

532 (075)

T-48

С.Й. Ткаченко, М.М. Чепурний, Д.В. Степанов

## ГІДРОГАЗОДИНАМІКА

С. Й. Ткаченко, М.М. Чепурний, Д.В. Степанов

## ГІДРОГАЗОДИНАМІКА



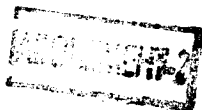
532(075)

Т 48

2004

Ткаченко С.Й. Гідрогазодинаміка

Затверджено Вченою радою Вінницького національного технічного університету як лабораторний практикум для студентів напрямку підготовки 0905 – “ Енергетика ” спеціальності 7.090510 – “ Теплоенергетика ”. Протокол № 4 від 27 листопада 2003 р.



## Рецензенти:

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

*А.Ф. Пономарчук*, доктор технічних наук, професор

*Є.С. Корженко*, кандидат технічних наук

Рекомендовано до видання Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України

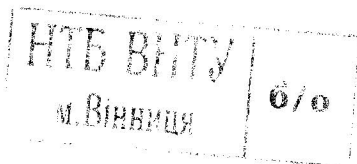
**Ткаченко С.Й., Чепурний М.М., Степанов Д.В.**

**Т23 Гідрогазодинаміка. Лабораторний практикум.**

– Вінниця: ВНТУ, 2004. – 64 с.

В посібнику розглянуто фундаментальні основи гідрогазодинаміки в лабораторних роботах. Наведені методики виконання лабораторних робіт з гідрогазодинаміки на фізичних моделях. Посібник розроблений у відповідності до плану кафедри і програми дисципліни “Гідрогазодинаміка”.

УДК 532



ВСТУП .....	4
1 Теоретичні основи виконання лабораторних робіт .....	5
1.1 Рідина, її фізичні властивості .....	5
1.2 Основи гідростатики .....	8
1.3 Основні рівняння гідрогазодинаміки .....	10
1.4 Одновимірна течія рідини .....	15
1.5 Рівняння Бернуллі .....	16
1.6 Ламінарна та турбулентна течія рідини. Критерій Рейнольдса .....	18
1.7 Рівняння рівномірного руху і його характеристики .....	20
1.8 Турбулентний потік в круглій трубі. Структура. Розподіл швидкостей .....	22
1.9 Втрати напору на тертя по довжині трубопроводу .....	25
1.10 Місцеві гідравлічні опори .....	27
1.11 Витікання нестисливої рідини із малого отвору в тонкій стінці .....	29
1.12 Двофазні течії .....	31
2 Експериментальні дослідження властивостей рідин, закономірностей течії одно- і двофазних потоків .....	40
Порядок виконання роботи.....	40
<b>Лабораторна робота №1.</b> Вимірювання густини рідини і коефіцієнтів поверхневого натягу на поверхні поділу рідина – повітря .....	40
<b>Лабораторна робота №2.</b> Визначення в'язкості рідини .....	42
<b>Лабораторна робота №3.</b> Інтерпретація рівняння Бернуллі, визначення гідравлічного і п'езометричного уклонів.....	45
<b>Лабораторна робота №4.</b> Визначення профілю швидкості для ламінарної і турбулентної течій в каналі.....	48
<b>Лабораторна робота №5.</b> Визначення коефіцієнтів гідравлічного опору по довжині труби.....	51
<b>Лабораторна робота №6.</b> Визначення коефіцієнтів місцевого опору....	54
<b>Лабораторна робота №7.</b> Дослідження витікання рідини із малого отвору в тонкій стінці .....	55
<b>Лабораторна робота №8.</b> Дослідження структур двофазних адіабатних потоків.....	57
Література.....	60
Додатки.....	61

Мета лабораторного практикуму – поглибити знання студентів з дисципліни “Гідрогазодинаміка”, ознайомити їх з основами практики гідравлічного експерименту і допомогти набути навичок визначення найбільш важливих в практичному відношенні властивостей рідин, закономірностей течії однофазних потоків, структур двофазних адіабатних потоків.

В методичних вказівках до лабораторних робіт наводяться основні відомості, необхідні для розуміння мети, поставленої в роботі і раціональних шляхів її досягнення. Методика вимірювань, проведення експериментів і розрахункові співвідношення описуються з урахуванням як лекційного матеріалу даної дисципліни так і викладеного студентам матеріалу з інших дисциплін. В кожній з робіт вказано порядок виконання і форми звітності.

В лабораторному практикумі передбачені елементи навчально-дослідної роботи студентів. Використання цих елементів визначається викладачем на підставі діючих робочих навчальних програм.

Виконання кожної лабораторної роботи починається з домашньої підготовки, в процесі якої студент усвідомлює мету і зміст роботи, вивчає або повторює необхідний теоретичний матеріал згідно з рекомендованою літературою, вивчає схему установки, методику проведення дослідів і обробки експериментальних даних, готує протокол звіту і відповідає на контрольні запитання.

Перед початком роботи викладачем перевіряється готовність студента до виконання роботи. До виконання лабораторних робіт допускаються студенти, які пройшли інструктаж з техніки безпеки і пожежної безпеки при виконанні лабораторних робіт, підготували звіт і пройшли співбесіду з викладачем.

# 1 ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

Гідрогазодинаміка – наука про рух рідин і газів – є розділом механіки суцільних середовищ.

## 1.1 Рідина, її фізичні властивості

*1.1.1 Означення рідини.* Рідиною називається фізичне тіло, яке чинить сильний опір зміні свого об'єму (в протилежність газам) та слабкий опір зміні своєї форми (в протилежність твердим тілам).

Рух рідин і газів під дією зовнішніх і внутрішніх сил супроводжується зміною форми, а в загальному випадку – і об'єму виділеної її частини.

В гідрогазодинаміці, як правило, абстрагуються від молекулярної структури потоків, що досліджуються, і розглядають умовну модель середовища, яка має безперервний розподіл всіх характеристик (параметрів). Гіпотеза безперервності (суцільності) об'єднує рідини і гази в єдину категорію текучих, легкодеформівних середовищ. Разом з тим між рідинами і газами існує принципова різниця.

В рідинах сили міжмолекулярного зчеплення набагато більші, ніж в газах, внаслідок меншої відстані між молекулами. З цієї причини рідини можна вважати малостисливими середовищами або, спрощено, нестисливими.

Ефекти стисливості інтенсивно виявляються під час руху газів в каналах з великими швидкостями і при обтіканні тіл різної форми потоком з великою швидкістю. При невеликих швидкостях і за відсутності теплообміну стисливість газів проявляється мало. Разом з тим стисливість краплинних рідин проявляється при великих тисках. Отже, стисливість властива всім рідинам і газам, однак її кількісний прояв різний в залежності від фізичних властивостей середовища.

Це стало підґрунтям об'єднати суцільні середовища, які мають загальні властивості суцільності і легкої рухомості, під загальною назвою *рідини*, виділяючи у міру необхідності практично нестисливі (краплинні) і стисливі (газоподібні) рідини.

Рухомим рідинам властиве внутрішнє тертя, яке зумовлене в'язкими властивостями середовища. Вплив в'язкості на характер течії рідини неоднозначний. В деяких випадках вона відіграє вирішальну роль і визначає форму руху середовища. В інших випадках її вплив проявляється слабо і уявлення про характер течії можна одержати без урахування в'язких сил. Нехтування в'язкими силами суттєво спрощує аналітичні дослідження. Замість реальної рідини виявляється доцільним розглядати модель ідеальної рідини.

*Ідеальна рідина* – це абстрактна рідина без внутрішніх сил тертя. Вказану модель слід розглядати як перше, але важливе наближення до реальної моделі течії. При вивченні в'язких властивостей виявляється також

різниця між краплинною і стислою рідиною, яка зумовлена молекулярною структурою : в'язкість нестислої рідини із зростанням температури зменшується, а в'язкість газів – зростає.

Краплинна рідина приймає форму посудини і утворює поверхню вільного рівня, яка відокремлює її від других рідин або газів з іншими фізичними властивостями. На такій поверхні особливо інтенсивно проявляється дія молекулярних сил зчеплення, що призводить до появи сил капілярності, змочуваності твердих поверхонь і до виникнення крапель і менісків.

### 1.1.2 Фізичні властивості рідини

**Густиною** рідини  $\rho$  називається її маса, яка міститься в одиниці об'єму,  $\text{кг}/\text{м}^3$

$$\rho = M / W, \quad (1)$$

де  $M$  – маса рідини в об'ємі  $W$ .

Густина прісної води при температурі  $4^\circ\text{C}$  дорівнює  $\rho_{\text{в}} = 1000 \text{ кг}/\text{м}^3$ .

**Питома вага** однорідної рідини  $\gamma$ ,  $\text{Н}/\text{м}^3$ , називається вага  $G$  одиниці об'єму цієї рідини

$$\gamma = G / W. \quad (2)$$

Питома вага прісної води при температурі  $4^\circ\text{C}$  –  $\gamma_{\text{в}} = 9810 \text{ Н}/\text{м}^3$ .

Між густиною і питомаю вагою існує взаємозв'язок

$$\gamma = \rho \cdot g. \quad (3)$$

**Стисливість** краплинних рідин під дією тиску характеризує коефіцієнт об'ємного стиску  $\beta_w$ , який являє собою відносну зміну об'єму рідини на одиницю зміни тиску,  $\text{Па}^{-1}$

$$\beta_w = - (1 / W) \cdot (\Delta W / \Delta P), \quad (4)$$

де  $W$  – початковий об'єм рідини,  $\text{м}^3$ ;  $\Delta W$  – зміна цього об'єму при збільшенні тиску на величину  $\Delta P$ .

**Температурне розширення** краплинних рідин характеризує коефіцієнт температурного розширення  $\beta_t$ ,  $^\circ\text{C}^{-1}$  або  $\text{K}^{-1}$ , який виражає відносну зміну об'єму рідини при зміні температури на  $1^\circ\text{C}$  ( $1 \text{ K}$ )

$$\beta_t = \Delta W / (W \cdot \Delta t), \quad (5)$$

де  $\Delta W$  – зміна об'єму при зміні температури на величину  $\Delta t$ .

Властивість рідин змінювати густину (питома вагу) при зміні температури широко використовується для створення природної циркуляції в котлах, опалювальних системах, для видалення продуктів спалювання тощо. На відміну від краплинних рідин гази характеризуються значною стисливістю і температурним розширенням. Залежність густини газів від тиску і температури підпорядковується рівнянням стану.

**В'язкість рідини.** Всі реальні рідини мають певну в'язкість, яка проявляється у вигляді внутрішнього тертя при відносному переміщенні суміжних частинок рідини. В'язкість рідини – це її властивість чинити опір відносному переміщенню частинок.

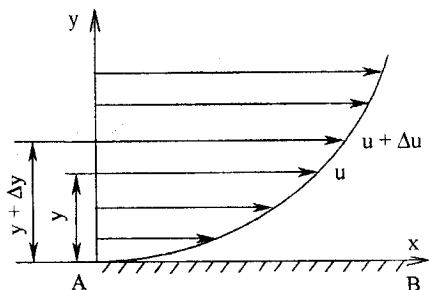


Рисунок 1 – Розподіл швидкості біля поверхні, що обтікається рідиною

Внаслідок цього спостерігається плавне наростання швидкості по нормалі від 0 на стінці до сталої швидкості  $u_0$  на значному віддаленні від неї. В результаті профіль швидкості в фіксованому перерізі приймає вигляд, зображений на рис. 1.

Нехай швидкість  $u$  не залежить від поздовжньої координати  $x$  і змінюється лише по нормалі  $y$  до поверхні.

Згідно із законом Ньютона сила тертя між шарами рідини дорівнює,  $H$

$$F_{mp} = S \cdot \mu \frac{du}{dy} \quad (6)$$

де  $S$  – площа, на якій діє сила тертя,  $m^2$ ;  $\frac{du}{dy}$  – швидкість відносної кут-

вої деформації (в даному випадку  $\frac{du}{dy} = \frac{\partial u}{\partial y}$ ),  $c^{-1}$ ;  $\mu$  – коефіцієнт пропор-

ційності, який називають динамічною в'язкістю, Па·с.

Дотична напруга, Па

$$\tau = \frac{F_{mp}}{S} = \mu \frac{du}{dy} \quad (7)$$

**Динамічна в'язкість** залежить від фізичних властивостей рідини і її температури.

**Кінематична в'язкість**,  $m^2 / c$

$$\nu = \mu / \rho \quad (8)$$



**Поверхневий натяг** рідини, зумовлений силами взаємодії молекул поверхневого шару рідини між собою і молекулами газу. Поверхневий натяг рідини намагається скоротити вільну поверхню рідини. Внаслідок цього рідина, що має криволінійну поверхню, зазнає додаткового зусилля, яке збільшує або зменшує тиск в рідині на величину, Па

$$\Delta P_{\text{пов}} = \sigma \cdot (1/r_1 + 1/r_2) , \quad (9)$$

де  $\sigma$  – поверхневий натяг, Н/м ;  $r_1$  ,  $r_2$  – головні радіуси кривини елемента поверхні, м.

Тиск опуклої поверхні рідини збільшується, а вгнутої – зменшується.

Поверхневий натяг для води, яка контактує з повітрям, при температурі 20 °С складає  $\sigma = 0,026$  Н/м.

Перепад тиску в кульці рідини радіусом  $r$  ( $r = r_1 = r_2$ ), оточений газом (парою), згідно з (9) дорівнює

$$\Delta P_{\text{пов}} = 2 \cdot \sigma / r , \quad (10)$$

Особливо сильно поверхневий натяг проявляється в трубах малого діаметра (капілярних), для яких формула (9) приймає вигляд

$$\Delta P_{\text{пов}} = 2 \cdot \sigma / r , \quad (11)$$

$$\text{або } h_{\text{пов}} = 2 \cdot \sigma / (\rho \cdot g \cdot r) ,$$

де  $h_{\text{пов}}$  – висота капілярного підняття, м.

## 1.2 Основи гідростатики

Гідростатика розглядає закони рівноваги рідин, які перебувають в стані спокою, і практичне застосування цих законів.

На нерухому рідину діють зовнішні сили : поверхневі і об'ємні (масові). Поверхневі сили – це сили, які діють в точках граничної поверхні даної маси рідини. Вони пропорційні розміру площадки  $\Delta\omega$ , яка взята на цій поверхні

$$F = P \cdot \Delta\omega , \quad (12)$$

де  $F$  – діюча поверхнева сила, Н ;  $\Delta\omega$  – площа площадки, м<sup>2</sup> ;  $P = F / \Delta\omega$  – напруга, Па.

Об'ємні (або масові) сили – це зовнішні сили, які пропорційні об'єму рідини, якщо маса в об'ємі однорідна, тобто густина її однакова в усьому об'ємі.

Для об'ємних сил справедлива залежність, Н

$$R = j \cdot \rho \cdot W = j \cdot M , \quad (13)$$

де  $W$  – об'єм рідини,  $\text{м}^3$ ;  $\rho$  – густина рідини,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $j$  – прискорення, яке надає рідині дана об'ємна сила,  $\text{м}/\text{с}^2$ ;  $M$  – маса рідини,  $\text{кг}$ .

Гідростатичний тиск  $P$ , Па, являє собою напругу стиску в точці, розташованій всередині рідини, яка перебуває в стані спокою

$$P = \lim_{\Delta\omega \rightarrow 0} \left( \frac{F}{\Delta\omega} \right), \quad (14)$$

де  $P$  – сила тиску рідини на площадку площею  $\Delta\omega$ ,  $\text{м}^2$ , в якій розташована точка.

В даній точці гідростатичний тиск завжди нормальний до площадки, на яку він діє, і не залежить від орієнтації (кута нахилу) площадки.

Гідростатичний тиск залежить від орієнтації точки всередині рідини і від зовнішнього тиску, який прикладений до вільної поверхні рідини.

В найбільш розповсюдженому випадку, коли діє лише сила тяжіння, гідростатичний тиск  $P$ , Па, в точці на глибині  $h$ , м, визначається за основним рівнянням гідростатики

$$P = P_0 + \rho \cdot g \cdot h, \quad (15)$$

де  $P_0$  – тиск на вільній поверхні рідини, Па;  $\rho$  – густина рідини,  $\text{кг}/\text{м}^3$ ;  $g$  – прискорення вільного падіння,  $\text{м}/\text{с}^2$ .

З формули (15) витікає, що зовнішній тиск  $P_0$ , який прикладений до вільної поверхні рідини, передається всім точкам цієї рідини в усіх напрямках однаково (закон Паскаля).

Якщо  $P_0 = P_{\text{атм}}$  (атмосферний тиск), то рівняння (15) має вигляд

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{атм}} + \rho \cdot g \cdot h. \quad (16)$$

Різниця між абсолютним і атмосферним тиском називається надлишковим тиском

$$P_{\text{над}} = P_{\text{абс}} - P_{\text{атм}} = \rho \cdot g \cdot h, \quad (17)$$

звідси 
$$h = P_{\text{над}} / (\rho \cdot g) = (P_{\text{абс}} - P_{\text{атм}}) / (\rho \cdot g), \quad (18)$$

де  $h$  – п'єзометрична висота (висота тиску).

На глибині  $h = 10$  м надлишковий тиск у води дорівнює  $P_{\text{над}} = 98,1$  кПа.

Різниця між атмосферним і абсолютним тиском, коли абсолютний тиск менший атмосферного, називається вакуумом

$$P_{\text{вак}} = P_{\text{атм}} - P_{\text{абс}} = \rho \cdot g \cdot h_{\text{вак}}; \quad (19)$$

$$h_{\text{вак}} = (P_{\text{атм}} - P_{\text{абс}}) / (\rho \cdot g) = P_{\text{вак}} / (\rho \cdot g). \quad (20)$$

Вакуум вимірюється в Па, в кПа, в долях бара або висотою стовпа рідини.

### 1.3 Основні рівняння гідрогазодинаміки

#### 1.3.1 Рівняння нерозривності

Для рухомого рідинного середовища рівняння нерозривності виражає закон збереження маси. Згідно з цим законом маса  $m$  ізольованої системи за весь час руху залишається сталою, тобто

$$dm / dt = 0. \quad (21)$$

Оскільки  $m = \rho \cdot \delta V$ , де  $\delta V$  – елементарний об'єм рідини, то

$$dm / dt = \rho \cdot (d(\delta V) / dt) + \delta V \cdot (d\rho / dt) = 0.$$

Тоді, розділюючи змінні і переходячи до границі при  $\delta V \rightarrow 0$ , знайдемо

$$\left( \frac{1}{\rho} \right) \left( \frac{d\rho}{dt} \right) + \lim_{\delta V \rightarrow 0} \left( \frac{d\delta V}{\delta V dt} \right) = 0. \quad (22)$$

Величина  $\lim_{\delta V \rightarrow 0} \left( \frac{d\delta V}{\delta V dt} \right)$  є швидкістю об'ємної деформації.

