладнання і забезпечить енергоефективну роботу системи.

5.3. Дренажний канал – як система відведення конденсату та підготовки пари для теплотехнологічного споживача

Проблеми енергетики теплотехнології досліджені у миловарному виробництві в недостатній для інженерної практики мірі. Практика підготовки пари для проведення технологічних процесів не має в своєму розпорядженні відпрацьованих схем. Формальне перенесення те-

хнічних рішень з великої енергетики без адаптації до умов промислової енергетики, а особливо конкретного підприємства, може призвести до негативних результатів.

Так для нагріву мила в підігрівниках перед вакуумною сушильною установкою (ВСУ) на ТОВ “Бета-В” у м. Вінниці треба проводити насиченою парою $t \leq 200$ °С і тиском $P = 0,8 \dots 1,0$ МПа. Відбір пари до цього теплообмінника здійснюється від паропроводу, по якому подається пара з ТЕЦ з надлишковим тиском $P = 33 \dots 39$ ат і температурою $t = 420$ °С. Зниження тиску пари перед споживачем здійснюється системою послідовно встановлених діафрагм. Виникла проблема зменшення температури пари, тому що пристосовані відомі у великій енергетиці РОУ не працюють.

На основі переваг та недоліків існуючих способів зняття перегріву пари необхідно створити систему, що задовольнятиме технологічний процес.

Для способу організації системи охолодження пари, описаного у [3], характерні наступні недоліки :

1) температура охолоджувача нижча за температуру насичення пари, при цьому виникають додаткові енерговитрати на нагрів охолоджувача і можлива часткова конденсація та зволоження пари, що викликає шум та гідравлічні удари;

2) для подачі охолодника необхідна додаткова витрата енергії.

Недоліками способу, представленого у [4], є низька надійність та енергоефективність за рахунок того, що необхідне дозування охолоджувача та підведення додаткової енергії для розпилювання охолоджувача.

Виходячи із підвищеної технологічності та енергозатратності наведених вище способів організації системи підготовки пари, постає задача створення способу зняття перегріву пари, в якому за рахунок введення нових операцій та їх послідовності досягається виключення дозування охолоджувача та витрат додаткової енергії на його подачу. Це приводить до підвищення надійності та енергоефективності способу.

Як охолодник використовується конденсат, отриманий в результаті відпрацювання цієї ж пари. Одночасно вирішується проблема відведення конденсату від споживача пари.

Використовуючи позитивні моменти систем, описаних у [3, 4], і пристроїв, представлених у [177–180], для зняття перегріву пари та відведення конденсату створено нову комплексну систему відводу конденсатів з суміщенням підготовки пари для технологічного споживача [181]. В цій системі за рахунок використання всього отриманого у паровому теплообміннику конденсату, як охолодника в системі підготовки пари для цього ж теплообмінника, досягається вирішення декількох

проблем: відведення конденсату, ефективне його використання та зняття перегріву пари. За рахунок чого спрощується конструкція системи.

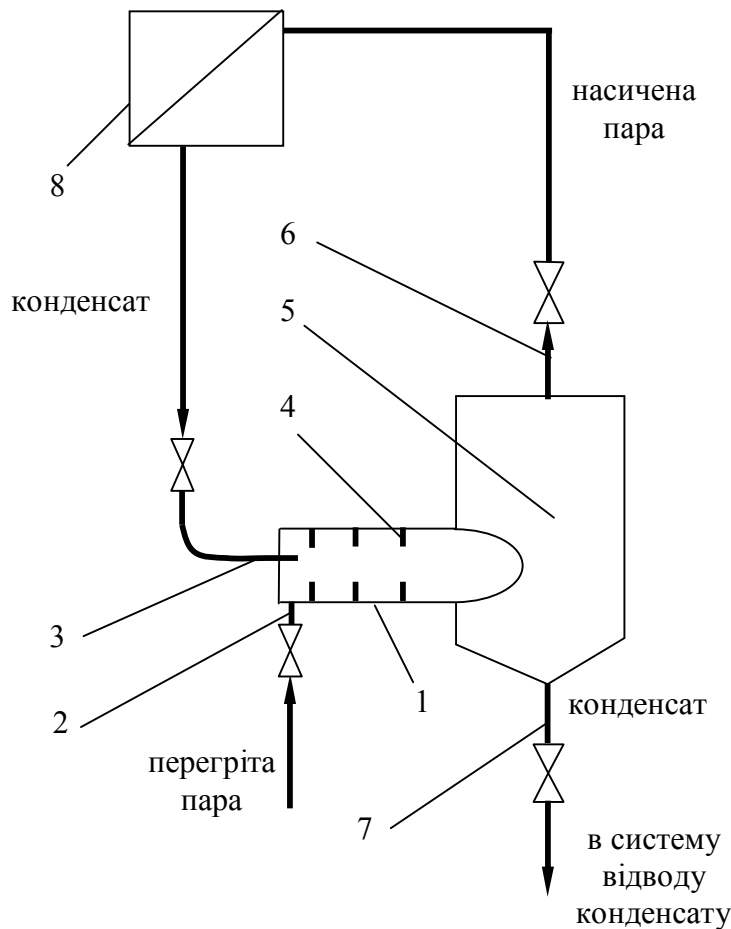


Рис. 5.4. Схема роботи пристрою підготовки пари та відведення конденсатів

Система для реалізації вищевказаного способу підготовки пари [181] зображена на рис. 5.4. Вона містить камеру змішування 1 з паропідвідною 2 та конденсатопідвідною 3 трубами, сепараційний бак 5 і споживач пари 8, наприклад, рекуперативний теплообмінник. Камера змішування містить кільцеві діафрагми 4. Кінцева ділянка камери змішування тангенційно під'єднана до сепараційного баку 5. Сепараційний бак являє собою циліндричну посудину із двома патрубками: верхній патрубок 6 для відведення пари до споживача, нижній

патрубок 7 для відведення конденсату.

Система працює таким чином. Конденсат, отриманий у споживачі пари 8, по трубопроводу 3 надходить під дією гравітаційних сил у камеру змішування 1, де змішується з перегрітою парою, що надходить через патрубок 2. У камері змішування пара охолоджується до температури насичення, випаровуючи частину конденсату (10...15%). Концентричні діафрагми 4 утворюють місцеві збурення пароконденсатного потоку, що сприяють кращому тепломасообміну у камері змішування.

Пароконденсатний потік надходить у сепараційний бак 5, розділяється, насичена пара відводиться до споживача через патрубок 7, а конденсат через патрубок 6 надходить у систему відводу конденсату.

Оскільки для зняття перегріву випаровується деяка кількість конденсату (10...15%), то у систему конденсатовідведення надходить менша кількість конденсату, тобто, зменшується металоємність системи.

Система є самоналагоджувальною. Запуск системи відбувається з використання попередньо набраних конденсатів.

5.3.1. Процеси тепломасообміну у пристрої для зняття перегріву пари. Для проведення оціночних розрахунків системи підготовки пари, виходячи із технологічних потреб, задамося витратою пари $D_1 = 360 \dots 1000$ кг/год.

Розрахунок пароохолодника (ПО) включає розрахунок кількості конденсатів і пари, які в нього надходять (рис. 5.5). Якщо до ПО пара має тиск P_1 і ентальпію h_1 і необхідно одержати пару з тиском P_2 , температурою t_2 , ентальпією h_2 в кількості D_2 , тоді, за практичної відсутності втрат теплоти у ПО

$$D_2 \cdot h_2 = D_1 \cdot h_1 + (G_{к1})_p \cdot t_{к1} \cdot c_{к}, \quad (5.36)$$

де D_1 – кількість пари, яка надходить у пароохолодник, кг/с; $(G_{к1})_p$ – розрахункова витрата конденсатів на вході у ПО, кг/с.

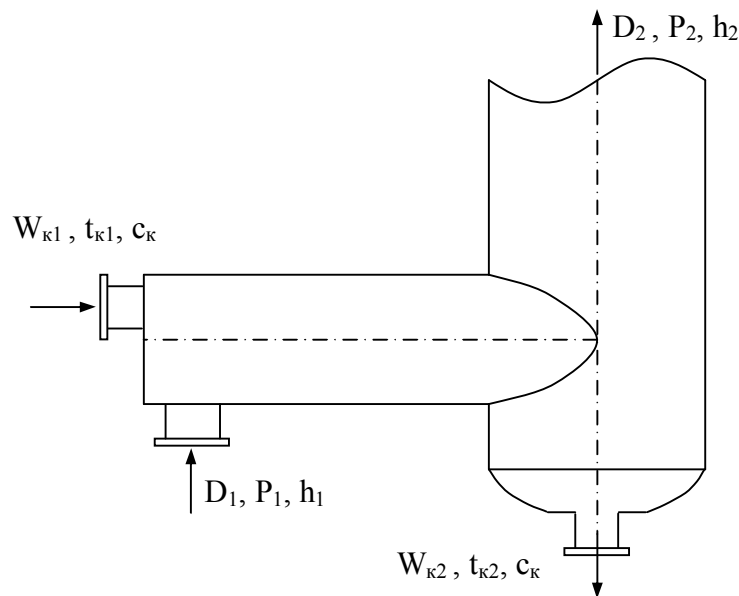


Рис. 5.5. Баланс потоків у пристрої для зняття перегріву пари

Кількість конденсатів, що відводиться через конденсатовідвідник

$$G_{к2} = G_{к1} - (G_{к1})_p, \quad (5.37)$$

тоді

$$D_2 = D_1 + (G_{к1})_p. \quad (5.38)$$

Після підстановки (5.37) та (5.38) у (5.36) одержимо

$$(G_{k1})_p = D_2 \cdot (h_1 - h_2) / (h_1 - t_{k2} \cdot c_k); \quad (5.39)$$

$$D_1 = D_2 \cdot [1 - (h_1 - h_2) / (h_1 - t_{k2} \cdot c_k)]. \quad (5.40)$$

Приведена швидкість пари у просвіті зволожувача, м/с

$$w''_0 = 4 \cdot D_2 \cdot v'' / (\pi \cdot d_0^2). \quad (5.41)$$

Приведена швидкість конденсату у просвіті зволожувача, м/с

$$w'_0 = 4 \cdot G_{k1} \cdot v' / (\pi \cdot d_0^2). \quad (5.42)$$

Швидкість двофазної суміші у просвіті зволожувача, м/с

$$w_{df} = w'_0 + w''_0. \quad (5.43)$$

Критична швидкість суміші, м/с

$$w_{df}^{kr} = (2/k_1) \cdot \sqrt{\frac{g \cdot \sigma \cdot \left(\frac{1}{v'} - \frac{1}{v''}\right)}{(1/v'')}}}, \quad (5.44)$$

де $k = 0,77$ – коефіцієнт.

