

Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України
Донбаська державна машинобудівна академія

М. А. Афанасьєва, М. Б. Жуков

**ГІДРАВЛІКА,
ГІДРО- ТА ПНЕВМОПРИВОДИ**

Навчальний посібник

**(для студентів інженерно-технічних спеціальностей
денної та заочної форм навчання)**

**Рекомендовано
Міністерством освіти і науки України**

Краматорськ 2011

УДК 532
ББК 30.123
А 94

Рецензенти:

Яхно О. М., д-р техн. наук, професор, зав. кафедри «Прикладна гідроаеромеханіка і механотроніка» Механіко-машинобудівного інституту НТУУ «КПІ»;

Лисенко В. С., канд. техн. наук, доцент кафедри «Прикладна гідроаеромеханіка і механотроніка» Механіко-машинобудівного інституту НТУУ «КПІ»;

Єрощенко С. А., д-р техн. наук, проф., зав. кафедри «Теплотехніка та теплові двигуни» Української державної академії залізничного транспорту;

Кухтій Т. В., д-р техн. наук, проф., ректор Донбаського інституту техніки і менеджменту міжнародного науково-технічного університету,;

Борщов В. А., канд. техн. наук, доцент кафедри «Будівельна механіка та гідравліка» Української державної академії залізничного транспорту.

Рекомендовано
Міністерством освіти і науки України
(лист № 1/11-8088 від 20.08.2010)

Афанасьєва, М. А.

А 94 Гідравліка, гідро- і пневмоприводи : навчальний посібник / М. А. Афанасьєва, М. Б. Жуков. – Краматорськ : ДДМА, 2011. – 136 с.

ISBN 978-966-379-460-0.

Розглянуто сучасне подання теорії гідравліки, схемні вирішення, принцип дії і методика будування технічних характеристик гідро- та пневматичних приводів, сучасних гідромашин.

Наведено приклади розв'язання задач, довідковий матеріал.

Призначений для студентів денної та заочної форм навчання інженерно-технічних спеціальностей.

ISBN 978-966-379-460-0

УДК 532
ББК 30.123
© Афанасьєва М. А.,
Жуков М. Б., 2011
© ДДМА, 2011

ЗМІСТ

ВСТУП	5
1 ГІДРАВЛІКА	6
1.1 Основні властивості рідини	6
1.2 Гідростатичний тиск і його властивості.....	9
1.3 Диференційні рівняння рівноваги рідини (рівняння Ейлера)	10
1.4 Відносний спокій рідини.....	14
1.5 П'єзометрична висота. Вакуум. Вимірювання тиску	18
1.6 Основні поняття гідродинаміки. Класифікація рухів	23
1.7 Поняття про струменевий рух рідини	24
1.8 Живий переріз, витрата і середня швидкість потоку.....	25
1.9 Рівняння нерозривності потоку	26
1.10 Два режими руху в'язкої рідини. Число Рейнольдса.....	28
1.11 Диференційні рівняння руху ідеальної рідини (рівняння Ейлера)	29
1.12 Рівняння Бернуллі для елементарного струменя ідеальної рідини.....	30
1.13 Геометричний і енергетичний зміст рівняння Бернуллі.....	31
1.13.1 Геометричний зміст рівняння Бернуллі.....	31
1.13.2 Енергетичний зміст рівняння Бернуллі	32
1.14 Рівняння Бернуллі для елементарного струменя і для цілого потоку в'язкої рідини	34
1.15 Ламінарний режим руху рідини по трубах	40
1.16 Втрати напору при турбулентному режимі.....	46
1.17 Втрати напору на місцевих гідравлічних опорах	49
1.18 Витікання рідини через отвори і насадки.....	53
1.19 Гідравлічний розрахунок трубопроводів	58
1.20 Гідравлічний удар у трубах.....	61
2 ГІДРАВЛІЧНІ МАШИНИ.....	67
2.1 Загальні відомості про гідромашини.....	67
2.2 Поршневі насоси	68
2.3 Роторно-поршневі гідромашини.....	71
2.3.1 Радіально-поршневі насоси і гідродвигуни.....	71
2.3.2 Аксіально-поршневі гідромашини.....	72
2.4 Пластинчасті гідромашини	74
2.5 Шестеренні насоси	76
2.6 Відцентрові насоси	77
2.6.1 Характеристики відцентрових насосів	79

2.6.2 Робота насоса на мережу і визначення робочої точки насоса	82
2.6.3 Паралельна і послідовна робота насосів на мережу	85
2.6.4 Дослідження режимів роботи насосів за допомогою ЕОМ	88
3 ОБ'ЄМНИЙ ГІДРОПРИВОД	91
3.1 Основні поняття і визначення	91
3.1.1 Основні переваги і недоліки гідропривода	93
3.2 Регулювання швидкості гідропривода	95
3.2.1 Об'ємне (машинне) регулювання	95
3.2.2 Дросельне регулювання	98
3.2.3 Стабілізація швидкості руху гідродвигуна	105
3.2.4 Регулювання гідропривода зміною частоти обертання насоса	107
3.2.5 Приклад інженерного розрахунку гідропривода з дроселем, встановленим на виході гідроциліндра	109
4 ПНЕВМАТИЧНІ ПРИВОДИ	125
4.1 Загальна характеристика пневматичних приводів	125
4.2 Стиснене повітря як робоче середовище пневмоприводів	129
4.3 Повітряні трубопроводи і пневмокамери	130
Список літератури	135

ВСТУП

Гідравлікою називається прикладна наука, що вивчає закони рівноваги і руху рідин, а також методи застосування цих законів при розв'язанні інженерних задач. Гідравліку інакше називають технічною механікою рідин.

Історичний розвиток механіки рідин йшов двома різними шляхами.

Перший шлях – теоретичний, шлях точного математичного аналізу. Цей шлях привів до створення теоретичної гідромеханіки, що довгий час була самостійною дисципліною, безпосередньо не пов'язаною з експериментом.

Другий шлях – шлях широкого застосування експерименту і накопичення дослідних даних для використання їх в інженерній практиці – привів до створення інженерної гідравліки. У початковий період свого розвитку гідравліка була наукою чисто емпіричною. У наш час усе більше застосовуються методи теоретичної гідромеханіки для розв'язання практичних задач, а теоретична гідромеханіка все частіше використовує експеримент як критерій вірогідності своїх висновків. Таким чином, розходження в методах цих двох напрямків однієї і тієї ж науки поступово зникає.

Метод, який використовують у сучасній гідравліці при дослідженні руху рідини, полягає в наступному. Досліджувані явища спочатку спрощують і до них застосовують закони теоретичної механіки. Потім отримані результати порівнюють із експериментом, уточнюють і виправляють теоретичні висновки і формули для пристосування їх до практичного використання. Ряд явищ, які важко піддаються теоретичному аналізу через складність, досліджують експериментально, а результати представляють у вигляді емпіричних формул.

Гідравліка дає методи розрахунку і проектування гідро- та пневмоприводів, систем їх автоматичного регулювання. Для правильної експлуатації, ремонту і налагодження гідроприводів потрібно мати відповідну підготовку в галузі гідравліки, теорії гідромашин і гідропривода.

1 ГІДРАВЛІКА

1.1 Основні властивості рідини

Рідина являє собою фізичне тіло, у якому сили міжмолекулярного зчеплення значно менші, ніж у твердих тіл. Тому рідина характеризується легкою рухомістю часток. Найменша сила, прикладена до рідини, викликає рух її часток. Рідина настільки рухлива, що тече під дією сили ваги. Звичайно під рідиною розуміють як краплинні рідини (вода, нафта, гас, ртуть і інші, що утворюють краплі), так і газоподібні рідини (повітря й інші гази, що у звичайному стані крапель не утворюють).

Основними механічними характеристиками рідини є об'ємна вага, густина, стисливість, температурне розширення і в'язкість рідини.

Об'ємна (питома) вага. Об'ємною вагою γ називають вагу одиниці об'єму рідини:

$$\gamma = G / V, \text{ Н/м}^3, \quad (1.1)$$

де G – вага рідини об'єму V .

Наприклад, для води при температурі 4°C $\gamma_B = 10\,000 \text{ Н/м}^3$, для ртуті при температурі 0°C $\gamma_{PT} = 136\,000 \text{ Н/м}^3$.

Густина. Густиною ρ називають масу, укладену в одиниці об'єму рідини:

$$\rho = m / V, \text{ кг/м}^3, \quad (1.2)$$

де m – маса рідини об'єму V .

Зв'язок між об'ємною вагою γ і густиною ρ легко знайти, якщо врахувати, що $G = gm$:

$$\gamma = mg / V = \rho g, \quad (1.3)$$

де g – прискорення вільного падіння, $g = 9,8 \text{ м/с}^2$.

Стисливість. Властивість рідини змінювати свій об'єм при зміні тиску називається стисливістю. Стисливість характеризується коефіцієнтом β_P ($\text{м}^2/\text{Н}$), об'ємного стискання, що представляє собою відношення:

$$\beta_P = \frac{dV}{V_0 dp}, \text{ м}^2/\text{Н}, \quad (1.4)$$

де dV – елементарна зміна об'єму, м^3 ;

V_0 – початковий об'єм, м^3 ;

dp – елементарна зміна тиску, Н/м^2 .

Величина, зворотна коефіцієнту β_p , являє собою об'ємний модуль пружності E (Н/м^2).

Для краплинних рідин, наприклад для води, при атмосферному тиску $E = 2000 \text{ МПа}$. Отже, при підвищенні тиску на $0,1 \text{ МПа}$ об'єм води зменшується всього лише на $1/20\,000$ частину. Тому в більшості випадків краплинні рідини можна вважати практично нестисливими. Але при дуже високих тисках і пружних коливаннях стисливістю рідини зневажати не можна.

Температурне розширення характеризується коефіцієнтом β_t об'ємного розширення, що являє собою відносну зміну об'єму при зміні температури t на 1°C :

$$\beta_t = \frac{dV}{V_0 dt}, 1/^\circ\text{C}. \quad (1.5)$$

Для води коефіцієнт β_t зростає зі збільшенням тиску і температури від 14×10^{-6} при 0°C та $0,1 \text{ МПа}$ до 700×10^{-6} при 100°C та 10 МПа . Для мінеральних масел у діапазоні тисків від 0 до 15 МПа β_t можна в середньому приймати таким, що дорівнює $800 \times 10^{-6} 1/^\circ\text{C}$.

В'язкість являє собою властивість рідини опиратися зсуву її шарів.

При русі реальних в'язких рідин виникають дотичні сили тертя уздовж ліній течії. Будь-яке тертя супроводжується втратою енергії, тому при русі рідин частина енергії потоку перетворюється в тепло. Ще в 1687 році Ньютон висловив гіпотезу про те, що сили внутрішнього тертя, що виникають між сусідніми шарами рідини, що рухаються, прямо пропорційні швидкості відносного руху і площі поверхні зіткнення, уздовж якої відбувається відносний рух. У математичній формі закон Ньютона для рідинного тертя може бути виражений у такий спосіб:

$$T = \pm \mu S du / dh, \text{ Н}, \quad (1.6)$$

де T – сила тертя;

du / dh – градієнт швидкості, що має позитивний чи негативний знак у залежності від характеру зміни швидкості по перетину;

du – різниця швидкостей руху сусідніх дотичних шарів рідини в припущенні, що ці шари є нескінченно тонкими;

dh – відстань між осями сусідніх шарів (рис. 1.1);

S – площа дотичних шарів;

μ – коефіцієнт динамічної в'язкості (внутрішнього тертя), що залежить від роду рідини.

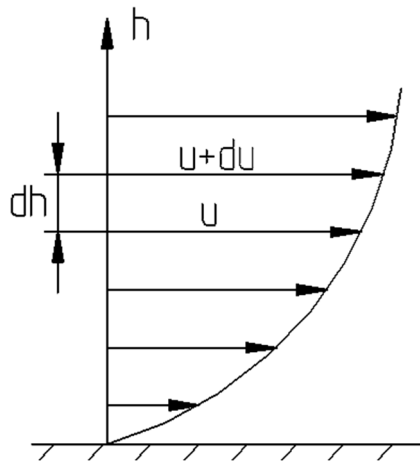


Рисунок 1.1 – Профіль швидкостей при русі в'язкої рідини вздовж стінки труби

Дотичні напруження τ , що виникають у рідині, можна знайти з рівняння (1.6):

$$\tau = T/S = \pm \mu du / dh, \text{ Н/м}^2. \quad (1.7)$$

Величина дотичних напружень завжди позитивна, тому що знак у формулі (1.7) варто приймати в залежності від знака градієнта швидкості du / dh .

Коли рух рідини припиняється ($u = 0$), зникають і сили внутрішнього тертя. Тому в нерухомій рідині сили внутрішнього тертя дорівнюють нулю.

Розмірність динамічного коефіцієнта в'язкості можна вивести з рівняння (1.7):

$$\mu = \frac{\tau dh}{du} = \frac{\text{Н} \cdot \text{с} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{м}} = \frac{\text{Н}}{\text{м}^2} \text{с} = \text{Па} \cdot \text{с}.$$

У технічній системі одиниць за одиницю в'язкості приймається пуаз: $1 \text{ Пз} = 0,1 \text{ Па} \cdot \text{с}$.

На практиці найчастіше користуються не динамічним коефіцієнтом в'язкості μ , а відношенням його до густини рідини: $\nu = \mu/\rho$, який називається

кінематичним коефіцієнтом в'язкості. Одиницею вимірювання кінематичної в'язкості в технічній системі одиниць є стокс: $1 \text{ Ст} = 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$. Одна сота частка стокса називається сантистоксом (сСт).

Зі збільшенням температури в'язкість краплинних рідин зменшується. В'язкість газів, навпаки, зі збільшенням температури підвищується.

1.2 Гідростатичний тиск і його властивості

Гідростатикою називається розділ гідравліки, що вивчає закони рівноваги рідини і їхнє практичне використання.

Коли рідина знаходиться в стані спокою, на її частки діють зовнішні сили, що умовно можна розділити на дві категорії: масові (чи об'ємні) і поверхневі сили.

Масовими є сили, пропорційні масі рідини. До них відносяться сили ваги і сили інерції.

Поверхневі сили – це сили, що діють на поверхню виділеного об'єму рідини, наприклад сила тиску поршня на поверхню рідини.

Під дією зовнішніх сил усередині рідини виникають стискальні напруги, що у гідравліці називаються гідростатичним тиском чи напругою гідростатичного тиску.

Якщо сила тиску F рівномірно розподілена по площині S , то середній гідростатичний тиск визначають за формулою:

$$p = F / S, \text{ Н/м}^2. \quad (1.8)$$

У загальному випадку гідростатичний тиск у даній точці визначається як межа відношення:

$$p = \lim \Delta F / \Delta S, \quad (1.9)$$

де $\Delta S \rightarrow 0$.

Якщо тиск p відраховують від абсолютного нуля, то його називають абсолютним, а якщо від атмосферного тиску p_a , тобто умовного нуля, то його називають надлишковим ($p_{\text{над}}$) чи манометричним. Отже, абсолютний тиск $p_{\text{абс}} = p_a + p_{\text{над}}$.

За одиницю тиску в системі одиниць (СІ) прийнятий паскаль. Поряд із цією одиницею тиску застосовують укрупнені одиниці: кілопаскаль (кПа) і мегапаскаль (МПа): $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н} / \text{м}^2 = 10^{-3} \text{ кПа} = 10^{-6} \text{ МПа}$.

Властивості гідростатичного тиску

- 1 Гідростатичний тиск спрямований завжди по внутрішній нормалі до площадки, на яку він діє.
- 2 Гідростатичний тиск у будь-якій точці рідини в усіх напрямках однаковий.

1.3 Диференційні рівняння рівноваги рідини (рівняння Ейлера)

Розглянемо рівновагу рідини. Для цього в просторі досліджуваної рідини біля точки А з координатами x , y і z виділимо рідинний паралелепіпед, сторони якого dx , dy і dz рівнобіжні осям координат (рис. 1.2).

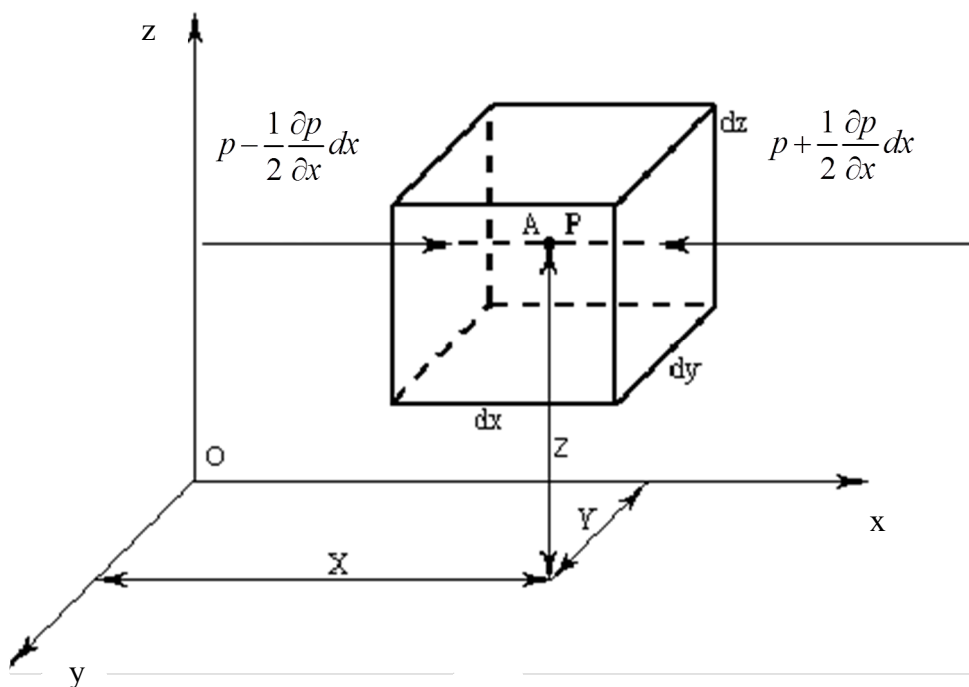


Рисунок 1.2 – Схема для виведення рівнянь рівноваги рідини

На досліджуваний об'єм паралелепіпеда будуть діяти як об'ємні сили, що пропорційні масі паралелепіпеда, так і поверхневі сили з боку навколишньої рідини.

Позначимо через X , Y , Z проекції всіх масових сил, віднесені до одиниці маси. Тоді проекція об'ємних сил dQ_x на вісь x складе:

$$dQ_x = X dM ,$$

де $dM = \rho dx dy dz$ – маса паралелепіпеда.

Отже,

$$dQ_x = X\rho dx dy dz .$$

Аналогічно визначаються проекції масових сил на осях y та z :

$$dQ_y = Y\rho dx dy dz \quad \text{і} \quad dQ_z = Z\rho dx dy dz .$$

Переходимо до встановлення поверхневих сил, що діють на грані паралелепіпеда.