Залежності (22) надано вигляд

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = \frac{d\rho}{dt} + \rho \cdot \operatorname{div} \bar{c} = 0, \quad (23)$$

де  $\left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = \operatorname{div} \bar{c}$  – швидкість об'ємної деформації;

$\bar{c} = \bar{i} \cdot u + \bar{j} \cdot v + \bar{k} \cdot w$  – лінійна швидкість рідини;  $u, v, w$  – проєкції вектора швидкості  $\bar{c}$  на координатні осі  $x, y, z$ ;  $\bar{i}, \bar{j}, \bar{k}$  – одиничні (базові) вектори.

Оскільки густина  $\rho$  є функцією координат і часу, то

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z}. \quad (24)$$

Підставимо (24) в (23). Після нескладних перетворень запишемо (23) в такому вигляді:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \cdot u) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \cdot v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho \cdot w) = 0. \quad (25)$$

Рівняння (25) є диференціальним рівнянням нерозривності нестационарної тривимірної течії. Використовуючи оператори векторної алгебри, рівняння (25) можна записати

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} (\rho \cdot \bar{c}) = 0. \quad (26)$$

Для стаціонарної течії відсутня локальна зміна густини за часом, тобто  $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ . Тоді

$$\operatorname{div}(\rho \cdot \vec{c}) = \frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho \cdot w) = 0 \quad (27)$$

Фізично це означає, що для рухомої нестисливої рідини швидкість її об'ємної деформації дорівнює нулю:  $\operatorname{div} \vec{c} = 0$ . Якщо розглядати плоску стаціонарну течію стисливої рідини, то одержимо

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho \cdot u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho \cdot v) = 0 \quad (28)$$

Для нестисливої рідини

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (29)$$

В разі одновимірної течії ( $v = w = 0$ ,  $u = c$ ) і

$$\frac{d}{dx}(\rho \cdot c) = 0, \quad \rho \cdot c = \text{const} \quad (30)$$

Рівняння нерозривності часто використовується в інтегральній формі і приймає простий вигляд у випадку, коли швидкість збігається з напрямом нормалі до поверхні інтегрування, значення густини і швидкості не змінюється в поперечному перерізі, тоді

$$\rho_1 \cdot c_1 \cdot F_1 = \text{const} \quad (31)$$

Рівняння (31) іноді називають рівнянням витрати для одновимірної течії, тобто течії, в якій параметри змінюються лише вздовж потоку. На практиці залежність для визначення масової витрати рідини  $M$ , кг/с,

$$M = \rho_1 \cdot c_1 \cdot F_1 = \text{const} \quad (32)$$

використовують і при нерівномірній зміні параметрів в поперечному перерізі каналу. В цьому випадку замість дійсних значень швидкості та густини вводять деякі середні їх значення, використання яких дозволяє знайти масову витрату за рівнянням (32).

Для нестисливої рідини  $\rho = \text{const}$  від рівняння масової витрати (32) легко перейти до рівняння об'ємної витрати  $Q$ , м<sup>3</sup>/с

$$Q = c_1 \cdot F_1 = \text{const} \quad (33)$$

### 1.3.2 Рівняння руху ідеальної рідини

Це рівняння являє собою математичний вираз закону збереження кількості руху рідинного елемента: швидкість зміни вектора кількості руху

дорівнює сумі всіх масових і поверхневих сил, які діють на елемент рідини

$$\rho \cdot \frac{d(\vec{c})}{dt} = \vec{P} + \rho \cdot \vec{M} \quad (34)$$

де  $\vec{c}$  – вектор швидкості;  $\vec{P}$  – вектор поверхневих сил;  $\vec{M}$  – вектор масових сил.

Вектори  $\vec{P}$  і  $\vec{M}$ , які віднесені до одиниці об'єму, розкладемо по осях прямокутної системи координат

$$\left. \begin{aligned} \vec{c} &= \vec{i} \cdot u + \vec{j} \cdot v + \vec{k} \cdot w; \\ \vec{P} &= \vec{i} \cdot P_x + \vec{j} \cdot P_y + \vec{k} \cdot P_z; \\ \vec{M} &= \vec{i} \cdot X + \vec{j} \cdot Y + \vec{k} \cdot Z. \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

Тут  $u, v, w$  – проекції абсолютної швидкості  $\vec{c}$  на координатні осі  $x, y, z$ , а  $P_x, P_y, P_z, X, Y, Z$  – складові поверхневих і масових сил в напрямку цих осей.

Проектуючи векторне рівняння (34) на осі координат з урахуванням позначень (35), одержимо три рівняння

$$\left. \begin{aligned} \rho \cdot \frac{d}{dt}(u) &= P_x + \rho \cdot X; \\ \rho \cdot \frac{d}{dt}(v) &= P_y + \rho \cdot Y; \\ \rho \cdot \frac{d}{dt}(w) &= P_z + \rho \cdot Z. \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

На рис. 2 показано прямокутний паралелепіпед рідини з ребрами  $dx, dy, dz$ , на який діють сумарний вектор поверхневих сил  $\vec{P}$  і вектор масових сил  $\vec{M}$ .

В даному випадку розглядається рух ідеальної рідини. Тому єдиною поверхневою силою є сила, яка зумовлена гідродинамічним тиском  $P$ .

Тоді на грані, перпендикулярній осі  $x$  будуть діяти такі сили:

- на ліву –  $P \cdot dy \cdot dz$ ;
- на праву –  $\left(P + \frac{\partial P}{\partial x}\right) \cdot dy \cdot dz$ .

Враховуючи прийнятий напрям осей, одержимо для поверхневої сили, яка

віднесена до одиниці об'єму і діє в напрямку осі  $x$ ,  $P_x = -\partial P / \partial x$ .

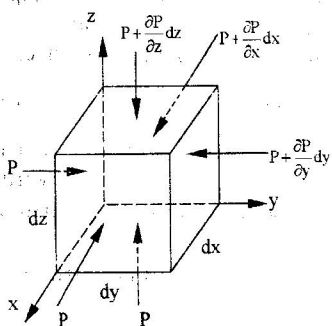


Рисунок 2 – До визначення диференціального рівняння руху ідеальної рідини

Аналогічним чином  $P_y = -\partial P/\partial y$  ;  $P_z = -\partial P/\partial z$  .

В результаті рівняння (36) виглядатимуть

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + X; \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + Y; \\ \frac{dw}{dt} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + Z. \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Виражаючи повне прискорення в лівій частині (37) через локальне і конвективне, за відомими співвідношеннями одержимо

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + X; \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + Y; \\ \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + Z. \end{aligned} \right\} \quad (38)$$

Рівняння (38) є рівнянням руху ідеальної рідини в формі Ейлера.

Для усталеної течії локальні складові прискорення дорівнюють нулю і система (38) в деякій мірі спрощується

$$\left. \begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + X; \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + Y; \\ u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + Z. \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

На випадок двовимірної усталеної (стаціонарної) течії лишаються два рівняння

$$\left. \begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + X; \\ u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + Y. \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Для одновимірної течії, коли параметри потоку і швидкість залежать тільки від однієї координати, система (38) зводиться до одного простого

рівняння

$$\bar{c} \frac{dc}{dx} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dx} + X. \quad (41)$$

### 1.3.3 Початкові і граничні умови

Рівняння руху ідеальної рідини (рівняння Ейлера) і рівняння нерозривності

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{du}{dt} = X - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} = Y - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial y} \\ \frac{dw}{dt} = Z - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} \\ \operatorname{div} \bar{c} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (42)$$

Тут відомі величини:  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ ,  $\rho$ , а шукані –  $u(x,y,z,t)$ ,  $v(x,y,z,t)$ ,  $w(x,y,z,t)$ ,  $P(x,y,z,t)$ .

Рішення замкненої системи рівнянь Ейлера і рівняння нерозривності треба підпорядкувати визначеним **початковим і граничним умовам**.

**Початкові умови** накладаються на потік в початковий момент часу  $t_0$ :

$$\bar{c} = \bar{c}(x, y, z, t_0); \quad P = P(x, y, z, t_0) \quad (43)$$

тільки при вивченні неусталеного руху.

Дійсно, якщо швидкості і тиски при усталеному русі задані, то тим самим стає відомим рух рідини в будь-який момент часу, оскільки картина руху від часу не залежить.

**Граничними** називаються такі умови, котрі повинні виконуватись на границях потоку в будь-який момент часу.

Розрізняють два типи граничних умов: **кінематичні** – для швидкості на границях потоку і **динамічні** – пов'язані з тиском.

Для усталеного руху рідини тиск і швидкість в будь-якій точці простору, заповненого рухомою рідиною не змінюються за часом, тобто

$$\frac{\partial P}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial v}{\partial t} = 0. \quad (44)$$

При неусталеній течії рідини в даній точці простору тиск і швидкість змінюються за часом.

## 1.4 Одновимірна течія рідини

Широкое коло питань технічної механіки рідини може бути вирішене за допомогою специфічного підходу до вивчення руху рідини, котрий називається *методом гідравліки*. Його сутність полягає в наступному.

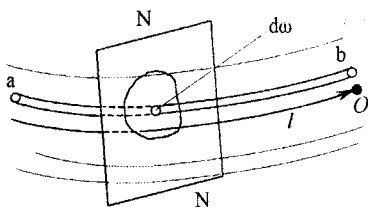


Рисунок 3 – Схема руху потоку рідини

Течію рідини умовно поділяють на ряд елементарних струменів (див. рис. 3), щоб вісь кожної з них була дотична до напрямку швидкості. Потім дійсну течію з різними швидкостями окремих струменів замінюють розрахунковою моделлю потоку, котрий рухається як одне суцільне ціле зі сталою для всіх частинок в даному перерізі швидкістю.

За умови такої схематизації течії *швидкості і прискорення в напрямку, нормальному до основного руху, не враховуються.*

Для опису такої течії достатньо тільки однієї просторової координати – відстані  $l$  вздовж осі потоку від виділеного перерізу до деякої початкової точки  $O$ . Тому такий рух і називають *одновимірним*. Розв'язання задач одновимірної течії рідини є предметом гідравліки.

**Живим перерізом**  $\omega$ ,  $m^2$ , називається площа поперечного перерізу потоку, яка нормальна до напрямку течії.

**Витратою потоку**  $Q$ ,  $m^3/s$ , називається об'єм рідини, який протікає за одиницю часу через живий переріз потоку  $\omega$ ,  $m^2$ , тобто

$$Q = W / t, \quad (45)$$

де  $W$  – об'єм рідини в  $m^3$ , який протікає за час  $t$  в секундах (хвилинах, годинах) через живий переріз потоку.

**Середня швидкість потоку**  $v$ ,  $m/s$ , визначається за допомогою формули

$$v = Q / \omega \quad (46)$$

Середня швидкість пов'язана з місцевими швидкостями  $u$  в окремих точках живого перерізу співвідношеннями

$$v = \frac{\int u \cdot d\omega}{\omega} \quad (47)$$

**Змоченим периметром**  $\aleph$ ,  $m$ , називається частина периметра живого перерізу, яка обмежена твердими стінками.

**Гідравлічним радіусом**  $R$ ,  $m$ , потоку називається відношення площі живого перерізу до змоченого периметра



$$R = \omega / \xi \quad (48)$$

Гідравлічний радіус характеризує розмір і форму перерізу потоку. Чим більший (для заданої площі перерізу) гідравлічний радіус, тим менша буде змочена поверхня стінок, а отже, тим менші і опори руху, які пропорційні змоченій поверхні.

**Масова витрата потоку**, кг/с

$$m = M / t \quad (49)$$

де  $M = \rho \cdot W$  – масова витрата потоку за час  $t$ , кг;  $W = v \cdot t \cdot \omega$ ;  $M = \rho \cdot v \cdot \omega \cdot t$ ;  $m = \rho \cdot v \cdot \omega$ .

Для усталеного руху нестисливої рідини витрата її в усіх живих перерізах потоку однакова, тобто

$$Q = v_1 \cdot \omega_1 = v_2 \cdot \omega_2 = \dots = v_n \cdot \omega_n = \text{const} \quad (50)$$

де  $v_1, v_2, \dots, v_n$  – середні швидкості в відповідних живих перерізах потоку 1, 2, ..., n.

Із цього рівняння витікає

$$v_1 / v_2 = \omega_1 / \omega_2 = \dots \quad (51)$$

тобто, середні швидкості обернено пропорційні відповідним площам живих перерізів.

Рівняння (49) і (50) дозволяють розв'язувати задачі з визначенням однієї з трьох величин  $Q, v, \omega$ , якщо відомі дві інші.

## 1.5 Рівняння Бернуллі

Рівняння Бернуллі є основним рівнянням практичної гідродинаміки. Воно відбиває зв'язок між тиском, середньою швидкістю і геометричною висотою в різних перерізах потоку.

Для двох довільних перерізів 1-1 та 2-2 потоку рівняння Бернуллі в формі напорів має такий вигляд:

$$Z_1 + \frac{P_1}{\rho \cdot g} + \alpha_1 \cdot \frac{v_1^2}{2 \cdot g} = Z_2 + \frac{P_2}{\rho \cdot g} + \alpha_2 \cdot \frac{v_2^2}{2 \cdot g} + h_{\text{втр}}^{1-2} = H = \text{const} \quad (52)$$

де  $Z_1$  – геометрична висота, яка характеризує потенціальну енергію положення одиниці ваги рідини (питома енергія положення);  $P / (\rho \cdot g)$  – п'єзометрична висота, яка характеризує потенціальну енергію тиску одиниці ваги рідини (питома енергія тиску);  $\alpha \cdot v^2 / (2 \cdot g)$  – швидкісна висота, яка характеризує кінетичну енергію одиниці ваги рідини (питома кінетична енергія);  $h_{\text{втр}}^{1-2}$  – втрачена п'єзометрична висота, яка характеризує енергію одиниці ваги рідини, яка витрачена на подолання гідравлічних опорів

на шляху між перерізами 1-1 і 2-2 (питома енергія, яка втрачається на шляху від першого до другого перерізу);  $\alpha$  – коефіцієнт нерівномірності розподілу швидкості по перерізу потоку (коефіцієнт Коріоліса), який являє собою відношення дійсної “живої” сили потоку до “живої” сили, яка обчислена для середньої швидкості потоку

$$\alpha = \frac{\int u^3 d\omega}{v^3 \cdot \omega} \quad (53)$$

За допомогою рівняння Бернуллі розв’язується більшість задач практичної гідравліки. Для цього вибирають два перерізи по довжині потоку так, щоб для одного з них були відомі величини  $Z$ ,  $P$ , і  $v$ , а для другого – одна чи дві з них підлягали визначенню.

Величина  $h_{втр}$ , яка входить в рівняння Бернуллі, являє собою суму всіх втрат напору, які є на даній ділянці потоку. Втрати напору на подолання гідравлічних опорів  $h_{втр}$ , як правило, поділяють на дві групи:

а) втрати напору, які розсереджені по довжині потоку (лінійні),  $h_l$  – втрати на подолання опору тертя;

б) місцеві втрати напору  $h_{мі}$  – втрати, які викликані різкими змінами конфігурації потоку.

Повні втрати на даній ділянці  $h_{втр}$  дорівнюють сумі всіх втрат

$$h_{втр} = \Sigma h_l + \Sigma h_{мі} \quad (54)$$

Рівняння Бернуллі в формі тисків відносно одиниці об’єму має вигляд

$$\rho \cdot g \cdot Z_1 + P_1 + \alpha_1 \cdot \rho \cdot v_1^2 / 2 = \rho \cdot g \cdot Z_2 + P_2 + \alpha_2 \cdot \rho \cdot v_2^2 / 2 + \Delta P_{втр} \quad (55)$$

Тут кожний член має розмірність тиску і являє собою енергію, яка віднесена до одиниці об’єму. Величину  $P$  називають статичним тиском на відміну від величини  $\alpha \cdot \rho \cdot v^2 / 2$ , яка характеризує динамічний тиск. Член, який враховує вплив сил тяжіння, часто називають гравітаційним тиском.

Рівняння (56) застосовується в тих випадках, коли п’єзометричні відмітки (в протилежність рівнянню в формі напорів) не є характерними показниками роботи системи, зокрема, для вивчення руху газів (повітря).

Рівняння Бернуллі, яке віднесене до одиниці маси, називають основним рівнянням

$$g \cdot Z_1 + P_1/\rho + \alpha_1 \cdot v_1^2 / 2 = g \cdot Z_2 + P_2/\rho + \alpha_2 \cdot v_2^2 / 2 + E_{п} \quad (56)$$

Тут  $E_{п}$  – частина механічної енергії, яка внаслідок в’язкості на ділянці між перерізами 1-1 і 2-2 необоротно перейшла в теплову форму енергії (процес дисипації). Ця тепла енергія розсіялася в навколишньому середовищі.



## 1.6 Ламінарна та турбулентна течія рідини. Критерії Рейнольдса

Існує два режими течії рідини : ламінарний і турбулентний.

При ламінарному режимі рідина рухається струменями або шарами без взаємного перемішування.

При турбулентному режимі, навпаки, відбувається досить інтенсивне перемішування частинок рідини.

Безрозмірний критерій Рейнольдса, який характеризує відношення сил інерції до сил тертя, дозволяє судити про характер руху рідини

$$Re = v \cdot l / \nu , \quad (57)$$

де  $l$  – характерний лінійний розмір потоку, м ;  $\nu$  – кінематична в'язкість рідини, м<sup>2</sup>/с .

Для труб круглого перерізу число Рейнольдса визначають за формулою

$$Re = v \cdot d / \nu , \quad (58)$$

де  $d$  – діаметр труби, м .

Для всіх інших поперечних перерізів (а також для відкритих русел)

$$Re' = v \cdot R / \nu , \quad (59)$$

або

$$Re'' = v \cdot d_e / \nu , \quad (60)$$

де  $d_e$  – еквівалентний (гідралічний) діаметр, м,  $d_e = 4 \cdot R$ .

Критерієм, який визначає режим потоку є нерівність

$$Re \leq Re_{кр} , \quad (61)$$

де  $Re_{кр}$  – критичне значення числа Рейнольда.

Критичним значенням числа Рейнольда можна вважати :

– до формули (58)  $Re_{кр} = 2000 \dots 2400$ ;

– до формули (59)  $Re'_{кр} = 500 \dots 600$  .