Середній діаметр крапель води [82], м

$$\bar{d}_k = (55 \dots 70) \left(\frac{\mu' \sqrt{\sigma/\rho'}}{\rho'' \cdot (w''_0)^2} \right)^{2/3}. \quad (5.45)$$

Секундна кількість крапель води

$$n_k = \frac{G_{k1}}{\rho' \cdot \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \left(\frac{\bar{d}_k}{2}\right)^3}. \quad (5.46)$$

Площа поверхні крапель води, м²

$$F_k = n_k \cdot 4 \cdot \pi \cdot (\bar{d}_k/2)^2. \quad (5.47)$$

Кількість теплоти, що передається від перегрітої пари до конденсату, Вт

$$Q_{шт} = D_2 \cdot (h_2 - h_1) \cdot 10^3. \quad (5.48)$$

Коефіцієнт тепловіддачі під час випаровування рідини, Вт/(м²·К)

$$\alpha_k = \frac{\lambda''}{\bar{d}_k} \cdot 4,55 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{w''_0 \cdot \bar{d}_k}{v''} \right)^{0,8} \cdot K^{0,4}, \quad (5.49)$$

де $K = r / (c_p \cdot \Delta t)$ – критерій фазового переходу; $\Delta t = 0,5(t_2 - t_1)$ – температурний перепад, °С.

Необхідна для зняття перегріву пари поверхня контакту фаз, м²

$$F'_k = Q_{\text{пп}} / (\alpha_k \cdot \Delta t).$$

Розрахунок ПО проводимо для таких початкових умов:

$D_2 = 0,1 \dots 0,278$ кг/с; $h_1 = 3259$ кДж/кг; $h_2 = 2827$ кДж/кг; $P_2 = 0,1$ МПа; $v'' = 0,198$ м³/кг; $t_{k2} = 179,04$ °С; $v' = 0,0011262$ м³/кг; $c_k = 4,417$ сДж/кг; $\sigma = 423,09 \cdot 10^{-4}$ Н/м.

Результати розрахунку наведені у табл. 5.5.

Таблиця 5.5

Витратні характеристики пароохолодника

Показник	Результати розрахунку	
Витрата пари D_2 , кг/с	0,1	0,278
Витрата конденсату G_{k1} , кг/с	0,1	0,278
Витрата пари, що надходить у ПО D_1 , кг/с	0,0825	0,2293
Розрахункова витрата конденсату на охолодження пари $(G_{k1})_p$, кг/с	0,0175	0,04866
Приведена швидкість пари w_0'' , м/с	10,09	28,05
Приведена швидкість конденсату w_0' , м/с	0,0574	0,1595
Швидкість двофазної суміші w_{df} , м/с	10,15	28,21
Критична швидкість суміші w_{df}^{kr} , м/с	8,95	8,95
Середній діаметр крапель води \bar{d}_k , м	$0,11 \cdot 10^{-3}$	$0,29 \cdot 10^{-4}$
Площа поверхні крапель води F_k , м ²	6,77	65,81
Кількість теплоти, що передається від перегрітої пари до конденсату $Q_{\text{пп}}$, Вт	43200	120096
Коефіцієнт тепловіддачі під час випаровування рідини α_k , Вт/(м ² ·К)	5587	16278
Необхідна для зняття перегріву пари поверхня контакту фаз F'_k , м ²	0,08	0,08

Як видно із табл. 5.5, за запропонованою схемою навіть у максимальному режимі подається конденсатів в 5,7 ($0,278/0,04866 = 5,7$) разів більше ніж потрібно за балансом. Це перебільшення подачі конденсатів повинно забезпечити більшу надійність роботи пароохолодника.

У діапазоні витрати пари на підігрівники мала швидкість суміші у просвіті зволожувача буде $w_{df} > w_{df}^{kr}$ ($28,21 > 8,95$ м/с і $10,15 > 8,95$ м/с). Тобто, у зволожувачі повинно відбуватись активне подрібнення частинок [182] води (конденсату) у турбулентному потоці пари і таким чином активно розвиватись площа тепломасообміну (контакту) між парою і конденсатом. Термічний опір фазового переходу під час контакту

пари та конденсату прямує до 0, $R_{\phi} \rightarrow 0$. Утворена поверхня поділу фаз у просвіті зволожувача F_k значно перевищує теоретично необхідну для зняття перегріву пари F'_k .

Отже, два фактори – надлишок конденсату і створення умов для гомогенного потоку – повинні забезпечити необхідну температуру пари ($t \leq 200$ °С), яка буде після охолодника і сепаратора надходити у підігрівники мила.

Наведена вище система підготовки пари впроваджена на ТОВ “Бета-В” у м. Вінниця і успішно використовується у виробництві. Визначена експериментальним шляхом температура грійної пари t_2 в умовах вказаного виробництва перевищує температуру насичення на 1...4 °С.

Пристрій для зняття перегріву пари, яка надходить у теплотехнологічний споживач доцільно вбудовувати у систему відведення конденсату від цього споживача. Співвідношення перегрітої пари і охолоджуючого конденсату 1:1 забезпечить надійний процес охолодження.

5.3.2. Гідравлічний розрахунок системи відведення конденсату. До проектування системи відведення конденсату була розроблена її розрахункова схема (рис. 5.6). Цю схему побудовано з врахуванням місцевих умов. Трубопроводи прокладені вздовж огорожувальних стін. Одразу після сепараційного бака встановлено конденсатовідвідник ($\zeta=10$), крім того система містить 12 відводів на 90°, три вентиля та три трійники. Загальна довжина системи 90 м. Різниця геодезичних відміток між виходом конденсату із теплообмінника і підведенням його у конденсатний бак складає $\Delta H = 8$ м.

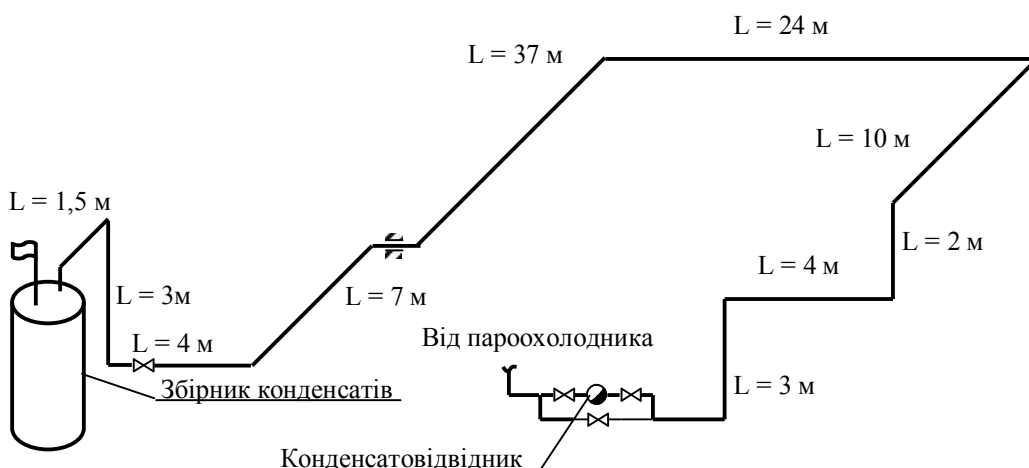


Рис. 5.6. Спрощена аксонометрична схема системи відведення конденсатів від технологічного споживача

ДК розбито на 29 ділянок, які являють собою як місцеві опори, так і прямолінійні трубопроводи. Прийнято, що рух самозакипаючої рідини вздовж місцевих опорів відбувається за гомогенною моделлю, а по прямолінійних трубопроводах – за моделлю з врахуванням ковзання фаз. Крім того методика розрахунку ДК передбачає врахування нівелірної складової втрат напору. Задача цього розрахунку: за відомої витрати пари на підігрів мила $D_2 = 0,278$ кг/с підібрати трубопровід для відведення конденсату після теплообмінника. Вважаємо, що конденсат входить у систему у насиченому стані. Конденсат збирається в ємність, що з'єднана з атмосферою.

В результаті розрахунку отримано, що для відведення зазначеної кількості конденсату необхідно змонтувати трубопровід діаметром 15 мм. У критичних умовах трубопровід може відвести 0,355 кг/с конденсату, тобто має запас з пропускнуої спроможності приблизно 27,8 %.

5.3.3. Використання теплоти забрудненого конденсату. Оскільки конденсат після підігрівника мила має високий вміст жирних кислот, повертати його на теплоелектроцентрально не доцільно, тобто виникає необхідність використання його теплоти.

Використати теплоту конденсату можна у тимчасовій (на час роботи теплообмінника) системі опалення. Кількість теплоти, що можна використати за рахунок охолодження конденсату від 158 °С до 80 °С складає 92,3 кВт, що дозволить опалювати близько 1000 м² промислових приміщень.

5.4. Використання методики розрахунку ДКСК для модернізації теплотехнологічної системи підготовки гліцерину

На виробничому підрозділі ТОВ “Укрхімресурс” в процесі підготовки гліцерину перед виробництвом охолоджуючої рідини (тосолю) використовується пара різних тисків, тому від різних споживачів пари змонтовані окремі системи відведення конденсату. Весь конденсат, отриманий в технологічному процесі, зливається в один конденсатний бак, який сполучений з атмосферою. Із збірного бака за допомогою насоса конденсат по неізольованому трубопроводу діаметром $d_y = 32$ мм надходить у парову котельню, що знаходиться на відстані 200 метрів від виробничого підрозділу. Паровий котел ДКВР 10-23, який поста-

час пару для технологічних потреб, працює на чверть свого номінального навантаження.

Споживачі пари у складі технологічної схеми представлені на рис 5.7.

В процесі підготовки гліцерину використовують пару із надлишковим тиском 12 атм та 3 атм. Тобто конденсат на виході із теплообмінників має температуру 191°C та 143,7°C відповідно.

Розрахунок систем конденсатовідведення на виробничому підрозділі проводився відповідно до методики розрахунку дренажного каналу складної конфігурації, наведеної у підрозділі 5.1.

В результаті розрахунку наведених систем відведення конденсату встановлено їх пропускну спроможність:

- конденсатопроводу від ємності підготовки гліцерину $d=50$ мм, $L \approx 40$ м $\rightarrow G_{\max} = 4,32$ кг/с;

- конденсатопроводу від пластинчатого теплообмінника біля ємності підготовки гліцерину $d = 100$ мм, $L \approx 40$ м $\rightarrow G_{\max} = 19,37$ кг/с;

- конденсатопроводу від підігрівника гліцерину під час сушіння $d = 15$ мм, $L \approx 30$ м $\rightarrow G_{\max} = 0,285$ кг/с;

- конденсатопроводу від кожухотрубчатого теплообмінника біля дистиллятора $d = 25$ мм, $L \approx 20$ м $\rightarrow G_{\max} = 1,97$ кг/с;

- конденсатопроводу від підігрівника в дезодораторі $d = 25$ мм, $L \approx 20$ м $\rightarrow G_{\max} = 1,06$ кг/с;

- конденсатопроводу від парової сорочки $d = 25$ мм, $L \approx 30$ м $\rightarrow G_{\max} = 1,86$ кг/с;

- 3-х конденсатопроводів від підігрівника гліцерину під час сушіння $d = 15$ мм, $L \approx 20$ м $\rightarrow G_{\max} = 0,325$ кг/с.