Нехай тиск у точці А (на перетині діагоналей паралелепіпеда) дорівнює p . Внаслідок того, що в рідкому середовищі гідростатичний тиск змінюється безупинно по лінійному закону, гідростатичний тиск, що діє на ліву грань паралелепіпеда, складе:

$$p - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx$$

і на праву грань паралелепіпеда –

$$p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx .$$

Складемо умову рівноваги всіх зовнішніх сил, що діють на паралелепіпед уздовж осі x :

$$\left\{ p - \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right\} dy dz - \left\{ p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx \right\} dy dz + X\rho dx dy dz = 0 .$$

Звідси

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \rho X = 0 .$$

Аналогічним шляхом можна скласти рівняння рівноваги щодо осей y та z :

$$-\frac{\partial p}{\partial y} + \rho Y = 0 \quad \text{і} \quad -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho Z = 0 .$$

Отримані рівняння є диференціальними рівняннями рівноваги рідини (Ейлера):

$$\left. \begin{aligned} -\frac{\partial p}{\partial x} + \rho X &= 0, \\ -\frac{\partial p}{\partial y} + \rho Y &= 0, \\ -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho Z &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.10)$$

Основне рівняння гідростатики. Для практичного використання зручніше замість системи диференціальних рівнянь (1.10) одержати одне рівняння, що не містить частинних похідних. Для цього помножимо перше рівняння системи (1.10) на dx , друге – на dy , третє – на dz і складемо систему цих рівнянь. У результаті одержимо:

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = \rho(Xdx + Ydy + Zdz).$$

Оскільки гідростатичний тиск є функцією тільки координат точки $p = f(x, y, z)$, то ліва частина попереднього рівняння являє собою повний диференціал тиску. Тоді можна записати основне рівняння гідростатики в диференціальній формі:

$$dp = \rho(Xdx + Ydy + Zdz). \quad (1.11)$$

Якщо припустити, що на рідину діє тільки сила ваги, то $X = Y = 0$, $Z = -g$. Отже, замість рівняння (1.11) для цього часткового випадку рівноваги рідини одержимо:

$$dp = -\rho g dz.$$

Після інтегрування будемо мати:

$$p = -\rho g z + C.$$

Постійну інтегрування знайдемо з граничних умов на поверхні рідини в ємності (рис. 1.3): при $z = z_0$ тиск $p = p_0$.

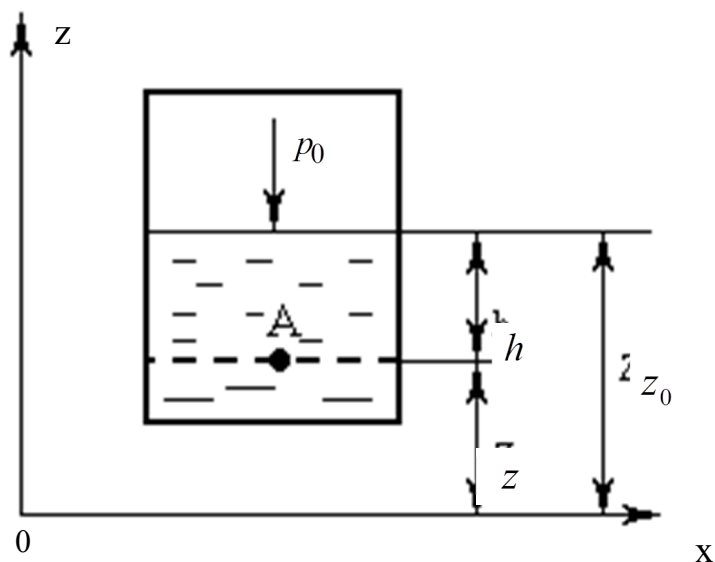


Рисунок 1.3 – Схема для виведення основного рівняння гідростатики

Отже,

$$C = p_0 + \rho g z_0 .$$

З урахуванням значення постійної інтегрування c одержимо:

$$p = p_0 + \rho g (z_0 - z)$$

або

$$p = p_0 + \rho g h , \quad (1.12)$$

де $z_0 - z = h$ (див. рис. 1.3).

Рівняння (1.12) являє собою основне рівняння гідростатики для рідини, що знаходиться під дією сили ваги.

Таким чином, тиск у довільній точці А з координатою z і глибиною занурення h дорівнює тиску на вільній поверхні, складеному з так званим ваговим тиском $\rho g h$, що викликається вагою стовпа рідини.

Диференційне рівняння поверхні рівного тиску. З рівняння (1.11) легко виходить рівняння поверхні, у всіх точках якої тиск постійний. Оскільки в цьому випадку $p = const$, $dp = 0$, $\rho \neq 0$, шукане рівняння набуває вигляду:

$$Xdx + Ydy + Zdz = 0 . \quad (1.13)$$

Рівняння (1.13) називається рівнянням поверхні рівного тиску, рівнянням поверхні рівня.

1.4 Відносний спокій рідини

В інженерній практиці (відцентрове лиття, рідинні тахометри, центрифуги і т. д.) розглядаються різні випадки спокою рідини, при яких частки рідини не переміщуються одна щодо іншої і нерухомі щодо стінок ємності. Таким чином, у розглянутому випадку рідина і ємність рухаються як одне тверде тіло. При цьому поведінка рідини визначається законами гідростатики, а не гідродинаміки.

При дослідженні відносного спокою рідини поряд із установленням закону розподілу тиску в ній практичний інтерес представляє визначення форми поверхні рівного тиску, тобто такої поверхні, усі точки якої зазнають однакового тиску. Дослідження проведемо на прикладах окремих випадків відносного спокою рідини.

1 Ємність з рідиною рухається горизонтально з прискоренням $\pm a = \text{const}$ (рис. 1.4). Така задача зустрічається, наприклад, при русі залізничної цистерни з рідиною. Визначимо форму поверхні рівня рідини в ємності.

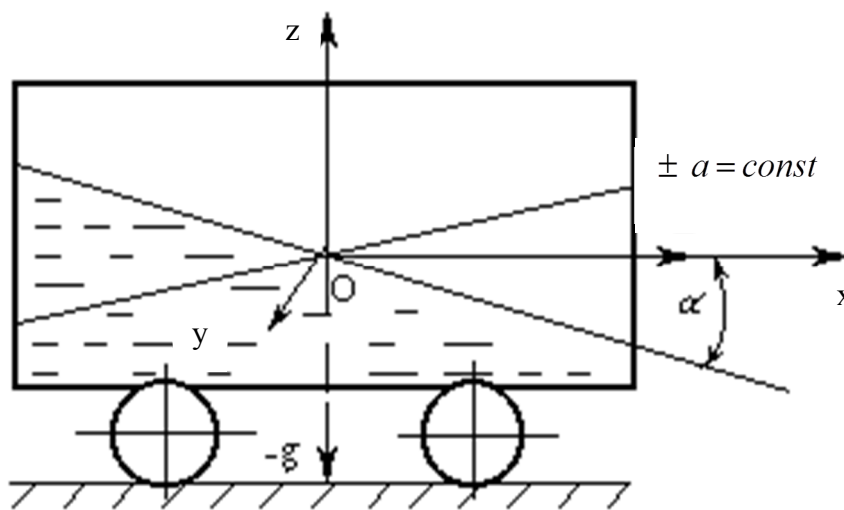


Рисунок 1.4 – Поверхня рідини при горизонтальному русі ємності з постійним прискоренням

При горизонтальному русі ємності з прискоренням $\pm a$ проекції масових сил складуть: $X = \pm a$, $Y = 0$ і $Z = -g$, підстановка їх у рівняння (1.13) дає:

$$\pm a dx - g dz = 0 .$$

Після інтегрування одержимо:

$$\pm ax - gz = C .$$

При обраній системі координат постійна інтегрування $C = 0$ (при $x = z = 0$ $C = 0$). З урахуванням цього можна записати:

$$\frac{z}{x} = \operatorname{tg} \alpha = \pm \frac{a}{g} . \quad (1.14)$$

Таким чином, якщо ємність рухається рівноприскорено (чи рівносповільнено) у горизонтальному напрямку, то поверхнями рівня будуть площини, нахилені до горизонту під кутом α , тангенс якого дорівнює $\pm a/g$.

Рівняння (1.14) дозволяє розв'язати також зворотну задачу, тобто для кута α , яким задаються, визначити прискорення ємності:

$$\pm a = g \operatorname{tg} \alpha . \quad (1.15)$$

На цьому принципі побудовані прилади для вимірювання прискорень транспортних засобів.

2 Ємність з рідиною рухається вертикально з прискоренням $\pm a = \text{const}$ (рис. 1.5).

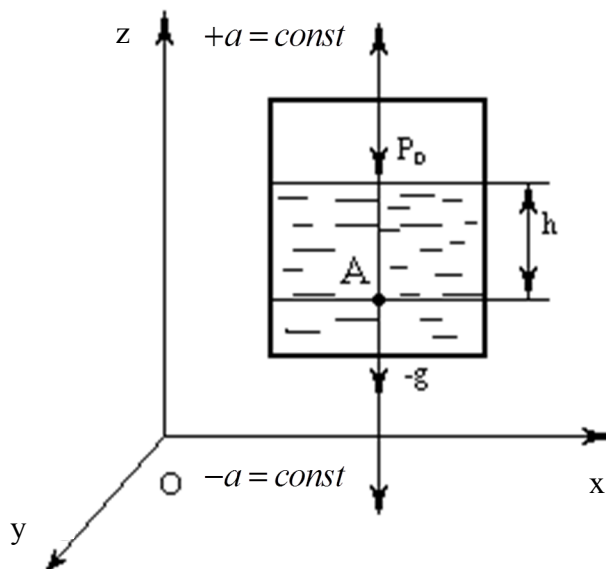


Рисунок 1.5 – Схема для знаходження розподілу тиску в рідині при її вертикальному рівноприскореному русі

Така задача зустрічається, наприклад, при зльоті та посадці ракет, при підніманні та опусканні ковша з рідким металом і т. п.

У розглянутій задачі проекціями об'ємних сил будуть: $X = 0, Y = 0, Z = -(g \pm a)$, підстановка їх у рівняння (1.13) дає:

$$-(g \pm a) dz = 0.$$

Після інтегрування одержимо $z = const$. Отже, як і в нерухомій ємності, поверхнями рівня будуть горизонтальні площини.

Для визначення повного гідростатичного тиску в будь-якій точці рідини підставимо проекції об'ємних сил у рівняння (1.11). У результаті одержимо:

$$dp = -\rho (g \pm a) dz.$$

Після інтегрування:

$$p = -\rho (g \pm a) z + C.$$

Постійну C знаходимо аналогічно розв'язанню задачі, що представлена на рис. 1.3.

У кінцевому результаті будемо мати:

$$p = p_0 + \rho (g \pm a) h. \quad (1.16)$$

Якщо порівняти співвідношення (1.16) із формулою (1.12), бачимо, що при опусканні ємності зменшується сумарне прискорення, а при $a = g$ рідина буде невагомою.

При підніманні ємності рідина мов би стає більш важкою. Це явище спостерігається при зльоті ракети, підніманні ковша з рідким металом.

3 Ємність з рідиною обертається навколо вертикальної осі з постійною кутовою швидкістю (рис. 1.6). Така задача зустрічається, наприклад, при відцентровому литті, у рідинних тахометрах, центрифугах і ін.

У розглянутому випадку в горизонтальній площині будуть діяти відцентрові сили, а вздовж вертикальної осі – сила ваги.

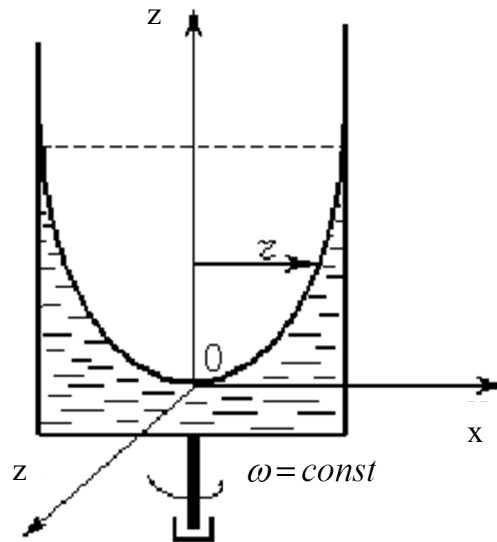


Рисунок 1.6 – Поверхня рідини при її обертанні навколо вертикальної осі

Отже, проекції всіх об'ємних сил, віднесені до одиниці маси, можна представити такою системою рівнянь:

$$\left. \begin{aligned} X &= \omega^2 x, \\ Y &= \omega^2 y, \\ Z &= -g, \end{aligned} \right\} \quad (1.17)$$

де ω – кутова швидкість обертання посуду.

Найбільший практичний інтерес представляє визначення форми поверхні рівня рідини в ємності.

Підставляючи систему рівнянь (1.17) у рівняння (1.13), одержимо:

$$\omega^2 x dx + \omega^2 y dy - g dz = 0.$$

Після інтегрування маємо:

$$-\frac{\omega^2}{2}(x^2 + y^2) - gz = C.$$

При обраній системі координат постійна інтегрування $C = 0$. Оскільки $x^2 + y^2 = r^2$, то остаточно можна записати рівняння поверхні рівня рідини в ємності, що обертається рівномірно навколо вертикальної осі:

$$\frac{\omega^2 r^2}{2g} = z. \quad (1.18)$$

Отже, при обертанні ємності навколо вертикальної осі поверхнею рівня буде параболоїд обертання.

Якщо ємність з рідиною обертається навколо горизонтальної осі x з постійною кутовою швидкістю ω , то тоді відцентрові сили будуть діяти у вертикальній площині xOz і проекції об'ємних сил на осі координат складуть:

$$\left. \begin{aligned} X &= 0, \\ Y &= \omega^2 y, \\ Z &= \omega^2 z - g. \end{aligned} \right\}$$

При відцентровому литті труб посудину обертають з такою кутовою швидкістю ω , при якій $\omega^2 z \gg g$ і впливом сили ваги можна зневажити, тобто можна прийняти $Z \cong \omega^2 z$. Легко показати, що в цьому випадку поверхнею рівня буде циліндрична поверхня.

1.5 П'єзометрична висота. Вакуум. Вимірювання тиску

Розглянемо ємність 1, на поверхні рідини в якій діє тиск p_0 , що перевищує атмосферний тиск p_{am} (рис. 1.7). На деякій глибині h у точці А до ємності під'єднана скляна трубка 2, верхній кінець якої сполучається з атмосферою. Оскільки тиск p_0 більший від атмосферного, то рідина в трубці 2 піднімається на висоту h_p , що у гідравліці називають п'єзометричною висотою, а саму трубку – п'єзометричною чи п'єзометром. На підставі рівняння (1.12) абсолютний тиск у точці А складе (див. рис. 1.7):

$$p_a = p_0 + \rho g h.$$

Оскільки точка А одночасно належить і п'єзометричній трубці, на поверхні рідини в якій діє атмосферний тиск, то з рівняння (1.12) витікає:

$$p_a = p_{am} + \rho g h_p.$$

У будь-якій точці нерухомої рідини гідростатичний тиск в усіх напрямках однаковий (друга властивість гідростатичного тиску), отже

$$p_0 + \rho g h = p_{am} + \rho g h_p.$$

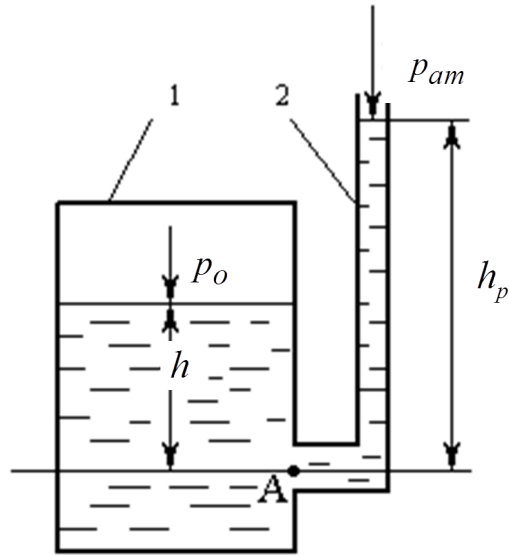


Рисунок 1.7 – З'єднаний із баком п'єзометр

Звідси знайдемо висоту піднімання рідини в п'єзометричній трубці:

$$h_p = \frac{p_0 - p_{atm}}{\rho g} + h. \quad (1.19)$$

Якщо ємність відкрита і на поверхні рідини діє атмосферний тиск ($p_0 = p_{atm}$), тоді $h_p = h$.

Таким чином, у даному випадку п'єзометрична висота буде дорівнювати глибині занурення точки А (принцип сполучених ємностей).

Якщо абсолютний тиск у рідині чи газі менший за атмосферний, то такий тиск називають вакуумом:

$$p_{\text{вак}} = p_{atm} - p_{абс} = -(p_{абс} - p_{atm}) = -p_{над}. \quad (1.20)$$

У такий спосіб вакуум можна охарактеризувати як негативний надлишковий тиск. Відзначимо, що гідростатичний тиск (стискаюча напруга в рідині) завжди позитивний. Отже, рівняння (1.20) указує лише на те, що всередині рідини тиск нижчий ніж атмосферний.

На рисунку 1.8 показано ємність з рідиною, на поверхню якої діє тиск p_0 , менший ніж атмосферний. До ємності підключена вигнута трубка, верхній кінець якої сполучається з атмосферою. Така трубка називається зворотним п'єзометром чи вакуумметром. Оскільки тиск p_0 , що діє на поверхню рідини в ємності, менший ніж атмосферний, рівень рідини в трубці понизиться на величину $h_{\text{вак}}$.

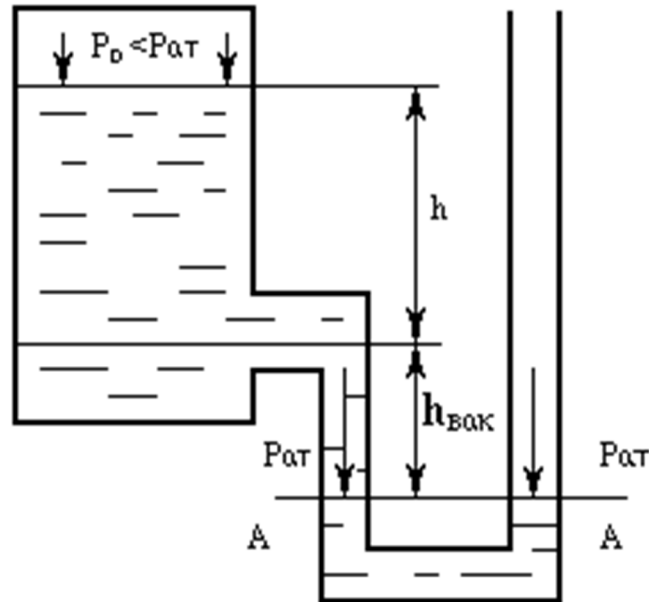


Рисунок 1.8 – З'єднаний із баком вакуумметр

Визначимо висоту $h_{\text{вак}}$, яку називають вакуумметричною висотою. Для цього проведемо горизонтальну площину А–А, тиск у якій однаковий і дорівнює атмосферному тиску $P_{\text{ат}}$ (див. рис. 1.8). Тоді на підставі рівняння (1.12) можна записати:

$$p_{\text{ат}} = p_0 + \rho g(h + h_{\text{вак}}),$$

звідки знайдемо вакуумметричну висоту:

$$h_{\text{вак}} = \frac{p_{\text{ат}} - p_0 - \rho g h}{\rho g} = \frac{p_{\text{ат}} - p_0}{\rho g} - h. \quad (1.21)$$

У зв'язку з цим вакуум може вимірюватися в метрах водяного стовпа чи в міліметрах ртутного стовпа, а також у частках атмосфери.