Якщо вимірювати швидкість в турбулентному потоці у визначеній точці, то характер зміни швидкості за часом буде мати вигляд близький до показаного на рис. 4.

Рівняння для складових швидкості і для тиску :

$$u = \bar{u} + u' ; \quad v = \bar{v} + v' ; \quad w = \bar{w} + w' ; \quad P = \bar{P} + P' , \quad (62)$$

де  $\bar{u} = \frac{1}{t_0 - t_1} \int u dt$  – інтеграл по достатньо великому інтервалу часу  $t_0$  від дійсного значення швидкості.

Тоді усереднені за часом значення пульсаційних величин будуть дорівнювати нулю  $\bar{u}' = 0$  ;  $\bar{v}' = 0$  ;  $\bar{w}' = 0$  ;  $\bar{P}' = 0$  .

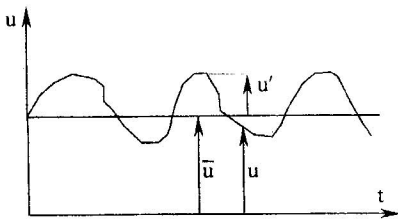


Рисунок 4 – Складові швидкості турбулентного потоку:  $\bar{u}$  – усереднена за часом швидкість рідини;  $u$  – миттєве значення швидкості;  $u'$  – пульсаційна складова швидкості.

Пульсаційні складові швидкості, як і всі інші періодично змінні величини, можуть бути охарактеризовані частотою  $\nu$  і амплітудою  $A$ . Турбулентний рух має широкий діапазон величин  $A$  і  $\nu$ . В кожній точці турбулентного потоку мають місце пульсаційні швидкості з певним спектром частот: низькі – 5...10 Гц, дуже високі – 50...100 Гц. Переважають завжди низькочастотні коливання.

Середня амплітуда пульсації характеризується величинами

$$\left. \begin{aligned} \sigma_x &= \frac{1}{t_0} \int_1^{t+t_0} u'^2 dt = \overline{u'^2}; \\ \sigma_y &= \overline{v'^2}; \\ \sigma_z &= \overline{w'^2}. \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

Мірою інтенсивності турбулентності називають середню квадратичну величину швидкості пульсації, яка віднесена до середньої швидкості потоку

$$\varepsilon_x = \frac{\sqrt{\sigma_x}}{c}; \quad \varepsilon_y = \frac{\sqrt{\sigma_y}}{c}; \quad \varepsilon_z = \frac{\sqrt{\sigma_z}}{c}, \quad (64)$$

$$\text{де } c = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}.$$

Величина інтенсивності турбулентності змінюється від 0,3 % в атмосфері до 7...8 % і більше в машинах.

Природа дотичних напруг, які виникають в турбулентному потоці, більш складна, ніж в ламінарному. В процесі турбулентного перемішування частинки рідини із центральної частини каналу попадають в пристінну область потоку, і навпаки, частинки, які рухаються біля стінок – в центральну область потоку. Маси, які переміщуються із центральної частини потоку до периферії, мають більші повздовжні швидкості, ніж ті, що переміщуються в протилежному напрямку, оскільки усереднена місцева швидкість більша в центральній області потоку. Маси, які рухаються з меншими швидкостями, попадаючи в область більших усереднених швидкостей, гальмують рух рідини в цій області. Таким чином, обмін масами рідини в поперечному напрямку потоку призводить до відповідного обміну кількістю руху.

Для найпростішого випадку плосконапарельного турбулентного по-

току вздовж осі  $x$ , можна записати

$$\tau = \mu \frac{du}{dy} - \rho \overline{u'v'} = \mu \frac{du}{dy} + \tau_T. \quad (65)$$

Перший доданок відповідає в'язкісним дотичним напругам, які визначаються за гіпотезою Ньютона, а другий  $\tau_T$  – турбулентним напругам.

Якщо подати турбулентні напруги за аналогією з законом Ньютона

$$\tau_T = -\rho \overline{u'v'} = A \frac{du}{dy}, \quad (66)$$

то величину  $A$  можна розглядати як коефіцієнт “турбулентної в'язкості”, зумовлений макрпереносом кількості руху певних об'ємів рідини поперечними пульсаціями швидкості. Якщо для течії в плоскій трубці вважати величину  $A$  сталою по перерізу, і визначити її за вимірним опором, то виявиться, що вона в десятки разів перебільшує величину коефіцієнта молекулярної в'язкості  $\mu$ .

## 1.7 Рівняння рівномірного руху і його характеристики

Визначимо загальний вираз для втрат напору на тертя для рівномірного руху рідини в трубах, яке справедливе як для ламінарного, так і турбулентного режимів.

Для рівномірної течії величина середньої швидкості і розподіл швидкості по перерізу потоку повинні залишатися незмінними по довжині трубопроводу. Тому рівномірний рух можливий лише в трубах сталого перерізу, коли для заданої витрати крапельної рідини  $Q$  середня швидкість буде сталою, тобто

$$v = Q / \omega = \text{const}. \quad (67)$$

Рівномірний рух має місце в прямих трубах або в трубах з дуже великим радіусом кривини  $R \rightarrow \infty$  (прямолінійний рух). В іншому разі середня швидкість змінюється. Нарешті, умову незмінності характеру розподілу швидкості в живому перерізі по довжині труби можна записати у вигляді

$$\alpha = \text{const}, \quad (68)$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт Кориоліса.

В прямолінійному трубопроводі геометричного радіуса  $r_0$  виділимо перерізами 1-1 і 2-2 ділянку довжиною  $l$ . Крім того, виділимо в трубопроводі перерізами 1-1 і 2-2 співвісний циліндр радіусом  $r$  і довжиною також  $l$  (див. рис. 5).

Через те, що розподіл швидкостей в обох перерізах згідно з припущенням однаковий, то частинки рідини при переході від першого

перерізу до другого не зазнають прискорення. Тому можна вважати, що сили які прикладені до циліндрів зрівноважені.

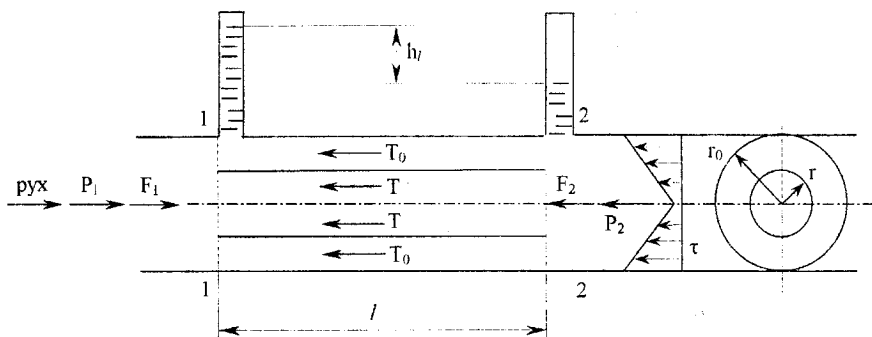


Рисунок 5 – До визначення основного рівняння рівномірного руху рідини в трубі

Рівняння рівноваги в проекції на вісь труби для циліндра радіусом  $r_0$  можна записати в такому вигляді

$$F_1 = F_2 + T \quad (69)$$

або 
$$P_1 \cdot \omega = P_2 \cdot \omega + \tau_0 \cdot \aleph_0 \cdot l, \quad (70)$$

де  $T$  – дотичні сили опору,  $T = \tau_0 \cdot \aleph_0 \cdot l$ , Н;  $\tau_0$  – дотичне напруження на стінці труби, Па;  $\aleph_0$  – “змочений периметр” живого перерізу потоку в трубі геометричним радіусом  $r_0$ , м;  $\aleph_0 \cdot l$  – повна поверхня, де проявляються до-тичні сили опору, м<sup>2</sup>;  $\omega$  – площа живого перерізу труби,  $\omega = \pi \cdot r_0^2$ , м<sup>2</sup>;  $P_1, P_2$  – тиск відповідно в перерізі 1-1 і 2-2, Па.

Із рівняння (70) перепад тиску між перерізами 1-1 і 2-2 складатиме

$$\Delta P_l = P_1 - P_2 = \frac{\tau_0 \cdot \aleph_0 \cdot l}{\omega} = \frac{\tau_0 \cdot l}{R}, \quad (71)$$

де  $R = \omega / \aleph$ , м – гідравлічний радіус.

Перепад тиску, віднесений до труби довжиною один метр, дорівнюватиме

$$\Delta P_{l=1} = \frac{\Delta P_l}{l} = \frac{\tau_0}{R} \quad (72)$$

Гідравлічний уклон

$$I_\Gamma = \frac{\Delta P_l}{\rho \cdot g} = \frac{h_l}{l} = \frac{\tau_0}{\rho \cdot g \cdot R}, \quad (73)$$

де  $h_l$  – втрата напору на тертя між перерізами 1-1 і 2-2, м

Із (73) випливає

$$\tau_0 = \rho \cdot g \cdot R \cdot I_\Gamma, \quad (74)$$

або 
$$v^* = \sqrt{g \cdot R \cdot I_{\Gamma}}, \quad (75)$$

де  $v^* = \sqrt{\tau_0 / \rho}$  – динамічна швидкість або швидкість тертя, м/с .

Для круглої труби діаметром  $d_0$  і радіусом  $r_0$

$$R = \omega / \kappa_0 = \pi \cdot d_0^2 / (4 \cdot \pi \cdot d_0) = d_0 / 4 = r_0 / 2, \quad (76)$$

$$\Delta P_1 = \tau_0 / R = 4 \cdot \tau_0 / d_0 = 2 \cdot \tau_0 / r. \quad (77)$$

Для виділеного співсного циліндра радіусом  $r$

$$\Delta P_1 = 2 \cdot \tau / r. \quad (78)$$

Для круглої труби радіуса  $r_0$  і соосного циліндра радіуса  $r$  перепад тиску  $\Delta P_1$  однаковий, тоді

$$2 \cdot \tau_0 / r_0 = 2 \cdot \tau / r; \quad \tau_0 / r_0 = \tau / r. \quad (79)$$

Із (79) видно, що закон розподілу дотичних напруг  $\tau$  по перерізу труби лінійний (див. рис. 5).

Зв'язок між коефіцієнтом тертя по довжині труби  $\lambda$  і дотичною напругою на стінці труби  $\tau$  має такий вигляд

$$\tau_0 = \lambda \cdot \rho \cdot v^2 / 8, \quad (80)$$

$$\lambda = 8 \cdot \tau_0 / (\rho \cdot v^2). \quad (81)$$

Цю залежність легко вивести із відомих залежностей Дарсі-Вейсбаха.

## 1.8 Турбулентний потік в круглій трубі. Структура. Розподіл швидкостей

На рис. 6 наведена тришарова модель турбулентного потоку в круглій трубі. В поперечному перерізі турбулентного потоку в круглій трубі в рамках зазначеної моделі, що розглядається, виділимо турбулентне ядро і пристінну область, в якій розглянемо дві зони.

В *першій зоні* виконується умова

$$v_* \cdot y / \nu \leq 30,$$

де  $v_* = (\tau_0 / \rho)^{0.5}$  – динамічна швидкість, м/с ;  $\tau_0$  – дотична напруга на стінці труби, Па ;  $y$  – відстань від стінки до межі першої зони, м ;  $\rho$  – густина рідини, кг/м<sup>3</sup> .

Першу зону поділяють на дві підзони, для яких виконуються умови :

1) в'язкий підшар,  $v_* y / \nu \leq 5$  – дотична напруга між шарами рідини визначається ламінарною течією  $\tau = \tau_1$  , оскільки турбулентна складова

дотичної напруги  $\tau_T \approx 0$ , розподіл усереднених в часі  $\bar{u}$  швидкостей підпорядковується залежності

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = \frac{v_* \cdot y}{\nu} \quad (82)$$

де  $y$  – відстань частинок рідини від стінки, м.

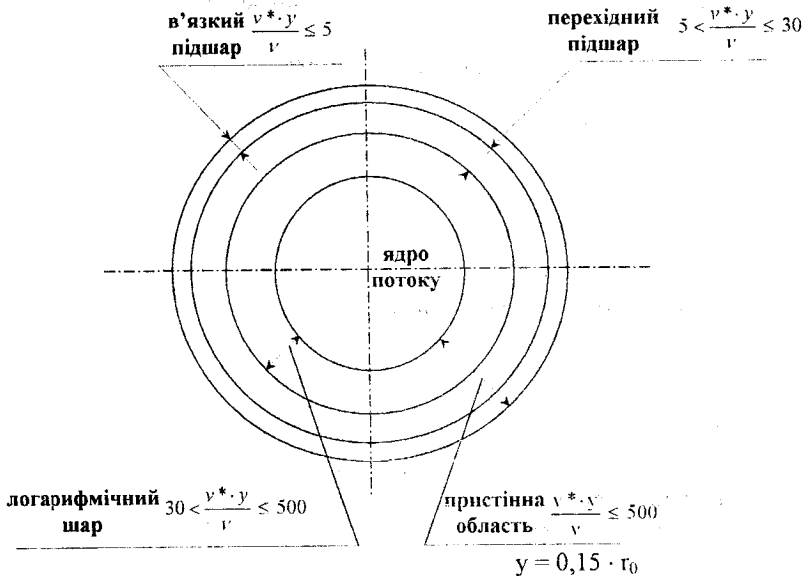


Рисунок 6 – Структура турбулентного потоку в круглій трубі

2) перехідний шар,  $5 < v_* y / \nu \leq 30$ , дотична напруга між шарами рідини дорівнює  $\tau = \tau_1 + \tau_T$ , розподіл швидкостей відхиляється від закономірності (82), оскільки збільшується турбулентна напруга  $\tau_1$  та її вплив на структуру шару.

Експериментатори спостерігали турбулентні пульсації скрізь в першій зоні, в тому числі і в в'язкому підшарі.

Для другої зони виконується умова

$$30 < v_* y / \nu \leq 500 \quad (83)$$

і спостерігається добре узгодження дослідних даних по розподілу усереднених в часі швидкостей  $\bar{u}$  з формулою

$$\frac{\bar{u}}{v_*} = \frac{1}{\chi} \ln \frac{v_* \cdot y}{\nu} + c, \quad (84)$$

яка одержана за умови, що по всій товщині логарифмічного підшару дотична напруга не змінюється і дорівнює  $\tau = \tau_0$ .



Згідно з експериментальними даними для круглих труб  $N = 0,4 \dots 0,41$  і  $c = 4,9 \dots 5,85$ .

Логарифмічний граничний шар в трубі разом з перехідною областю і в'язким підшаром утворюють так звану пристінну область. За даними дослідів, відстань зовнішньої границі цієї області від стінки, незалежно від числа  $Re$ , завжди стала і складає  $y = 0,15 \cdot r_0$ , ( $r_0$  – внутрішній радіус труби). В той же час товщина в'язкого підшару  $\delta_{\text{ш}} = 5 \cdot \nu / v_*$  і відстань зовнішньої границі перехідного шару від стінки труби –  $\delta_{\text{п}} = 30 \cdot \nu / v_*$  залежать від числа  $Re$ .

Зміна дотичних напруг  $\tau$  завдає слабкий вплив на структуру поля швидкостей в пристінній області потоку.

В зоні  $y > 0,15 \cdot r_0$ , тобто  $v_* \cdot y / \nu > 500$ , спостерігається відхилення швидкості від логарифмічного закону.

Карман рекомендує залежність

$$\frac{\overline{u_T} - \overline{u}}{v_*} = f\left(\frac{y}{r_0}\right), \quad (85)$$

де  $\overline{u_T}$  – усереднена швидкість по осі труби.

Експериментальні дані описуються степеневими залежностями вигляду

$$\frac{\overline{u}}{\overline{u_T}} = \left(\frac{y}{r_0}\right)^{\frac{1}{n}}, \quad (86)$$

де величина  $(1/n)$  характеризує повноту заповнення епюри швидкостей і не може вважатись сталою.

Зі зміною числа Рейнольдса в межах  $Re = 4 \cdot 10^3 \dots 3 \cdot 10^6$  величина  $1/n = 1/6 \dots 1/10$ .

При  $1/n = 1/7$  можна отримати формулу Блазіуса для гладких труб

$$\lambda = 0,316 \cdot Re^{-1/4}, \quad (87)$$

яка справедлива в межах  $10^5 > Re > 2,4 \cdot 10^3$ .

Залежність для визначення значення середньої швидкості по перерізу труби має вигляд

$$\frac{u_{\text{ср}}}{\overline{u_T}} = \frac{2 \cdot n^2}{(1+n) \cdot (1+2 \cdot n)}, \quad (88)$$

при  $1/n = 1/7$   $u_{\text{ср}} = 0,817 \cdot \overline{u_T}$ , тобто маємо порівняно рівномірний розподіл швидкостей.

Для турбулентної течії значення коефіцієнта Коріоліса змінюється в межах  $\alpha_k = 1,0 \dots 1,1$ . При роз'язанні задач часто приймається  $\alpha_k \approx 1,0$  для турбулентної течії і  $\alpha_k = 2,0$  для ламінарної течії.

Вищенаведені формули застосовуються для усталеного турбулентного руху, який настає після стабілізаційної ділянки з безрозмірною довжиною  $(l/d)_{\text{стаб}} = 25 \dots 40$ .

Для ламінарної течії довжина стабілізаційної ділянки більша.

### 1.9 Втрати напору на тертя по довжині трубопроводу

В разі рівномірного руху в трубах як для турбулентного, так і для ламінарного режимів втрати напору на тертя по довжині  $h_l$  визначаються для круглих труб за формулою Дарсі-Вейсбаха

$$h_l = \lambda \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2 \cdot g} \quad (89)$$

а для труб будь-якої форми за формулою

$$h_l = \lambda \cdot \frac{l}{4 \cdot R} \cdot \frac{v^2}{2 \cdot g} = \lambda \cdot \frac{l}{d_e} \cdot \frac{v^2}{2 \cdot g} \quad (90)$$

В деяких випадках використовують також формулу

$$h_l = \frac{v^2}{C^2 \cdot R} \cdot l \quad (91)$$

Втрати тиску на тертя по довжині визначаються за формулою

$$\Delta P_l = \lambda \cdot \frac{l}{d_e} \cdot \rho \cdot \frac{v^2}{2} \quad (92)$$

В формулах (89) – (92) позначено:

$\lambda$ ,  $l$ ,  $d$ ,  $v$ ,  $R$ ,  $d_e$  – відповідно коефіцієнт гідравлічного тертя (безрозмірний), довжина ділянки труби або каналу, діаметр труби, середня швидкість течії, гідравлічний радіус і еквівалентний діаметр;  
 $C$  – коефіцієнт Шезі, який пов'язаний з коефіцієнтом гідравлічного тертя  $\lambda$  залежністю,  $m^{1/2}/c$

$$C = \sqrt{8 \cdot g / \lambda} \quad ; \quad \lambda = 8 \cdot g / C^2 \quad (93)$$

Коефіцієнт гідравлічного тертя  $\lambda$  враховує вплив на втрату напору по довжині всіх факторів, які не знайшли відображення в формулах (92) і (93), але є суттєвими для визначення гідравлічних опорів. Найважливішими з цих факторів є в'язкість рідини і стан стінок труби.