В результаті розрахунку наведених систем відведення конденсату встановлено їх пропускну спроможність, що перевищує реальне споживання пари на підприємстві.

За допомогою методики розрахунку дренажного каналу складної конфігурації оцінено кількість прольотної пари на конденсатопроводах. За результатами розрахунку встановлено, що сумарна кількість прольотної пари і кількість конденсату, який повертається у збірну ємність, складає 2450...2740 кг/год, що відповідає кількості споживаної пари на виробництво, яка реально зафіксована лічильниками. Результати оцінки кількості прольотної пари показують, що 15...20% конденсатовідвідників знаходяться у несправному стані. Несправність конденсатовідвідників спричиняє перевитрату газу 300...420 м³/рік, вартість якого у цінах 2006 року складе 226,8...317,5 тис. грн.

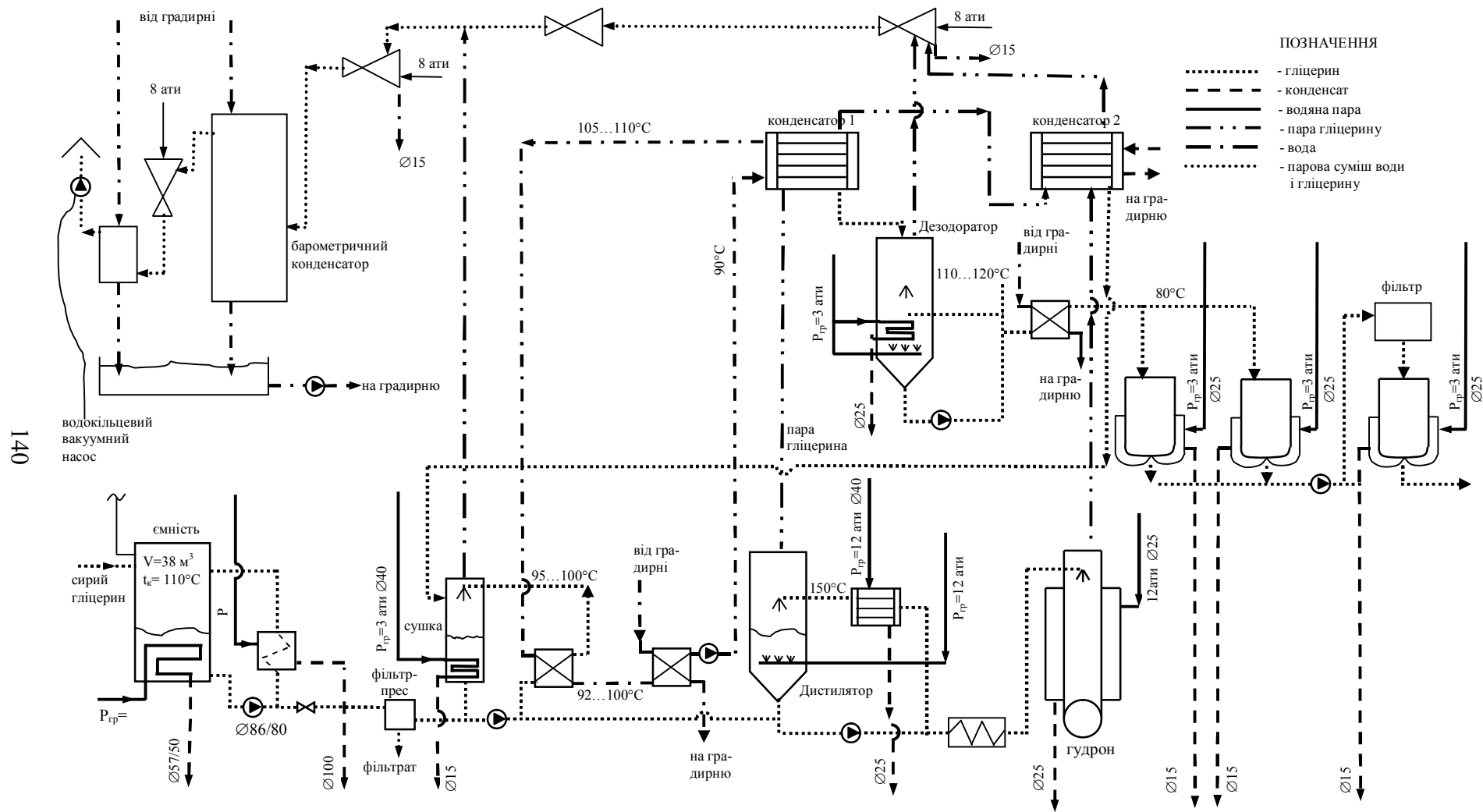


Рис. 5.7. Теплотехнологічна схема підготовки гліцерину перед виробництвом охолоджуючої рідини (тосолу)

Рекомендації щодо впровадження енергозберігаючих заходів на підприємстві ТОВ “Укрхімресурс”.

1. Наведені вище результати розрахунку пропускної спроможності конденсатопроводів використати для підбору конденсатовідвідників, для зміни характеристики конденсатопроводів.
2. Вмонтувати теплообмінник у збірну ємність для зняття перегріву конденсату, і, таким чином, попередити втрати теплоти із парами самовипаровування. Отриману таким способом теплоту використати: взимку для опалення адміністративних приміщень; влітку для гарячого водопостачання.
3. Для зменшення втрат теплоти при транспортуванні конденсату і пари, а також підвищення ефективності використання палива законсервувати існуючу котельню і спроектувати нову котельню із котлами невеликої паропроодуктивності, яка відповідає потребам виробництва.

5.5. Використання ерліфтного методу організації циркуляції субстрату в системі термостабілізації реактора біогазової установки

Для отримання максимальної кількості біогазу з одиниці об’єму реактора біогазової установки (БГУ) необхідно дотримуватись певних температурних режимів. Цих умов можна досягти постійним підігрівом і перемішуванням субстрату у реакторі. Для забезпечення рівномірності передачі теплоти до субстрату і полегшення обслуговування теплообмінні пристрої виносять за межі реактора. Але при цьому необхідно організувати примусову циркуляцію субстрату. В звичайному випадку цю умову можна виконати встановивши нагнітальний пристрій (насос), але високі швидкості потоку, що утворюються в міжлопатевому просторі насосу, негативно впливають на життєздатність метанотвірних бактерій. Тому виникла необхідність у створенні циркуляції субстрату у системі термостабілізації БГУ без використання нагнітальних пристроїв. Організувати циркуляцію субстрату можна за допомогою ерліфтного методу, що передбачає введення частини отриманого біогазу на ділянку після теплообмінного пристрою (рис. 5.8).

За рахунок підведення у циркуляційний контур біогазу, вага стовпа частини контуру зменшується. Це пов’язано із зменшенням густини двофазного потоку. Внаслідок різної ваги стовпа субстрату у біогазовому реакторі і у системі термостабілізації БГУ (за умови од-

накової висоти стовпів) відбувається циркуляція субстрату. Таким чином у системі створюється так звана тягова ділянка довжиною $L_{\text{тяг}}$.

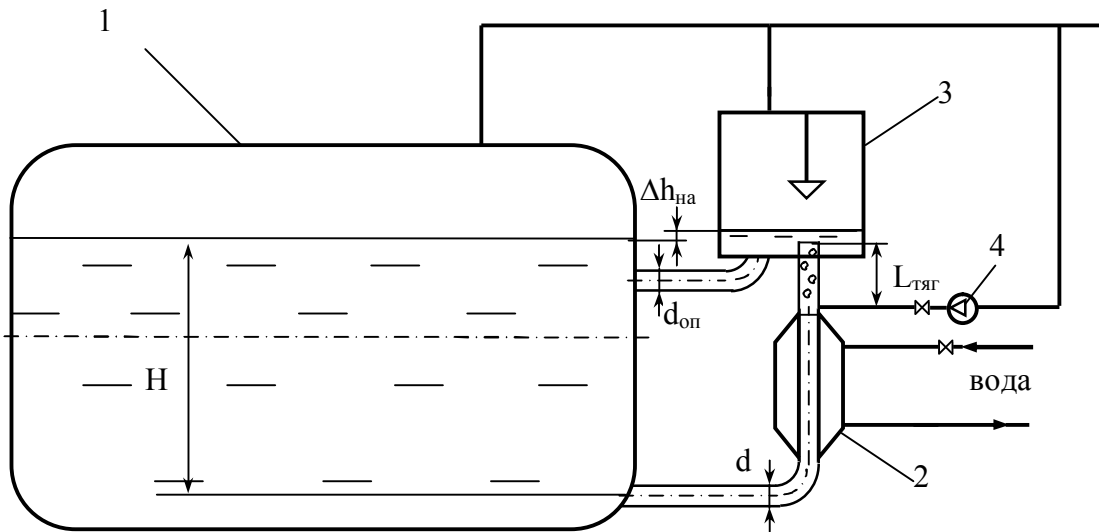


Рис. 5.8. Система термостабілізації реактора БГУ: 1 – біогазовий реактор; 2 – теплообмінний пристрій; 3 – ємність-сепаратор; 4 – компресор.

Підтримання температурного режиму у біогазовому реакторі відбувається таким чином. Отриманий у БГУ біогаз за допомогою компресора подається у систему термостабілізації, куди одночасно надходить і охолоджений субстрат. Субстрат підігрівається у теплообміннику типу “труба в трубі”, після якого змішується із біогазом. Суміш із підігрітого субстрату та біогазу надходить у ємність 3 де вона розділяється. Субстрат по опускному трубопроводу повертається у біореактор 1, а біогаз відводиться до споживачів.

Математична модель для розрахунку гідродинамічних процесів у цій схемі побудована з врахуванням теплофізичних властивостей субстрату та особливостей розрахунку дійсного об’ємного газовмісту та втрат тиску на тертя у системах із потоками в’язких рідин запропонованих авторами [82, 128].

Розроблені методи математичного моделювання двофазних течій [79] застосовуються для розрахунку циркуляції субстрату в системі термостабілізації БГУ.