Приклад 1.1. У двох циліндричних ємностях «а» і «б» поміщені однакові поршні діаметром $D_n = 300 \text{ мм}$ (рис. 1.9). Обидві ємності заповнені водою $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$ до однакового рівня h . Визначити сили F_a і F_b , що утримують поршні в рівновазі, якщо об'єм води: у посудині «а» – $V_a = 100 \text{ л}$ і в посудині «б» – $V_b = 1 \text{ л}$.

Розв'язання. Рівень рідини в ємностях визначимо з рівняння:

$$h = \frac{4V_a}{\pi D_n^2} = \frac{4 \cdot 0,1}{\pi 0,3^2} = 1,4147 \text{ м}.$$

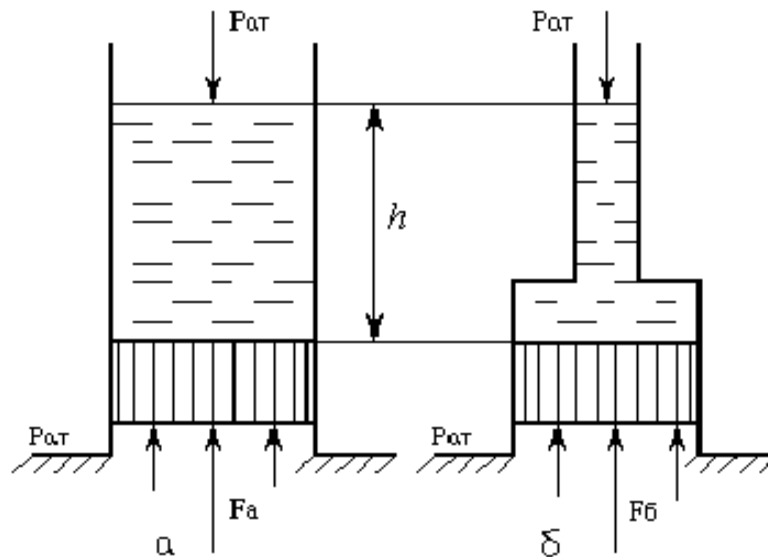


Рисунок 1.9 – Ємності різної форми з однаковими поршнями

Атмосферний тиск, який передається за законом Паскаля [2, 7, 10] на внутрішню поверхню поршня, взаємно врівноважується атмосферним тиском, що діє на зовнішню поверхню поршня. Тому на поршні буде діяти надлишковий тиск, який можна визначити на підставі рівняння (1.12):

$$p = \rho gh = 1000 \cdot 9,81 \cdot 1,4147 = 13\,878,3 \text{ Н/м}^2.$$

Тоді сили, що утримують поршні в рівновазі, складуть:

$$F_a = F_{\sigma} = P \frac{\pi D n^2}{4} = 13\,878,3 \frac{\pi \cdot 0,3^2}{4} = 981 \text{ Н}.$$

Приклад 1.2. Для вимірювання прискорення транспортного засобу, що рухається горизонтально (автомобіля, тепловоза і т. п.), може бути використана закріплена на ньому U-подібна трубка малого діаметра, наповнена рідиною (рис. 1.10).

З яким прискоренням рухається транспортний засіб, якщо при русі установилася різниця рівнів рідини в трубках, $h = 100 \text{ мм}$ при відстані між ними $l = 300 \text{ мм}$.

Розв’язання. При горизонтальному рівноприскореному русі транспортного засобу поверхнею рівня рідини в U-подібній трубці буде площина А–А, нахилена до горизонту під кутом α , і прискорення руху може бути визначене з рівняння (1.15):

$$a = g \cdot \operatorname{tg} \alpha = g \cdot \frac{h}{l} = 9,81 \cdot \frac{100}{300} = 3,27 \text{ м/с}^2.$$

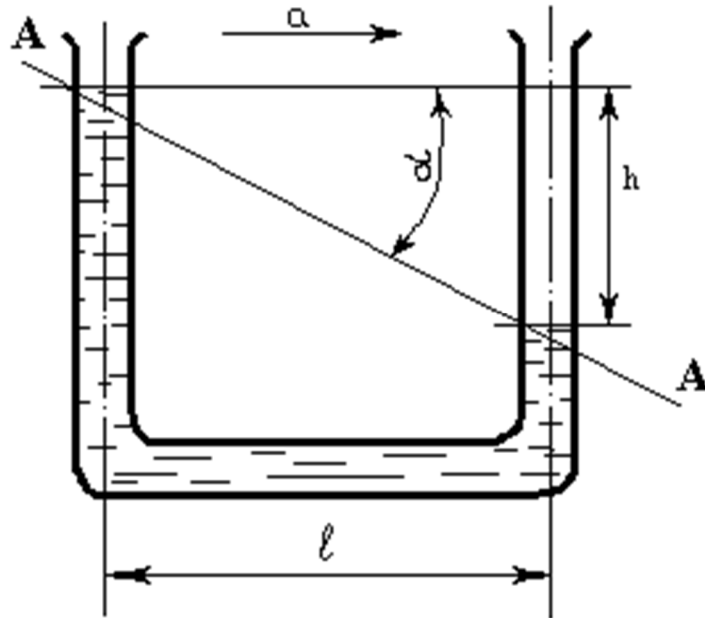


Рисунок 1.10 – U-подібна трубка для визначення прискорення руху

Приклад 1.3. Ківш із рідким металом рівноприскорено піднімають із прискоренням $\alpha = 0,5 \text{ g}$. Визначити силу тиску на дно ковша, якщо площа його основи $S = 1 \text{ м}^2$ і рівень рідкого металу в ковші $h = 1,5 \text{ м}$. Задачу розв'язати при рівномірному і рівномірно прискореному підніманні ковша. Густина рідкого металу прийняти $\rho = 7200 \text{ кг/м}^3$.

Розв'язання. При підніманні ковша з постійною швидкістю на рідину діє тільки сила ваги і надлишковий тиск на його основі можна визначити з рівняння (1.12):

$$p_{\text{надл}} = \rho \cdot g \cdot h = 7200 \cdot 9,81 \cdot 1,5 = 105\,948 \text{ Н/м}^2.$$

При цьому сила гідростатичного тиску на дно ковша складе:

$$F_1 = p_{\text{надл}} \cdot S = 105948 \cdot 1 = 105\,948 \text{ Н}.$$

При рівноприскореному підніманні ковша з прискоренням $\alpha = 0,5 \text{ g}$ рідина мов би стає більш важкою і гідростатичний тиск на його основі можна знайти з рівняння (1.16):

$$p_{\text{надл}} = \rho \cdot (g + a) \cdot h = \rho \cdot (g + 0,5g) \cdot h = 7200 \cdot (9,81 + 0,5 \cdot 9,81) \cdot 1,5 = 158922 \text{ Н/м}^2$$

;

$$F_2 = pS = 158\,922 \cdot 1 = 158\,922 \text{ Н}.$$

Приклад 1.4. Зневажаючи сили тертя, визначити, на яку висоту h можна всмоктувати бензин при температурі $+15^\circ\text{C}$ повільним і рівномірним підняттям поршня (рис. 1.11), якщо тиск насичених пар бензину при цій температурі $P_{\text{нп}} = 0,01 \text{ МПа}$, його густина $\rho_b = 735 \text{ кг/м}^3$, атмосферний тиск $h_{\text{рт.ст}} = 745 \text{ мм рт. ст.}$, густина ртуті $\rho_{\text{рт}} = 13\,560 \text{ кг/м}^3$.

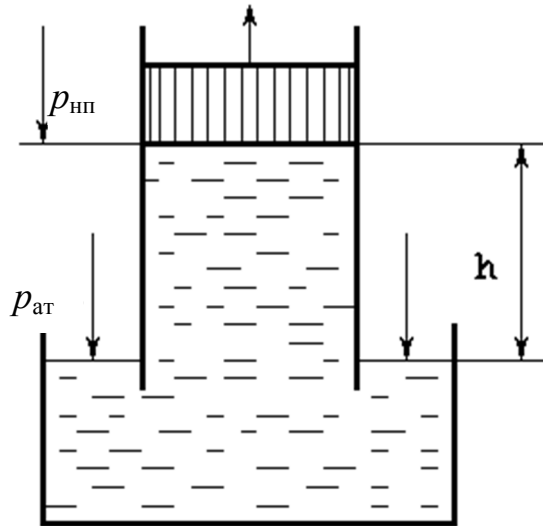


Рисунок 1.11 – Всмоктування рідини під дією поршня

Розв’язання. У міру підняття поршня абсолютний тиск під ним зменшується і при висоті h стає таким, що дорівнює тиску насичених пар бензину $p_{\text{нп}}$.

Різниця тисків атмосферної і насиченої пар бензину врівноважується висотою стовпа бензину h :

$$h = \frac{p_{\text{ат}} - p_{\text{нп}}}{\rho_b g} = \frac{(0,099102 - 0,01) \cdot 10^6}{735 \cdot 9,81} = 12,36 \text{ м} ,$$

$$\text{де } p_{\text{ат}} = \rho_{\text{рт}} g h_{\text{рт}} = 13560 \cdot 9,81 \cdot 0,745 = 99102 \text{ Н/м}^2 = 0,099102 \text{ МПа}.$$

1.6 Основні поняття гідродинаміки. Класифікація рухів

Частина гідравліки, що вивчає закони руху рідини, називається гідродинамікою.

Дослідження в галузі гідродинаміки полягають переважно в знаходженні основних величин, що характеризують рух: швидкостей течії і тисків, що виникають у рідині.

Задачу гідродинаміки можна вважати розв'язаною, якщо відомі функції:

$$u = f_1(x, y, z, t) \text{ і } p = f_2(x, y, z, t),$$

де u – швидкість руху рідини;

p – гідродинамічний тиск;

x, y, z – координати положення часток рідини;

t – час.

Якщо швидкості і тиски залежать від координат і часу, то такий рух називається несталим (або нестационарним). Сталим (стаціонарним) називається такий вид руху, при якому швидкості і тиски залежать тільки від координат і не залежать від часу.

Прикладами несталого руху рідини можуть служити швидке спорожнення ємності через отвір у його стінці, рух в усмоктувальній і напірній трубі поршневого насоса, поршень якого робить зворотно-поступальний рух. Прикладом сталого руху може служити витікання рідини з ємності, у якій підтримується постійний рівень.

Дослідження сталих рухів набагато простіше, ніж несталих. Надалі будемо розглядати, головним чином, усталений рух і лише деякі окремі випадки несталого руху.

Сталий рух може бути рівномірним і нерівномірним. Рівномірним рухом називається такий вид сталого руху, при якому всі компоненти руху не змінюються вздовж потоку. Прикладом рівномірного руху може служити рух рідини в трубі постійного перетину.

Нерівномірний рух спостерігається в кіничному трубопроводі, у якому по довжині змінюється поперечний переріз потоку і, отже, швидкості і тиски.

1.7 Поняття про струменевий рух рідини

При розв'язанні багатьох задач гідродинаміки цілий потік умовно розділяють на окремі елементарні струмені, які у свою чергу складаються з ліній течії (рис. 1.12). При цьому під лінією течії розуміють лінію, у кожній точці якої вектор швидкості спрямований дотично до неї.

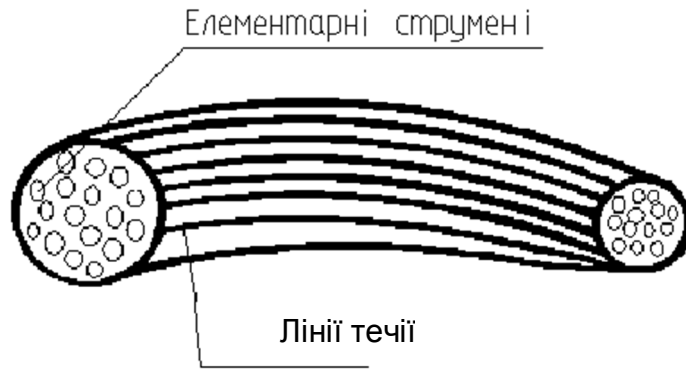


Рисунок 1.12 – Потік рідини, поділений на окремі елементарні струмені

На підставі викладеного приймається, що елементарний струмінь має такі властивості:

1 Форма елементарного струменя при сталому русі з часом не змінюється, тому що не змінюється вигляд ліній течії, з яких він складається.

2 Поверхня елементарного струменя, що утворена лініями течії, є не проникною для часток рідини, що рухаються в сусідніх струменях.

3 Внаслідок малості поперечного перерізу елементарного струменя, швидкості в усіх точках перерізу є однаковими.

Поняття елементарного струменя спрощує розв'язання задач гідродинаміки. Спочатку досліджують елементарний струмінь, а потім результати дослідження поширюють на цілий потік.

1.8 Живий переріз, витрата і середня швидкість потоку

Живим перерізом S називають поверхню, що в межах потоку нормальна в кожній точці до відповідної осередненої швидкості в цій точці.

У паралельно-струминному потоці, наприклад у циліндричній трубі, живим перерізом буде площа круга $S = \pi d^2 / 4$, де d – діаметр труби.

Витратою елементарного струменя, чи елементарною витратою dQ , називається об'ємна кількість рідини, що проходить в одиницю часу через живий переріз елементарного струменя:

$$dQ = u dS, \quad (1.22)$$

де u – швидкість у перерізі елементарного струменя;

dS – площа перерізу елементарного струменя.

Оскільки потік складається із сукупності елементарних струменів, то витрата потоку дорівнює сумі витрат всіх елементарних струменів:

$$Q = \int_S dQ = \int_S u dS. \quad (1.23)$$

У рівняння витрати (1.23) під знак інтеграла входить швидкість елементарного струменя u , що є перемінною по живому перерізу потоку. Надалі ми побачимо, що, за винятком ламінарного режиму руху, в даний час ще не встановлений точний аналітичний закон розподілу швидкостей по живому перерізу потоку. Тому проінтегрувати рівняння витрати (1.23) не представляється можливим. Для розв'язання задачі використаємо поняття про середню швидкість потоку v , що умовно передбачається постійною по перерізу потоку і може бути винесена за знак інтеграла:

$$Q = \int_S u dS = \int_S v dS = v \int_S dS = v S. \quad (1.24)$$

Зазначимо, що таке умовне спрощення припустиме при визначенні витрати рідини, але в багатьох випадках воно може привести до грубих помилок в аналізі явищ. Так, наприклад, при постійній швидкості в усіх точках перерізу сили в'язкісного тертя за законом Ньютона (1.6) повинні дорівнювати нулю, що зовсім не відповідає дійсності.

1.9 Рівняння нерозривності потоку

Розглянемо елементарний струмінь (рис. 1.13), у якому перерізами I–I і II–II виділимо відсік рідини довжиною dl .

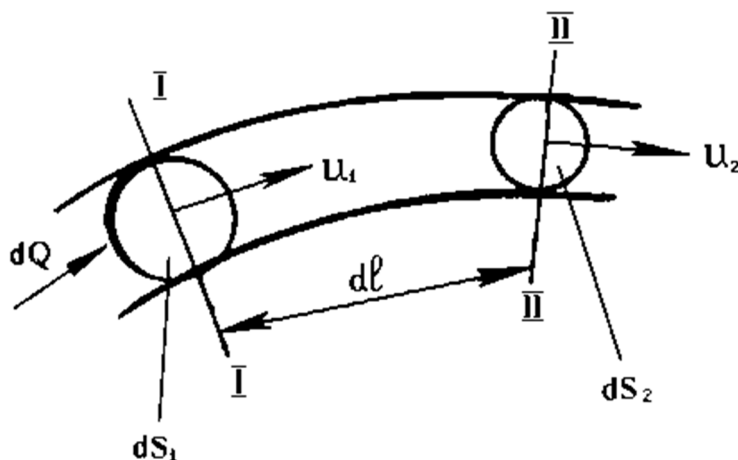


Рисунок 1.13 – Схема для виведення рівняння нерозривності потоку

За час dt через площу живого перерізу dS_1 у відсік I–II втече рідина в кількості $u_1 \cdot dS_1 \cdot dt$. Ця кількість дорівнює об'єму нескінченно малого циліндра з основою dS_1 і довжиною $dl = u_1 \cdot dt$.

За цей же час dt через площу живого перетину dS_2 з відсіку I–II витече об'єм рідини $u_2 \cdot dS_2 \cdot dt$. При цьому форма відсіку з часом не змінюється (перша властивість елементарного струменя) і рідина нестислива. Отже, об'єм рідини, що надходить за час dt у відсік через переріз I–I, повинний дорівнювати об'єму рідини, що витікає за той же час через переріз II–II:

$$\begin{aligned} u_1 dS_1 dt &= u_2 dS_2 dt \\ \text{або} \\ u_1 dS_1 &= u_2 dS_2 = \text{const} = dQ. \end{aligned} \quad (1.25)$$

Рівняння (1.25) являє собою рівняння нерозривності для елементарного струменя нестисливої рідини. Рівняння показує, що добуток швидкості на площу живого перерізу елементарного струменя – величина постійна і називається витратою елементарного струменя.

Оскільки цілий потік складається із сукупності елементарних струменів, то витрату потоку можна знайти як суму витрат усіх елементарних струменів:

$$Q = \int_S dQ = \int_{S_1} u_1 dS_1 = \int_{S_2} u_2 dS_2.$$

На підставі залежності (1.24) можна записати:

$$\begin{aligned} Q &= \int_{S_1} v_1 dS_1 = \int_{S_2} v_2 dS_2 \\ \text{або} \quad v_1 S_1 &= v_2 S_2 = \text{const} = Q. \end{aligned} \quad (1.26)$$

Рівняння (1.26) і є рівнянням нерозривності для потоку нестисливої рідини.

Таким чином, добуток середньої швидкості на площу живого перерізу потоку – величина постійна і називається витратою потоку рідини.

1.10 Два режими руху в'язкої рідини. Число Рейнольдса

У природі існують два різні режими руху рідини: ламінарний (шаруватий), при якому окремі шари рідини ковзають один щодо іншого, не змішуючись між собою, і турбулентний (вихровий), коли частки рідини рухаються по складних траєкторіях і в рідині спостерігається інтенсивне перемішування часток і обмін енергій між ними.

Грунтуючись на теоретичних розуміннях і результатах експерименту, англійський фізик Рейнольдс установив загальні закономірності, при яких можливе існування ламінарного і турбулентного режимів руху рідини, а також перехід від однієї форми руху до іншої. Як виявилось, на режим руху рідини впливають середня швидкість v (м/с), діаметр труби d (м) і в'язкість рідини ν (м²/с). На основі теорії розмірностей був отриманий безрозмірний критерій, що називається числом Рейнольдса:

$$Re = \frac{vd}{\nu}. \quad (1.27)$$

Значення числа Рейнольдса, при якому відбувається перехід від ламінарного руху до турбулентного, називається критичним числом Рейнольдса $Re_{кр}$.

При $Re > Re_{кр}$ режим руху є турбулентним, при $Re < Re_{кр}$ – ламінарним. Величина критичного числа Рейнольдса залежить від умов входу в трубу, шорсткості її стінок, первісних збурювань у потоці, конвективних струмів і ін.