Для *ламінарної течії* в круглих трубах коефіцієнт гідравлічного тертя розраховується за формулою

$$\lambda = 64 / Re \quad (94)$$

а для труб будь-якої форми перерізу

$$\lambda_{\square} = A / Re_{\square} \quad (95)$$

де  $A$  – коефіцієнт, чисельне значення якого залежить від форми поперечного перерізу труби, а число Рейнольдса визначається за формулою

$$Re_{\square} = v \cdot d_e / \nu, \quad (96)$$

де  $d_e = 4 \cdot R = 4 \cdot \omega / \aleph$  – еквівалентний діаметр труби.

Для *турбулентної течії* в напірних трубопроводах круглого перерізу коефіцієнт гідравлічного тертя  $\lambda$ , який входить в формулу Дарсі-Вейсбаха (90), залежить від двох безрозмірних параметрів: числа Рейнольдса  $Re = v \cdot d / \nu$  і відносної шорсткості  $k_e / d$ , тобто

$$\lambda = f(Re, k_e / d), \quad (97)$$

де  $k_e$  – еквівалентна рівнозерниста абсолютна шорсткість.

Шорсткість залежить від технології виготовлення, умов експлуатації і матеріалу трубопроводів. Дослідженнями встановлено, що середня висота виступів шорсткості стінок труби  $\Delta$  не може повністю характеризувати її вплив на опір. Тому вводиться поняття еквівалентної або ефективної шорсткості  $k_e$ , під якою розуміють таку висоту виступу рівнозернистої (штучної) шорсткості, яка створює ефект опору, що дорівнює дійсному опору трубопроводу.

Таким чином, еквівалентна шорсткість  $k_e$  визначається не вимірюванням висоти виступів фізичної шорсткості, а даними гідравлічних випробувань. Величина  $k_e$  характеризує не тільки середню висоту виступів, а також їх форму, розподіл по поверхні та інші особливості.

Для визначення коефіцієнта гідравлічного тертя  $\lambda$  турбулентної течії в напірних трубопроводах рекомендуються такі формули:

– формула Колбрука

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \ln \left( \frac{2,5}{Re \cdot \sqrt{\lambda}} + \frac{k_e}{3,7 \cdot d} \right); \quad (98)$$

– формула А.Д. Альтшуля

$$\lambda = 0,11 \cdot \left( \frac{k_e}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25}. \quad (99)$$

Формули (98) і (99) одержані за допомогою напівемпіричної теорії турбулентності і дійсні для всіх неоднорідних ньютонівських рідин. Розбіжність між формулами (98) і (99) практично не перевищує 2...3 %.

За даними А.Д. Альтшуля для значення безрозмірного числа зони турбулентності

$$Re \cdot k_e / d = v \cdot k_e / \nu > 500 \quad (100)$$

формула (98) перетворюється в формулу Прандтля-Нікуралдзе

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \cdot \ln \frac{d}{k_e} + 1,74 \quad , \quad (101)$$

а формула (99) – в формулу Б.Л. Шифринсона

$$\lambda = 0,11 \cdot \left( \frac{k_e}{d} \right)^{0,25} \quad (102)$$

Останні формули справедливі для так званих досить шорстких труб, опір яких не залежить від числа  $Re$ .

Якщо значення безрозмірного числа зони турбулентності складає

$$Re \cdot k_e / d = v \cdot k_e / \nu < 10 \quad , \quad (103)$$

то формула (98) трансформується в формулу Прандтля–Нікурадзе

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \cdot \ln(Re \cdot \sqrt{\lambda}) - 0,8 \quad , \quad (104)$$

а формула (99) – в формулу Блазіуса

$$\lambda = \frac{0,316}{Re^{0,25}} \quad (105)$$

Ці формули справедливі для гідравлічно гладких труб, опір яких не залежить від шорсткості.

В разі визначення коефіцієнта гідравлічного тертя для труб некруглого перерізу можна користуватись наведеними вище формулами, підставляючи в них замість геометричного діаметра  $d$  еквівалентний діаметр  $d_e$  або збільшений вчетверо гідравлічний радіус  $4 \cdot R$ .

При цьому, наприклад, формула (99) приймає вигляд

$$\lambda = 0,11 \cdot \left( \frac{k_e}{d_e} + \frac{68 \cdot \nu}{v \cdot d_e} \right)^{0,25} \quad , \quad (106)$$

або

$$\lambda = 0,11 \cdot \left( \frac{k_e}{4R} + \frac{17 \cdot \nu}{v \cdot R} \right)^{0,25} \quad (107)$$

Визначене за цими формулами значення  $\lambda$  слід підставляти в формулу (90) для визначення втрат напору по довжині трубопроводу.

### 1.10 Місцеві гідравлічні опори

Ділянки трубопроводів, де течія відрізняється від стабілізованої, розглядаються в розрахунках окремо. Умовно прийнято вважати, що збурення, які вносяться цими ділянками носять локальний характер і їх вплив враховується коефіцієнтом місцевих опорів.

Основні види місцевих втрат напору можна умовно розділити на такі групи:

- втрати, які зумовлені зміною перерізу потоку (або, що те саме, його середньої швидкості), сюди відносяться випадки раптового розширення, звуження, а також поступового розширення або звуження потоку;
- втрати, які пов'язані зі зміною напрямку потоку, сюди відносяться різного роду коліна, косинці, відводи, які використовуються на трубопроводах;
- втрати, які пов'язані з протіканням рідини через арматуру різного типу (вентилі, крани, зворотні клапани, сітки, відбори, дросель-клапани тощо), тут може відбуватись одночасно зміна швидкості як за величиною так і за напрямком;
- втрати, які пов'язані з відділенням однієї частини потоку від іншої або злиття двох потоків в один загальний (трійники, хрестовини, отвори в бокових стінах трубопроводів за наявності транзитної витрати).

Розглянемо основні причини виникнення місцевих втрат напору в місцевих опорах. Під час розгляду різних видів місцевих опорів насамперед звертає на себе увагу різка зміна спектра течії на ділянках місцевих опорів. З кинематичної точки зору це означає значні зміни місцевих швидкостей як за величиною, так і за напрямком. Стрибокподібна зміна швидкостей пов'язана з утворенням поверхонь розділу, які розпадаються на вихори з наступним каскадним процесом дисипації енергії в'язкої рідини.

В турбулентних течіях за перпоною ці вихорі утворюють відривну область руху з великомасштабними пульсаціями, кінетична енергія яких переходить в пульсації більш дрібного масштабу, де і відбувається в кінцевому рахунку дисипація енергії. Цими ж причинами зумовлюються втрати енергії в разі злиття та розділення потоків. В деяких випадках причинами виникнення місцевих опорів є вторинні течії.

Втрати напору, який витрачений на подолання якого-небудь місцевого опору, прийнято оцінювати в долях швидкісного напору, відповідного середній швидкості безпосередньо за місцевим опором і визначають їх за формулою Вейсбаха

$$h_M = \zeta \cdot v^2 / (2 \cdot g) \quad , \quad (108)$$

де  $\zeta$  – так званий коефіцієнт місцевого опору.

Коефіцієнти різних місцевих опорів визначають, як правило, дослідами шляхом. Таблиці значень цих коефіцієнтів, або емпіричні криві і формули для них, містяться в усіх інженерних довідниках і посібниках з гідравліки. Під час користування довідниками треба звертати увагу на рекомендації з визначення швидкісного напору, тобто яка швидкість приймається в розрахунках – до чи після місцевого опору. Для деяких практично важливих випадків значення коефіцієнтів місцевих опорів вдалось одержати також теоретичним шляхом.

Формула Вейсбаха також застосовується в такому вигляді

$$\Delta P_M = \zeta \cdot \rho \cdot v^2 / 2, \quad (109)$$

де  $\Delta P_M$  – втрати тиску в місцевому опорі.

### 1.11 Витікання нестисливої рідини із малого отвору в тонкій стінці

Під час варіювання витрати рідини, в розрахунках і створенні сильних, дальнобійних і компактних струменів, а також поширенні вільних струменів в масі рідини, розрахунках повітряних завіс, забезпеченні швидкого випорожнення резервуарів, конструюванні сопл і форсунок і в ряді інших випадків потрібно знати закономірності витікання рідини із отворів і насадок. Тому дослідження витікання рідини з отворів і насадок має велике практичне значення.

**Отвором в тонкій стінці** називається такий круглий отвір, товщина стінок якого складає не більше чверті його діаметра, а вхідна кромка скошена (не скруглена).

Розглянемо випадок, коли краплинна рідина витікає під напором в атмосферу. При цьому будемо вважати, що рух сталий: кількість рідини,

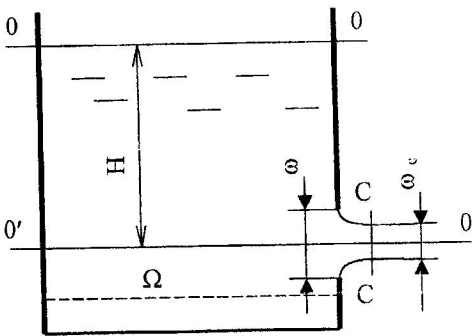


Рисунок 7 – Витікання краплинної рідини через незатоплений отвір в тонкій стінці

яка надходить в резервуар, дорівнює витраті її через отвір. Витікання відбувається в умовах сталого напору (тиску).

Запишемо рівняння енергії (53) в формі напорів для перерізу на вільній поверхні рідини 0-0 у відкритому резервуарі (рис. 7) і для стислого перерізу струменя С-С.

В перерізі С-С окремі струмені приблизно паралельні і рух можна вважати

плавно змінним. Для площини порівняння 0'-0', яка проведена відносно осі отвору, запишемо

$$H + P_{\text{ман } 0} / (\rho \cdot g) + v_0^2 / (2 \cdot g) = P_{\text{ман } C} / (\rho \cdot g) + \alpha \cdot v_C^2 / (2 \cdot g) + \zeta \cdot v_C^2 / (2 \cdot g), \quad (110)$$

де  $\zeta$  – коефіцієнт місцевого опорю.

Оскільки манометричний тиск в зазначених перерізах дорівнює нулю ( $P_{\text{ман}0} = P_{\text{ман}C} = 0$ ), то

$$H + v_0^2 / (2 \cdot g) = (\alpha + \zeta) \cdot v_C^2 / (2 \cdot g). \quad (111)$$

Позначимо площу перерізу резервуара по площині 0-0 через  $\Omega$ , а стисненого перерізу струменя –  $\omega_C$ . Тоді

$$v_0 \cdot \Omega = v_C \cdot \omega_C. \quad (112)$$

Стиснення струменя відбувається під дією відцентрових сил скривлених струменів, які утворюються при раптовому звуженні потоку (струменя).

Стиснений переріз потоку  $\omega_C$  менший перерізу самого отвору, тобто

$$\omega_C = \varepsilon \cdot \omega \quad \text{і} \quad v_0 = (\varepsilon \cdot \omega / \Omega) \cdot v_C = \varepsilon \cdot n \cdot v_C, \quad (113)$$

де  $\varepsilon$  – коефіцієнт стиснення, який залежить від відношення  $n = \omega / \Omega$ .

Швидкісний напір в перерізі 0-0 можна записати таким чином:

$$v_0^2 / (2 \cdot g) = \varepsilon^2 \cdot n^2 \cdot v_C^2 / (2 \cdot g). \quad (114)$$

Коли  $n < 0,5$  ( $\varepsilon < 0,644$ ) добуток  $\varepsilon^2 \cdot n^2 < (0,5 \cdot 0,644)^2 \approx 0,1$ . Отже, швидкісний напір  $v_0^2 / (2 \cdot g)$  складає менше 10 % швидкісного напору  $v_C^2 / (2 \cdot g)$  в стисненому перерізі, тому ним можна знехтувати. Отвори, які відповідають цим умовам називають *малими*.

Вважають, що досконалий стиск струменя практично має місце коли  $n < 0,1$ , а отвір розташований на відстані не менше трьох діаметрів від стінок резервуару.

Для малих отворів рівняння енергії запишеться

$$H = (\alpha + \zeta) \cdot v_C^2 / (2 \cdot g), \quad (115)$$

звідки швидкість струменя, що витікає, дорівнює

$$v_C = \frac{1}{\sqrt{\alpha + \zeta}} \sqrt{2 \cdot g \cdot H} = \varphi \sqrt{2 \cdot g \cdot H}, \quad (116)$$

Тут використаний коефіцієнт швидкості, який визначається за формулою

$$\varphi = (\alpha + \zeta)^{-0,5}. \quad (117)$$

В ідеалізованому випадку, коли швидкості окремих струменів в перерізі С-С однакові ( $\alpha = 1$ ) і втрати відсутні ( $\zeta = 0$ ),  $\varphi = 1$ , то одержимо

$$v_C = \sqrt{2 \cdot g \cdot H}. \quad (118)$$

Співвідношення (116) показує, що коефіцієнт швидкості враховує зменшення швидкості витікання внаслідок втрат і нерівномірного розподілу швидкостей в стисненому перерізі.

Нехай  $\zeta = 0$ , тобто знехтуємо втратами, а  $\alpha = 1,06$ , тоді  $\varphi = (1,06 + 0)^{-0,5} = 0,97$ .

Нехай  $\zeta = 0,06$ ,  $\alpha = 1,00$ , тоді  $\varphi = (1,00 + 0,06)^{-0,5} = 0,97$ .

Формулу для витрати води через отвір запишемо як добуток площі отвору (з урахуванням стиску струменя) на швидкість витікання

$$Q = \omega_c \cdot v_c = \varepsilon \cdot \omega \cdot v_c \quad (119)$$

Підстановка в (119) значення  $v_c$  із (118) дає

$$Q = \varepsilon \cdot \omega \cdot \varphi \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot H} = \mu \cdot \omega \cdot \sqrt{2 \cdot g \cdot H} \quad (120)$$

В формулі (120) використаний добуток, який називають коефіцієнтом витрати

$$\mu = \varepsilon \cdot \varphi \quad (121)$$

Величину цього коефіцієнта для малих отворів в середньому приймають  $\mu = 0,64 \cdot 0,97 = 0,62$ .

## 1.12. Двофазні течії

### 1.12.1 Фази, компоненти, багатофазні і багатокомпонентні середовища

Компоненти – хімічно індивідуальні речовини, а фази – однорідні частини системи, які перебувають в різному агрегатному стані.

Окремі частинки рівноважної системи, які перебувають в різних агрегатних станах і відокремлені одна від одної поверхнею розділу, називаються **фазами** такої системи.

Наприклад, волога пара являє собою рівноважну систему, в якій одна і та ж речовина (один і той же компонент) знаходиться в двох різних агрегатних станах. Рідина відділена від пари поверхнею дрібнодисперсних частинок, які зважені в сухій насиченій парі.

Рівноважна система, до складу якої входять різні фази однієї і тієї ж речовини, називається **однокомпонентною**.

Якщо до складу системи входять хімічно різнорідні речовини, то вона називається **багатокомпонентною**.

Багатокомпонентна система може бути однофазною, наприклад, розчин; двофазною, наприклад, киплячий розчин в трубі випарного апарата; трифазною, наприклад, киплячий розчин з кристалами в трубі вакуум-апарата.

**Розчином** називається гомогенна суміш речовин, в якій складові перебувають в молекулярно-дисперсному стані. Тому розчин неможливо розкласти на складові частини за допомогою чисто механічних засобів без витрати роботи.

Розчини можуть бути рідкими, газоподібними і твердими.



Речовини, які складають розчин, називаються **компонентами**.

Таким чином, в природі і техніці можливі такі варіанти:

– однокомпонентні потоки:

- однофазні;
- двофазні;
- трифазні;

– багатокомпонентні потоки:

- однофазні;
- двофазні;
- трифазні.

В промисловому обладнанні і технічних процесах використовуються багатофазні та багатокомпонентні системи.

Приклади :

1) Газ – тверді частинки: пневмотранспортери, пиловловлювачі, гетерогенні реактори, псевдозріджені шари, металізовані ракетні палива, аеродинамічна абляція, ксерографія, космічний пил, випадання радіоактивних осадів.

2) Газ – краплі рідини: розпилювачі, скрубери, сушарки, абсорбційні апарати, камери спалювання, агломерація, забруднення повітря, газове охолодження, випарювання, перекачування криогенних речовин.

3) Рідина – пузири газу: абсорбційні апарати, випарники, скрубери, ерліфт, кавітація, флотация, аерація.

4) Рідина – краплі рідини: екстракція, гомогенізація, емульгування.

5) Рідина – тверді частинки: псевдозріджені шари, флотация, осадження.

### *1.12.2 Двофазні течії, їх режими, карти режимів*

В автономній, стаціонарній і транспортній енергетиці, авіації, хімічних і металургійних виробництвах та інших галузях техніки робочі процеси супроводжуються утворенням парорідинних систем і систем з твердими включеннями.

В останніх східцях конденсаційних парових турбін і майже в усій проточній частині турбін атомних електростанцій, реакторах і трубах парових котлів та інших теплообмінних апаратах виникають різні складні задачі, які пов'язані з рухом двофазних середовищ.

Двофазні потоки – це термін, який охоплює такі взаємодіючі течії двох фаз (газоподібної, рідкої або твердої), в яких межа поділу фаз залежить від їх руху. Умови на межі поділу фаз необхідні, щоб розрізнити задачі, в яких система розглядається як двофазна, від тих, в яких рух слід вважати однофазним.

Порівняємо, наприклад, двофазні течії в псевдозрідженому шарі з однофазною течією рідини через шар нерухомих частинок. В першому випадку геометричне положення міжфазних границь (тобто розташування частинок) є функцією руху рідини, в той час як в останньому випадку геометрія фіксована.

Можливі три комбінації: газ – рідина, рідина – тверда фаза і газ – тверда фаза.

Двофазні потоки можуть бути однокомпонентними і багатокомпонентними.