За допомогою створеної моделі проведено дослідження впливу довжини тягової ділянки, витратного об’ємного газовмісту на тяговій ділянці та діаметра контуру циркуляції на швидкість циркуляції субстрату (рис. 5.9) та корисну потужність компресора (рис. 5.10) для біогазового реактора об’ємом $V = 61,3 \text{ м}^3$ із $H = 2 \text{ м}$. Для наведеного реактора із конструктивними розмірами $L_{\text{тяг}} = 0,2 \text{ м}$, $d = 0,05 \text{ м}$, $\Delta h_{\text{наб}} = 3 \text{ мм}$ визначено, що для підтримання сталої температури $t = 33^\circ\text{C}$ у зимовий період (температура навколишнього середовища $t_{\text{nc}} = -21^\circ\text{C}$,

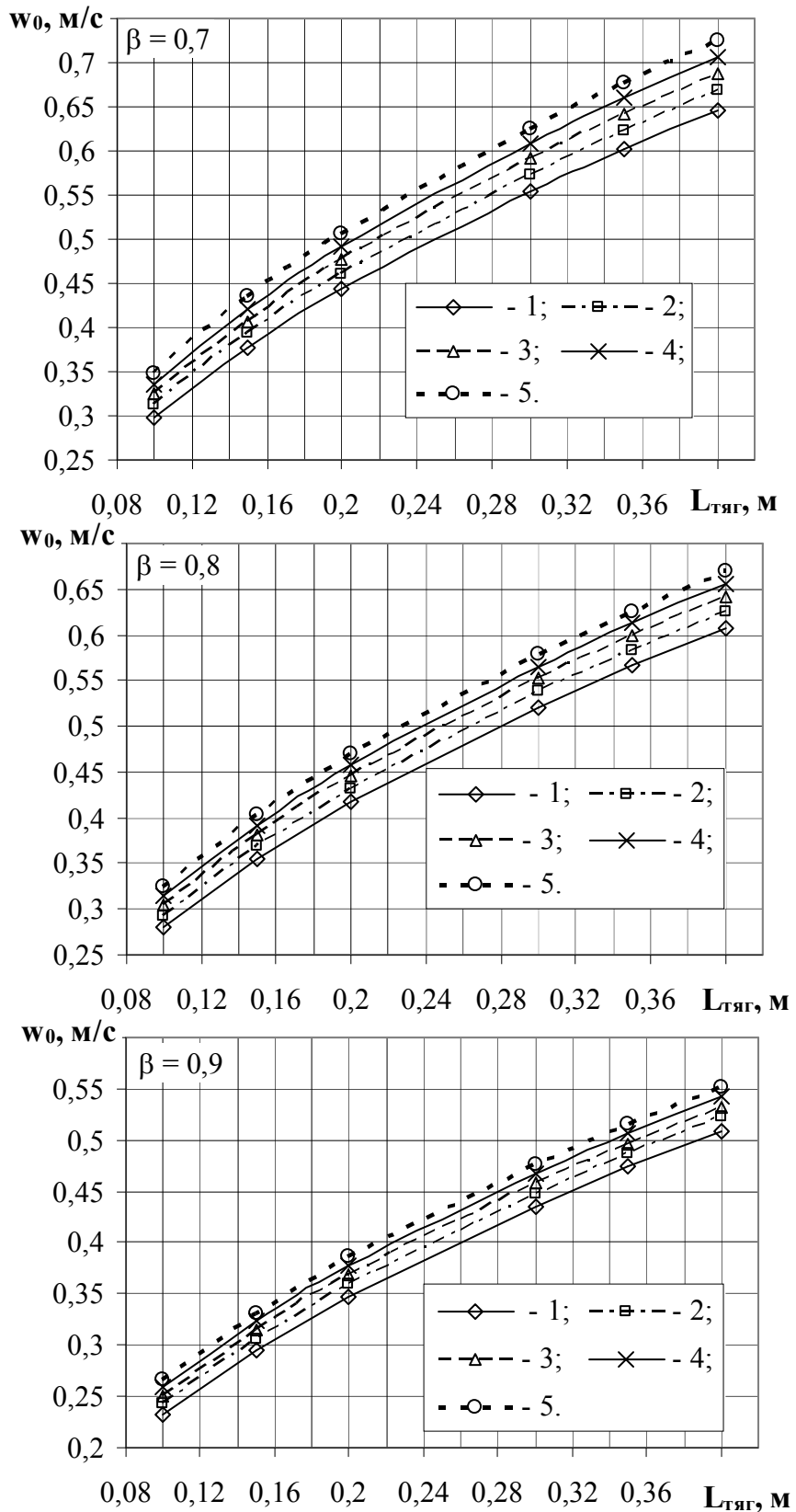


Рис. 5.9. Залежність швидкості циркуляції від довжини тягової ділянки та діаметра у системі термостабілізації реактора БГУ: 1 – $d_{тяг} = 32$ мм; 2 – 40 мм; 3 – 50 мм; 4 – 65 мм; 5 – 90 мм

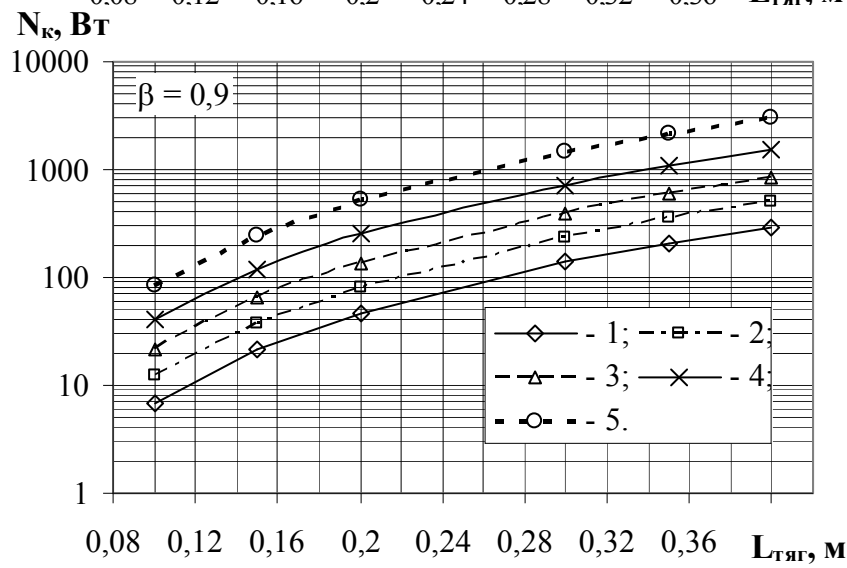
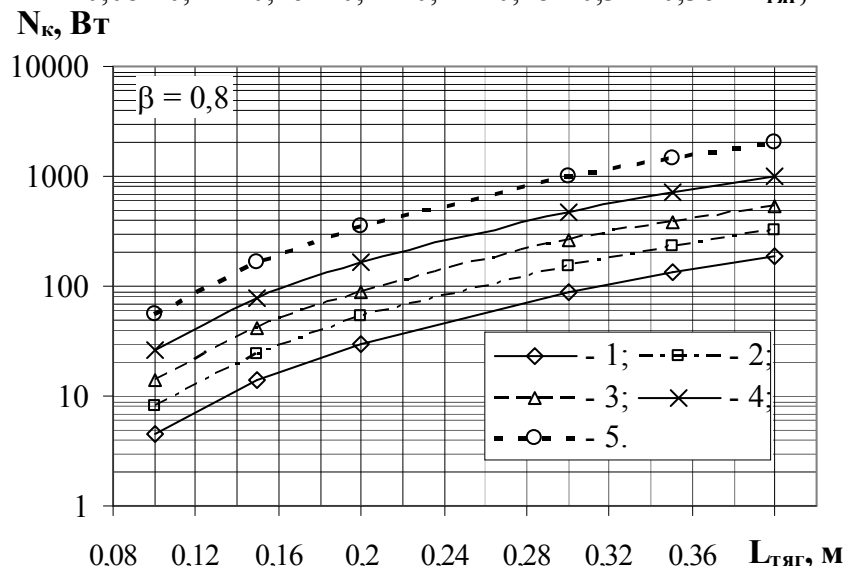
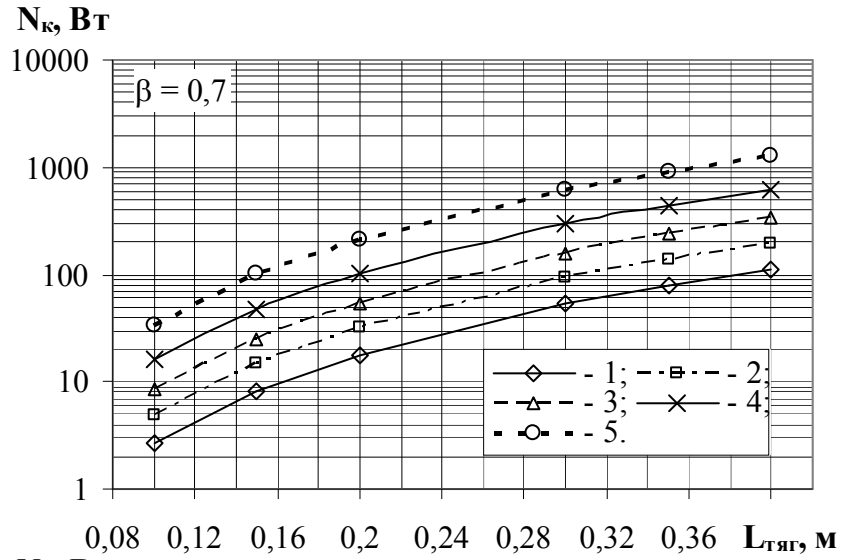


Рис. 5.10. Залежність корисної потужності компресора від довжини тягової ділянки та діаметра системи термостабілізації реактора БГУ (позначення на рис. 5.9)

тововщина ізоляції $\delta_{із} = 0,15$ м, теплопровідність ізоляції $\lambda_{із} = 0,045$ Вт/(м·К) необхідно підвести до субстрату 1685 Вт теплової енергії. Витратний об'ємний газоміст на тяговій ділянці прийнято рівним 0,7. Швидкість циркуляції субстрату у системі складає $w_0 = 0,48$ м/с, а діаметр опускного трубопроводу $d_{оп} = 0,08$ м. Виходячи із конструкції циркуляційного контуру, довжина теплообмінника “труба в трубі” складає $L_{то} = 1,7$ м. В цьому теплообміннику за середнього температурного напору в $\overline{\Delta t} = 5$ °С (коефіцієнт теплопередачі від води до субстрату прийнято 300 Вт/(м²·К)) можна передати субстрату 400 Вт теплоти. Тобто, для підтримання сталої температури у біогазовому реакторі необхідно встановити 5 теплообмінників і відповідно 5 контурів циркуляції.

Враховуючи коефіцієнти корисної дії котла $\eta_{кот} = 0,9$ і компресора $\eta_{ком} = 0,5$, визначено, що для підтримання температурного режиму у біогазовому реакторі за добу необхідно спалити 15,2 м³ біогазу. За умови, що з 1 м³ реактора за добу можна отримати 1 м³ біогазу, то з об'єму реактора можна отримати 61,3 м³ біогазу на добу.

Аналізуючи наведені вище результати, видно, що на організацію циркуляції та підігрів субстрату використовується майже 25 % всього отриманого біогазу.