Питання про величину точного критичного числа Рейнольдса дотепер не має досить повного вирішення. Найчастіше в розрахунках приймають для критичного числа Рейнольдса значення [10]

$$Re_{кр} = 2320, \quad (1.28)$$

яке відповідає переходу руху рідини з турбулентного режиму в ламінарний; при переході з ламінарного в турбулентний рух $Re_{кр}$ має велику величину. Плавним скругленням входу в трубу можна "затягти" ламінарний режим до $Re = 50\,000$, що дуже часто використовують на практиці, наприклад при створенні ламінарних струминних систем прискореного охолодження прокату.

Таким чином, верхньої границі критичного числа $Re_{кр}$ не існує. Які б ні були умови на вході в трубу, рух буде залишатися ламінарним, якщо число Re буде меншим ніж 2320. Отже, нижнє критичне значення числа $Re_{кр} = 2320$ [10].

1.11 Диференційні рівняння руху ідеальної рідини (рівняння Ейлера)

Диференційні рівняння руху ідеальної (нестисливої і нев'язкої) рідини можуть бути отримані з диференціальних рівнянь рівноваги (1.10):

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} &= 0, \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} &= 0, \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \right\}$$

якщо до них відповідно до принципу Даламбера додати сили інерції.

Позначимо через u швидкість руху окремої частки рідини, а її складові по осях координат – через u_x, u_y, u_z . Об'ємні і поверхневі сили, що входять у рівняння рівноваги (1.10), віднесені до одиниці маси і мають розмірність прискорення. Тому і проекції сил інерції також повинні бути віднесені до одиниці маси, тобто у вигляді:

$$J_x = -l \frac{du_x}{dt} = -\frac{du_x}{dt}; J_y = -l \frac{du_y}{dt} = -\frac{du_y}{dt}; J_z = -l \frac{du_z}{dt} = -\frac{du_z}{dt}. \quad (1.29)$$

Знак «мінус» тут указує на те, що сили інерції спрямовані в напрямку протилежному прискоренням.

Отже, приєднавши до рівнянь рівноваги проекції сил інерції (1.29), одержимо диференційні рівняння руху ідеальної рідини:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du_x}{dt} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \\ \frac{du_y}{dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ \frac{du_z}{dt} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \right\} \quad (1.30)$$

Диференційні рівняння рухів ідеальної рідини (1.30), що стали науковою основою для вивчення найголовніших питань гідродинаміки, називаються рівняннями Ейлера.

1.12 Рівняння Бернуллі для елементарного струменя ідеальної рідини

Зведемо систему рівнянь (1.30) до одного більш зручного диференціального рівняння, що не містить частинних похідних. Для цього помножимо перше рівняння системи на dx , друге – на dy , третє – на dz і складемо систему цих рівнянь. У результаті одержимо:

$$\frac{dx}{dt} du_x + \frac{dy}{dt} du_y + \frac{dz}{dt} du_z = Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right).$$

Оскільки

$$\frac{dx}{dt} = u_x; \quad \frac{dy}{dt} = u_y; \quad \frac{dz}{dt} = u_z,$$

можна записати:

$$u_x du_x + u_y du_y + u_z du_z = Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz \right).$$

Розглянемо ліву частину цього рівняння:

$$u_x du_x + u_y du_y + u_z du_z = \frac{1}{2} d(u_x^2 + u_y^2 + u_z^2) = \frac{1}{2} du^2,$$

де $u^2 = u_x^2 + u_y^2 + u_z^2$ – квадрат швидкості дорівнює сумі квадратів її складових. Оскільки розглядається сталий рух, у якому гідродинамічний тиск p не залежить від часу, то тричлен у дужках являє собою повний диференціал тиску:

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx + \frac{\partial p}{\partial y} dy + \frac{\partial p}{\partial z} dz = dp.$$

Враховуючи це, остаточно одержимо:

$$\frac{1}{2} du^2 = Xdx + Ydy + Zdz - \frac{1}{\rho} dp. \quad (1.31)$$

Якщо з об'ємних сил діють тільки сили ваги, то $X=0; Y=0; Z=-g$ і рівняння (1.31) набуває вигляду:

$$\frac{1}{2} du^2 = -g dz - \frac{1}{\rho} dp.$$

Проінтегруємо його і, поділивши на g , остаточно одержимо:

$$\frac{u^2}{2g} + \frac{p}{\rho g} + z = \text{const.} \quad (1.32)$$

Для двох перерізів елементарного струменя рівняння (1.32) буде мати вигляд:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g} + z_2. \quad (1.33)$$

Залежність (1.33) є рівнянням Бернуллі для елементарного струменя ідеальної рідини, що встановлює зв'язок між швидкістю руху, тиском і геометричним положенням часток. Поява рівняння (1.33), що носить ім'я Бернуллі, є найважливішим етапом у розвитку гідравліки як самостійної науки. Воно дало можливість розв'язувати багато задач інженерної гідравліки.

1.13 Геометричний і енергетичний зміст рівняння Бернуллі

1.13.1 Геометричний зміст рівняння Бернуллі

Для з'ясування геометричного змісту кожного з членів рівняння Бернуллі (1.33) розглянемо рис. 1.14, на якому в рідині, що рухається, виділений елементарний струмінь $S-S$. У двох перерізах струменя встановлені п'єзометричні трубки, а центри ваги цих перерізів розташовані на висотах z_1 і z_2 від площини порівняння 0–0.

Оскільки в розглянутих перерізах діють гідродинамічні тиски, то рідина в першій трубці підніметься на висоту $h_1 = p_1/\rho g$, у другій трубці – $h_2 = p_2/\rho g$, і ці висоти аналогічно гідростатиці можуть бути названі п'єзометричними висотами.

Отже, складові рівняння Бернуллі z_1 і z_2 являють собою геометричні висоти центрів ваги живих перерізів елементарного струменя над площиною порівняння, а складові $p_1/\rho g$ і $p_2/\rho g$ – п'єзометричні висоти. Обидві складові мають розмірність довжини.

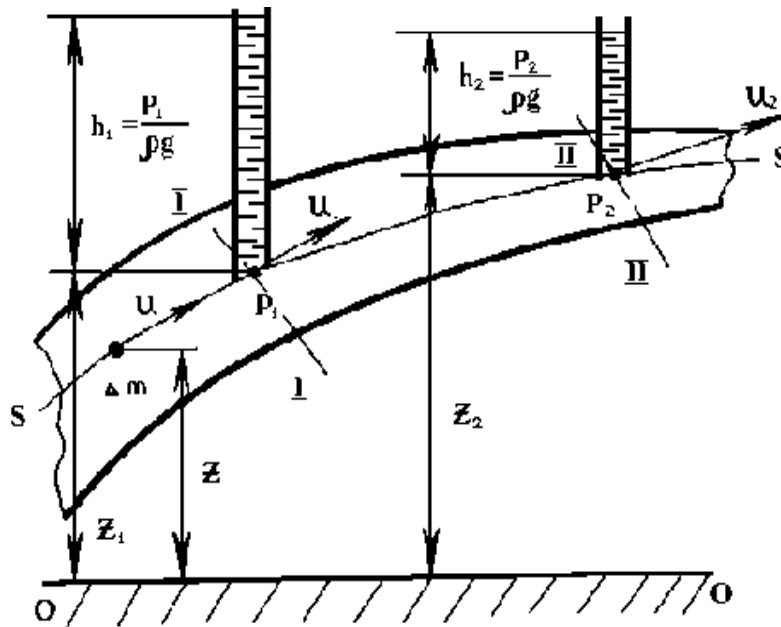


Рисунок 1.14 – Схема для ілюстрації геометричного змісту рівняння Бернуллі

Звернемося до складової рівняння Бернуллі $u^2/2g$, що теж має розмірність довжини. Ця складова може бути обмірювана трубкою Піто [2, 10] і називається висотою швидкісного напору.

1.13.2 Енергетичний зміст рівняння Бернуллі

Особливий інтерес представляє з'ясування енергетичного змісту рівняння Бернуллі. Будемо розглядати частку рідини масою Δm , що рухається вздовж лінії струму $S-S$ зі швидкістю u (див. рис. 1.14).

При потраплянні частки рідини в переріз I-I вона буде знаходитися над площиною порівняння 0-0 на висоті z_1 і мати потенційну енергію положення:

$$\Delta E_{n1} = \Delta m g z_1.$$

У перерізі I-I на частку рідини буде діяти тиск p_1 , що здатний підняти її в п'єзометричній трубці на висоту h_1 . Отже, у перерізі I-I частка рідини буде мати і потенційну енергію тиску, яка дорівнює:

$$\Delta E_{m1} = \Delta m g h_1 = \Delta m g \frac{p_1}{\rho g}.$$

Кінетична енергія частки рідини в перерізі I–I складе:

$$\Delta E_{KI} = \frac{\Delta m u_1^2}{2}.$$

Тоді можна записати повну енергію частки рідини в перерізі I–I:

$$\Delta E_I = \Delta E_{nI} + \Delta E_{mI} + \Delta E_{KI} = \Delta m g z_1 + \Delta m g \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\Delta m u_1^2}{2}.$$

Коли частка рідини потрапляє в переріз II–II, її параметрами будуть z_2, p_2, u_2 і, міркуючи аналогічним чином, можна записати повну енергію частки рідини в перерізі II–II:

$$\Delta E_{II} = \Delta m g z_2 + \Delta m g \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\Delta m u_2^2}{2}.$$

Оскільки розглядається ідеальна рідина (сили тертя і втрати енергії дорівнюють нулю), то із закону збереження енергії витікає:

$$\Delta m g z_1 + \Delta m g \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\Delta m u_1^2}{2} = \Delta m g z_2 + \Delta m g \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\Delta m u_2^2}{2}. \quad (1.34)$$

Розділивши всі складові рівняння (1.34) на вагу частки $\Delta m g$, ми одержимо енергію, віднесену до одиниці ваги, що називається питомою енергією, m :

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g} + z_2. \quad (1.35)$$

Отже, сума трьох складових рівняння Бернуллі це сума трьох питомих енергій: питомої кінетичної енергії, питомої потенційної енергії тиску і питомої потенційної енергії положення. Для ідеальної рідини сума трьох питомих енергій (повна питома енергія) по довжині елементарного струменя постійна.

Рівняння (1.35) аналогічно рівнянню (1.33), отриманому шляхом інтегрування диференціальних рівнянь Ейлера (1.30).

1.14 Рівняння Бернуллі для елементарного струменя і для цілого потоку в'язкої рідини

При русі в'язкої рідини частина її енергії витрачається на подолання сил тертя. Тому в рівнянні (1.35) повна питома енергія в першому перерізі елементарного струменя в'язкої рідини не дорівнює повній питомій енергії в другому перерізі. Отже, у цьому випадку:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g} + z_2 + h_{w(l-2)}, \quad (1.36)$$

де $h_{w(l-2)}$ – втрата напору при русі рідини від першого перерізу до другого.

Це і є рівняння Бернуллі для елементарного струменя в'язкої рідини. Помножимо рівняння (1.36) на вагову витрату елементарного струменя $\rho g dQ$ (Н/с). Тоді кожна складова цього рівняння буде являти собою енергію в одиницю часу (Н·м/с):

$$\frac{u_1^2}{2g} \rho g dQ + \left(\frac{p_1}{\rho g} + z_1 \right) \rho g dQ = \frac{u_2^2}{2g} \rho g dQ + \left(\frac{p_2}{\rho g} + z_2 \right) \rho g dQ + h_{w(l-2)} \rho g dQ. \quad (1.37)$$

Оскільки цілий потік складається із сукупності елементарних струменів, то енергію потоку можна знайти як суму енергій усіх елементарних струменів, тобто шляхом інтегрування рівняння (1.37):

$$\int_{S1} \frac{u_1^2}{2g} \rho g dQ + \int_{S1} \left(\frac{p_1}{\rho g} + z_1 \right) \rho g dQ = \int_{S2} \frac{u_2^2}{2g} \rho g dQ + \int_{S2} \left(\frac{p_2}{\rho g} + z_2 \right) \rho g dQ + \int_{S2} h_{w(l-2)} \rho g dQ. \quad (1.38)$$

Рівняння (1.38) містить такі три види інтегралів:

$$\int_S \frac{u^2}{2g} \rho g dQ; \int_S \left(\frac{p}{\rho g} + z \right) \rho g dQ; \int_S h_{w(l-2)} \rho g dQ,$$

які ми будемо досліджувати окремо.

Інтеграл $\int_s \frac{u^2}{2g} \rho g dQ$ є сумарна дійсна кінетична енергія цілого потоку:

$$E_\partial = \int_s \frac{u^2}{2g} \rho g dQ = \int_s \frac{\rho g}{2g} u^3 dS, \quad (1.39)$$

де $dQ = u dS$.

Розрахувати інтеграл (1.39) не завжди виявляється можливим, тому що не завжди відомий закон розподілу швидкостей по перерізу потоку. Тому в гідравліці користуються таким прийомом. Аналогічно рівнянню (1.39) визначають умовну кінетичну енергію, виражену через середню швидкість руху рідини v , що умовно передбачається постійною по перерізу потоку:

$$E_y = \int_s \frac{\rho g}{2g} v^3 dS = \frac{\rho g}{2g} v^3 \int_s dS = \frac{\rho g}{2g} v^3 S = \frac{\rho g}{2g} v^2 Q. \quad (1.40)$$

Встановлено, що дійсна кінетична енергія (1.39) не дорівнює умовній кінетичній енергії (1.40). Відношення

$$\alpha = \frac{E_\partial}{E_y} = \frac{\int_s u^3 dS}{v^2 Q} \quad (1.41)$$

називають коефіцієнтом Коріоліса чи корективом кінетичної енергії. Теоретично й експериментально доведено, що для ламінарних потоків $\alpha = 2$; для неупорядкованих турбулентних потоків $\alpha = 1,05 \dots 1,1$. Часто для спрощених розрахунків при турбулентному режимі приймають $\alpha = 1$.

Перейдемо тепер до інтеграла $\int_s (\frac{p}{\rho g} + z) \rho g dQ$. Оскільки сума $(\frac{p}{\rho g} + z) = const$ для будь-якої точки розглянутого перерізу потоку, то вона може бути винесена за знак інтеграла:

$$\int_s (\frac{p}{\rho g} + z) \rho g dQ = (\frac{p}{\rho g} + z) \rho g \int_s dQ = (\frac{p}{\rho g} + z) \rho g Q. \quad (1.42)$$

Останній, третій інтеграл у рівнянні (1.38) розв'язується з таких міркувань. Через неможливість ні експериментальним, ні розрахунковим шляхом з'ясувати закон розподілу втрати напору в потоці по окремих його струменях величину $h_{w(1-2)}$ вважають однаковою для всіх струменів потоку і виносять її за знак інтеграла:

$$\int_S h_{w(1-2)} \rho g dQ = h_{w(1-2)} \rho g \int_S dQ = h_{w(1-2)} \rho g Q . \quad (1.43)$$

З урахуванням рівнянь (1.41), (1.42) і (1.43) рівняння (1.38) буде мати вигляд:

$$\frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} \cdot \rho g Q + \left(\frac{p_1}{\rho g} + z_1 \right) \rho g Q = \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} \rho g Q + \left(\frac{p_2}{\rho g} + z_2 \right) \rho g Q + h_{w(1-2)} \rho g Q .$$

Якщо віднести це рівняння до одиниці ваги ρg , одержимо рівняння Бернуллі для цілого потоку в'язкої рідини:

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_{w(1-2)} . \quad (1.44)$$

Нагадаємо, що рівняння (1.44) справедливе лише для умов, прийнятих при його виведенні, а саме:

- 1 Рух сталий; з масових сил діє тільки сила ваги.
- 2 Струминна структура потоку; обмін рідиною між струменями відсутній.
- 3 Перерізи I–I і II–II приймаються тільки там, де потік паралельно-струминний чи плавно змінюється, і де в межах одного перерізу справедлива рівність:

$$z + \frac{p}{\rho g} = const .$$

- 4 Перерізи потоку плоскі і перпендикулярні векторам швидкості: $u = u_x$.

Рівняння Бернуллі широко використовується при розв'язанні практичних задач. Проілюструємо це на прикладах.

Приклад 1.5 Різниця показань двох п'єзометричних трубок витратоміра Вентурі $\Delta h = 0,5$ м. Визначити витрату рідини Q , якщо вхідний діаметр $D = 200$ мм, а діаметр горловини $d = 100$ мм (рис. 1.15). Втратами напору зневажити ($h_{w(1-2)} = 0$).

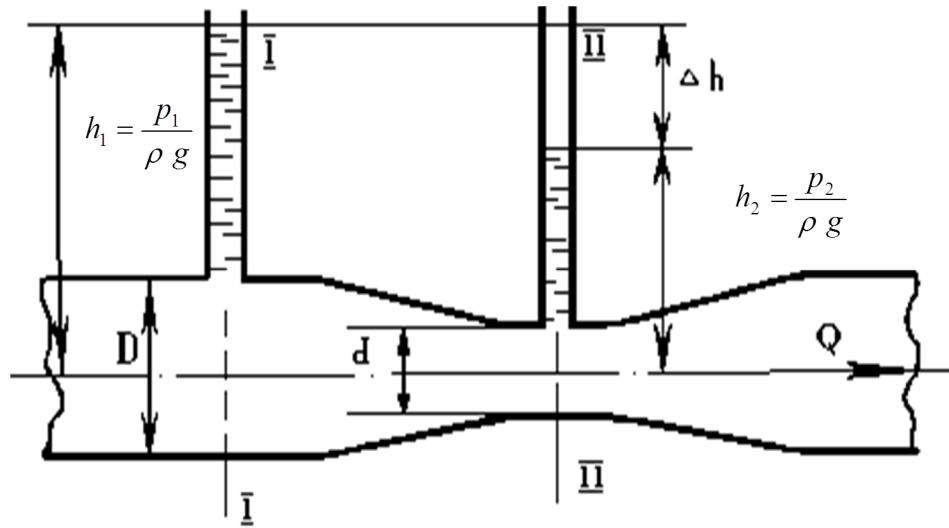


Рисунок 1.15 – Схема витратоміра Вентурі

Розв'язання. Задачу можна розв'язати за допомогою рівняння Бернуллі, записаного для двох перерізів I і II, у яких установлені п'єзометричні трубки. Оскільки вісь приладу розташована горизонтально ($Z_1 = Z_2 = 0$), то при відсутності втрат ($h_{w(1-2)} = 0$) рівняння (1.44) буде мати простіший вигляд:

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g},$$

де при турбулентному режимі прийнято $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$.

Звідси різниця показань п'єзометрів складе:

$$h_1 - h_2 = \frac{p_1}{\rho g} - \frac{p_2}{\rho g} = \Delta h = \frac{v_2^2 - v_1^2}{2g}.$$

У цьому рівнянні два невідомі: v_1 і v_2 . Тому додатково скористаємося рівнянням нерозривності (1.26), з якого випливає:

$$v_1 = Q / S_D, \quad v_2 = Q / S_d,$$

де S_d – площа перерізу горловини;

S_D – площа перерізу вхідної труби.