**Форми руху двофазних потоків.** Взаємодія фаз, ковзання фаз залежить від структури (форми) двофазного потоку.

Уявлення про характер руху потоку дозволяє правильно визначити методику їх дослідження.

Візуальна класифікація структур потоку в горизонтальних і вертикальних трубах на сьогодні розроблена досить повно.

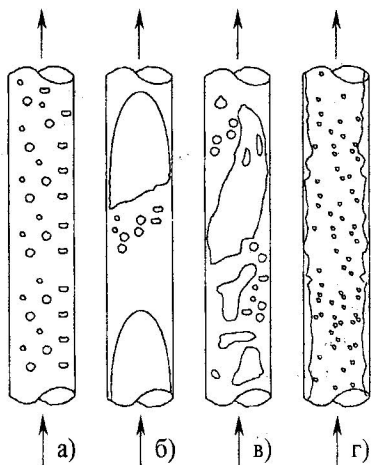


Рисунок 8 – Режими течії в вертикальному каналі. а) пазирчаста течія; б) снарядна; в) спінена; г) кільцева.

лою. В трубах великих діаметрів ця неусталеність з часом приводить до повного руйнування снарядної течії з наступним спінюванням. При цьому має місце коливальний рух рідини ввєрх і ввниз по трубї. В трубах малих діаметрів перехїд вїд снарядної до кільцевої течїї здїйснюється бїльш плавно. Однак і в цьому випадку вїн супроводжується характерною неусталенїстю парових пазирїв.

– **Кїльцева течїя** (рис. 8г). Газова фаза рухається в центрі, рїдина тече по стїнцї труби у виглядї плївки. Як правило, деяка кїлькїсть рїдини рухається у виглядї малих крапель в газовому ядрї.

В лїтературї часто згадуються пїнні і туманоподїбнї течїї. Пїнна течїя перекривається частково спіненою, частково клочкоподїбно-кїльцевою течїєю.

Розглянемо форми вертикальних двофазних течїй, якї набули найбїльшого поширення (рис. 8):

– **Пазирчаста течїя.** Пузирї розподїленї в суцїльнїй рїдинї (рис. 8а).

– **Снарядна (пробкова) течїя.** Деякї з газових пазирїв займають майже весь поперечний перерїз каналу, мають характерну форму снаряду і рухаються вздовж осї каналу, як показано на рис. 8б. Пузирї газу рухаються на деякїй вїдстанї один за одним, а простїр мїж ними заповнено рїдиною, яка може мїстити, або не мїстити бїльш дрібнї пузирї газу, якї диспергованї в цїй рїдинї.

– **Спінена течїя** (рис. 8в). Якщо швидкїсть двофазної сумїшї, яка рухається по каналу в снарядному режимї, збїльшується, структура потоку буле ставати кїнець-кїнцем несталою.

Туманоподібну течію можна визначити як потік газу, який містить рівномірно дисперговану в ньому рідину. Така течія не зустрічається в адіабатних системах. Таким чином, всі описані випадки перекриваються загальним визначенням кільцевої течії.

Наведений вище перелік течій застосовуються до підйомного руху в вертикальному каналі. Форми опускних течій відрізняються від названих вище.

Форми горизонтальних двофазних течій (рис. 9):

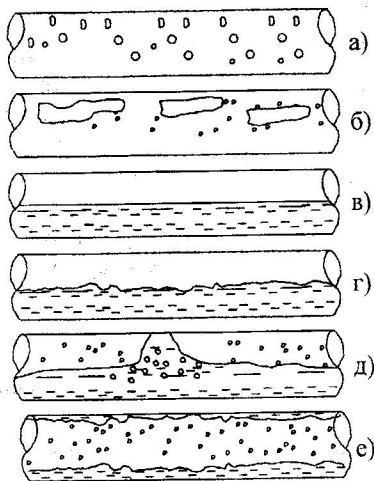


Рисунок 9 – Режими течії в горизонтальному каналі. а) пухирчаста течія; б) снарядна; в) розшарована; г) хвильова; д) снарядна; е) кільцева.

настає снарядний режим течії з крупними вспіненими пробками рідини, які перемежуються областями, де спостерігається хвильова розшарована течія рідини на дні труби (рис. 9д).

– **Кільцева течія** спостерігається для великих витрат газу. Деяка кількість рідкої фази у вигляді крапель рухається в газовому ядрі. В горизонтальних потоках завдяки гравітаційним ефектам плівка рідини на дні труби часто набагато товстіша, ніж біля її верхньої твірної (рис. 9е).

Течії в похилих каналах мають велике значення для різних технологічних установок, наприклад, деяких конструкцій котлів, нафтопроводів. Форми течії в таких трубах мають проміжний характер між режимами у вертикальних і горизонтальних трубах. Із наближенням до горизонтального положення асиметрія збільшується.

**Карти форм потоків.** Дані про форми течій для визначеної геометрії і визначеного сполучення рідин можуть бути подані на графіках безпосе-

– **Пузирчаста течія.** Спостерігається подібно аналогічній течії у вертикальному каналі. Однак в процесі горизонтальної течії спостерігається тенденція до концентрації пухирів у верхній частині каналу (рис. 9а).

– **Пробкова течія.** Спостерігається більш крупні пухири характерної форми у вигляді снарядів, які рухаються вздовж верхньої твірної труби (рис. 9б).

– **Розшарована течія.** Повне гравітаційне розшарування фаз, рідина рухається по дну, а газ – поблизу верхньої твірної труби (рис. 9в).

– **Хвильова течія.** На поверхні поділу рідина – газ утворюються хвилі, коли швидкість газу для розшарованої течії збільшується (рис. 9г).

– **Снарядна течія.** Для хвильової течії хвилі виростають настільки, що торкаються верхньої твірної труби,

редньо через швидкості, витрати та інші характеристики фаз. Існує багато експериментальних карт режимів течії для вертикальних і горизонтальних труб.

Для вертикальних потоків для прикладу наводиться карта режимів течії Хьюїтта і Робертса (рис. 10). На осях відкладені приведені потоки імпульсу фаз:  $j' = \rho' \cdot (w_0')^2$ ,  $j'' = \rho'' \cdot (w_0'')^2$ .

Приведений потік імпульсу – це добуток густини фази на квадрат її приведеної швидкості.

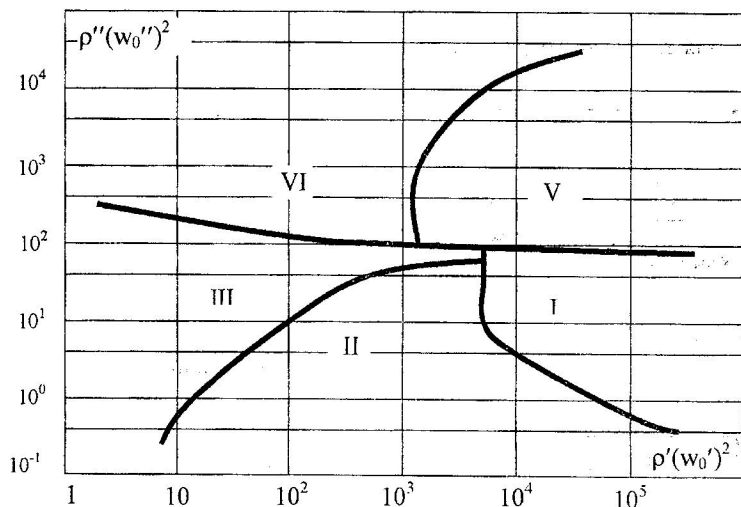


Рисунок 10 – Карта режимів течії Хьюїтта і Робертса для вертикальних двофазних потоків. I – пухирчастий; II – пробковий; III – спінений; IV – кільцевий; V – клочковато-кільцевий

Для горизонтальних течій класичною стала карта режимів течії Бейкера (рис. 11), котрий побудував графік залежності параметра  $W_m \cdot x / \lambda$  від параметра  $(1 - x) \cdot \lambda \cdot \psi / x$ , де  $W_m$  – масова швидкість (потік маси через одиницю площі в одиницю часу);  $x$  – масова доля газової фази в двофазному потоці.

Величини  $\lambda$  і  $\psi$  визначаються таким чином :

$$\lambda = \left[ \left( \frac{\rho''}{\rho_A} \right) \cdot \left( \frac{\rho'}{\rho_W} \right) \right]^{0,5}, \quad (122)$$

$$\psi = \frac{\sigma_W}{\sigma} \cdot \left[ \frac{\mu'}{\mu_W} \cdot \left( \frac{\rho_W}{\rho'} \right)^2 \right]^{1/3}, \quad (123)$$

де:  $\rho'$  – густина рідини;  $\rho''$  – густина газу;  $\sigma$  – коефіцієнт поверхневого

натягу;  $\mu'$  – в'язкість рідини;  $\rho_w$ ,  $\rho_a$  – густина води і повітря за нормальних умов ( $t=20^\circ\text{C}$  і  $P=760$  мм рт.ст.);  $\sigma_w$ ,  $\mu_w$  – коефіцієнт поверхневого натягу і в'язкість води для тих самих умов.

Таким чином, для потоків водоповітряної суміші при атмосферному тиску  $\lambda$  і  $\psi$  дорівнюють одиниці.

Відносно використання карт режимів течії належить зробити застереження. Режими течії, які дійсно спостерігаються в каналах, можуть рішучим чином залежати від умов введення фаз в канал. Крім того, в каналах, що обігриваються, дійсний вміст газової фази часто невідомий через відхилення від термічної рівноваги.

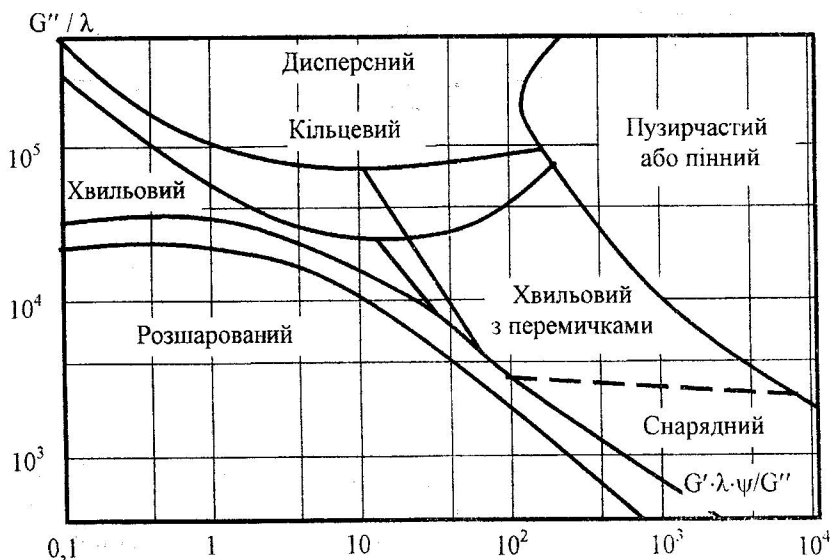


Рисунок 11 – Карта режимів течії Бейкера для горизонтальних двофазних потоків

Ці фактори в поєднанні із згаданими вище проблемами визначення режимів течії роблять карти режимів по суті якісними. Їх слід використовувати обережно скоріш як загальну вказівку на вірогідність того чи іншого режиму, ніж як визначальний показник того, що цей режим дійсно має місце в даній ситуації.

### 1.12.3 Характеристики двофазних потоків

Розглянемо ряд параметрів, які характеризують двофазні потоки незалежно від форми потоку. Оскільки двофазні потоки за своєю структурою є більш складними ніж однофазні, то і параметрів для характеристики двофазних потоків застосовується значно більше. Наприклад, однофазний потік в каналі даної геометричної форми можна досить повно охарактеризу-

вати такими параметрами, як середня швидкість, його густина і в'язкість. В двофазних потоках, крім вказаних вище параметрів, треба враховувати співвідношення об'ємів, які заповнені рідиною і газом, швидкості фаз.

Параметри, які застосовуються для характеристики двофазних потоків, можна поділити на витратні і дійсні. Витратні параметри визначаються на основі рівнянь матеріального і теплового балансів без урахування термодинамічно нерівноважних станів парової або рідкої фази та різниці їх середніх швидкостей. При визначенні дійсних параметрів останні обставини враховуються.

**Витратні характеристики.** Масова швидкість  $W_m$  являє собою середню масову витрату середовища через одиницю площі поперечного перерізу каналу,  $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$

$$W_m = G / f, \quad (124)$$

де  $G$  – масова витрата середовища,  $\text{кг}/\text{с}$ ;  $f$  – площа поперечного перерізу каналу,  $\text{м}^2$ .

В газорідному потоці або в термодинамічно рівноважному парорідному потоці масова витрата  $G$  являє собою суму масових витрат газу  $G_2$  (сухої насиченої пари) і рідини  $G_1$  (в парорідному потоці нагрітої до температури насичення)

$$G = G_1 + G_2 \quad (125)$$

Масовий паровміст це відношення масової витрати пари до загальної витрати суміші

$$x = G_2 / G \quad (126)$$

Застосовується  $x$  для характеристик масового складу парорідної (газорідної) суміші.

Рідше застосовується масовий водовміст

$$x_1 = 1 - x = G_1 / G \quad (127)$$

Об'ємний витратний паровміст являє собою відношення об'ємної витрати пари до сумарної об'ємної витрати обох фаз

$$\beta = \frac{G_2 \cdot \rho''}{G_2 \cdot \rho'' + G_1 \cdot \rho'} \quad (128)$$

або в іншому вигляді

$$\beta = \left( 1 + \frac{1-x}{x} \cdot \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{-1} \quad (129)$$

Швидкість циркуляції  $w_0$  обчислюється в припущенні, що густина середовища дорівнює густині рідини для температури насичення, тобто

$$w_0 = G / (f \cdot \rho') = w_m / \rho' \quad (130)$$

Приведені швидкості пари  $w_0''$  і води (рідини, розчину) є умовними

поняттями. Зміст їх зрозумілий із приведених нижче залежностей

$$w_0'' = G_2 / f \cdot \rho'' = w_m \cdot x / \rho'' ; \quad (131)$$

$$w_0' = G_1 / f \cdot \rho' = w_m \cdot x / \rho' . \quad (132)$$

Для визначення середньої по перерізу потоку середньої швидкості суміші існує декілька залежностей, дві із яких наведені нижче

$$w_c = w_0' + w_0'' ; \quad (133)$$

$$w_c = w_0 \cdot [1 + x \cdot (\rho' / \rho'' - 1)] . \quad (134)$$

Середня витратна густина суміші в даному перерізі для заданих фізичних властивостей фаз однозначно визначається витратним об'ємним паровмістом

$$\rho_c^B = \beta \cdot \rho'' + (1 - \beta) \cdot \rho' , \quad (135)$$

а середній витратний об'єм суміші – витратним масовим паровмістом

$$v_c = v_2 \cdot x + v_1 \cdot (1 - x) . \quad (136)$$

**Дійсні характеристики.** Дійсний об'ємний газовміст (паровміст) враховує різницю середніх швидкостей газової (парової) і рідкої фаз, він визначається як відношення частки перерізу, яка зайнята легкою фазою, до всього перерізу каналу

$$\varphi = f_2 / f_1 . \quad (137)$$

Інші дійсні параметри в газорідкій (пароводяній) суміші визначаються із таких співвідношень:

– дійсна середня швидкість пари

$$w_2 = w_0'' / \varphi ; \quad (138)$$

– дійсна середня швидкість рідини

$$w_1 = w_0' / (1 - \varphi) ; \quad (139)$$

– дійсна середня відносна швидкість фаз

$$w_T = w_2 - w_1 = w_0'' / \varphi - w_0' / (1 - \varphi) . \quad (140)$$

Для обчислень циркуляції важливим параметром, який визначає рушійний напір в умовах природної циркуляції, є дійсна густина парорідкої суміші

$$\rho_c^A = \varphi \cdot \rho'' + (1 - \varphi) \cdot \rho' . \quad (141)$$

#### 1.12.4 Проблеми і задачі розрахунків двофазної течії, критерії подібності

Диференціальні рівняння кількості руху, енергії і нерозривності двофазних течій, які одержані із застосуванням просторового і часового усереднення, описують найбільш загальний випадок неусталеної, неізотермічної течії суміші з урахуванням переходу однієї фази в іншу (кипіння,

конденсація). Згадана система буде замкненою, якщо встановити закономірності зміни тензора напруг, сил внутрішнього опору. Останнє на сьогодні практично неможливо.

Для розрахунків двофазних потоків застосовують більш простий метод, який передбачає використання дійсних характеристик, наприклад, дійсних об'ємних концентрацій і сумарної дотичної напруги. Ці величини визначаються як функції критеріїв, що визначають процес течії.

Теоретичною основою експерименту є теорія подібності. Щоб обґрунтовано поставити експеримент, треба мати систему визначальних критеріїв, які можна отримати методом аналізу розмірностей або із диференціальних рівнянь. Із системи диференціальних рівнянь двофазного потоку відомим способом одержані критерії подібності:

для першої фази –

$$K_1 = \frac{\tau \cdot w_1}{\ell_1}; Fr_1 = \frac{w_1^2}{g \cdot \ell_1^2}; Re_1 = \frac{\rho' \cdot w_1 \cdot \ell_1}{\mu'}; \bar{P}_2 = P / (\rho' \cdot w_1^2); \quad (142)$$

для другої фази –

$$K_2 = \frac{\tau \cdot w_2}{\ell_2}; Fr_2 = \frac{w_2^2}{g \cdot \ell_2^2}; Re_2 = \frac{\rho'' \cdot w_2 \cdot \ell_2}{\mu''}; \quad (143)$$

В інженерній практиці вважають за доцільне об'єднати деякі з цих критеріїв в критерії суміші.

Критерії Рейнольда і Фруда для суміші, яка рухається в круглій трубі діаметром  $d$ , записують в практично зручному вигляді:

$$Re_c = w_c \cdot d / \nu_c, \quad Re_c = w_1 \cdot d / \nu' + w_2 \cdot d / \nu'', \quad Fr_c = w_c^2 / (g \cdot d), \quad (144)$$

де  $w_c = w_0'' + w_0'$ ,  $\nu_c = (1 - x) \cdot \nu' + x \cdot \nu''$ .