Із зменшенням діаметра контуру циркуляції (за умови сталих інших вихідних даних) швидкість циркуляції субстрату теж зменшується. Наприклад, із зменшенням довжини тягової ділянки у два рази, величина w_0 складатиме 0,32 м/с, що може призвести до зменшення коефіцієнта теплопередачі у теплообміннику. Останній фактор впливає на кількість необхідних контурів циркуляції, а відповідно і на кількість біогазу, який необхідно спалити для її організації.

Отже, математичну модель, наведену у розділі 4, доцільно використовувати в розрахунках елементів систем біоконверсії, в яких реалізуються двофазні потоки.

ЛІТЕРАТУРА

1. Баттерворс Д. Теплопередача в двухфазном потоке / Д. Баттерворс, Г. Хьюитт; пер. с англ. – М.: Энергия, 1980. – 328 с.
2. Колыханов В. Н. Получение гомогенных режимов течения вскипающего потока в протяженных трубопроводах / В. Н. Колыханов, В. А. Дубковский // Труды Одесского политехнического университета, 1999. – Вып. 3(9). – С. 152-154.
3. Бузников Е. Ф. Производственные и отопительные котельные / Бузников Е. Ф., Роддатис К. Ф., Берзиньш Э. Я.; 2-е изд., перераб. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 248 с.
4. Сидельковский Л.Н. Парогенераторы промышленных предприятий: учебник [для вузов. 2-е изд., перераб. и доп.] / Л.Н. Сидельковский, В.Н. Юренев. – М.: Энергия, 1978. – 336 с.
5. Зеркалов Д. В. Експлуатація котельних установок. Довідник / Д. В. Зеркалов. – К. : Техніка, 1992. – 144 с.
6. Кибрик П. С. Эксплуатация котельных установок небольшой производительности / П. С. Кибрик, Г. Р. Либерман. – М. : Энергия, 1969. – 360 с.
7. Гусев Б. Д. Гидродинамические аспекты надежности современных энергетических установок / Гусев Б.Д., Калинин Р.И., Благовещенский А.Я. – Л. : Энергия. Ленингр. отд-ние, 1989. – 216 с.
8. Якадин А. И. Конденсатное хозяйство промышленных предприятий / А. И. Якадин; под ред. Ю.П. Соловьева. – Изд. 3-е, перераб. и доп. – М.: Энергия, 1973. – 232 с.
9. Зысин В. А. Динамика процесса вскипания жидкости в потоке с большим градиентом давления / В. А. Зысин, В. А. Барилевич // Труды ЦКТИ. 1970. – Вып. 101. – С. 134-137.
10. Уоллис Г. Одномерные двухфазные течения / Г. Уоллис; пер. с англ. – М. : Мир, 1972. – 440 с.
11. Вайсман М. Д. Термодинамика парожидкостных потоков / М. Д. Вайсман. – Л. : Энергия. Ленингр. отд-ние, 1967. – 272 с.
12. Крамеров А. Я. Инженерные расчеты ядерных реакторов / Крамеров А. Я., Шевелев Я. В. – М.: Атомиздат, 1964. – 150 с.
13. Тонконог В. Г. Течение испаряющейся жидкости в каналах различной формы: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук: спец. 05.14.05 “Теоретические основы теплотехники” / В. Г. Тонконог; Казанский авиационный институт. – Казань, 1975. – 23 с.
14. Муди. Максимальный расход однокомпонентной двухфазной смеси / Муди // Труды ASME. Серия C – Теплопередача. – 1965. – № 1. – С.160–170.

15. Критический расход насыщенной и недогретой воды через каналы различной формы / Тонконог В. Г., Мухачев Г. А., Павлов Б. М. и др. // ИФЖ. – Т. XXXII, №6. – 1977. – С. 990–994.
16. Лабунцов Д. А. Механизм закипания потока при ударном вскипании жидкости / Д. А. Лабунцов, А. А. Авдеев // Теплофизика высоких температур. – 1982. – Т. 20, №1. – С. 88–95.
17. Гухман А. А., Гандельсман А. Ф., Науриц Л. Н. О гидравлическом сопротивлении в трансзвуковой области течения // Энергомашиностроение. – 1957. – №7. – С. 10–14.
18. Блинков В. Н. Модель неравновесного вскипающего потока в соплах и трубах / В. Н. Блинков, Б. И. Нигматулин // Многофазные потоки в энергоустановках. – Харьков, 1988. – С. 113–135.
19. Рубинштейн С. В. К расчету цилиндрических каналов при течении испаряющейся жидкости / С. В. Рубинштейн, Ю. С. Погорелов // Использование газов в народном хозяйстве. – Саратов: Изд. Саратовского университета. – 1971. – Вып. 9. – С. 246–254.
20. Скрипов В. П. Закипание потока в коротких каналах при ударном вскипании жидкости / В. П. Скрипов, Н. А. Шуравенко, О. А. Исаев // ТВТ. – 1978. – Т. 16, №3. – С. 563–568.
21. Определение критических параметров при истечении вскипающей воды через цилиндрические каналы / В. В. Фисенко, Е. З. Емельяненко, Ю. С. Ботук и др. // Теплоэнергетика. – 1993. – №1. – С. 60–62.
22. Первушин Л. К. О критических параметрах при адиабатическом истечении насыщенной воды из цилиндрических каналов / Л. К. Первушин // Изв. вузов. Энергетика. – 1976. – №5. – С. 142–145.
23. Расчет критического расхода при истечении насыщенной и недогретой воды через цилиндрические каналы / А. А. Авдеев, В. Н. Майданик, Л. И. Селезнев и др. // Теплоэнергетика. – 1977. – №4. – С. 36–38.
24. Алешин В. С. К определению расхода газожидкостной смеси при критическом режиме истечения через цилиндрические каналы / В. С. Алешин // Теплоэнергетика. – 1979. – №3. – С. 58–60.
25. Мальцев Б. К. Экспериментальное исследование истечения насыщенной и недогретой воды при высоких давлениях / Б. К. Мальцев, Д. А. Хлесткин, В. Д. Келлер // Теплоэнергетика. – 1972. – №6. – С. 61–63.
26. Авдеев А. А. Методика расчета вскипающих адиабатных потоков / А. А. Авдеев, В. Н. Майданик, В. К. Шанин // Теплоэнергетика. – 1977. – №8. – С. 67–69.
27. Хлесткин Д. А. Характерные режимы истечения горячей воды / Д. А. Хлесткин, В. П. Канищев // Теплоэнергетика. – 1977. – №8. – С. 69–71.

28. Хлесткин Д. А. Определение расходов метастабильной жидкости / Д. А. Хлесткин // Теплоэнергетика. – 1978. – №1. – С. 78–80.
29. Тихоненко Л. К. Исследование локальных параметров критического потока горячей воды в прямых трубах с острой входной кромкой / Л. К. Тихоненко, Л. Р. Кеворков, С. З. Лутовинов // Теплоэнергетика. – 1978. – №2. – С. 41–44.
30. Авдеев А. А. Критериальная обработка экспериментальных данных по истечению насыщенной и недогретой воды через цилиндрические каналы / А. А. Авдеев, В. Н. Майданик, В. К. Шанин // Теплоэнергетика. – 1978. – №2. – С. 44–47.
31. Хлесткин Д. А. Экспериментальное исследование истинного объемного паросодержания по длине канала при истечении метастабильной жидкости / Д. А. Хлесткин, В. П. Канищев // Теплоэнергетика. – 1978. – №2. – С. 47–50.
32. Хлесткин Д.А., Коршунов А.С., Канищев В.П. Определение расходов воды высоких параметров при истечении в атмосферу через цилиндрические каналы / Д.А. Хлесткин, А.С. Коршунов, В.П. Канищев // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1978. – №5. – С. 126–135.
33. Хлесткин Д. А. Исследование процессов истечения высоковолажной пароводяной смеси / Д. А. Хлесткин, В. П. Канищев // Теплоэнергетика. – 1979. – №5. – С. 67–69.
34. Хлесткин Д. А. Влияние масштабного фактора на удельный расход самоиспаряющейся жидкости / Д. А. Хлесткин, В. Н. Зырянов // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1988. – №1. – С. 86–94.
35. Хлесткин Д. А. Влияние противодавления на удельные расходы при истечении через короткие каналы / Д. А. Хлесткин, С. В. Курзин // Теплоэнергетика. – 1989. – №7. – С. 8–12.
36. Елфимов В. Г. Экспериментальное исследование расходных характеристик истечения воды и водяного пара при сверхкритическом начальном давлении / В. Г. Елфимов, Д. А. Хлесткин, С. В. Курзин // Теплоэнергетика. – 1991. – №6. – С. 75–76.
37. Виноградов А. В. Определение истинных параметров потока в режимах метастабильного истечения жидкости / А. В. Виноградов, Д. А. Хлесткин, В. В. Усанов // Теплоэнергетика. – 2004. – №5. – С. 72–74.
38. Виноградов А. В. Критические режимы истечения вскипающей жидкости / А. В. Виноградов, Д. А. Хлесткин, В. В. Усанов // Теплоэнергетика. – 2005. – №1. – С. 77–80.
39. Кузнецов Ю. Н. Математическая модель нестационарнонеравновесного негомогенного двухфазного потока в канале / Ю. Н. Кузнецов, А. С. Девкин // ТВТ. – 1984. – Т. 22, №3. – С. 544–549.
40. Благоев Э. Е. Критическое отношение давлений и критическая скорость при течении однокомпонентной вскипающей жидкости через

- сужающие устройства / Э. Е. Благов // Теплоэнергетика. – 2005. – №6. – С. 56–66.
41. Павлов Б. М. Исследование истечения вскипающей воды через цилиндрические каналы / Б. М. Павлов, И. Ф. Муравьев, Н. З. Абдюшев // Теплофизика и гидродинамика процессов кипения и конденсации. – Рига. – 1986. – Т. 4, Ч. 4. – С. 53–59.
42. Аносова Г. М. Паросодержание при адиабатном течении парожидкостных смесей в горизонтальных трубах / Г. М. Аносова, Ю. М. Дашевский, З. Л. Миропольский // Теплоэнергетика. – 1990. – №7. – С. 69–72.
43. Абздюшев Н. З. Исследование истечения вскипающей воды через цилиндрические каналы / Н. З. Абздюшев // Теплофизика и гидродинамика процессов кипения и конденсации. – Рига. – 1986. – Т. 4, Ч. 4. – С. 53–57.
44. Решетников А. А. Расход вскипающей жидкости при истечении в атмосферу. Переход от модельного вещества к воде / А. А. Решетников, О. А. Исаев, В. П. Скрипов // ТВТ. – 1988. – Т. 22, №5. – С. 774–777.
45. Долинский А. А. Вскипающие адиабатные потоки через сужающие устройства / А. А. Долинский, А. И. Накорчевский // Промышленная теплотехника. – 1988. – Т. 10, №6. – С. 9–14.
46. Федоткин И. М. Гидравлическое сопротивление дроссельных диафрагм двухфазному потоку / И. М. Федоткин // Изв. вузов. Энергетика. – 1969. – №4. – С. 77–83.
47. Точигин А. А. Гидравлическое сопротивление дроссельных шайб при движении двухфазного потока / А. А. Точигин, С. В. Васильев, А. Л. Никитин // Изв. вузов. Энергетика. – 1992. – №3. – С. 100–104.
48. Смогалев И. П. Расчет потерь давления при течении пароводяного потока через местные сопротивления / И. П. Смогалев, В. А. Дорошенко // Теплоэнергетика. – 1984. – №5. – С. 72–74.
49. К расчету гидравлики местных сопротивлений на двухфазном потоке / [Боришанский В. М., Андреевский А. А., Быков Г. С. и др.] // Труды ЦКТИ. – 1976. – Вып. 139. – С. 35–48.
50. Курзин С. В. Расчет режимов истечения вскипающей воды в среду с противодействием через диафрагмы / С. В. Курзин, Д. А. Хлесткин // Теплоэнергетика. – 1989. – №10. – С. 67–69.
51. Елфимов В. Г. Экспериментальное исследование расходных характеристик истечения вскипающей воды через пакеты дроссельных шайб / В. Г. Елфимов, Д. А. Хлесткин // Теплоэнергетика. – 1991. – №7. – С. 63–64.
52. Благов Э. Е. Критическое отношение давлений и критическая скорость при течении однокомпонентной вскипающей жидкости через