Враховуючи це, одержимо:

$$\Delta h = \frac{1/S_d^2 - 1/S_D^2}{2g} Q^2,$$

звідки

$$Q = S_D S_d \sqrt{\frac{2g\Delta h}{S_D^2 - S_d^2}}.$$

Далі маємо:

$$S_D = \pi D^2 / 4 = \pi 0,2^2 / 4 = 0,0314 \text{ м}^2,$$

$$S_d = \pi 0,01^2 / 4 = 0,000785 \text{ м}^2$$

$$i \quad Q = 0,0314 \cdot 0,000785 \sqrt{\frac{2 \cdot 9,81 \cdot 0,5}{(0,0314)^2 - (0,000785)^2}} = 0,036 \text{ м}^3/\text{с}.$$

Приклад 1.6. Для прискореного охолодження листового прокату використовується ряд сифонних трубок, що формують ламінарні струмені. Схема такої трубки показана на рис. 1.16. Визначити висоту напору h , що забезпечує ламінарний режим, швидкість витікання і витрату струменя Q , якщо діаметр трубки $d = 20 \text{ мм}$. Задачу розв'язати для критичного числа Рейнольдса (1.28) $Re = 2320$ і для «затягнутого» ламінарного режиму $Re_{кр} = 50\,000$ (див. п. 1.10).

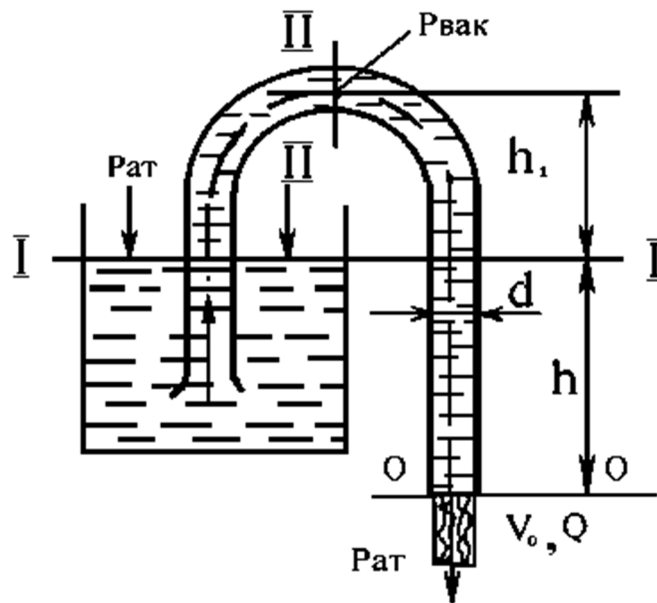


Рисунок 1.16 – Схема сифонної трубки

Розв'язання. Швидкість витікання рідини визначимо на підставі рівняння (1.27):

$$v_0 = \frac{v Re_{kp}}{d} = \frac{1,01 \cdot 10^{-6} \cdot 2320}{20 \cdot 10^{-3}} = 0,1 \frac{м}{с}$$

(приймалася вода при 20 °C).

Витрата струменя дорівнює:

$$Q = v_0 \frac{\pi d^2}{4} = 0,1 \frac{\pi (20 \cdot 10^{-3})^2}{4} = 3,173 \cdot 10^{-5} \frac{м^3}{с} = 0,03173 \frac{м}{с}.$$

Очевидно, що при $Re_{kp} = 50\,000$ швидкість витікання і витрата струменя складуть: $v'_0 = 2,525 \text{ м/с}$ і $Q' = 0,79325 \text{ л/с}$.

Для визначення напору h напишемо рівняння Бернуллі (1.44) для двох перерізів (I–I і 0–0):

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_0 + \frac{p_0}{\rho g} + \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} + h_{w(1-0)}.$$

На поверхні в ємності діє атмосферний тиск, і витікання відбувається в атмосферу, отже, $p_1 = p_0 = p_{am}$. Рівень рідини в ємності підтримується постійним і $v_1 = 0$. Якщо прийняти за площину порівняння горизонтальну площину, що проходить через переріз 0–0, то $z_1 = h$ і $z_0 = 0$. Тоді, зневажаючи втратами напору ($h_{w(1-0)} = 0$), рівняння Бернуллі набуває вигляду:

$$h = \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} = \frac{2 \cdot (0,1)^2}{2 \cdot 9,81} = 1,04 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 1,04 \text{ мм}.$$

При "затягнутому" ламінарному режимі:

$$h_1 = \frac{\alpha_0 (v_0^1)^2}{2g} = \frac{2 \cdot 2,525^2}{2 \cdot 9,81} = 0,65 \text{ м} = 650 \text{ мм}.$$

У вищій точці сифонної трубки утвориться вакуум, для визначення якого складемо рівняння Бернуллі для перерізів I–I і II–II.

Відлік z будемо вести від площини I–I ($z_1 = 0$, $z_2 = h_1$). Тоді, враховуючи прийняті вище допущення, рівняння Бернуллі набуває такого вигляду:

$$\frac{p_{at}}{\rho g} = h_1 + \frac{p_{вак}}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v^2}{2g}.$$

З рівняння нерозривності випливає $v_2 = v_0$ і, оскільки $\alpha_2 = \alpha_0 = 2$, то:

$$\frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} = \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} = h.$$

Враховуючи це, тиск вакууму складе:

$$\frac{p_{вак}}{\rho g} = \frac{p_{at}}{\rho g} - (h + h_1).$$

Якщо $h + h_1$ буде дорівнювати $p_{at}/\rho g$, то абсолютний тиск у вищій точці сифонної трубки буде дорівнювати нулю і сифон припинить діяти.

1.15 Ламінарний режим руху рідини по трубах

При ламінарному режимі руху в'язкої рідини в круглій трубі окремі струмки рухаються паралельно один одному. Стінка труби покривається прилиплими до неї частками рідини і перший приграничний шар буде ковзати не по стінці, а по прилиплому шару рідини. Тому сила тертя всередині труби буде підкорятися закону Ньютона (1.6), на підставі якого можна встановити закон розподілу швидкостей по перерізу труби. Знаючи цей закон, легко можна визначити і всі інші параметри потоку: витрату Q ; середню швидкість v ; втрату напору Δh і т. п.

Розподіл швидкостей по перерізу круглої труби

Досліджуємо характер розподілу швидкостей по живому перерізу труби радіусом r , у якій перерізами I–I й II–II виділимо рідинний циліндр з поточним радіусом h і довжиною L (рис. 1.17). Складемо умову рівноваги сил, що діють на рідинний циліндр.

У перерізі I–I на торцеву поверхню циліндрика буде діяти сила тиску, яка дорівнює $p_1 \pi h^2$, а в перерізі II–II – $p_2 \pi h^2$. Крім того, на боковій поверхні циліндрика буде діяти сила внутрішнього тертя T , спрямована в сторону, протилежну руху рідини. Тоді рівняння рівноваги щодо осі труби буде мати вигляд:

$$p_1 \pi h^2 - p_2 \pi h^2 - T = 0. \quad (1.45)$$

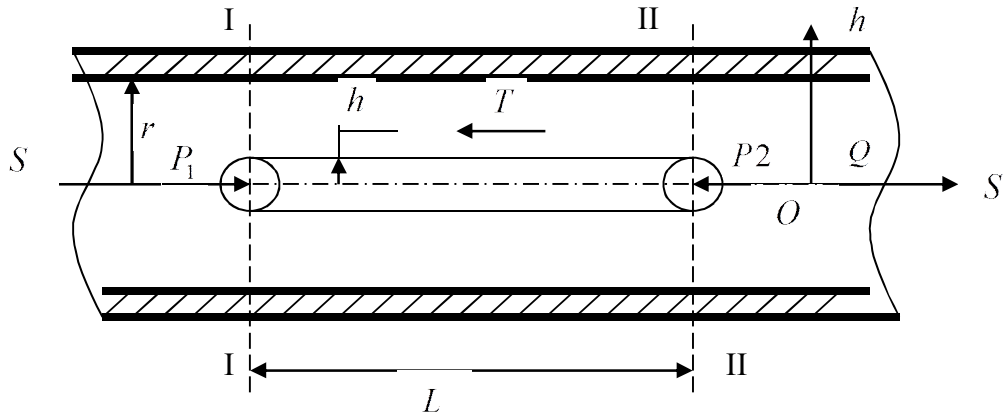


Рисунок 1.17 – Схема для ілюстрації теорії ламінарного руху рідини в трубопроводі

Сила тертя підкоряється закону Ньютона (1.6):

$$T = -\mu S \frac{du}{dh} = -\mu 2\pi h L \frac{du}{dh},$$

підстановка якої в рівняння (1.45) дає:

$$p_1 \pi h^2 - p_2 \pi h^2 + \mu 2\pi h L \frac{du}{dh} = 0.$$

Після перетворення одержимо:

$$h \Delta p = -2\mu \rho L \frac{du}{dh}.$$

З цього рівняння маємо:

$$du = -\frac{\Delta p}{2\mu \rho L} h dh.$$

Після інтегрування:

$$u = -\frac{\Delta p}{4\mu \rho L} h^2 + C.$$

Постійну інтегрування визначимо з приграничних умов на стінці труби, де при $h = r$ швидкість $u = 0$. Тоді $C = \frac{\Delta p}{4\mu \rho L} r^2$.

Остаточно маємо:

$$u = \frac{\Delta P}{4\nu\rho L} (r^2 - h^2). \quad (1.46)$$

Як витікає з рівняння (1.46), закон розподілу швидкостей по перерізу круглої труби носить параболічний характер. Максимальна швидкість буде спостерігатися при $h = 0$, тобто по осі труби:

$$u_{\max} = \frac{\Delta P}{4\nu\rho L} r^2. \quad (1.47)$$

Витрата рідини в трубі. Для визначення витрати розглянемо концентричний шар рідини радіусом h і товщиною dh (рис. 1.18).

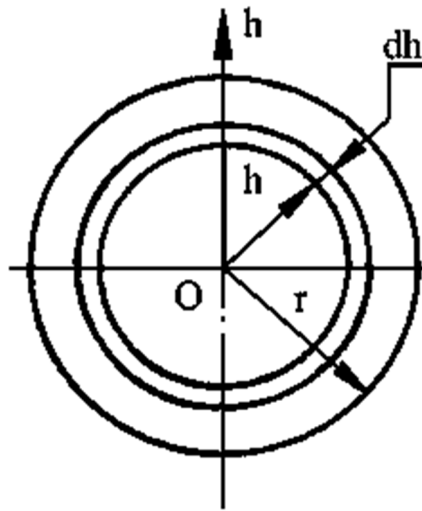


Рисунок 1.18 – Схема концентричного зазора

Елементарна витрата рідини, що проходить через цей шар, складе:

$$dQ = u dS = u 2\pi h dh$$

або з урахуванням рівняння (1.46) –

$$dQ = \frac{\Delta p}{4\nu\rho L} (r^2 - h^2) 2\pi h dh.$$

Інтегруючи це рівняння в межах від 0 до r , знайдемо витрату рідини:

$$\begin{aligned} Q &= \int_0^r dQ = \int_0^r \frac{\Delta P}{4\nu\rho L} (r^2 - h^2) 2\pi h dh = \frac{2\pi\Delta P}{4\nu\rho L} \int_0^r (r^2 - h^2) h dh = \\ &= \frac{\pi\Delta P}{2\nu\rho L} \left(\frac{r^4}{2} - \frac{r^4}{4} \right). \end{aligned}$$

Остаточно одержимо витрату рідини в круглій трубі:

$$Q = \frac{\pi_{\Delta} p r^4}{8 \nu \rho L}. \quad (1.48)$$

Середню швидкість руху рідини знайдемо на підставі рівняння (1.24):

$$v = \frac{Q}{S} = \frac{Q}{\pi r^2}.$$

Підставляючи значення витрати з рівняння (1.48), одержимо:

$$v = \frac{\Delta p r^2}{8 \nu \rho L}. \quad (1.49)$$

Порівнюючи рівняння (1.49) і (1.47), бачимо, що середня швидкість дорівнює половині максимальної:

$$v = \frac{1}{2} u_{\max}. \quad (1.50)$$

Втрати напору в круглій трубі знайдемо з використанням рівняння Бернуллі (1.44):

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_T.$$

Для труби постійного перерізу, розташованої горизонтально, $\alpha_1 v_1^2 = \alpha_2 v_2^2$ і $z_1 = z_2$. Тому з рівняння Бернуллі витікає:

$$h_T = \frac{p_1 - p_2}{\rho g} = \frac{\Delta P}{\rho g}. \quad (1.51)$$

Втрати тиску ΔP знайдемо з рівняння (1.49):

$$\Delta P = \frac{8 \nu \rho L}{r^2} v,$$

підстановка якого в рівняння (1.51) дає:

$$h_T = \frac{8 \nu L}{g r^2} v. \quad (1.52)$$

Важливо відзначити, що втрати напору при ламінарному режимі (1.52) пропорційні швидкості руху рідини в першому ступені (лінійна залежність).

Напишемо рівняння втрат (1.52) в іншій формі:

$$h_T = \frac{8\nu L \nu}{g r^2} = \frac{8\nu L 2\nu\nu}{g(d/2)^2 2\nu} = 64 \frac{\nu}{\nu d} \frac{L}{d} \frac{\nu^2}{2g},$$

де d – діаметр труби.

Оскільки $\frac{\nu d}{\nu} = Re$, то

$$h_{T(1-2)} = \frac{64}{Re} \frac{L}{d} \frac{\nu^2}{2g}.$$

Вираз $64 / Re$ в гідравліці позначають через

$$\lambda = \frac{64}{Re} \quad \text{або} \quad \lambda = \frac{75}{Re} \quad (\text{з урахуванням інших втрат}) [5] \quad (1.53)$$

і називають коефіцієнтом опору чи коефіцієнтом втрат напору по довжині трубопроводу. Тоді формула визначення втрат енергії може бути представлена в такому вигляді (формула Вейсбаха – Дарсі):

$$h_T = \lambda \frac{L}{d} \frac{\nu^2}{2g}. \quad (1.54)$$

Рівняння (1.54) тотожно рівнянню (1.52) і встановлює лінійну залежність втрат енергії h від середньої швидкості руху рідини ν .

Початкова ділянка ламінарного руху

Наведені співвідношення справедливі для стабілізованої ділянки ламінарного потоку з параболічним профілем швидкостей, що не змінюється по довжині труби.

Якщо рідина з якого-небудь резервуара надходить у трубу з плавним входом, то в усіх точках вхідного перерізу швидкість практично однакова (рис. 1.19). Але потім під дією сил в'язкісного тертя відбувається перерозподіл швидкостей по перерізах: шари рідини поряд зі стінкою гальмуються, а центральна частина потоку прискорюється. У результаті встановлюється характерний для ламінарного руху параболічний профіль швидкостей (1.46).

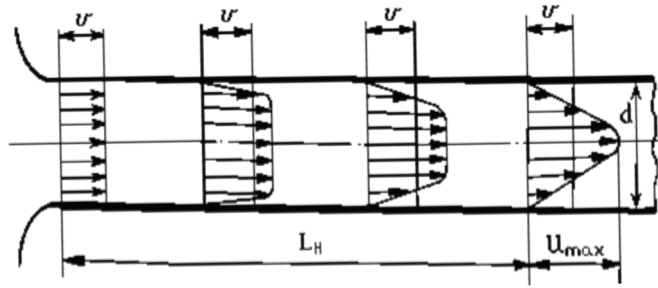


Рисунок 1.19 – Формування профілю швидкостей на початковій ділянці

Ділянка від входу в трубу, на якому формується (стабілізується) профіль швидкостей (1.46), називається початковою ділянкою. Довжину початкової ділянки L_H можна приблизно визначити так: $L_H = 0,03 d Re$.

При $Re = 2320$ $L_H = 60 d$.

Втрати енергії в початковій ділянці трохи більші, ніж у стабілізованому потоці. Середній по довжині початкової ділянки коефіцієнт гідравлічного тертя λ_H виявляється приблизно в 1,2 рази більшим, ніж коефіцієнт λ , розрахований по формулі (1.53).

Ламінарний рух через кільцеві щілини

Рух рідини в кільцевих щілинах становить практичний інтерес у зв'язку з герметизацією рухомих елементів агрегатів гідропривода (поршні насосів, розподільні золотники, клапанні пристрої і т. д.). Щільність з'єднання рухомих пар цих агрегатів забезпечується виконанням гарантованого малого (мікронного) зазору δ (рис. 1.20). При малих зазорах, незважаючи на велику швидкість руху рідини в щілині, режим руху буде ламінарним ($Re = vd / \nu < 2320$), що дозволяє теоретично розв'язати задачу.

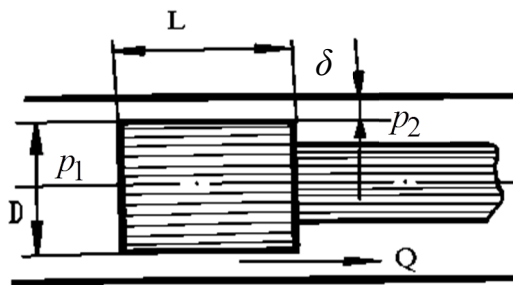


Рисунок 1.20 – Схема ламінарного руху через кільцеву щілину

Для визначення витоків рідини отримана залежність

$$Q = \frac{\pi D \delta^3}{12 \nu \rho L} (p_1 - p_2) = Ky (p_1 - p_2) , \quad (1.55)$$

де $Ky = \frac{\pi D \delta^3}{12 \nu \rho L}$ – коефіцієнт витоків.

Рівняння (1.55) дуже важливе, тому що дозволяє розрахувати величину витоків в щільно пригнаних поршнях гідравлічних пристроїв. З рівняння видно, що втрати на витіки пропорційні кубу зазору. Тому необхідно зберігати малі величини зазорів і точні допуски в деталях рухомих елементів гідравлічних пристроїв. Зазори можуть бути зменшені до дуже невеликих величин притиранням одного з елементів пари до іншого.

Приклад 1.7. Визначити втрати тиску в трубопроводі діаметром $d = 12$ мм і довжиною $L = 10$ м при русі мінерального масла зі швидкістю $v = 3$ м/с, якщо в'язкість масла $\nu = 20 \cdot 10^{-6}$ м²/с і густина $\rho = 900$ кг/м³.

Розв'язання. Знаходимо число Рейнольдса:

$$Re = \frac{vd}{\nu} = \frac{3 \cdot 0,012}{20 \cdot 10^{-6}} = 1800 < 2320,$$

отже, рух масла ламінарний і для визначення втрат напора на тертя скористаємося формулою (1.52) чи (1.54):

$$h_{mp} = \frac{32\nu Lv}{gd^2} = \frac{32 \cdot 20 \cdot 10^{-6} \cdot 10 \cdot 3}{9,81 \cdot (0,012)^2} = 13,6 \text{ м}.$$

Втрати тиску на тертя:

$$\Delta p_{mp} = \rho g h_{mp} = 900 \cdot 9,81 \cdot 13,6 = 0,12 \cdot 10^6 \text{ Па} = 0,12 \text{ МПа}.$$

Приклад 1.8. Визначити витікання рідини через кільцеву щілину, утворену між поршнем і корпусом циліндра (див. рис. 1.20), якщо діаметр поршня $D = 50$ мм, його довжина $L = 40$ мм, максимальний діаметральний зазор $\delta = 0,05$ мм, перепад тиску $\Delta p = p_1 - p_2 = 20$ МПа, в'язкість мінерального масла $\nu = 20 \cdot 10^{-6}$ м²/с і його густина $\rho = 900$ кг/м³.