Із кінематичної подібності витікає ряд характерних безрозмірних величин:

$$\bar{\rho} = \rho'' / \rho', \quad \bar{\mu} = \mu'' / \mu', \quad \beta = w_0'' / (w_0'' + w_0') \quad (145)$$

Із рівняння енергії одержані безрозмірні параметри Нусельта, Прандтля, Вебера, які доповнюють наведену вище систему параметрів. Однак для ізотермічних умов течії, коли критерії Нусельта і Прандтля не є визначальними, інтерес представляє лише критерій Вебера

$$We = \sigma / [g \cdot (\rho' - \rho'') \cdot l^2] \quad (146)$$

Таким чином, критеріальне рівняння усталеного ізотермічного процесу течії газорідинної суміші може бути подано у вигляді функції

$$\Pi = \Pi(\beta, Fr_c, Re_c, We, \bar{\rho}, \bar{\mu}, \cos(g, z)), \quad (147)$$

де  $\Pi$  – параметр, що визначається.

В якості параметра  $\Pi$  може, наприклад, фігурувати дійсний газовміст  $\phi$ , безрозмірні втрати на тертя двофазної течії  $\Delta P_{тр} / \Delta P_0$ , де  $\Delta P_{тр}$  – втрати тиску по довжині каналу на тертя двофазної течії;  $\Delta P_0$  – втрати тиску по довжині каналу на тертя однофазної течії, що має таку ж масову витрату як і двофазна.



## 2 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ РІДИН, ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ ТЕЧІЙ ОДНО- І ДВОФАЗНИХ ПОТОКІВ

### ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

На лабораторних заняттях досліджуються властивості рідин і газів, особливості їх течії в каналах, закономірності одно- і двофазних потоків в трубопроводах і гідросистемах технологічних ліній.

Виконання лабораторної роботи починається з домашньої підготовки, в процесі якої студенти засвоюють мету і зміст роботи, вивчають або повторюють необхідний теоретичний матеріал за рекомендованими підручниками, вивчають схему дослідної установки, визначають методику проведення дослідів і обробки дослідних даних, готують звіт. Звіт повинен містити: найменування і мету роботи, схему дослідної установки, її короткий опис, журнал спостережень і обробки дослідних даних, необхідний графічний матеріал, висновки по роботі.

Для контролю самостійної підготовки до виконання лабораторної роботи наведені контрольні запитання, на які студенти повинні дати ґрунтовні відповіді під час співбесіди з викладачем. До виконання роботи допускаються студенти, які пройшли інструктаж з техніки безпеки і співбесіду з викладачем.

### ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 1

#### ВИМІРЮВАННЯ ГУСТИНИ РІДИНИ І КОЕФІЦІЕНТІВ ПОВЕРХНЕВОГО НАТЯГУ НА ПОВЕРХІ ПОДІЛУ РІДИНА – ПОВІТРЯ

*Мета* : методом гідростатичного тиску визначити густину рідини і коефіцієнт поверхневого натягу для різних температур рідини.

#### Схема дослідної установки і методика вимірювань

Дослідна установка (рис. 1.1) складається з посудини 1 з досліджуваною рідиною. Температура рідини вимірюється термометром 6. У посудині 1 розташована трубка 2 діаметром  $d$ . З лінії повітря 8 через триходовий кран 3 в трубку 2 надходить повітря, тиск якого вимірюється рідинним манометром 4. У манометр 4 залита рідина з відомою густиною  $\rho_r$ . Глибина занурення трубки 2 під рівень досліджуваної рідини вимірюється за допомогою лінійки 5. Для підвищення температури рідини у посудині є електронагрівник 7.

Надлишковий тиск повітря в трубці 2 дорівнює сумі гідростатичного

тиску стовпчика досліджуваної рідини і тиску усередині пузиря, що виходить з трубки, який зумовлений силами поверхневого натягу рідини, тобто

$$\rho_b \cdot g \cdot h = \rho_p \cdot g \cdot H + 2 \cdot \sigma / r, \quad (1.1)$$

де  $\rho_p$  – густина рідини у посудині 1,  $\text{кг/м}^3$ ;  $\sigma$  – коефіцієнт поверхневого натягу,  $\text{Н/м}$ ;  $r$  – радіус пузиря, який можна прийняти рівним радіусу трубки,  $\text{м}$ .

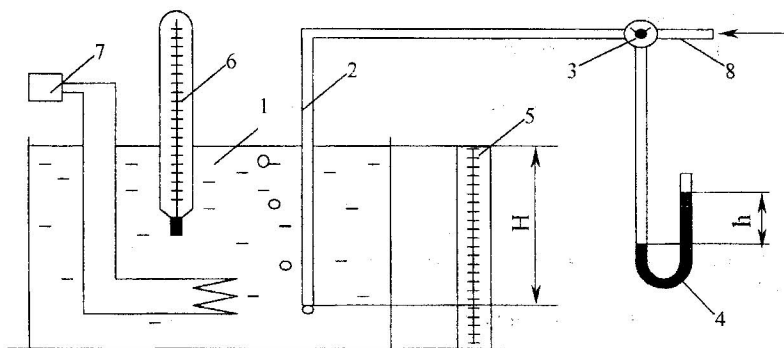


Рисунок 1.1 – Схема дослідної установки

Другий доданок в формулі (1.1) не залежить від глибини занурення трубки 2. Тому, щоб виключити невідому  $\sigma$  в (1.1) необхідно провести два замірювання при зануренні трубки на різні глибини ( $H_1$  і  $H_2$ ), яким будуть відповідати і два значення тиску (покази манометра  $h_1$  і  $h_2$ ). Тоді шукана густина рідини у посудині 1 визначиться за формулою

$$\rho_p = \rho_b \cdot (h_1 - h_2) / (H_1 - H_2) \quad (1.2)$$

Після того, як визначена густина  $\rho_p$ , можна скористатися даними одного з вимірювань (наприклад, першого) для визначення з (1.1) значення коефіцієнта поверхневого натягу

$$\sigma = 0,5 \cdot r \cdot g \cdot (\rho_b \cdot h_1 - \rho_p \cdot H_1) \quad (1.3)$$

Досліди виконують у такій послідовності. Вимірюють температуру рідини у посудині 1. Занурюють трубку 2 на певну глибину  $H_1$  і фіксують її положення. Повільно відкривають кран 3 і досягають того, щоб з трубки 2 виходили окремі пузирі. Після цього записують покази манометра  $h_1$ . Таким же чином проводять вимірювання і для іншого фіксованого положення трубки у посудині. Далі вмикають електронагрівник 7 і підвищують температуру рідини на  $5 \dots 10$   $^{\circ}\text{C}$ , після цього нагрівник вимикають і здійснюють вимірювання для іншої температури. Результати вимірювань записують в журнал спостережень.

Таблиця 1.1 – Журнал спостережень

№ до- сліду	Температура рідини, °С	Глибина занурення трубки, м		Покази манометра, м	
		H <sub>1</sub>	H <sub>2</sub>	h <sub>1</sub>	h <sub>2</sub>
1					
2					
3					
4					

За даними розрахунків будуть графіки залежності  $\rho_p = f(t)$ ,  $\sigma = f_l(t)$ , описують їх аналітично і роблять висновки.

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що називають густиною і як вона залежить від температури?
2. Що розуміють під силами поверхневого натягу (лапласовими)?
3. Який фізичний зміст коефіцієнта поверхневого натягу?
4. Що називають основним рівнянням гідростатики і який вигляд воно має?
5. Що розуміють під надлишковим тиском і як його визначають?

### ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 2

#### ВИЗНАЧЕННЯ В'ЯЗКОСТІ РІДИНИ

**Мета:** за допомогою ротаційного віскозиметра визначити коефіцієнти в'язкості рідини, порівняти їх з табличними значеннями і визначити похибки вимірювань.

#### Схема ротаційного віскозиметра і методика вимірювань

Ротаційний віскозиметр Стормера схематично зображений на рис.2.1. Віскозиметр складається з двох циліндричних посудин 1 і 2 з радіусами  $R$  і  $r$  відповідно. Внутрішня порожня посудина 2 закріплена на підшипнику 3 і може обертатись за допомогою шківів 4 і 5 та платформи з вагою 6. У посудині 1 на рівень посудини 2 –  $h$  залита рідина з відомою густиною  $\rho_p$ , в'язкість якої треба визначити. Фіксована висота опускання платформи 6 від рівня рідини складає  $S$ .

Циліндр 2 обертається за рахунок дії сили тяжіння маси  $m$  на платформі 6. При його обертанні рідина, внаслідок властивості чинити опір зусиллям зсуву, починає рухатись. В зазорі між циліндрами завтовшки  $\delta = R - r$  виникає градієнт швидкості, який пропорційний дотичній силі, що діє у напрямку швидкості.

На підставі балансу сил, діючих у шарі рідини між циліндрами,

отримана формула для визначення коефіцієнта динамічної в'язкості рідини

$$\mu = \frac{\tau \cdot m \cdot g \cdot (R^2 - r^2) \cdot h^2}{4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot r^2 \cdot S \cdot (\delta + \delta_d)} \quad (2.1)$$

де  $\tau$  – час, за який платформа 6 долає відстань  $S$ , с;  $\delta_d$  – додаткова (фіктивна) товщина, введена для врахування тертя рідини об дно циліндра 2, яка визначена в процесі тарування віскозиметра на рідині з відомою в'язкістю (воді).

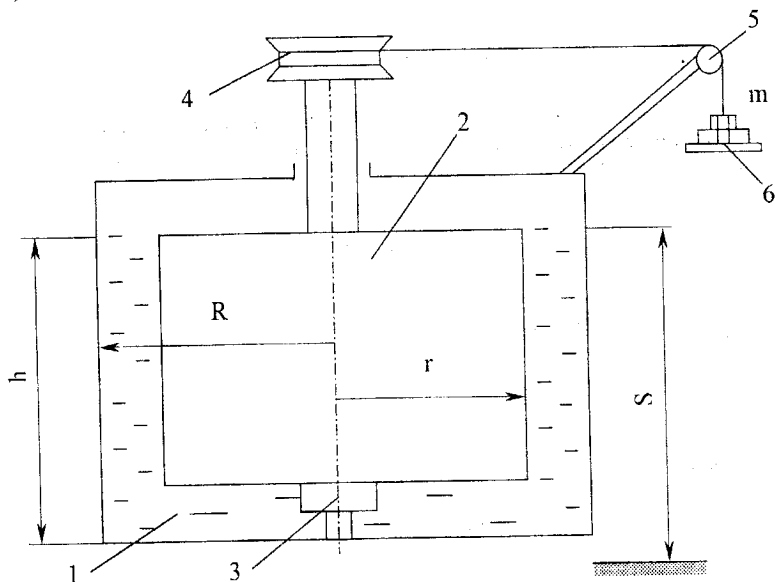


Рисунок 2.1 – Схема віскозиметра Стормера

Оскільки геометричні розміри віскозиметра, прискорення земного тяжіння  $g$  і величина  $\pi$  сталі, то (2.1) можна переписати у вигляді

$$\mu = C \cdot m \cdot \tau \quad (2.2)$$

Досліди виконують у такому порядку. Спочатку термометром вимірюють температуру рідини у циліндрі 1. Фіксують положення платформи 6 на висоті, яка вище рівня  $h$  рідини в посудині. Навантажують (спеціальними гирями) максимальну масу на платформу 6. Готують секундомір і хронометрують час, за який платформа 6 проходить відстань  $S$ . Дослід повторюють два-три рази і середнє значення  $\tau$  записують у журнал спостережень (таблиця 2.1). Далі проводять серії дослідів, поступово зменшуючи масу  $m$  на платформі.

Таблиця 2.1 – Журнал спостережень

№ серії	Температура, °C	Значення величин				
		m, кг	m <sup>-1</sup> (X)	τ, с (Y)	τ·m <sup>-1</sup> (XY)	m <sup>-2</sup> (X <sup>2</sup> )
1						
2						
3						
4						
5						
6						
			Σ X	Σ Y	Σ XY	Σ X <sup>2</sup>

### Обробка результатів

Для того, щоб зменшити погрішність вимірювань, обумовлених наявністю випадкових помилок (особливо при мінімальних значеннях  $\tau_{cp}$ ), дослідні дані обробляються за методом найменших квадратів. Теорія передбачає, що графік залежності  $\tau_{cp} = f(m^{-1})$  буде мати вигляд прямої лінії. Тому за результатами вимірювань розраховують величини, які наведені у журналі спостережень (в дужках їх умовні позначення). Значення визначених величин підсумовуються. Далі розраховують характеристики прямої за методом найменших квадратів

$$b = (\Sigma X^2 \cdot \Sigma Y - \Sigma X \cdot \Sigma Y) / Z, \quad (2.3)$$

$$\varepsilon = (N \cdot \Sigma XY - \Sigma X \cdot \Sigma Y) / Z, \quad (2.4)$$

де  $Z = N \cdot \Sigma X^2 \cdot \Sigma Y - (\Sigma X)^2$ ;

N – кількість дослідних даних.

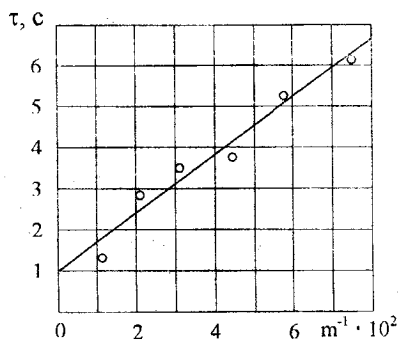


Рисунок 2.2 – Пряма, побудована за методом найменших квадратів

Величина b характеризує відрізок, який відсікає пряма на осі τ, а величина ε – кутовий коефіцієнт прямої. За даними b і ε будують пряму за методом найменших квадратів (рис.2.2). Найбільше відхилення дослідних точок спостерігається при  $1/m \rightarrow 0$ , коли гальмівний ефект тертя рідини об стінки віскозиметра стає дуже малим.

Нарешті можна визначити коефіцієнт динамічної в'язкості

$$\mu = \varepsilon \cdot C \quad (2.5)$$

і коефіцієнт кінематичної в'язкості

$$\nu = \mu / \rho_p \quad (2.6)$$

Отримані значення  $\mu$  і  $\nu$  порівнюються з табличними даними (див. дод. А) для температури дослідів і визначаються похибки вимірювань.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Яка фізична природа в'язкості?
2. Що характеризують коефіцієнти в'язкості  $\mu$  і  $\nu$ ?
3. За рахунок чого виникають дотичні напруги у рідині (газі)?
4. Як в'язкість залежить від температури?

## ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 3

### ІНТЕРПРЕТАЦІЯ РІВНЯННЯ БЕРНУЛЛІ, ВИЗНАЧЕННЯ ГІДРАВЛІЧНОГО І П'ЄЗОМЕТРИЧНОГО УКЛОНІВ

**Мета:** побудувати п'єзометричну лінію та лінію енергії, визначити п'єзометричний і гідравлічний уклони в трубопроводі змінного поперечного перерізу.

#### Схема дослідної установки і методика вимірювань

Дослідна установка складається з ділянки трубопроводів різних діаметрів і однакової довжини (рис. 3.1).

Діаметри труб в перерізах 1-1, 2-2 і 3-3 дорівнюють відповідно –  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $d_3$ , а відстань між ними  $L$ . На кожній ділянці труби встановлені п'єзометричні 1 і гідрометричні 2 трубки для вимірювань статичних і гідродинамічних напорів. Вода в експериментальну ділянку надходить з трубопроводу 3. Її витрата вимірюється за допомогою діафрагми 4 і рідинного дифманометра 5. Пройшовши експериментальну установку, вода відводиться у протарований збірник 6.

Витрата води може визначатись також за показанням рівня у водомірному склі 7 за певний час дослідів.

Робота на установці виконується в такій послідовності. Відкривають вентиль 10 і закривають вентиль 11. Перевіряють закриття вентилів 9 (якщо він відкритий, то його закривають). Після цього відкривають вентиль 8 і повільним відкриттям вентилів 9 установлюють певний режим за показаннями п'єзометра на першій ділянці труби.

Усталений режим встановлюють регулюванням витрати за допомогою вентилів 9 і 10 таким чином, щоб показання п'єзометрів були незмінні.

Далі фіксують підняття рівня ДН у збірнику води 6 і записують показання приладів у журнал спостережень. Проводять кілька дослідів при різних витратах і показаннях п'єзометрів.

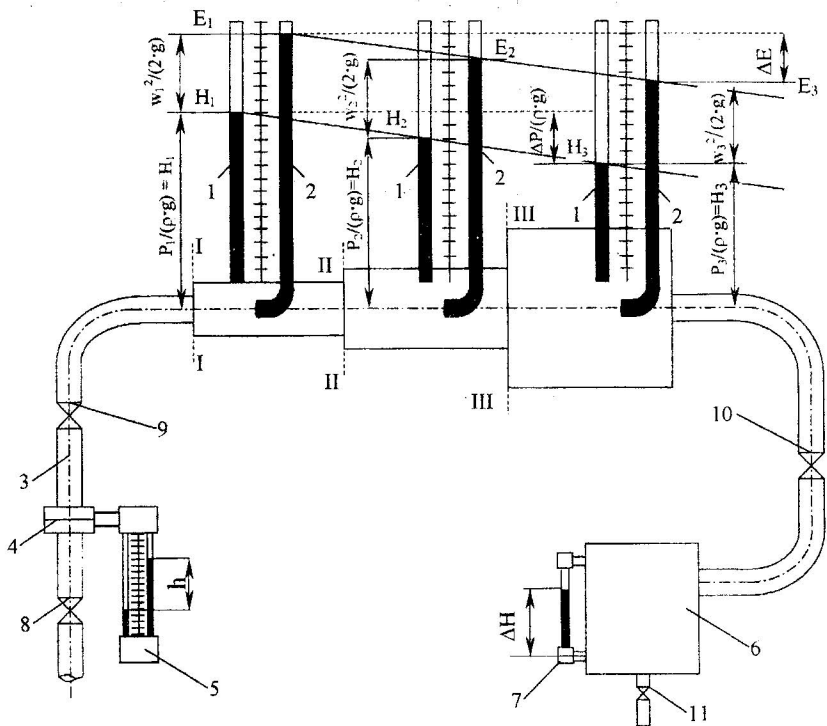


Рисунок 3.1 – Принципова схема установки

Таблиця 3.1 – Журнал спостережень

№ досліду	$\tau, c$	$\Delta H, mm$	$h, mm$	Показання п'єзометрів і гідрометричних трубок, м						
				$H_1$	$H_{W1}$	$H_2$	$H_{W2}$	$H_3$	$H_{W3}$	

### Обробка результатів

Витрата води,  $m^3/c$

$$Q = A \cdot \sqrt{h} ; \quad Q = B \cdot \Delta H / \tau \quad , \quad (3.1)$$

де  $A$  і  $B$  - сталі тарування діафрагми і збірника води 6.