- сужающие устройства / Э. Е. Благов // Теплоэнергетика. – 2005. – №6. – С. 56–66.
53. Безродный М. К. Процессы переноса в двухфазных термосифонных системах / М. К. Безродный, И. Л. Пиеро, Т. О. Костюк. – К.: Факт, 2003. – 480 с. – ISBN 966-664-090-2.
54. Алешин В. С. К определению расхода газожидкостной смеси при критическом режиме истечения через цилиндрические каналы / В. С. Алешин // Теплоэнергетика. – 1979. – №3. – С. 58–60.
55. Денисенко Ю. П. Теплообмен и гидродинамика в горизонтальных двухфазных термосифонах: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук / Ю. П. Денисенко; Одесский институт низкотемпературной техники и энергетики. – Одесса, 1992. – 15 с.
56. Василенко С. М. Гідродинаміка парорідинних течій у плівкових випарних апаратах / С. М. Василенко, В. І. Боднар, А. В. Форсюк // Харчова промисловість. – 2003. – №2. – С. 107–110.
57. Колыханов В. Н. Экспериментальное исследование течения вскипающих жидкостей в длинных трубопроводах / В. Н. Колыханов, А. И. Терещенко // Процессы тепломассообмена в одно- и двухфазных системах. – Днепропетровск. – 1988. – С. 96–99.
58. Делайе Дж. Теплообмен и гидродинамика в атомной и тепловой энергетике / Дж. Делайе, М. Гио, М. Ритмюллер; пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 424 с.
59. Тонг Л. Теплоотдача при кипении и двухфазное течение / [Л. Тонг; под ред. И. Т. Аладьева]. – М.: Мир, 1969. – 344 с.
60. Klingebiel W. J. Analysis of flow choking of two-phase, one-component mixtures / W. J. Klingebiel, R. W. Moulton // AIChE Journ. – 1991. – V. 17. – № 2. – P. 383–390.
61. Pressure Drop During Refrigerant Condensation Inside Horizontal Smooth, Helical Microfin, and Herringbone Microfin Tubes / Jonathan A. Oliver, Leon Liebenberg, Mark A. Kedzierski, Josua P. Meyer. // Transaction of the ASME. Journal of heat transfer. – 2004. – Vol. 126, № 10. – P. 687–696.
62. Two-phase Flow Through Square and Circular Microchannels – Effects of Channel Geometry / Chung P. M.-Y., Kawaji M., Kowahara A., Shibata Y. // Transaction of the ASME. Journal of Fluids Engineering. – 2004. – Vol. 126, № 4. – P. 546–552.
63. Шуршев В. Ф. Идентификация режимов течения двухфазных потоков холодильных агентов и их смесей с использованием фазовых диаграмм / В. Ф. Шуршев, А. Н. Умеров // Вестник Астраханского государственного технического университета. – 2005. – № 2 (25). – С. 224–233.

64. Ahmadali Tabatabai. A New Two-Phase Flow Map and Transition Boundary Accounting for Surface Tension Effects in Horizontal Miniature and Micro Tubes / Ahmadali Tabatabai, Amir Faghr // Transaction of the ASME. Journal of Heat Transfer. – 2001. – Vol. 123, № 5. – P. 958–968.
65. Кеворков Л. Р. Влияние масштабных факторов на критический расход насыщенной воды из прямых труб с острой входной кромкой / Л. Р. Кеворков, С. З. Лутовинов, Л. К. Тихоненко // Теплоэнергетика. – 1977. – №7. – С. 72–76.
66. Леви С. Расчет двухфазного критического расхода / С. Леви // Труды ASME. Серия C – Теплопередача. – 1965. – № 1. – С. 64–70.
67. Калайда Ю. А. О структуре двухфазного потока в критическом сечении / Ю. А. Калайда, В. В. Фисенко, В. И. Сычиков // Теплоэнергетика. – 1976. – №3. – С. 88.
68. Первушин Л. К. Исследование процесса истечения самоиспаряющейся жидкости из цилиндрических каналов: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук: спец. 05.14.05 “Теоретические основы теплотехники” / Л. К. Первушин; Ленинградский политехнический ин-т. – Ленинград, 1973. – 18 с.
69. Дорошук В. Е. Закономерности адиабатного пароводяного потока в трубах / В. Е. Дорошук // Теплоэнергетика. – 1988. – №1. – С. 51–55.
70. Зырянов В. Н. Экспериментальное исследование влияния местных сопротивлений на удельные расходы вскипающей воды / В. Н. Зырянов, Д. А. Хлесткин // Теплоэнергетика. – 1987. – №5. – С. 69–71.
71. Зырянов В. Н. Экспериментальное исследование критического истечения вскипающей воды через канал с моделью вентиля / В. Н. Зырянов, Д. А. Хлесткин // Теплоэнергетика. – 1987. – №6. – С. 64–67.
72. Морозов И. И. Устойчивость кипящих аппаратов / И. И. Морозов, В. А. Герлига. – М.: Атомиздат, 1969. – 280 с.
73. Накорчевский А. И. Течение вскипающих жидкостей в длинных каналах и наступление критических режимов / А. И. Накорчевский, Б. И. Басок, И. В. Гаскевич // Теплофизика высоких температур. – 1991. – Т. 29, №6. – С. 1121–1126.
74. ГОСТ 8.563.1-97. ГСОЕИ. Измерение расхода и количества жидкостей и газов методом переменного перепада давления. Диафрагмы, сопла Иса 1932 и трубы Вентури, установленные в заполненных трубопроводах круглого сечения. Технические условия. – Взамен ГОСТ 23720-79, ГОСТ 26969-86, РД 50-213-80, МИ 2204-92, МИ 2346-95; Введ. 01.09.2001. – К.: Госстандарт Украины, 2001. – 61 с.
75. Степанова Н. Д. Втрати напору під час руху одно- та двофазних середовищ / Н. Д. Степанова // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2006. – № 1. – С. 57–61.

76. Гидравлический расчет котельных агрегатов : (Нормативный метод) / [Балдина О. М., Локшин В. А., Петерсон Д. Ф. и др., под ред. В. А. Локшина и др.]. – М.: Энергия, 1978. – 256 с.
77. Альтшуль А. Д. Гидравлика и аэродинамика / А. Д. Альтшуль, П. Г. Киселев. – М.: Стройиздат, 1975. – 323 с.
78. Баллонный вентиль: А.с.1765581 А1 СССР, МКИ F16 К 1/02 /А. И. Коливашко, С. И. Ткаченко, М. В. Мелец, А. Н. Ботин, О. А. Слободянюк. – № 4823829/29; Заявлено 07.05.90; Опубл. 30.09.92, Бюл. №36. – 3 с.: ил.
79. Ткаченко С. Й. Втрати тиску в місцевих опорах при течії двофазних потоків / С. Й. Ткаченко, Н. Д. Степанова, Д. В. Степанов // Вісник ВПІ. – 2000. – № 1. – С. 43–46.
80. Ткаченко С. Й. Критичні течії в дренажній системі складної конфігурації / С. Й. Ткаченко, Н. Д. Степанова, Д. В. Степанов // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2006. – № 4. – С. 40–44.
81. Энергозберігаючий спосіб періодичних продувок парових котлів на цукрових заводах / С. Й. Ткаченко, К. М. Савчук, Н. Д. Степанова, Д. В. Степанов // Вісник ТУП. – 2004. – № 5. – С. 107–111.
82. Федоткин И. М. Теплогидродинамические процессы в выпарных аппаратах / И. М. Федоткин, С. И. Ткаченко. – К.: Техніка, 1975. – 212 с.
83. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям / И. Е. Идельчик. – М.: Машиздат, 1975. – 464 с. – ISBN 5-217-00393-6.
84. Фисенко В. В. О влиянии сжимаемости на гидродинамику двухфазных потоков / В. В. Фисенко, В. И. Сычиков // ИФЖ. – 1977. – Т. XXXII, №6. – С. 1059–1061.
85. Рудомино Б. В., Ремжин Ю. И. Проектирование трубопроводов тепловых электростанций / Б. В. Рудомино, Ю. И. Ремжин. – Л.: Энергия, 1970. – 208 с.
86. Гофайзен А. В. Гидравлическое сопротивление подпорных дроссельных шайб, установленных в горизонтальных трубах, двухфазному потоку / А. В. Гофайзен, В. И. Гомболевский, А. Л. Пугачев // Теплоэнергетика. – 1976. – №10. – С. 85–89.
87. Колбенков С. П. Установки сжиженного газа для коммунально-бытовых и промышленных потребителей / С. П. Колбенков; изд. 2-е, перераб. и доп. – Л.: Недра, 1976. – 159 с.
88. Рубинштейн С. В. Газовые сети и оборудование для сжиженных газов / С. В. Рубинштейн, Е. П. Щуркин. – Л.: Недра, 1991. – 252 с.
89. Альтшуль А. Д. Гидравлические сопротивления / А. Д. Альтшуль. – М.: Недра, 1970. – 216 с.