Розв'язання. Витікання рідини визначимо з рівняння (1.55):

$$Q = \frac{\pi D \delta^3 \Delta p}{12 \nu \rho L} = \frac{\pi \cdot 0,05 (0,025 \cdot 10^{-3})^3 20 \cdot 10^6}{12 \cdot 20 \cdot 10^{-6} \cdot 900 \cdot 0,04} = 4,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 / \text{с} = 0,27 \text{ м}^3 / \text{хв}$$

1.16 Втрати напора при турбулентному режимі

Турбулентний потік характеризується хаотичним рухом часток рідини. Поряд із основним поступальним переміщенням рідини вздовж труби спостерігаються поперечні переміщення й обертальні рухи (завихрення)

часток, що приводять до інтенсивного перемішування рідини і збільшення втрат у турбулентному потоці.

Досвід показує, що при переході до турбулентного режиму поряд зі стінкою зберігається тонкий шар рідини, режим руху в якому ламінарний (так званий ламінарний або в'язкий підшар). Товщина в'язкого підшару надзвичайно мала і зменшується зі збільшенням Re . При цьому основна частина перерізу труби охоплена турбулентним ядром. Така модель турбулентного потоку простіша і називається двошаровою.

Точної теорії турбулентного руху рідини в даний час не існує. Тому основну роль при вивченні цього руху грають експериментальні дані.

У результаті численних експериментальних досліджень встановлено, що коефіцієнт втрат енергії на тертя залежить не тільки від числа Re , але і відносної шорсткості поверхні стінок труби.

За характером і ступенем впливу цих факторів при турбулентному режимі розрізняють зони гідравлічно гладких і гідравлічно шорстких труб, які розділені перехідною зоною.

У зоні гідравлічно гладких труб (рис. 1.21, а) товщина δ ламінарного підшару значно більше максимальної висоти виступів шорсткості ($\delta \gg \Delta_{max}$).

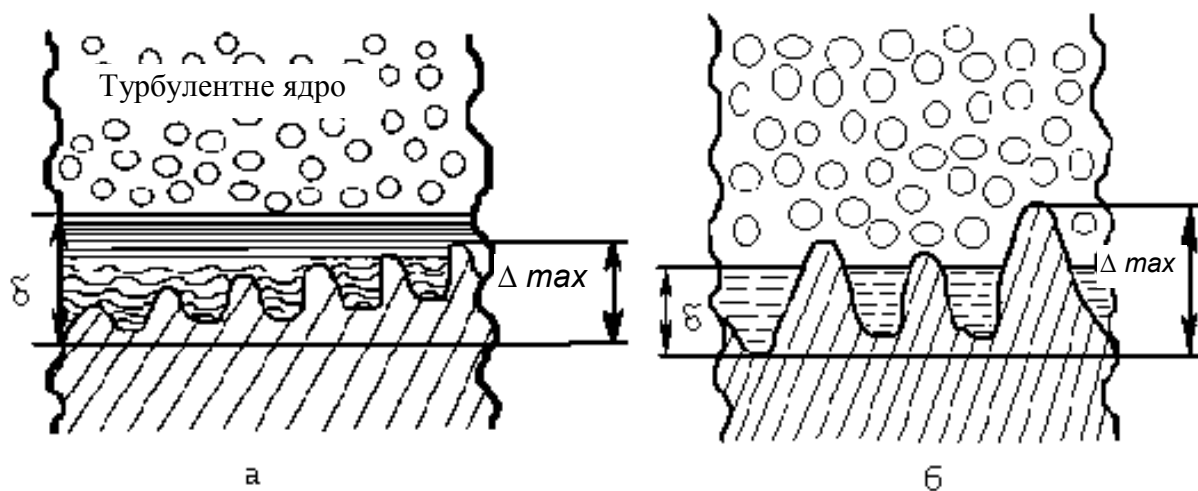


Рисунок 1.21 – Зони гідравлічно гладких та гідравлічно шорстких труб

При цьому виступи, покриті ламінарним підшаром, плавно обтікаються з дуже малими швидкостями і не впливають на втрати енергії. Коефіцієнт опору тертя залежить тільки від числа Рейнольдса і може бути знайдений за формулою Блазіуса:

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}. \quad (1.56)$$

З формули (1.56) випливає, що втрата енергії в гідравлічно гладких трубах $h_T \approx v^{0,25} \nu^{1,75}$. Порівняння з ламінарним режимом (для якого $h_T \approx \nu v$) показує, що при переході до турбулентного режиму вплив в'язкості на втрату енергії істотно зменшується, а вплив швидкості значно зростає.

У зоні гідравлічно шорстких труб (рис. 1.21, б) товщина ламінарного підшару значно менша від висоти виступів шорсткості ($\delta \ll \Delta_{max}$), що майже цілком виявляється в турбулентному ядрі потоку. Обтікання виступів із великою швидкістю супроводжується інтенсивним відривом вихрів, що потрапляють у турбулентне ядро потоку і підсилюють його турбулентність. Оскільки шаруватий рух рідини біля стінок труби практично цілком зруйнований, вплив сил в'язкісного тертя зникає, і коефіцієнт опору тертя стає функцією тільки відносної шорсткості. Значення цього коефіцієнта можна знайти за формулою Б. Л. Шифрінсона:

$$\lambda = 0,11 (\Delta / \delta)^{0,25}. \quad (1.57)$$

Для практичного розрахунку коефіцієнта тертя зручно користуватися універсальною формулою А. Д. Альтшуля:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25}, \quad (1.58)$$

яка при $Re = 20d / \Delta$ перетворюється у формулу Блазіуса (1.56),

при $Re = 500 d / \Delta$ – у формулу Б. Л. Шифрінсона (1.57).

Довжина початкової ділянки труби, на якій встановлюється стабілізований турбулентний потік, значно менша від довжини початкової ділянки ламінарного руху (див. рис. 1.19.) і складає:

$$L_H = (30 - 40) d. \quad (1.59)$$

Приклад 1.9. Знайти втрату напора на тертя при русі мінерального масла в'язкістю $\nu = 20 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 / \text{с}$ зі швидкістю $U = 3 \text{ м/с}$, якщо діаметр труби $d = 25 \text{ мм}$, а її довжина $L = 20 \text{ м}$. Труби безшовні сталеві нові.

Розв'язання. Число Рейнольдса для потоку масла в трубі:

$$Re = \frac{Ud}{\nu} = \frac{3 \cdot 25 \cdot 10^{-3}}{20 \cdot 10^{-6}} = 3750 \quad (Re > 2320).$$

За таблицями знаходимо значення абсолютної шорсткості $\Delta = 0,014$ і визначаємо величину відносної шорсткості $\Delta / d = 0,014 / 25 = 0,00056$.

За універсальною формулою (1.58) підраховуємо значення коефіцієнта Дарсі:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25} = 0,11 \left(0,00056 + \frac{68}{3750} \right)^{0,25} = 0,0406$$

або за формулою Блазіуса (1.56) для гідравлічно гладких труб:

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} = \frac{0,3164}{3750^{0,25}} = 0,0404 .$$

Втрата напору складе:

$$h_T = \lambda \frac{L}{d} \frac{v^2}{2g} = 0,04 \frac{20}{25 \cdot 10^{-3}} \frac{3^2}{2 \cdot 9,81} = 14,7 \text{ м} .$$

1.17 Втрати напору на місцевих гідравлічних опорах

Місцеві втрати напору відбуваються на коротких ділянках трубопроводів у результаті зміни швидкостей потоку по величині і напрямку. На цих ділянках при турбулентному русі спостерігається відрив транзитного струменя від стінок каналу з утворенням зон завихрень, у яких має місце різко виражений несталий характер руху зі зворотною течією.

Втрату напору, витраченого на подолання будь-якого місцевого опору, прийнято оцінювати в частках швидкісного напору, що відповідає швидкості безпосередньо за розглянутим місцевим опором, тобто визначати її за формулою Вейсбаха:

$$h_M = \xi \frac{v^2}{2g} , \quad (1.60)$$

де ξ — коефіцієнт місцевого опору.

Коефіцієнт місцевих опорів, як правило, знаходять експериментально. Значення цих коефіцієнтів для деяких місцевих опорів наводяться в довідниках з гідравліки.

Основні види місцевих опорів можна розділити на такі групи:

— втрати, пов'язані зі зміною перерізу каналу (раптове розширення, звуження, а також поступове розширення і звуження потоку);

- втрати, викликані зміною напрямку потоку (коліна, косинці, відводи, установлені на трубопроводі);
- втрати, пов'язані з поділом або злиттям потоків (трійники, хрестовини і т. п.);
- втрати, пов'язані з протіканням рідини через гідравлічну апаратуру (золотники, клапани запобіжні, дроселі, вентиля запірні і т. п.);
- дуже важливим видом місцевого опору є раптове розширення потоку. Як відомо, у цьому випадку коефіцієнт втрат можна одержати теоретичним шляхом, що становить безсумнівний інтерес з погляду установлення фізичного змісту явищ, що відбуваються.

Раптове розширення потоку. Експерименти показують, що при раптовому розширенні трубопроводу (каналу) від діаметра d_1 до діаметра d_2 (рис. 1.22) потік, що потрапляє з вузької труби, розширюється не раптово, а поступово і рухається у виді вільного струменя, відділеного від основної маси рідини поверхнею розподілу. На виході з вузької труби (у перерізі I–I) струмінь зберігає свій поперечний розмір d_1 , тиск p_1 і швидкість v_1 , а тиск на торцевій стінці труби d_2 практично дорівнює тиску у вузькому перерізі струменя, тобто p_1 .

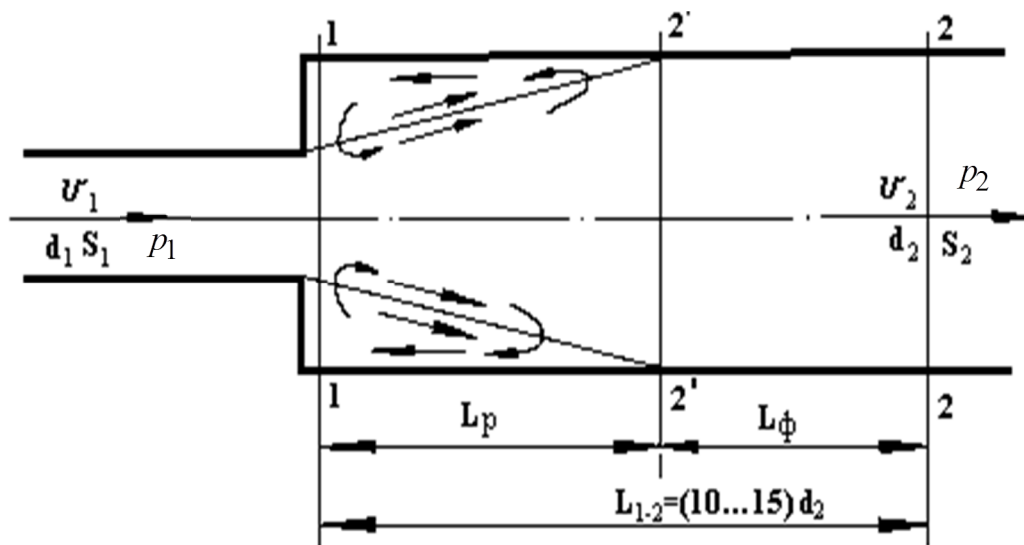


Рисунок 1.22 – Раптове розширення потоку

У міру розширення струменя відповідно до рівняння Бернуллі тиск у його перерізах підвищується, а швидкість зменшується. На деякій відстані L_p від початку розширення вільний струмінь торкається стінок широкої труби і заповнює всі її поперечні перерізи (2^1-2^1).

Далі починається перебудова профілю швидкостей до вигляду, характерного для сталого руху рідини в круглій циліндричній трубі постійного перерізу. Формування цього профілю закінчується на відстані L_ϕ

(див. рис. 1.22), де середня швидкість і тиск відповідно дорівнюють v_2 і p_2 . Довжина ділянки розширення струменя L_p і довжина ділянки L_ϕ залежать від режиму руху рідини і, отже, є змінними величинами. Внаслідок складності явища їхнє теоретичне визначення дуже важке.

На ділянці розширення струменя і зменшення його швидкості частки рідини мають кінетичну енергію, недостатню, щоб занадто далеко просунутися в область все наростаючого тиску. Частки рідини зупиняються і під дією градієнта тиску починають рухатися в зворотному напрямку. У результаті цього виникає зона вихрового руху, що підтримується безупинним обміном часток рідини, що знаходяться в цій зоні і транзитному потоці. Втрата енергії потоку на створення вихрів із наступним переходом їхньої кінетичної енергії в тепло під впливом сил внутрішнього тертя є основною втратою при раптовому розширенні потоку.

У перерізі 2^1-2^1 частки рідини мов би налипають на стінку труби і на ділянці формування профілю швидкостей L_ϕ будуть мати місце втрати на подолання сил внутрішнього тертя (аналогічно втратам напору по довжині трубопроводу).

Таким чином, втрати напору на місцевих гідравлічних опорах визначаються двома видами втрат, а саме: втратами, пов'язаними з відривом потоку і вихроутворенням, і втратами на тертя, обумовленими гальмівним впливом стінки труби. Обидва види втрат, у кінцевому результаті, перетворюються в теплову енергію, тобто в нагрівання робочої рідини.

Теоретично втрату напору при раптовому розширенні потоку можна визначити за допомогою рівняння Бернуллі (1.44) і теореми про зміну кількості руху. При цьому зробимо такі допущення, що спростують розв'язання задачі:

- розподіл швидкостей у контрольних перерізах 1–1 і 2–2 рівномірний (коефіцієнти Коріоліса і Буссенеска дорівнюють одиниці), що звичайно приймається при турбулентному режимі $Re = 3000$;
- дотичні напруження на стінці між перерізами 1–1 і 2–2 дорівнюють нулю, тобто дорівнюють нулю втрати напору по довжині на цій ділянці трубопроводу;
- тиск на торцевій стінці (у перерізі 1–1) рівномірний і дорівнює тиску у вузькому перерізі труби, тобто P_1 .

З урахуванням прийнятих допущень втрати напору між перерізами 1–1 і 2–2 відповідно до рівняння Бернуллі (1.44) складуть:

$$h_{pp}^{1-2} = \left(\frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} \right) - \left(\frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} \right) = \frac{p_1 - p_2}{\rho g} + \frac{v_1^2 - v_2^2}{2g}. \quad (1.61)$$

Для тих же двох перерізів на підставі теореми про зміну кількості руху маємо:

$$\rho Q(v_2 - v_1) = (p_1 - p_2)S_2, \quad (1.62)$$

де $Q = v_1 S_1 = v_2 S_2$ – постійна витрата рідини (рівняння нерозривності); S_1 і S_2 – площі поперечних перерізів трубопроводів.

Спільне розв'язання рівнянь (1.61) і (1.62) приводить до залежності

$$h_{PP}^{l-2} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}. \quad (1.63)$$

За такою ж формулою в теоретичній механіці визначається втрата кінетичної енергії при непружному ударі твердих тіл. Тому втрати тиску при раптовому розширенні потоку звичайно називають втратами тиску на удар. У дійсності при цьому ніякого удару не відбувається. У гідравліці ця формула часто називається формулою Борда.

Якщо в рівнянні (1.64) за допомогою рівняння нерозривності виразити спочатку v_2 через v_1 , а потім v_1 через v_2 , то ми одержимо такі рівняння втрати напору, виражені через швидкості на вході-виході місцевого опору:

$$h_{PP}^{l-2} = \left(1 - \frac{S_1}{S_2}\right)^2 \frac{v_1^2}{2g} = \xi_1 \frac{v_1^2}{2g}, \quad (1.64)$$

$$h_{PP}^{l-2} = \left(\frac{S_2}{S_1} - 1\right) \frac{v_2^2}{2g} = \xi_2 \frac{v_2^2}{2g} \quad (1.65)$$

У випадку витікання рідини в резервуар із великим поперечним перерізом $S_2 \gg S_1$ на підставі рівняння (1.64) втрата напору складе:

$$h_{PP} = \frac{v_1^2}{2g}.$$

Це значить, що при витіканні рідини з трубопроводу в резервуар значних розмірів увесь швидкісний напір (уся кінетична енергія потоку) губиться на вихреперетворення.

Приклад 1.10. Визначити втрату напору при раптовому розширенні потоку від діаметра труби $d_1 = 25$ мм до діаметра $d_2 = 50$ мм, якщо середня швидкість у вузькій трубі $v_1 = 5$ м/с (див. рис. 1.22).

Задачу розв'язати також для випадку раптового звуження потоку, коли рідина рухається в зворотному напрямку від перерізу 2–2 до перерізу 1–1. В обох випадках швидкості в трубах і співвідношення їхніх діаметрів прийняти однаковими.

Розв'язання. З рівняння нерозривності (1.26) середня швидкість у великій трубі складе:

$$v_2 = v_1(d_1 / d_2)^2 = 5(25 / 50)^2 = 1,25 \text{ м / с.}$$

У випадку раптового розширення потоку втрату напору визначимо за формулою Борда (1.63):

$$h_{PP}^{1-2} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g} = \frac{(5 - 1,25)^2}{2 \cdot 9,81} = 0,716 \text{ м.}$$

При раптовому звуженні потоку простий математичний аналіз не здійснений. Коефіцієнт втрат у цьому випадку рекомендується визначати за напівемпіричною формулою Ідельчика:

$$\xi_{36} = (1 - S_1 / S_2) / 2 = [1 - (25 / 50)^2] / 2 = 0,375,$$

а втрату напору – за загальною формулою Вейсбаха (1.60):

$$h_{36}^{2-1} = \xi_{36} \frac{V_1^2}{2g} = 0,375 \frac{5^2}{2 \cdot 9,81} = 0,478 \text{ м.}$$

Зниження втрат у другому випадку пояснюється тим, що при переході потоку у вузький переріз труби частки рідини прискорюються і рухаються в напрямку зменшення тиску, перешкоджаючи можливості відриву потоку і вихреутворення.

1.18 Витікання рідини через отвори і насадки

Дослідження витікання рідини через отвори і насадки мають велике практичне значення, тому що результати цих досліджень широко використовуються в розрахунках при створенні дросельних пристроїв, розподільної і контрольно-регулювальної гідроапаратури, струминної техніки й у багатьох інших випадках. Особливий інтерес представляє визначення швидкості витікання і витрати рідини.

Розглянемо спочатку витікання рідини через круглий отвір діаметром d_0 , який знаходиться в тонкій вертикальній стінці товщиною δ (рис. 1.23). Стінку можна вважати тонкою, якщо $\delta < 0,2d_0$. Тиск у ємності приймаємо постійним (рух сталий) і таким, що дорівнює p_1 . Витікання відбувається в навколишнє середовище з тиском p_0 .