Середні швидкості у перерізах ділянок труб, м/с

$$\bar{W}_i = 4 \cdot Q / (\pi \cdot d_i^2) = 1,273 \cdot Q / d_i^2 \quad (3.2)$$

Швидкості за показаннями гідрометричних трубок, м/с

$$W_i = \sqrt{2 \cdot g \cdot \Delta H_{wi}} \quad (3.3)$$

Рівняння Д.Бернуллі для потоку справедливо з введенням коректуючого множника  $\alpha$  (коефіцієнта кінетичної енергії), який залежить від розподілу місцевих швидкостей рідини в перерізі потоку.

Орієнтовні значення  $\alpha$  для нашого випадку можуть бути визначені за формулою

$$\alpha_i = W_i / \bar{W}_i \quad (3.4)$$

За результатами вимірювань на міліметровому папері будують п'езометричну лінію Н1–Н2–Н3 (рис. 3.1) і напірну лінію (або лінію енергії) Е1–Е2–Е3.

Обчислюють зміну питомої потенціальної енергії потоку на ділянках трубопроводу

$$\Delta P_{1-2} = H_1 - H_2; \quad \Delta P_{2-3} = H_2 - H_3; \quad \Delta P_{3-4} = H_3 - H_4 \quad (3.5)$$

і зміну питомої повної енергії

$$\Delta E_{1-2} = E_1 - E_2; \quad \Delta E_{2-3} = E_2 - E_3; \quad \Delta E_{3-4} = E_3 - E_4 \quad (3.6)$$

Далі визначають гідравлічний

$$I_H = \Delta E_i / L_i \quad (3.7)$$

і п'езометричний

$$I_{II} = \Delta P_i / L_i \quad (3.8)$$

уклони на ділянках і загальні для установки в цілому. Будують залежності уклонів від середніх швидкостей. Визначають втрати енергії між ділянками труби, роблять висновки.

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. В чому полягає геометричний і енергетичний зміст рівняння Бернуллі?
2. Чи може бути від'ємною величина п'езометричного уклону і за яких умов?
3. Що характеризують величина п'езометричного і гідравлічного уклонів?
4. Чи може бути від'ємною величина коефіцієнта кінетичної енергії (коріоліса)?
5. З чим пов'язане введення коефіцієнта  $\alpha$  в рівняння Бернуллі?



## ВИЗНАЧЕННЯ ПРОФІЛЮ ШВИДКОСТІ ДЛЯ ЛАМІНАРНОЇ І ТУРБУЛЕНТНОЇ ТЕЧІЙ В КАНАЛІ

**Мета:** експериментально визначити і описати розподіл швидкостей в перерізі потоку для ламінарного і турбулентного режимів руху в каналі.

### Схема дослідної установки і методика вимірювань

Дослідна установка являє собою горизонтальну ділянку каналу відомого поперечного перерізу (рис. 4.1), в якому рухається повітря. Повітря надходить від вентилятора, а його витрата визначається за допомогою діафрагми 2 і дифманометра 3. Витрата повітря в каналі 1 регулюється засувкою 4. На ділянці довжиною  $l$  вимірюється тиск повітря рідинними манометрами 5 і 6.

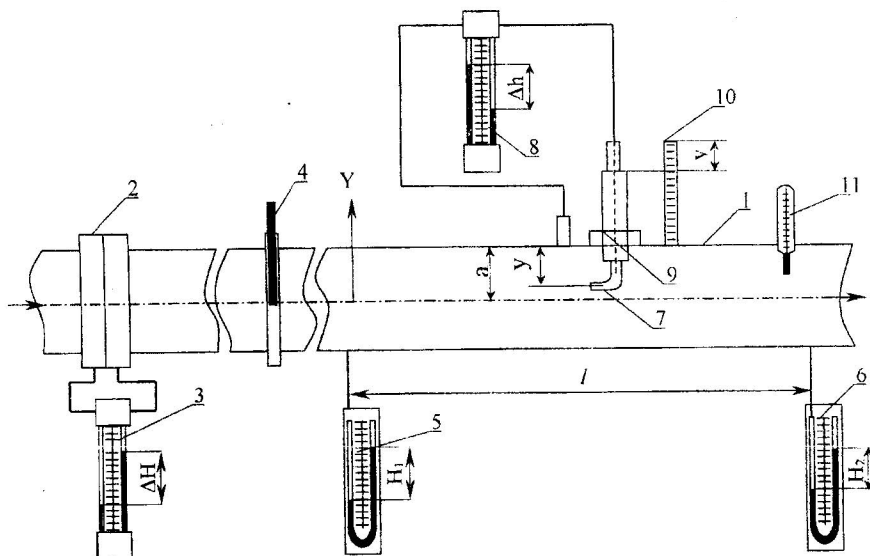


Рисунок 4.1 – Схема дослідної установки

Посередині вимірювальної ділянки каналу 1 встановлена трубка Піто 7 діаметром 0,8 мм для вимірювання швидкісного напору  $\Delta h$ , який фіксується дифманометром 8. За допомогою мікрометричного гвинта 9 ця трубка може переміщуватися від стінки до центра каналу. Мінімальна відстань від стінки складає 1 мм. Відстань трубки від стінки визначається за допомогою шкали 10.

Досліди виконуються в такій послідовності. Перевіряють закриття засувки 4. Вмикають в роботу вентилятор, засувкою 4 установлюють певну витрату повітря за показанням дифманометра 3, яка має бути незмінною.

Після цього вимірюють перепади  $H_1$  і  $H_2$  на манометрах 5 і 6, температуру повітря термометром 11 і записують дані в журнал спостережень. Далі вимірюють швидкісні напори  $\Delta h$ , пересуваючи трубку Піто від стінки до центра через рівні відрізки  $Y_1$ . Значення  $\Delta h$  і  $Y$  також заносять в журнал спостережень. Наступний дослід виконують збільшуючи витрату повітря за показаннями дифманометра  $\Delta H$ .

### Обробка результатів

Витрата повітря,  $m^3/c$

$$Q = C \cdot \sqrt{\Delta H}, \quad (4.1)$$

де  $C$  - стала тарування діафрагми.

Середня швидкість потоку в каналі,  $m/c$

$$\bar{W} = Q / f. \quad (4.2)$$

Швидкості по перерізу потоку,  $m/c$  ( $\Delta h$  в мм .в.ст.)

$$v_i = 4,04 \cdot (\Delta h)^{0,5}. \quad (4.3)$$

Гідравлічний радіус,  $m$

$$R = f / \Pi, \quad (4.4)$$

де  $\Pi$  – периметр каналу,  $m$ ;  $f$  – площа живого перерізу,  $m^2$ .

Еквівалентний діаметр каналу,  $m$

$$d_e = 4 \cdot R. \quad (4.5)$$

Критерій Рейнольдса

$$Re = \bar{W} \cdot d_e / \nu, \quad (4.6)$$

де  $\nu$  - коефіцієнт кінематичної в'язкості, який визначають з додатка Б.

Якщо режим течії ламінарний, то обробку результатів здійснюють таким чином.

Безрозмірні швидкості у перерізі

$$W^* = v_i / v_{\max}, \quad (4.7)$$

де  $v_{\max}$  – максимальна швидкість в центрі потоку коли  $Y = a$  (див. рис.4.1).

Безрозмірні координати

$$Y^* = Y_i / a. \quad (4.8)$$

Таблиця 4.1 – Журнал спостережень

№ дослід.	Температура повітря, °C	H <sub>1</sub> , мм	H <sub>2</sub> , мм	ΔH, мм	Значення Y						Значення Δh								
					Y <sub>1</sub>	Y <sub>2</sub>	Y <sub>3</sub>	Y <sub>4</sub>	Y <sub>5</sub>	Y <sub>6</sub>	Δh <sub>1</sub>	Δh <sub>2</sub>	Δh <sub>3</sub>	Δh <sub>4</sub>	Δh <sub>5</sub>	Δh <sub>6</sub>			
1																			
2																			
3																			
4																			

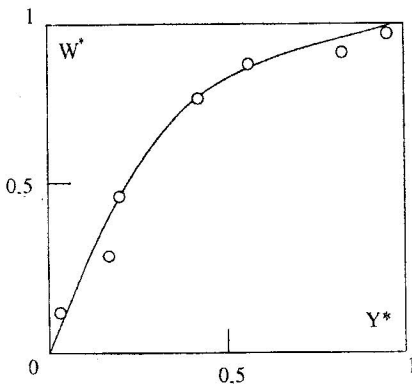


Рисунок 4.2 – Розподіл швидкості в перерізі труби

Далі будують залежність  $W^* = f(Y^*)$  (рис. 4.2) і описують її аналітично, бо, як відомо, ця функція підпорядковується параболічному закону.

При цьому відношення середньої швидкості до максимальної дорівнює 0,5. Визначену середню швидкість  $v_{cp} = 0,5 \cdot v_{max}$  порівнюють з середньою швидкістю за (4.2) і розраховують розбіжність між ними.

Для турбулентного режиму руху повітря в каналі, порядок обробки дослідних даних такий.

Динамічна швидкість, м/с

$$v_* = [\Delta P / (\rho \cdot l) \cdot R]^{0,5} \quad (4.9)$$

Безрозмірні швидкості

$$u_i = v_i / v_* \quad (4.10)$$

Безрозмірні координати

$$\eta_i = Y_i \cdot v_* / v \quad (4.11)$$

Після цього будують графік залежності  $u = f(\eta)$  у напівлогарифмічних координатах (рис. 4.3). Коли  $\eta < 11,5$  повинна дотримуватись рівність  $u = \eta$ .

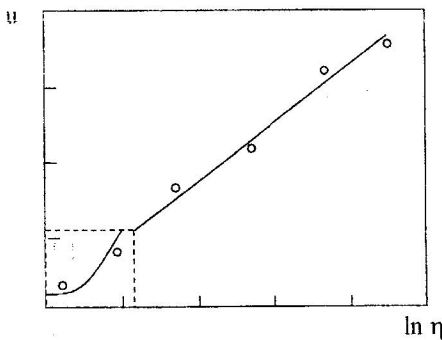


Рисунок 4.3

Для  $\eta > 11,5$  дослідні дані у наведеній системі координат апроксимують прямою лінією, яку треба описати аналітично.

Рівняння прямої має вигляд

$$u = A + B \cdot \ln \eta, \quad (4.12)$$

звідки визначаються сталі  $A$  і  $B$ . Можна запропонувати і приблизну апроксимацію дослідних даних при  $\eta > 11,5$ :  $u = C \cdot \eta^n$  і визначити сталу  $C$  і показник степеня  $n$ . Визначають також співвідношення між максимальною і середньою швидкостями.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Який зв'язок існує між гідравлічним уклоном і гідравлічним радіусом?
2. Яку течію називають течією Пуазейля, які особливості цієї течії?
3. Що розуміють під динамічною швидкістю, що вона характеризує?
4. Чому дорівнює коефіцієнт Коріоліса для ламінарної течії?
5. Що розуміють під ізотропною турбулентністю?
6. Що розуміють під коефіцієнтом турбулентної в'язкості?

## ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 5

### ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ ГІДРАВЛІЧНОГО ОПОРУ ПО ДОВЖИНІ ТРУБИ

**Мета:** експериментально визначити коефіцієнти лінійного опору, коефіцієнти Коріоліса для турбулентного режиму течії, побудувати залежності цих величин від критерію Рейнольдса.

#### Дослідна установка і методика вимірювань

Принципова схема дослідного комплексного стенду вимірювань гідравлічних опорів і дослідження двофазних потоків наведена на рис.5.1. Стенд являє собою гідравлічні контури, які складаються з двох баків 1 і 2, з'єднаних між собою, двох насосів 3 і 4, витратомірного обладнання 5 з дифманометром 6, двох колекторів 7 і 8, з'єднаних трубами 9, 10 і 11, різних діаметрів  $d_1$ ,  $d_2$  і  $d_3$ .

Бак 2 має водомірне скло і може використовуватись як мірник витрати води, що тече в контурі. На горизонтальних трубах 9, 10 і 11 установлені манометри 12 і 13, відстань між ними дорівнює  $l$  (відстань вимірювальної ділянки). Перед і поза вентилям 14, що регулює витрату води, установлені манометри 15 і 16. Насоси 3 і 4 можуть працювати роздільно, послідовно або паралельно.

Готує стенд і підключає його до роботи лаборант або викладач.

Встановлюється певний перепад  $\Delta H$  на дифманометрі 6, який повинен залишитися сталим під час досліду.

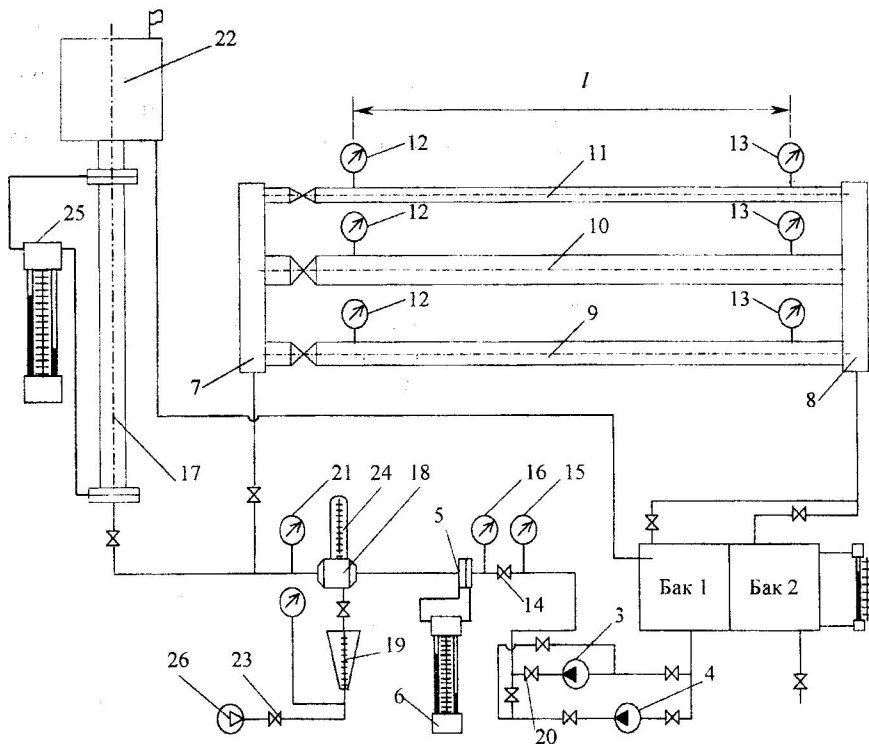


Рисунок 5.1 – Схема комплексного дослідного стенда

В момент досягнення усталеного режиму, який додатково контролюється за показаннями манометрів 12 і 13 на дослідній трубі, здійснюється запис середніх за дослід показань приладів у журнал спостережень (таблиця 5.1).

Таблиця 5.1 – Журнал спостережень

№ досліда	$\Delta H$ , мм	$P_1$ , кг/см <sup>2</sup>	$P_2$ , кг/см <sup>2</sup>	$\Delta P$ , бар	$\Delta P$ , кг/см <sup>2</sup>	$\Delta P_H$ , м.в.ст.
1						
2						
3						
4						
5						
6						
7						
8						

## Обробка результатів

Витрата води,  $\text{м}^3/\text{с}$

$$Q = C \cdot \sqrt{\Delta H \cdot (\rho_p - \rho_v)}, \quad (5.1)$$

де  $C$  - стала тарування витратомірного обладнання;  $\rho_p$  - густина рідини, яка залита в дифманометр  $\delta$ ;  $\rho_v$  - густина води при температурі досліджу;  $\Delta H$  - перепад на дифманометрі  $\delta$ .

Середня в перерізі швидкість води в дослідній трубі,  $\text{м}/\text{с}$

$$W_i = 4 \cdot Q / (\pi \cdot d_i^2) \quad (5.2)$$

Швидкісний напір, обчислений за середньою швидкістю води,  $\text{м}$

$$H_{Wi} = W_i^2 / (2 \cdot g) \quad (5.3)$$

Коефіцієнт опору по довжині

$$\lambda_i = \Delta P_{H_i} \cdot d_i / (l \cdot H_{Wi}), \quad (5.4)$$

де  $\Delta P_{H_i}$  - перепад тиску на ділянці з журналу спостережень (таблиці 5.1).

Динамічна швидкість

$$v_* = [d_i \cdot \Delta P_{H_i} / (4 \cdot \rho_v)]^{0,5} = [\lambda_i \cdot w_i^2 / 8]^{0,5} \quad (5.5)$$

Коефіцієнт Коріоліса для турбулентної течії

$$\alpha = 1 + 2,65 \cdot \lambda \quad (5.6)$$

Дійсний швидкісний напір

$$H_i = \alpha \cdot H_{Wi} \quad (5.7)$$

За результатами дослідів на двох трубах 10 і 11 (див. рис. 5.1) будуть залежності  $\lg(\lambda \cdot 100) = f(\lg Re)$  і  $v_* = f(Re)$ .

Першу залежність порівнюють з даними Нікурадзе (див. додаток В) і визначають найбільші розбіжності, роблять висновки.

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що характеризує коефіцієнт гідравлічного опору?
2. Що розуміють під гідравлічно гладкими і шорсткими трубами?
3. Який вигляд має залежність  $\lambda = f(Re)$  і чому?
4. Що називається коефіцієнтом Шезі і що він характеризує?

## ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТІВ МІСЦЕВОГО ОПОРУ

**Мета:** експериментально визначити коефіцієнти місцевого опору вентилля і раптового звуження труби.

### Дослідна установка і методика вимірювань

Дослідний стенд являє собою частину комплексної установки для вимірювання гідравлічних опорів (горизонтальну лінію з діафрагмою 5, вентилям 14, дифманометром 6 і манометрами 15 і 16), яка описана у лабораторній роботі № 5 і показана на рис. 5.1.

Порядок виконання дослідів такий. Включають насос 3 і відкривають вентиль 20. Повільно відкривають вентиль 14 на чверть ходу шпинделя і установлюють незмінний перепад  $\Delta h$  на дифманометрі 6 діафрагми 5. Після цього записують у журнал спостережень показання дифманометра і манометрів 15 і 16. Далі відкривають вентиль 14 ще на чверть ходу шпинделя і записують показання приладів. Таким чином провадять 4 досліди до повного відкриття вентилля 14.

Таблиця 6.1 – Журнал спостережень

№ досліду	$\Delta H$ , мм	$P_1$ , кг/см <sup>2</sup>	$P_2$ , кг/см <sup>2</sup>	$\Delta P$ , бар	$\Delta P$ , кг/см <sup>2</sup>	$\Delta P_h$ , м.в.ст.
1						
2						
3						
4						
5						

### Обробка результатів

Витрата води  $Q$ , м<sup>3</sup>/с визначається за (5.1).