90. Ткаченко С. Й. Математичне моделювання двофазних течій у дренажних системах / С. Й. Ткаченко, Н. Д. Степанова // Вісник ВПІ. – 2005. – № 6. – С. 175–179.
91. Бильдер З. П. Критическое двухфазное течение в длинных каналах / З. П. Бильдер, В. В. Фисенко // ИФЖ. – 1982. – Т. XLIII, №5. – С. 715–718.
92. Миропольский З. Л. Экспериментальное исследование гидравлического сопротивления и паросодержания при вскипании жидкости в протяженных трубопроводах / З. Л. Миропольский, Р. И. Шнеерова, В. Ш. Меклер // Теплоэнергетика. – 1984. – №2. – С. 55–58.
93. Миропольский З. Л. Влияние теплового потока и скорости на гидравлическое сопротивление при движении пароводяной смеси в трубах / З. Л. Миропольский, М. Е. Шлицман, Р. И. Шнеерова // Теплоэнергетика. – 1965. – №5. – С. 67–70.
94. Стырикович М. А. Процессы генерации пара на электростанциях / Стырикович М. А., Мартынова О. И., Миропольский З. Л. – М.: Энергия, 1968. – 312 с.
95. Дейч М. Е. Связь между коэффициентом теплоотдачи и трения при турбулентном режиме двухфазного потока / М. Е. Дейч, Н. Г. Хутская // Теплоэнергетика. – 1988. – №2. – С. 22–25.
96. Теплоотдача и гидравлическое сопротивление при движении двухфазного пароводяного потока в каналах различной формы / В. М. Борیشانский, А. А. Андреевский, В. Н. [и др.] // Труды ЦКТИ. – 1970. – Вып. 101. – С. 3–14.
97. Мамаев В. А. Движение газожидкостных смесей в трубах / Мамаев В. А., Обишария Г. Э., Клапчук О. В. – М.: Недра, 1978. – 270 с.
98. Волошко А. А. Гидродинамика и теплообмен в газо-, парожидкостных системах аппаратов химической технологии. – Астрахань : Волга, 2001. – 159 с.
99. Дорощук В. Е. Кризисы теплообмена при кипении воды в трубах / В. Е. Дорощук. – М.: Энергия, 1970. – 168 с.
100. Миропольский З. Л. Теплоотдача и гидравлические сопротивления при конденсации перегретого и насыщенного пара внутри труб / З. Л. Миропольский, Р. И. Шнеерова, Л. М. Тернакова // Теплоэнергетика. – 1975. – №4. – С. 87–88.
101. Майоров В. А. Аналитическое определение равновесной температуры адиабатно испаряющейся жидкости / В. А. Майоров // ИФЖ. – 2001. – Т.74, №5. – С. 59–62.
102. Hui Zhang Issan Mudawar. A Method for Assessing the Importance of Body Force on Flow Boiling CHF / Hui Zhang Issan Mudawar,

- Mohammad M. Hasan // Transaction of the ASME. Journal of heat transfer. – 2004. – Vol. 126, № 4. – P. 161–168.
103. Kandlikar Satish G. Heat Transfer Mechanisms During Flow Boiling in Microchannels / Satish G. Kandlikar // Transaction of the ASME. Journal of heat transfer. – 2004. – Vol. 126, № 2. – P. 8–16.
104. Kandlikar G. An Experimental Investigation on Flow Boiling of Ethylen-Glycol/Water Mixtures / G. Kandlikar, Bulut Murat // Transaction of the ASME. Journal of Heat Transfer. – 2003. – Vol. 125, № 2. – P. 317–325.
105. Kim Man-Hoe. Heat Transfer and Pressure Drop R22 Evaporation in an Oval Microfin Tube / Man-Hoe Kim, Jeong-Seob Shin, Clark W. Bullard // Transaction of the ASME. Journal of Heat Transfer. – 2001. – Vol. 123, № 2. – P. 301–308.
106. Василенко С. М. Межфазное взаимодействие в двухфазных кольцевых потоках в теплообменных аппаратах пищевой промышленности / С. М. Василенко // Известия вузов. Пищевая технология. – 1998. – № 4. – С. 74–76.
107. Вскипающие адиабатные потоки / [Зысин В. А., Баранов Г. А., Барилевич В. А., Парфенова Т.Н.; под ред. В. А. Зысина]. – М.: Атомиздат, 1976. – 152 с.
108. Истечение теплоносителя при потере герметичности реакторного контура / [Калайда Ю. А., Арсентьев В. В., Фисенко В. В., Цизин Б. М.]. – М.: Атомиздат, 1977. – 158 с.
109. Особенности двухфазного потока в длинных каналах / [Фисенко В. В., Бильдер З. П., И. А. Ивахненко, Мамалыгин Ю.П.] // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. – 1982. – №3. – С. 156–158.
110. Фисенко В. В. Расчет параметров критического двухфазного потока в длинных каналах / В. В. Фисенко, А. В. Алферов, В. Ю. Каминский // Изв. вузов. Энергетика. – 1992. – №9. – С. 104–107.
111. Макухин А. А. Сравнение результатов численного и физического экспериментов по определению расхода и потерь на трение при истечении воды из протяженных трубопроводов / А. А. Макухин, В. В. Фисенко, В. Н. Колыханов // Теплоэнергетика. – 1985. – №10. – С. 68–69.
112. Экспериментальное исследование критического двухфазного потока / [Фисенко В. В., Бильдер З. П., Гончаренко С. Н., Колыханов В.Н.] // Теплоэнергетика. – 1988. – №1. – С. 58–60.
113. Зысин В. А. Техническая термодинамика потока / В. А. Зысин. – Л.: Издательство Ленинградского университета, 1977. – 160 с.
114. Кутепов А. М. Гидродинамика и теплообмен при парообразовании / А. М. Кутепов, Л. С. Стерман, Н. Г. Стюшин, 3-е изд., испр. – М.: Высш. шк., 1986. – 448 с.

115. Хьюитт Дж. Кольцевые двухфазные течения / Дж. Хьюитт, Н. Холл-Тэйлор, пер. с англ. – М.: Энергия, 1974. – 408 с.
116. Соколов Е. Я. Струйные аппараты / Е. Я. Соколов, Н. М. Зингер. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 352 с.
117. Фисенко В. В. Методика инженерного расчета критического потока вскипающей воды / В. В. Фисенко, З. П. Бильдер, В. Н. Колыханов // Изв. вузов. Энергетика. – 1988. – № 7. – С. 100–102.
118. Лабунцов Д. А. Обобщение опытных данных по критическому истечению вскипающих гидкостей / Д. А. Лабунцов, А. А. Авдеев // Теплоэнергетика. – 1978. – №9. – С. 71–75.
119. Тихоненко Л. К. Критические расходы горячей воды при истечении из труб / Л. К. Тихоненко, Л. Р. Кеворков, С. З. Лутовинов // Теплоэнергетика. – 1979. – №5. – С. 32–36.
120. Строй А. Ф. Расчет и проектирование тепловых сетей / А. Ф. Строй, В. Л. Скальский. – К.: Будівельник, 1981. – 144 с.
121. Справочник проектировщика. Проектирование тепловых сетей / [под ред. А. А. Николаева]. – М.: Стройиздат, 1965. – 359 с.
122. Фисенко В. В. Критические двухфазные потоки / В. В. Фисенко. – М.: Атомиздат, 1978. – 160 с.
123. Миронов Ю. В. Расчет критического расхода пароводяной смеси / Ю. В. Миронов // ТВТ. – 1975. – Т.13, №1. – С. 774–777.
124. Fauske H. Contribution to the Theory of Two-Phase One Component Critical Flow/ H. Fauske // ANL-6633, USA EC Rec. Develop/ Report, TID-4500 18th ed. Oct. 1962.
125. Ogasavara H. Theoretical Approach to Two-Phase Critical Flow / H. Ogasavara // Bull. ISME. – 1969. – V. 12, №52 – P. 847.
126. Корнилов Г. Г. О коэффициенте “скольжения” в двухфазных газожидкостных потоках / Г. Г. Корнилов // ИФЖ. – 1982. – Т. XLII, №1. – С. 20–25.
127. Кутателадзе С. С. Гидродинамика газожидкостных систем / С. С. Кутателадзе, М. А. Стырикович. – М.: Энергия, 1976. – 296 с.
128. Ткаченко С. И. Истинное газосодержание вертикальных адиабатных двухфазных потоков при низком давлении и вакууме / С. И. Ткаченко // ИФЖ. – 1975. – Т. 28, №3. – С. 410–416.
129. Данилин А. П. Экспериментальное исследование адиабатического течения пароводяной смеси в вертикальной трубе / А. П. Данилин, А. А. Точигин // Изв. вузов СССР – Энергетика. – 1973. – № 6. – С.140–142.
130. Федоткин И. М. Интенсификация теплообмена в аппаратах химических производств / И. М. Федоткин, В. Р. Фирсюк. – К.: Техніка, 1971. – 216 с.

131. Костерин С. И. Относительные скорости пароводяных течений в вертикальных обогреваемых трубах / С. И. Костерин, Н. И. Семенов, А. А. Точигин // Теплоэнергетика. – 1961. – №1. С. 58–65.
132. Трубопроводный транспорт газожидкостных смесей / [составители обзора: В. А. Мамаев, Г. Э. Одишария] – М.: ВНИИОЭНГ, 1966. – 103 с.
133. Зубер Н. Средняя объемная концентрация фаз в системах с двухфазным потоком / Н. Зубер, Дж. Финдлей // Труды Американского общества инженеров-механиков. Серия С – Теплопередача. – 1965. – №4. – С. 22–48.
134. Арманд А. А. Исследование механизма движения двухфазной смеси в вертикальной трубе / А. А. Арманд // Гидродинамика и теплообмен при кипении в котлах высокого давления. – М.: Изд-во АН СССР, 1955. – С. 21–34.
135. Bankoff S. G. A variable density single fluid model for two-phase flow with particular reference to steam-water flow / S. G. Bankoff // Trans. ASME. Ser. C – Heat and Mass Transfer. – 1961. – Vol. 82. – P. 265–271.
136. Лабунцов Д. А. Паросодержание двухфазного адиабатного потока в вертикальных каналах / Д. А. Лабунцов, И. П. Кортюхин, Э. А. Захарова // Теплоэнергетика. – 1968. – № 4. – С. 62–68.
137. Артюхов Ю. Г. Исследование гидродинамики потоков утфеля и смесей его с воздухом в вертикальных трубах: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук / Ю. Г. Артюхов; КТИПП. – К., 1972. – 30 с.
138. Засядько Я. И. Исследование гидродинамики двухфазных потоков с высокими объемными газосодержаниями: Автореф. дис... кта. техн. наук. – К.: КТИПП, 1984. – 26 с.
139. Елин Н. Н. Область существования, истинные объемные концентрации фаз и гидравлические сопротивления при кольцевой структуре течения газожидкостных смесей в трубах / Н. Н. Елин // ИФЖ. – 1984. – Т. 46, № 1. – С. 64–70.
140. Аносова Г. Н. Паросодержание при адиабатном течении парожидкостных смесей в горизонтальных трубах / Г. Н. Аносова, Ю. М. Да-шевский, З. Л. Миропольский // Теплоэнергетика. – 1990. – №7. – С. 69–72.
141. Ткаченко С. Й. Методи розрахунку конденсатопроводів / С. Й. Ткаченко, Н. Д. Степанова // Вісник Хмельницького національного університету. Технічні науки. – 2005. – Том 2, № 6. – С. 82–85.
142. Накорчевский А. И. Гидродинамика и тепломассоперенос в гетерогенных системах и пульсирующих потоках / А. И. Накорчевский, Б. И. Басок. – К.: Наукова думка, 2001. – 360 с. – ISBN 966-00-0815-5.