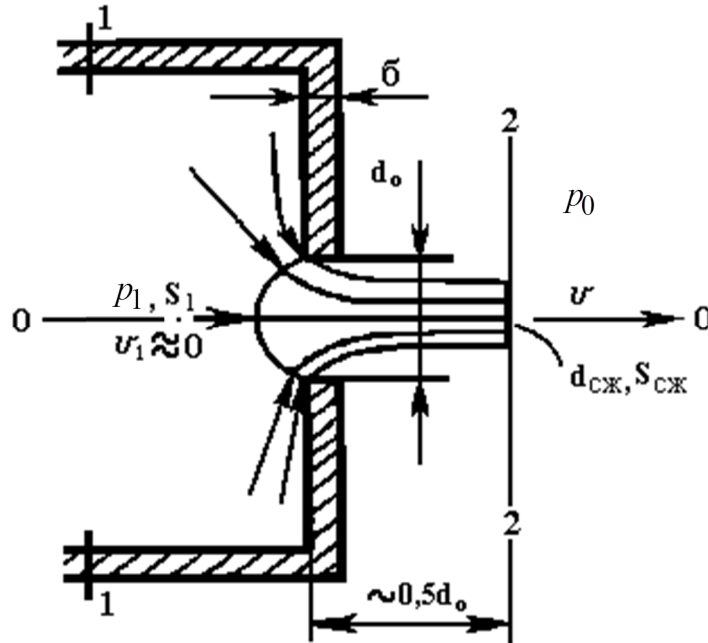


Рисунок 1.23 – Витікання рідини через круглий отвір у тонкій стінці

При витіканні через отвір рідина підтікає до нього з усіх боків. Струмінь відривається від стінки отвору і потім стискується. Стиск поперечного перерізу струменя відбувається, тому що рідина усередині посудини підтікає до отвору в радіальному напрямку і, досягши краю отвору, не може раптово змінити свого напрямку.

Як показують експерименти, на відстані від отвору, що дорівнює приблизно половині його діаметра d_0 , площа живого перерізу струменя набуває плоскої циліндричної форми і витрата струменя може бути знайдена як добуток швидкості на площу круга.

Швидкість витікання. Для визначення швидкості витікання напишемо рівняння Бернуллі для перерізів 1–1 і 2–2, прийнявши за площину порівняння горизонтальну площину, що проходить через центр ваги отвору ($z_1 = z_2 = 0$).

Тоді одержимо:

$$\frac{p_1}{\rho g} + \frac{\alpha_1 v_1^2}{2g} = \frac{p_0}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + h_w$$

Втрати напору між перерізами 1–1 і 2–2 визначимо за формулою Вейсбаха:

$$h_w = \xi_2 \frac{v_2^2}{2g},$$

де ξ_2 – коефіцієнт опору отвору.

Припускаючи, що поперечний переріз отвору S_0 дуже малий в порівнянні з площею посудини S_1 , можна припустити $v_1 = 0$. З урахуванням цього рівняння Бернуллі буде мати вигляд:

$$\frac{p_1}{\rho g} = \frac{p_0}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} + \xi_2 \frac{v_2^2}{2g},$$

звідки знайдемо швидкість витікання:

$$v_2 = v = \sqrt{\frac{1}{\alpha_2 + \xi_2}} \sqrt{\frac{2(p_1 - p_0)}{\rho}} = \varphi \sqrt{\frac{2(p_1 - p_0)}{\rho}}, \quad (1.66)$$

де $\varphi = \sqrt{\frac{1}{\alpha_2 + \xi_2}}$ – коефіцієнт швидкості отвору.

Витрата рідини, що проходить через отвір:

$$Q = v S_2 = \varphi S_2 \sqrt{\frac{2(p_1 - p_0)}{\rho}}.$$

У цьому рівнянні не відома площа стиснутого перерізу струменя S_2 . Відношення площі стиснутого перерізу струменя до площі отвору називається коефіцієнтом стиску струменя:

$$\varepsilon = \frac{S_2}{S_0}.$$

З урахуванням коефіцієнта стиску витрата струменя складе:

$$Q = \varphi \varepsilon S_0 \sqrt{\frac{2(p_1 - p_0)}{\rho}}.$$

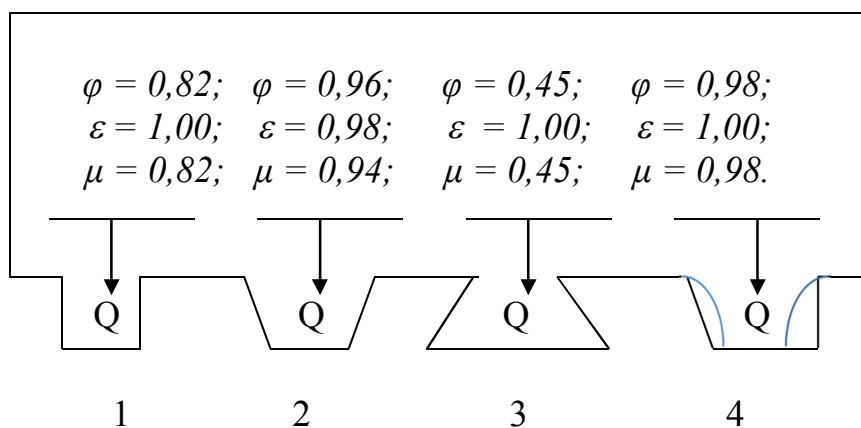
Звичайний добуток двох коефіцієнтів замінюється одним коефіцієнтом μ , що називається коефіцієнтом витрати. Тоді остаточно витрату струменя можна записати у вигляді:

$$Q = \mu S_0 \sqrt{\frac{2(p_1 - p_0)}{\rho}}. \quad (1.67)$$

Експериментами встановлено, що для круглих отворів у тонкій стінці можна прийняти: $\varphi = 0,97$; $\varepsilon = 0,64$; $\mu = 0,62$.

Витікання рідини через насадки. Якщо до отвору в тонкій стінці приєднати (насадити) короткий патрубок, що має довжину не меншу ніж 2,5...3 діаметрів отвору, такий патрубок називається насадком чи соплом. Приєднання насадка до отвору впливає на швидкість витікання і витрату рідини, тому що при цьому змінюються коефіцієнти насадка φ , ε , μ .

На рис. 1.24 показані найбільш розповсюджені типи насадок і наведені значення їхніх коефіцієнтів.



1 – зовнішній циліндричний; 2 – конічний, що сходиться;
3 – конічний розхідний; 4 – коноїдальний

Рисунок 1.24 – Типи насадків

Швидкість витікання і витрата насадка визначаються за формулами (1.66) і (1.67), що отримані для отвору в тонкій стінці, з урахуванням коефіцієнтів φ , ε , μ , наведених на рис. 1.24.

Приклад 1.11. Поршень гідроциліндра діаметром $D = 50$ мм рухається під дією вантажу $G = 10$ кН, витискуючи рідину в атмосферу через круглий отвір діаметром $d = 8$ мм. Отвір виконаний у нижній частині циліндра (рис. 1.25). Визначити швидкість опускання поршня v_n , якщо густина рідини $\rho = 900$ кг/м³. Тертям поршня і вагою стовпа рідини зневажити.

Як зміниться швидкість поршня, якщо до отвору приєднати зовнішній циліндричний насадок із таким же діаметром?

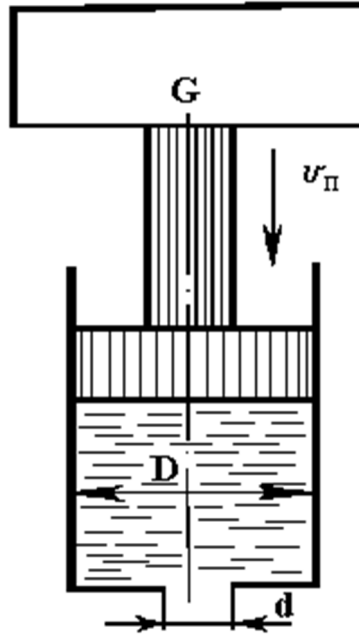


Рисунок 1.25 – Витискування рідини через отвір у нижній частині циліндра

Розв'язання. Надлишковий тиск під поршнем складе:

$$p = \frac{4G}{\pi D^2} = \frac{4 \cdot 10\,000}{\pi (50 \cdot 10^{-3})^2} = 5,09 \text{ МПа}.$$

Витрату рідини, що витікає через отвір, знайдемо за формулою (1.67):

$$Q = \mu \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{\frac{2p}{\rho}} = 0,62 \frac{\pi (8 \cdot 10^{-3})^2}{4} \sqrt{\frac{2}{900} \cdot 5,09 \cdot 10^6} = 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}.$$

Витрата отвору дорівнює витраті циліндра, і швидкість поршня складе:

$$v_n = \frac{4Q}{\pi D^2} = \frac{4 \cdot 3,3 \cdot 10^{-3}}{\pi (50 \cdot 10^{-3})^2} = 1,68 \text{ м/с}.$$

Коефіцієнт витрати зовнішнього циліндричного насадка $\mu = 0,82$ (див. рис. 1.24) більший від коефіцієнта витрати отвору $\mu = 0,62$ у $0,82/0,62 = 1,32$ рази. У стільки ж разів при підключенні насадка збільшується швидкість опускання поршня.

1.19 Гідравлічний розрахунок трубопроводів

За способом гідравлічного розрахунку трубопроводи можна розділити на дві групи: прості і складні. Простим називається трубопровід, що складається з однієї лінії труб однакового чи різного діаметра, але з однією витратою; будь-які інші трубопроводи називаються складними. У гідроприводах різних машин найчастіше розраховуються прості трубопроводи.

Послідовне з'єднання трубопроводів

Розглянемо три послідовно з'єднані трубопроводи різного діаметра і різної довжини, на кожному з яких установлені місцеві гідравлічні опори (рис. 1.26).

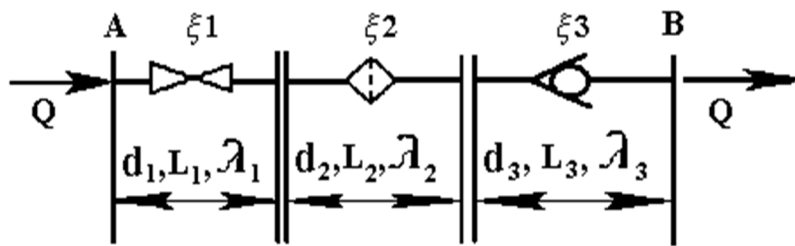


Рисунок 1.26 – Послідовне з'єднання трубопроводів

При гідравлічному розрахунку трубопроводів систем гідропривода заздалегідь відома витрата Q , швидкості руху рідини v , що рекомендуються, і діаметр труби d , на підставі яких можна визначити число Рейнольдса. Тому в даній задачі визначення коефіцієнтів опору λ і ξ не викликає утруднення.

Оскільки витрата в трубопроводах однакова, а втрата напору між точками А і В дорівнює сумі втрат на кожній ділянці трубопроводу, справедливі такі залежності:

$$\begin{aligned} Q_1 &= Q_2 = Q_3 = Q, \\ h_{A-B} &= h_1 + h_2 + h_3. \end{aligned} \quad (1.68)$$

Втрати напору на кожній ділянці трубопроводу складаються з втрат по довжині (1.54) і втрат на місцевих опорах (1.60). Тому рівняння (1.68) можна представити в такому вигляді:

$$h_{A-B} = \lambda_1 \frac{L_1}{d_1} \frac{v_1^2}{2g} + \xi_1 \frac{v_1^2}{2g} + \lambda_2 \frac{L_2}{d_2} \frac{v_2^2}{2g} + \xi_2 \frac{v_2^2}{2g} + \lambda_3 \frac{L_3}{d_3} \frac{v_3^2}{2g} + \xi_3 \frac{v_3^2}{2g}.$$

Замінюючи швидкості через витрату ($v = Q / S$) і виносячи витрату за дужки, одержимо:

$$h_{A-B} = (\lambda_1 \frac{L_1}{d_1} \frac{1}{2gS_1^2} + \xi_1 \frac{1}{2gS_1^2} + \lambda_2 \frac{L_2}{d_2} \frac{1}{2gS_2^2} + \xi_2 \frac{1}{2gS_2^2} + \lambda_3 \frac{L_3}{d_3} \frac{1}{2gS_3^2} + \xi_3 \frac{1}{2gS_3^2}) Q^2.$$

Суму в дужках позначимо через K і назвемо її коефіцієнтом опору системи трубопроводів. З урахуванням цього одержимо характеристику системи трубопроводів, що представляє собою залежність втрат напору (або тиску) від витрати:

$$h_{A-B} = K Q^2. \quad (1.69)$$

Паралельне з'єднання трубопроводів

Візьмемо трубопроводи, показані на рис. 1.26, і з'єднаємо їх паралельно (рис. 1.27). Нехай початком кожного трубопроводу є точка A , а сходяться трубопроводи в одній і тій же точці B . Витрата Q основного трубопроводу до розподілу і після злиття буде однаковою.

Головною задачею розрахунку паралельного з'єднання трубопроводів є визначення витрат Q_1, Q_2, Q_3 і втрат напору h_{w1}, h_{w2}, h_{w3} на кожній ділянці розгалуженого трубопроводу, якщо відомі загальна витрата Q , діаметри і довжини паралельних труб (d_1, d_2, d_3 і L_1, L_2, L_3).

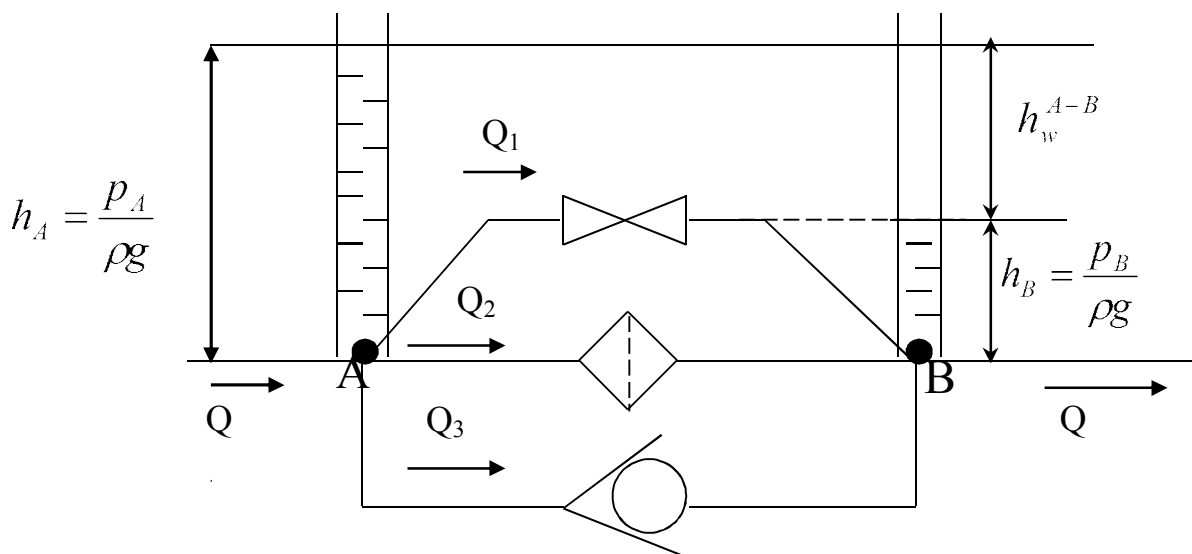


Рисунок 1.27 – Паралельне з'єднання трубопроводів

Оскільки тиск у точках з'єднання труб А і В для всіх ліній однаковий, то втрати напору в кожній паралельній лінії також будуть однаковими і будуть дорівнювати різниці показань двох п'єзометричних трубок, встановлених у цих точках. Отже, справедлива рівність:

$$h_w^{A-B} = h_{w1} = h_{w2} = h_{w3}. \quad (1.70)$$

Втрату напору на кожній лінії знайдемо за формулою (1.69), отриманою для послідовного підключення трубопроводів:

$$h_{w1} = K_1 Q_1^2, \quad h_{w2} = K_2 Q_2^2, \quad h_{w3} = K_3 Q_3^2. \quad (1.71)$$

При цьому пам'ятаємо, що:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3. \quad (1.72)$$

Спільне розв'язання рівнянь (1.70)...(1.72) дозволяє визначити втрату напору h_w^{A-B} і витрати на кожній ділянці трубопроводу Q_1, Q_2, Q_3 .

Співвідношення (1.70)...(1.72) справедливі також у тому випадку, коли трубопроводи (див. рис. 1.27) не сходяться в одній точці В, а подають рідину в різні місця, але з однаковим тиском.

Приклад 1.12. Визначити втрату напору в трубопроводі з витратою $Q = 70 \text{ л/хв}$. На трубопроводі встановлений вентиль запірний $\xi_v = 5$, фільтр магнітний $\xi_\phi = 2$ і клапан зворотний $\xi_z = 3$ (див. рис. 1.26). Трубопровід прийняти постійного діаметра $d = 18 \text{ мм}$ і загальної довжини $L = 20 \text{ м}$; густина рідини $\rho = 900 \text{ кг/м}^3$ і в'язкість $\nu = 20 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$.

Розв'язання. Швидкість руху рідини в трубопроводі:

$$v = \frac{4Q}{\pi D^2} = \frac{4 \cdot 70 \cdot 10^{-3}}{60 \cdot \pi \cdot (18 \cdot 10^{-3})^2} = 4,58 \text{ м/с}.$$

Число Рейнольдса

$$Re = \frac{vd}{\nu} = \frac{4,58 \cdot 18 \cdot 10^{-3}}{20 \cdot 10^{-6}} = 4122 \quad (Re > 2320).$$

При турбулентному режимі значення коефіцієнта втрат по довжині знайдемо за формулою Блазіуса:

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}} = \frac{0,3164}{4122^{0,25}} = 0,04.$$

Втрати напору в трубопроводі складаються з втрат по довжині і втрат на місцевих гідравлічних опорах:

$$h_{A-B} = \lambda \frac{L}{d} \frac{v^2}{2g} + (\xi_y + \xi_\phi + \xi_\kappa) \frac{v^2}{2g} = 0,04 \frac{20}{18 \cdot 10^{-3}} \frac{4,58^2}{2 \cdot 9,81} + \\ + (5+2+3) \frac{4,58^2}{2 \cdot 9,81} = 47,5 + 10,7 = 58,2 \text{ м.}$$

1.20 Гідравлічний удар у трубах

Гідроударом називається різке підвищення тиску в напірному трубопроводі внаслідок зміни швидкості руху рідини в часі.

Явище гідроудару супроводжується звуком, що нагадує удари молота по ковадлу, і різким струсом трубопроводу. Воно було відоме давно у водопровідній техніці. Однак у той час виходили з позиції нестисливої (ідеальної) рідини, що виключало можливість розкрити фізичну сутність цього явища. Вперше явище гідроудару теоретично й експериментально було досліджено професором М. Є. Жуковським, який у 1898 р. створив теорію гідравлічного удару. Дослідження М. Є. Жуковського показали, що гідравлічний удар являє собою складний хвильовий процес, що відбувається від стиснення рідини і розширення стінок труби.

Спрощено процес гідравлічного удару можна представити таким чином. Нехай рідина зі швидкістю v рухається в трубі діаметром d і довжиною L (рис. 1.28).