Середня швидкість води, м/с

$$W_i = 4 \cdot Q / (\pi \cdot d_i^2) \quad , \quad (6.1)$$

де  $d_i$  – діаметр труби на експериментальній ділянці, м ;

Швидкісний напір  $H_w$  визначають за формулою (5.3), а критерій Рейнольдса – за (4.6).

Дослідні коефіцієнти місцевого опору вентилля

$$\xi_{в} = \Delta P_h / H_w \quad , \quad (6.2)$$

де  $\Delta P_h = \Delta P \cdot 9,81 \cdot 10^4 / (\rho \cdot g)$ .

За результатами обробки дослідних даних будують залежності  $\xi_{в} = f(\beta)$ ,  $\xi_{в} = f(Re)$ , де  $\beta$  - міра відкриття вентилля (0,25, 0,5, 0,75, 1).

## КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Яка природа втрат напору в місцях зміни конфігурації потоку ?
2. Що характеризує коефіцієнт місцевого опору ?
3. Чи може збільшуватись п'єзометричний напір в місцях зміни конфігурації потоку ?
4. Як залежать коефіцієнти  $\xi$  від критерію  $Re$  і чому?
5. Чи можна використати місцевий опір для визначення витрати рідини ?
6. Для яких випадків місцевих втрат справедлива формула Борда?
7. Як впливає шорсткість матеріалу труб на місцеві втрати напору ?

## ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 7

### ДОСЛІДЖЕННЯ ВИТІКАННЯ РІДИНИ ІЗ МАЛОГО ОТВОРУ В ТОНКІЙ СТІНЦІ

**Мета:** експериментально визначити коефіцієнти витрати отвору, витрати рідини, коефіцієнт опору отвору

#### Дослідна установка і методика вимірювань

Принципова схема експериментального стенду наведена на рис. 7.1.

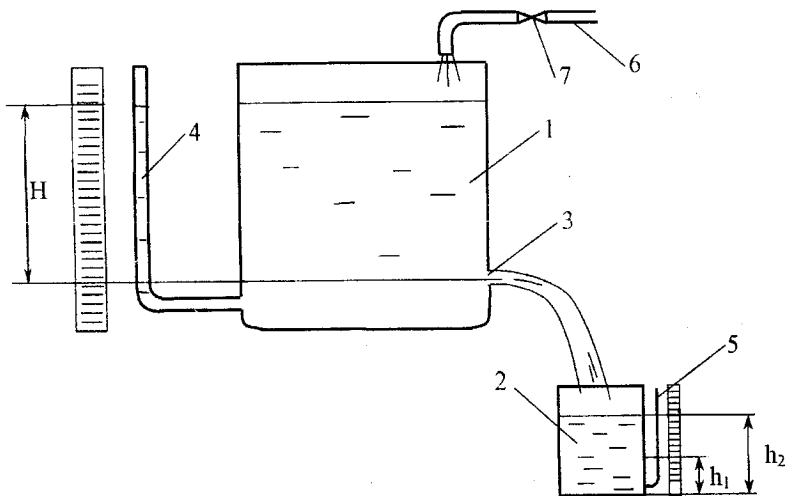


Рисунок 7.1 – Схема експериментального стенду витікання рідини із малого отвору в тонкій стінці



Витікання води здійснюється через отвір 3 діаметром  $d$  в тонкій стінці посудини 1. Рівень, який фіксується п'езометром 4, в посудині 1 підтримується сталим рівень  $H = \text{const}$  шляхом регулювання подачі води вентилям 7 в трубопроводі 6. Витрата води вимірюється протарованою посудиною 2 з рівнемірором 5.

Перед виконанням дослідів студенти тарують посудину 2, встановлюють об'єм, який відповідає одиниці вимірювання на лінійці 5.

Досліди виконують таким чином. Встановлюється рівень  $H_1$  в посудині 1. Виймається пробка з отвору 3 і відкривається вентиль 7 таким чином, щоб рівень лишався сталим  $H_1 = \text{const}$ .

За допомогою посудини 2 вимірюється витрата води. При цьому фіксується нижній  $h_1$  і верхній  $h_2$  рівні води в п'езометрі за шкалою 5 та час  $\tau$ , за який рівень піднімається з  $h_1$  до  $h_2$ .

### Обробка результатів

Витрата води,  $\text{м}^3/\text{с}$

$$Q = (h_2 - h_1) \cdot q / \tau \quad (7.1)$$

Коефіцієнт витрати отвору

$$\mu = Q / (\omega_0 \cdot (2 \cdot g \cdot H)^{0.5}) \quad (7.2)$$

де  $\omega_0 = \pi \cdot d^2/4$  – площа отвору,  $\text{м}^2$ ;  $H$  – рівень води в посудині,  $\text{м}$ ;

Коефіцієнт швидкості

$$\varphi = 1 / (\xi_0 + \alpha)^{0.5} \quad (7.3)$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт Коріоліса,  $\alpha = 1,0 \dots 1,05$ ;  $\xi_0$  – коефіцієнт опору отвору,  $\xi_0 \approx 0,06$ .

Коефіцієнт стиску струменя

$$\varepsilon = \mu / \varphi \quad (7.4)$$

Число Рейнольда для отвору

$$\text{Re}_0 = (2 \cdot g \cdot H)^{0.5} \cdot d / \nu \quad (7.5)$$

де  $\nu$  – кінематична в'язкість рідини,  $\text{м}^2/\text{с}$ .

Таблиця 7.1 – Журнал спостережень

№ досліду	$H$ , мм	$h_1$ , мм	$h_2$ , мм	$\tau$ , сек
1				
2				
3				
4				

Швидкість струмни, що витікає в стислому перерізі,  $\text{м}/\text{с}$

$$v_c = \varphi \cdot (2 \cdot g \cdot H)^{0.5} \quad (7.6)$$

За результатами дослідів будують залежності  $v_c = f(H)$ ,  $\mu = f(\text{Re}_0)$ ,  $\varphi = f(\text{Re}_0)$  і  $\varepsilon = f(\text{Re}_0)$  і аналізують їх.

Результати обробки експериментів зводять в таблицю 7.2.

Таблиця 7.2 – Результати експериментів

№ досліду	H, мм	Q, м <sup>3</sup> /с	μ	φ	ε	v <sub>c</sub>	Re <sub>0</sub>
1							
2							
3							
4							

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що розуміють під “тонкою стінкою”?
2. Що розуміють під “малим отвором”?
3. Що таке “досконале стиснення струменя”?
4. Як для умов досліду визначити швидкість в трубі 6?
5. Як встановлюється об’єм, який відповідає одиниці вимірювання за шкалою 5?
6. На якій відстані від отвору струмінь має найменшу площу перерізу?
7. Чому стискається струмінь на виході з отвору?
8. Як для умов досліду визначити швидкість в перерізі отвору?
9. Яке практичне значення має дослідження витікання струмини з отворів і насадок?
10. Що характеризує коефіцієнт швидкості?
11. Поясніть, що означає досконалий і недосконалий стиск струменя.

### ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 8

#### ДОСЛІДЖЕННЯ СТРУКТУР ДВОФАЗНИХ АДАБАТНИХ ПОТОКІВ

**Мета:** експериментально визначити форми руху водоповітряних потоків у горизонтальних і вертикальних трубах, а також границі їх існування, ознайомитись з картими режимів потоків і методикою обробки дослідних даних.

#### Дослідна установка і методика вимірювань

Досліди проводяться на комплексному стенді (рис. 5.1). Для дослідження форм руху газорідних потоків використовується горизонтальна скляна труба 9 і вертикальна скляна труба 17. Водоповітряна суміш готується у змішувачі 18, куди через діафрагму 5 надходить вода, а через ротаметр 19 від компресора 26 – повітря, тиск якого вимірюється манометром. На вертикальній трубі є бак – сепаратор 22 для відділення води від повітря.

Готує до роботи стенд лаборант або викладач. Регулюванням витрат води і повітря вентиллями 14 і 23 утворюють певну форму руху газорідних

ного потоку в дослідних трубах (9 або 17). Для кожного режиму течії записують показання дифманометра 6, ротаметра 19, манометра 21, термометра 24 для визначення температури суміші. Середні за період дослідження цих приладів записують в журнал спостережень (таблиця 8.1).

Таблиця 8.1 – Журнал спостережень

№ до- сліду	Показання ротаметра, мм	Перепад на діафрагмі, мм	Тиск суміші $P_c$ , кг/см <sup>2</sup>	Температура суміші, °С	Форма руху
1					
2					
3					
4					
5					
6					
7					
8					

### Обробка результатів

Витрата води і повітря, кг/с

$$G' = C' \cdot \rho' \cdot (\Delta H / \rho')^{0.5}, \quad (8.1)$$

$$G'' = C'' \cdot \rho'' \cdot (\Delta Z / \rho'')^{0.5}, \quad (8.2)$$

де  $C'$ ,  $C''$  – сталі тарування діафрагми і ротаметра;  $\Delta H$ ,  $\Delta Z$  – показання дифманометра 6 і ротаметра 19;  $\rho'$ ,  $\rho''$  – густина води і повітря при тиску і температурі в змішувачі.

Об'ємні витрати води і повітря, м<sup>3</sup>/с

$$V' = G' / \rho' \quad , \quad V'' = G'' / \rho'' \quad , \quad (8.3)$$

де  $\rho'$ ,  $\rho''$  – густина води і повітря на експериментальній ділянці, кг/м<sup>3</sup>.

Приведені швидкості фаз, м/с

$$W_0' = V' / f \quad , \quad W_0'' = V'' / f \quad , \quad (8.4)$$

де  $f = 0,785 \cdot d^2$ ,  $d$  – діаметр труби, м.

Масовий газовміст

$$x = G'' / (G' + G''). \quad (8.5)$$

Масова швидкість суміші, кг/(м<sup>2</sup>·с)

$$W_m = (G' + G'') / f = G'' / (x \cdot f). \quad (8.6)$$

Приведені потоки імпульсу фаз

$$j' = \rho' \cdot (w_0')^2 \quad , \quad j'' = \rho'' \cdot (w_0'')^2 \quad . \quad (8.7)$$

Параметри (див. п. 1.12)

$$G \cdot x / \lambda ,$$

$$(1 - x) \cdot \lambda \cdot \psi / x ,$$

$$\lambda = [(\rho''/\rho_A) \cdot (\rho'/\rho_W)]^{0,5} ,$$

$$\psi = (\sigma_W/\sigma) \cdot [(\mu'/\mu_W) \cdot (\rho_W/\rho')^2]^{1/3} .$$

Для потоків водоповітряної суміші з атмосферним тиском  $\lambda$  і  $\psi$  дорівнюють одиниці.

Для вертикальних труб дослідні дані відкладаються на карту режимів Хьюїтта і Робертса (рис. 10), а для горизонтальних – на карту Бейкера, яка модифікована Скоттом (рис. 11). Аналізують узгодження дослідних даних з названими картами.

### КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які форми (режими) руху двофазних потоків існують в горизонтальних трубах ?
2. Які форми (режими) руху двофазних потоків існують в вертикальних трубах ?
3. Проаналізуйте загальне і різне в формах руху в горизонтальних і вертикальних трубах.
4. Що таке приведені потоки імпульсу фаз ?
5. Що являє собою карта режимів течії, її призначення ?
6. Фізичний зміст приведеної швидкості фази. Як визначити приведену швидкість води, повітря ?
7. Який зв'язок між кінематичною і динамічною в'язкістю ?
8. Чому для потоків водоповітряної суміші з атмосферним тиском  $\lambda$  і  $\psi$  дорівнюють одиниці ?

1. Дейч М.Е., Зарянкин А.Е. Гидрогазомеханика: Учеб. пособие для вузов – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 384 с.
2. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. – М.: Госэнергоиздат, 1976. – 231 с.
3. Ткаченко С.И., Федоткин И.М. Теплогидродинамические процессы в выпарных аппаратах. – К.: Техніка, 1975. – 212 с.
4. Альтшуль А.Д., Киселев П.Г. Гидравлика и аэродинамика (Основы механики жидкости). Учебное пособие для вузов. – М.: Стройиздат, 1975. – 323 с.
5. Смыслов В.В. Гидравлика и аэродинамика: Учебник для вузов. – Пер. с укр., перераб. и доп. – К.: Вища школа. Головное изд-во, 1979. – 336 с.
6. Хьюитт Дж. и Холл – Гэйлор Н. Кольцевые двухфазные течения. Пер. с англ. – М.: Энергия, 1974. – 408 с.
7. Теплопередача в двухфазном потоке / Под ред. Д. Баттерворса и Г. Хьюитта : Пер. с англ. – М.: Энергия, 1980. – 328 с.

Додаток А

Таблиця А1 – Кінематична в'язкість деяких мастил

№ п/п	Назва і марка	Значення $\nu \cdot 10^6$ , м <sup>2</sup> /с при температурах $t$ , °С					
		5	10	20	30	50	70
1	Турбінне Л	2100	525	131	58,3	32,8	2,1
2	Турбінне Т	10298	2020	396	152,8	77,7	46
3	Веретенне 2	883	253	72,85	35	20,9	14
4	Моторне С	7113	1495	314	126	66	40
5	Компресорне М	740	214	62	30	18	12
6	Вазелінове	113	42,8	16,2	9,2	6	4,5
7	Приладне МВП	272	90	30	16	10	7

Додаток Б

Таблиця Б1 – Густина і в'язкість води та повітря при атмосферному тиску

Температура, °С	Вода		Повітря	
	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\nu \cdot 10^6$ , м <sup>2</sup> /с	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\nu \cdot 10^6$ , м <sup>2</sup> /с
-10		—	1,342	12,43
0	999,9	1,789	1,293	13,28
10	999,7	1,306	1,247	14,16
20	998,2	1,0006	1,193	15,03
40	992,2	0,659	1,138	16,9
60	983,2	0,478	1,06	18,96
80	971,8	0,365	0,985	21,04
100	958,4	0,295	0,946	23,13

Додаток В

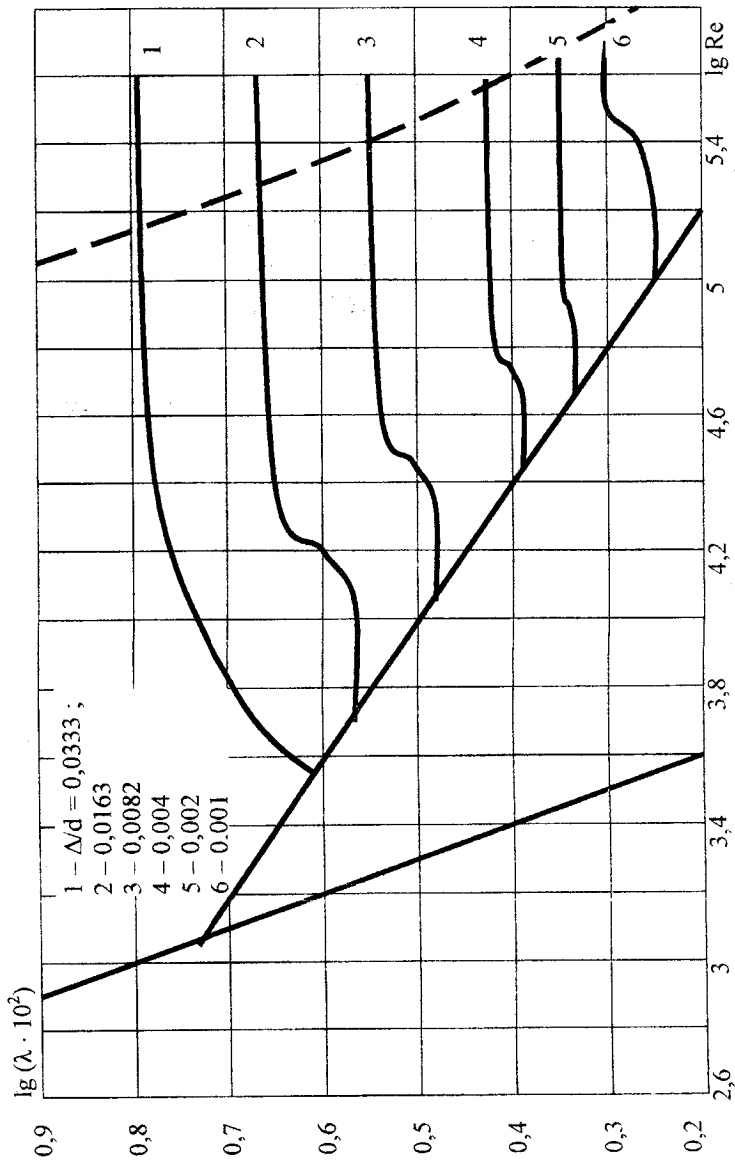


Рисунок В1 – Графік Нікурадзе

Додаток Г

Таблиця Г1 – Значення коефіцієнтів гідравлічного опору для деяких місцевих опорів

Місцевий опір	Коефіцієнт А	Коефіцієнт опору в квадратичній області $\zeta_{\text{кв}}$
Пробковий кран	150	0,4
Вентиль звичайний	3000	4
Вентиль Косва	900	2,5
Кутовий вентиль	400	0,8
Шаровий клапан	5000	45
Кутник $90^{\circ}$	400	1,4
Кутник $135^{\circ}$	600	0,4
Коліно $90^{\circ}$	130	0,2
Трійник	150	0,3
Засувка повне відкриття		
$n = 1$	75	0,15
$n = 0,75$	350	0,2
$n = 0,5$	1300	2
$n = 0,25$	3000	20
Діафрагма		
$n = 0,64$	70	1
$n = 0,4$	120	7
$n = 0,16$	500	70
$n = 0,05$	3200	800



Станіслав Йосипович Ткаченко  
Марко Миколайович Чепурний  
Дмитро Вікторович Степанов

## ГІДРОГАЗОДИНАМІКА

Лабораторний практикум

Оригінал-макет підготовлено Степановим Д.В.

Редактор В.О. Дружиніна  
Коректор З.В. Поліщук

Навчально-методичний відділ ВНТУ  
Свідоцтво Держкомінформу України  
серія ДК № 746 від 25.12.2001  
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВНТУ

Підписано до друку 13.04.04 р.      Гарнітура Times New Roman  
Формат 29,7x42¼                      Папір офсетний  
Друк різнографічний                Ум. друк. арк. 346  
Тираж 75 прим.  
Зам. № 2004-03

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі  
Вінницького національного технічного університету  
Свідоцтво Держкомінформу України  
серія ДК № 746 від 25.12.2001  
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95.