143. Долинский А. А. Адиабатически вскипающие потоки. Теория, эксперимент, технологическое использование / Долинский А. А., Басок Б. И., Накорчевский А. И. – К.: Наукова Думка, 2001. – 207 с. – ISBN 966-00-0736-1.
144. Долинский А. А. Неравновесная модель стационарного истечения вскипающих потоков / А. А. Долинский, Г. К. Иваницкий // Доповіді національної академії наук України. – 2004. – №2. – С. 88–93.
145. Накорчевский А. И. Внезапное истечение вскипающих жидкостей / А. И. Накорчевский // Изв. РАН, Теплофизика высоких температур. – 2002. – № 6. – С. 986–992.
146. Долинский А. А. Теоретическое обоснование принципа дискретно-импульсного ввода энергии. I. Модель динамики одиночного парового пузырька / А. А. Долинский, Г. К. Иваницкий // Промышленная теплотехника. – 1995. – Т.17, №5. – С. 3–29.
147. Долинский А. А. Теоретическое обоснование принципа дискретно-импульсного ввода энергии. II. Исследование поведения ансамбля паровых пузырьков / А. А. Долинский, Г. К. Иваницкий // Промышленная теплотехника. – 1996. – Т.18, №1. – С. 3–20.
148. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред / Р. И. Нигматулин. – М.: Наука, 1978. – 336 с.
149. Благоев Э. Е. Дросселирующая арматура в энергетике / Э. Е. Благоев, Б. Я. Иваницкий. – М.: Энергия, 1974. – 264 с.
150. Семенов Н. И. Результаты исследования скорости звука в движущихся газожидкостных смесях / Н. И. Семенов, С. И. Костерин // Теплоэнергетика. – 1964. – №6. – С. 46–51.
151. Дейч М. Е. Газодинамика двухфазных сред / М. Е. Дейч, Г. А. Филиппов. – М.: Энергия, 1968. – 424 с.
152. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред / Р.И. Нигматулин; в 2 ч. – М.: Наука, 1987. – Ч. 1. – 464 с.; Ч. 2 – 360 с.
153. Дворниченко В. В. Влияние сжимаемости жидкости на скорость звука парожидкостной смеси в двухфазной области / В. В. Дворниченко // Теплоэнергетика. – 1969. – №4. – С. 68–71.
154. Чисхолм Д. Двухфазные течения в трубопроводах и теплообменниках / Д. Чисхолм, пер. с англ. – М.: Недра, 1986. – 204 с.
155. Shiu B.R. Application of Preconditioning Method to Gas Liquid Two-phase Flow Computations / B. R. Shiu, S. Yamamoto, X. Yuan // Transaction of the ASME. Journal of Fluids Engineering. – 2004. – Vol. 126, № 10. – P. 606–612.
156. Mor Marat. Analysis of Two-phase Homogeneous Bubbly Flows Including Friction and Mass Addition / Marat Mor, Alon Gany // Transaction of the ASME. Journal of Fluids Engineering. – 2004. – Vol. 126, № 1. – P. 102–109.

157. Соу С. Гидродинамика многофазных систем / С. Соу; пер. с англ.; под ред. М.Е. Дейча. – М.: Мир, 1971. – 536 с.
158. Циклаури Г. В. Адиабатные двухфазные течения / Г. В. Циклаури, Л. И. Селезнев, В. С. Данилин. – М.: Атомиздат, 1973. – 564 с.
159. Салтанов Г. А. Сверхзвуковые двухфазные течения / Г. А. Салтанов. – Минск : Высшая школа, 1972. – 479 с.
160. Carimella Irinivas. An Experimentally Validated Model for Two-Phase Pressure Drop in the Intermittent Flow Regime for Noncircular Microchannels / Irinivas Carimella, Jesse D. Killon, John W. Coleman // Transaction of the ASME. Journal of Fluids Engineering. – 2003. – Vol. 125, № 5. – P. 887–894.
161. Алферов Н. С. Гидравлические потери в местных сопротивлениях при течении двухфазной смеси / Н. С. Алферов, Е. Н. Шульженко // Труды ЦКТИ. – 1976. – Вып. 139. – С. 49–60.
162. Арзуманов Э. С. Кавитация в местных сопротивлениях / Э. С. Арзуманов. – М.: Энергия, 1978. – 162 с.
163. Макаров А. Н. Расчет дроссельных устройств / А. Н. Макаров, М. Я. Шерман. – М.: Metallurgizdat, 1953. – 180 с.
164. Чермак Дж. Гидравлическое сопротивление толстых дроссельных шайб, установленных в вертикальных трубах, двухфазному потоку / Дж. Чермак, Дж. Джича, Р. Лайтнер // Труды ASME. Ser C. Теплопередача. – 1965. – № 2. – С. 116–130.
165. Бартоломей Г. Г. Сравнение различных формул для определения коэффициента скольжения / Г. Г. Бартоломей, М. А. Эль-Гархи // Теплоэнергетика. – 1974. – №9. – С. 71–73.
166. Крамеров А. Я. Инженерные расчеты ядерных реакторов / А. Я. Крамеров, Я. В. Шевелев. – М.: Атомиздат, 1964. – 150 с.
167. Олехович А. Н. Исследование скольжения фаз и истинного объема газосодержания в газожидкостных пузырьковых потоках: автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук: спец. 05.14.05 “Теоретические основы теплотехники” / А. Н. Олехович; Московский инженерно-физический институт. – М.: МИФИ, 1989. – 18 с.
168. Dowlati R. Chan. Two-Phase Crossflow and Boiling Heat Transfer in Horizontal Tube Bundles / R. Dowlati, M. Kawaji, M. C. Chan // Transaction of the ASME. Journal of Heat Transfer. – 1996. – Vol. 118, № 1. – P. 124–131.
169. Скрипов В. П. Теплофизические свойства жидкости в метастабильном состоянии / В. П. Скрипов, Е. М. Сеницын, П. А. Павлов. – М.: Атомиздат, 1980. – 208 с.
170. Ткаченко С. Й. Ідентифікація системи періодичної продувки парогенератора в умовах невизначених початкових параметрів / С. Й. Ткаченко, Н. Д. Степанова, Д. В. Степанов // Вісник ВПІ. – 2007. – №1. – С. 42–47.

171. Ткаченко С. Й. Математичне моделювання двофазних течій у дренажних системах/ С. Й. Ткаченко, Н. Д. Степанова // Тези VIII-ої міжнародної науково-технічної конференції «Контроль та управління в складних системах (КУСС – 2005)». – Вінниця: Універсум-Вінниця, 2005. – С. 190
172. Колесников В. А. Теплосиловое хозяйство сахарных заводов / В. А. Колесников, Ю. Г. Нечаев. – М.: Пищевая пром-сть, 1980. – 322 с.
173. Правила устройства и безопасной эксплуатации паровых и водогрейных котлов ДНАОПО.00-1.08-94: Утв. 26.05.1994 № 51 /Гос. Комитет Украины по надзору за охраной труда. – Х.: Форт, 2002. – 184 с.
174. Тарасюк В. М. Експлуатація котлів. Настільна книга для операторів котелень / В. М. Тарасюк. – К.: Основа, 2001. – 288 с.
175. Инструкция по воднохимическому режиму паровых котлов ТЭЦ и промышленных котельных свеклосахарных заводов. – К.: ВНИИСП, 1977. – 185 с.
176. Степанова Н. Д. Енергоощадна періодична продувка парових котлів / Н. Д. Степанова // Нетрадиційні та поновлювані джерела енергії як альтернативні первинним джерелам в регіоні: Матеріали третьої Міжнародної науково-практичної конференції. – Львів: ЛьВЦНТЕІ, 2005. – С. 307–310.
177. Декл. Пат. 34120 UA, МКИ F16T1/22. Конденсатовідвідник / Е. С. Малкін, А. В. Тимошенко, І. Е. Фуртат, Г. А. Турос. – № 99063083; Заявлено 04.06.1999; Опубл. 15.02.2001, Бюл. №1. – 6 с. іл.
178. Впрыскивающий пароохладитель: А.с. 1749614 СССР, МКИ F22G5/12 / Н. Н. Синцов, Б. В. Сударев, С. Л. Дененок, В. В. Медведев, Б. А. Иваницкий. – № 4882824/06; Заявл. 16.11.90; Опубл. 23.07.92, Бюл. №27. – 3 с.
179. Дроссельно-охладительное устройство: А.с. 1562593 СССР, МКИ F22G5/12 / Г. Н. Асланян, М. В. Бакурадзе, В. А. Хаимов, П. В. Храбров. – № 4459285/24-06; Заявл. 11.08.88; Опубл. 07.05.90, Бюл. №17. – 3 с.
180. Дроссельный конденсатоотводчик: А.с. 1672100 СССР, МКИ F16T1/00 /Г. Г. Чубенко. – № 4747342/06; Заявл. 09.10.89; Опубл. 23.08.91, Бюл. №31. – 2 с. ил.
181. Декл. Пат. 61581 UA, МКИ F22G5/12. Спосіб зняття перегріву пари / С.Й. Ткаченко, Н.Д. Степанова, Д.В. Степанов. – № 2003032028; Заявлено 07.03.2003; Опубл. 17.11.2003, Бюл. №11. – 2 с. іл.
182. Шуркова Ю. А. Экспериментальное исследование процесса дробления капель в турбулентном потоке/ Ю. А. Шуркова, Т. В. Малишевский, В. Н. Семенец // Промышленная теплотехника. – 2002. – Т.24, №5. – С. 34–38.

Наукове видання

**Ткаченко Станіслав Йосипович
Степанова Наталія Дмитрівна**

**ГІДРОДИНАМІКА САМОЗАКИПАЮЧИХ ПОТОКІВ
В ДРЕНАЖНИХ КАНАЛАХ
ТЕПЛОТЕХНОЛОГІЧНИХ СИСТЕМ**

Монографія

Редактор С. Малішевська

Оригінал-макет підготовлено Н. Степановою

Видавництво ВНТУ “УНІВЕРСУМ-Вінниця”
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК № 746 від 25.12.2001 р.
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95
ВНТУ, ГНК, к. 114
Тел. (0432) 59-85-32

Підписано до друку . . . 2008 р.
Формат 29,7x42¼ Папір офсетний
Гарнітура Times New Roman
Друк різнографічний Ум. др. арк..
Наклад 100 прим. Зам №

Віддруковано в комп’ютерному інформаційно-видавничому центрі
Вінницького національного технічного університету
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК № 746 від 25.12.2001 р.
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95
ВНТУ, ГНК, к. 114
Тел (0432) 59-81-59