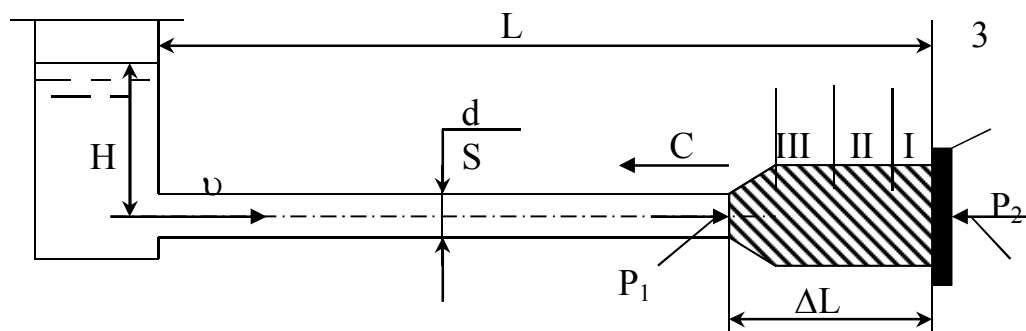


Рисунок 1.28 – Стадії переміщення ударної хвилі

Далі припустимо, що засув 3, установлений наприкінці трубопроводу, миттєво закривається. Тоді шар рідини, що стискається безпосередньо перед засувом, миттєво зупиняється. У результаті припинення руху і переходу кінетичної енергії в потенційну тиск у цьому шарі різко підвищується,

рідина стискується, а стінки труби розширюються. Слідом за першим шаром (I) зупиняється другий (II), третій (III) і наступні шари рідини (див. рис. 1.28), де також відбувається підвищення тиску, стиснення рідини і розширення стінок труби.

Зазначена пружна деформація рідини і труби відбувається з великою швидкістю C , що називається швидкістю поширення ударної хвилі. Після того, як зупиниться останній шар рідини біля резервуара, з якого починається трубопровід, тиск біля засува буде максимальним і буде дорівнювати тиску гідроудару.

Таким чином, після зупинення останнього шару рідини тиск у трубопроводі буде вищим від тиску в напірному резервуарі і рідина почне рухатися з трубопроводу в резервуар. У результаті цього відбудеться різке зниження тиску в трубопроводі. Зниження тиску в трубопроводі, що передається від шару до шару рідини і що поширюється в бік засува, називається зворотною ударною хвилею. Загальний час пробігу прямої і зворотної ударних хвиль називається тривалістю фази гідралічного удару:

$$T_{\phi} = 2 L/C. \quad (1.73)$$

Описаний процес відбувається надзвичайно швидко, тому що швидкість ударної хвилі дуже велика. Втрати енергії, що супроводжують коливальний рух рідини, приводять до поступового загасання даного процесу.

Формула гідралічного удару М. Є. Жуковського

При розробці основних теоретичних залежностей гідралічного удару М. Є. Жуковський користувався теоремою про зміну кількості руху.

Розглянемо відсік труби ΔL , у якому за час Δt рідина зупинилася й у результаті перетворення кінетичної енергії в потенційну відбулося підвищення тиску від p_1 до p_2 (див. рис. 1.28). За цей же час зупинена маса рідини в об'ємі $S\Delta L$ втрачає кількість руху:

$$m(v - 0) = \rho S \Delta L v,$$

що дорівнює імпульсу зовнішніх сил $(p_1 - p_2) S \Delta t$, тобто:

$$\rho S \Delta L v = \Delta P S \Delta t,$$

чи

$$\Delta P = \rho v \frac{\Delta L}{\Delta t}$$

де ρ – густина рідини;

$\Delta P = (p_1 - p_2)$ – підвищення тиску при гідроударі.

Відношення $\Delta L/\Delta t$ має розмірність швидкості і являє собою швидкість поширення ударної хвилі:

$$C = \frac{\Delta L}{\Delta t}.$$

Враховуючи це, одержимо формулу гідравлічного удару М. Є. Жуковського:

$$\Delta p = \rho v C. \quad (1.74)$$

З фізики відомо, що швидкість поширення ударної хвилі (пружних деформацій) дорівнює швидкості поширення звуку в даному середовищі і може бути знайдена за формулою:

$$C = \frac{\sqrt{\frac{E_0}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{E_0 d}{E \delta}}}, \quad (1.75)$$

де E_0 – модуль пружності рідини;

E – модуль пружності матеріалу стінки труби;

d – діаметр труби;

δ – товщина стінки труби.

Для сталевих труб ($E \gg E_0$) рівняння (1.75) перетвориться у відому формулу для визначення швидкості звуку в рідкому середовищі:

$$C_p = \sqrt{\frac{E_0}{\rho}}. \quad (1.76)$$

Для води $E_0 = 2 \times 10^9$ і $\rho = 998 \text{ кг/м}^3$, тоді

$$C_v = \sqrt{2 \cdot 10^9 / 998} = 1415 \text{ м/с}.$$

Формула Жуковського (1.74.) справедлива для випадку, коли час закриття засува: $t_z < T_\phi = 2L / C$.

При цьому має місце прямий гідроудар.

При $t_z > T_\phi$ виникає непрямий гідроудар, при якому ударна хвиля, відбившись від резервуара, повертається до засува раніше, ніж він буде цілком закритий.

При непрямому гідроударі підвищення тиску визначається за наближеною формулою:

$$\Delta p = \rho v c \frac{T\phi}{t_3} = \rho v \frac{2L}{t_3}, \quad (1.77)$$

де t_3 – час закриття засува.

Способи зменшення гідроудару

Способи пом'якшення гідроудару вибирають для кожного конкретного випадку з урахуванням характерних особливостей технологічного процесу і конструкції гідропривода.

З рівняння 1.77 видно, що найбільш ефективними і надійними засобами зменшення Δp є збільшення часу закриття засува t_3 і зменшення швидкості руху рідини v . Однак вимоги технологічного процесу не завжди дозволяють збільшити час перекриття трубопроводу, а зменшення швидкості руху рідини вимагає збільшення діаметра трубопроводів і гідравлічної апаратури.

Відомі й інші способи гасіння гідроударів, засновані на скиданні частини рідини з напірного трубопроводу 1 через запобіжний клапан 2 чи відведенні рідини в повітряний ковпак 3, що демпфірує (рис. 1.29).

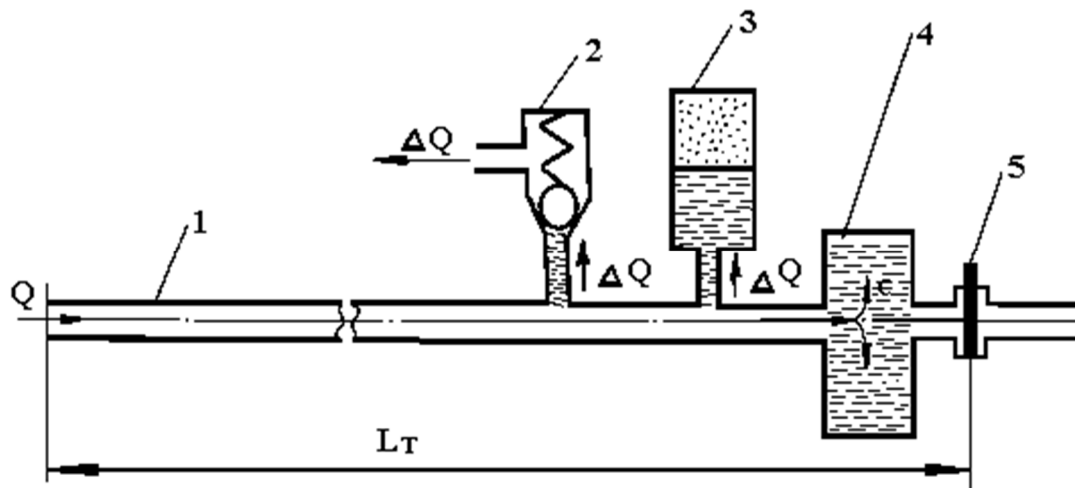


Рисунок 1.29 – Засоби пом'якшення гідроударів у напорному трубопроводі

У гідроприводах різних машин час фази гідроудару (1.73) – дуже мала величина, і зазначені способи гасіння гідроударів неефективні через великі сили інерції клапана і маси рідини, що скидається, а також великих опорів при русі рідини.

Досліджено можливість гасіння гідроударів у коротких трубопроводах рідинним компенсатором 4 (див. рис. 1.29), установленим безпосередньо перед засувом 5. При закритті засува збурювання, що виникають у трубопроводі 1, з великою швидкістю ударної хвилі поширюються на рідину в компенсаторі, викликаючи її пружні деформації, що знижують тиск гідравлічних ударів.

Теоретичні дослідження показали, що ефективність роботи рідинного компенсатора залежить від правильного вибору його об'єму. Отримано математичну залежність швидкості поширення ударної хвилі від відношення об'єму рідини в компенсаторі V_k до об'єму рідини в напірному трубопроводі V_m :

$$C_k = \frac{\sqrt{\frac{E_o}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{V_k}{V_m} + \frac{E_o d}{E_b}}} \quad (1.78)$$

У багатьох випадках гідроприводи містять відносно короткі трубопроводи, і об'єм рідинного компенсатора виходить не занадто великим.

Приклад 1.13. Визначити підвищення тиску при гідроударі в трубопроводі довжиною $L = 20$ м, діаметром $d = 10$ мм (товщина стінки $b = 3$ мм), якщо швидкість руху рідини $v = 5$ м/с, час спрацьовування електромагнітного золотника, встановленого наприкінці трубопроводу, $t_z = 0,02$ с. Модуль пружності масла $E_o = 1,72 \cdot 10^9$ Па, його густина $\rho = 901$ кг/м³; модуль пружності стінок сталевго трубопроводу $E = 206 \cdot 10^9$ Па.

Розв'язання. Швидкість поширення ударної хвилі визначимо за формулою (1.75):

$$C = \frac{\sqrt{\frac{E_o}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{E_o d}{E_b}}} = \frac{\sqrt{\frac{1,72 \cdot 10^9}{901}}}{\sqrt{1 + \frac{1,72 \cdot 10^9 \cdot 10}{206 \cdot 10^9 \cdot 3}}} = \frac{1382}{1,014} = 1363 \text{ м/с}.$$

Час фази (1.73) складе:

$$T_\phi = 2L / C = 2 \times 20 / 1363 = 0,0293 \text{ с}.$$

$t_z < T_\phi$, отже, має місце прямий гідроудар (1.74):

$$\Delta p = \rho v C = 901 \cdot 5 \cdot 1363 = 6,14 \text{ МПа}.$$

Великі кидки тиску можуть порушити нормальну роботу гідросистеми, отже, необхідна установка рідинного компенсатора.

Об'єм рідини в напірному трубопроводі знайдемо за формулою:

$$V_m = \pi d^2 L / 4 = \pi (10 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 20 / 4 = 1,57 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 = 1,57 \text{ л}.$$

При установці рідинного компенсатора ємністю $V_k = 20 \text{ л}$ швидкість поширення ударної хвилі (1.78) складе:

$$C_k = \frac{\sqrt{\frac{E_o}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{V_k}{V_m} + \frac{E_o d}{E_b}}} = \frac{\sqrt{\frac{1,72 \cdot 10^9}{901}}}{\sqrt{1 + \frac{20}{1,57} + \frac{1,72 \cdot 10^9 \cdot 10}{206 \cdot 10^9 \cdot 3}}} = \frac{1382}{3,71} = 372 \text{ м/с}.$$

Таким чином, установка рідинного компенсатора зменшує швидкість поширення ударної хвилі в $C/C_k = 1363/372 = 3,66$ рази. У стільки ж разів зменшиться тиск гідроудару і складе $6,14/3,66 = 1,67 \text{ МПа}$.

2 ГІДРАВЛІЧНІ МАШИНИ

2.1 Загальні відомості про гідромашини

До гідравлічних машин відносяться насоси і гідродвигуни.

Насосами називають гідромашини, у яких механічна енергія перетворюється в енергію рухомої рідини.

У гідродвигунах навпаки – енергія рухомої рідини перетворюється в механічну енергію.

Існують дві зовсім різні групи насосів: об'ємні, чи гідростатичні, (поршневі, роторні й інші) і лопасні, чи гідродинамічні (відцентрові, осьові та ін.).

В об'ємних насосах механічна енергія приводного двигуна перетворюється в потенційну енергію потоку рідини (у тиск). Характерною ознакою будь-якого об'ємного насоса є наявність однієї чи декількох робочих камер і витискувача, у якості якого може бути поршень, пластина, зуб шестерні і т. п.

Принцип дії лопасних насосів заснований на перетворенні механічної енергії приводного двигуна в кінетичну енергію потоку рідини. Перетворення енергії в них відбувається в процесі обтікання лопастей робочого колеса і їхнього силового впливу на потік рідини.

Об'ємні і лопасні насоси розрізняють за герметичністю (перші з них герметичні, другі – проточні); видом характеристик (перші з них мають жорстку характеристику, другі – положисту); характером подачі (перші створюють пульсуючу подачу, другі – рівномірну).

Напір (тиск) об'ємного насоса залежить від навантаження й установлення клапана тиску обов'язкове. У лопасних насосах створюваний напір залежить від подачі і не потрібне установлення запобіжного клапана. На відміну від лопасних об'ємні насоси допускають розвантаження і можуть працювати при більш високій в'язкості рідини; крім того, вони дозволяють регулювати подачу в процесі роботи насоса.

Усі гідромашини є оборотними. Принципово насос може працювати в режимі гідродвигуна, а гідродвигун – у режимі насоса. Однак при деяких конструктивних особливостях принцип оборотності не завжди можна реалізувати.

Основними параметрами будь-якого насоса є подача і напір (тиск). Добуток цих параметрів являє собою корисну потужність насоса, Bm :

$$N_k = Q\rho gH \quad \text{чи} \quad N_k = Qp, \quad (2.1)$$

де Q – подача насоса, m^3/c ; H – напір, m ; p – тиск, H/m^2 ; ρ – густина рідини.

Споживана потужність насоса оцінюється повним ККД:

$$N = N_k / \eta . \quad (2.2)$$

Повний ККД насоса являє собою добуток трьох часткових коефіцієнтів [2, 9]:

$$\eta = \eta_z \eta_m \eta_o , \quad (2.3)$$

де η_z – гідравлічний ККД, що враховує гідравлічні втрати на тертя і вихреутворення в проточній частині насоса;

η_m – механічний ККД, що враховує тертя в підшипниках і ущільненнях;

η_o – об'ємний ККД, що враховує витікання рідини через ущільнювальні зазори, а також втрати на всмоктуванні, стискання рідини, деформацію робочих камер та наявність у рідині нерозчинних пухирців повітря.

2.2 Поршневі насоси

Поршневі насоси можуть мати кривошипно-шатунний, кривошипно-кулісний, кулачковий та інші силові механізми.

Схема найпростішого однопоршневого насоса з приводом від кривошипно-шатунного механізму наведена на рис. 2.1.

При висуванні поршня 1 відбувається збільшення об'єму робочої камери 2 і тут утворюється вакуум. Тоді рідина з резервуара 3 під дією атмосферного тиску $p_{ат}$ піднімається, відкриваючи всмоктувальний клапан 4. У результаті цього відбувається процес усмоктування насоса, що буде тривати до зупинки поршня в крайньому правому положенні. При русі поршня в зворотному напрямку рідина з камери 2 через нагнітальний клапан 5 витискується (нагнітається) в систему, що складається, наприклад, з гідропідйомника 6.

Подача насоса, л/хв, визначається за формулою:

$$Q = S_n h n = \frac{\pi D_n^2}{4} h n , \quad (2.4)$$

де S_n – площа поршня діаметром D_n ; h – хід поршня; n – число подвійних ходів поршня за одиницю часу.

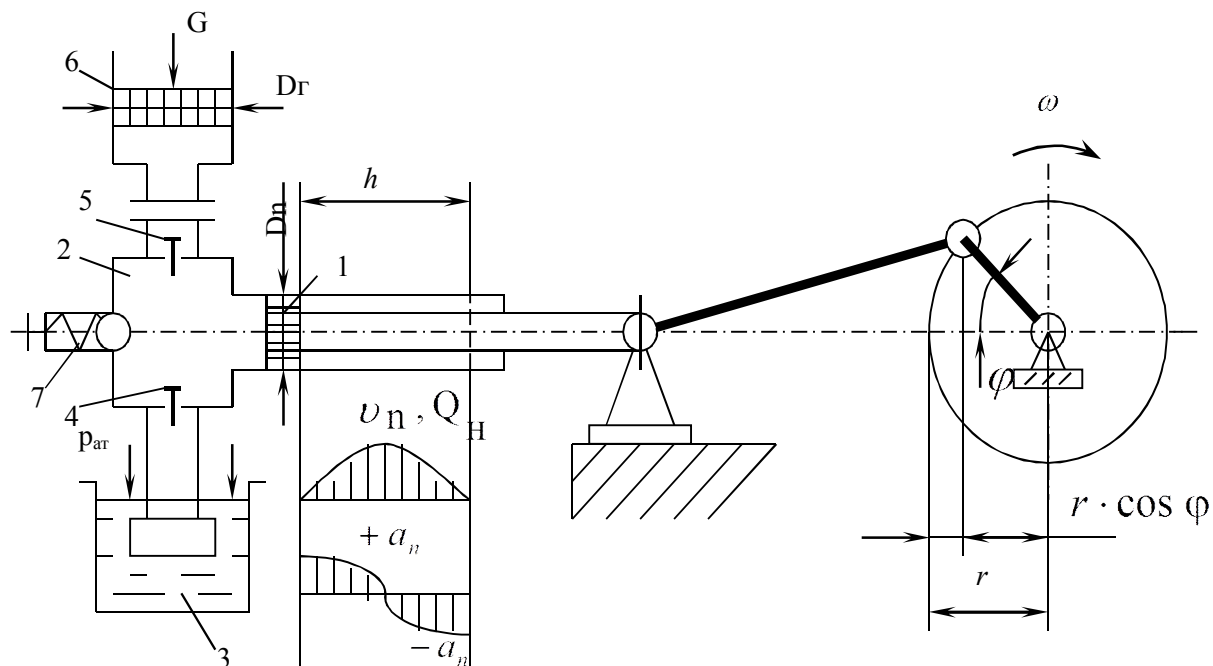


Рисунок 2.1 – Поршневий насос з приводом від кривошипно-шатунного механізму

Подача насоса за один оберт називається робочим об'ємом, см^3 , величина якого звичайно вказується в характеристиці насоса:

$$V_H = \frac{Q}{n} = \frac{\pi D_n^2}{4} h. \quad (2.5)$$

Тиск, створюваний насосом, залежить від навантаження. У розглянутому випадку:

$$p_H = p_\Gamma = \frac{4G}{\pi D_\Gamma^2},$$

де G – вага вантажу; D_Γ – діаметр поршня гідропідйомника.

При холостому ході гідропідйомника ($G = 0$) тиск насоса дорівнює нулю. Якщо навантаження G перевищує припустиму величину, відкривається запобіжний клапан 7, і рідина під тиском його настроювання скидається в резервуар 3.

Нерівномірність подачі насоса

Істотним недоліком поршневих насосів із кривошипно-шатунним механізмом є нерівномірність подачі і поява значних прискорень, а отже, і інерційних сил.

Як відомо, при співвідношенні радіуса кривошипа r і довжини шатуна L , яке дорівнює $r/L < 0,2 \dots 0,25$, поршень насоса робить хід (див. рис. 2.1):

$$x = r(1 - \cos \varphi), \quad (2.6)$$

де φ – кут повороту кривошипа.

Рівняння (2.6) являє собою закон руху поршня насоса.

Швидкість руху поршня знайдемо як похідну від шляху за часом:

$$v_n = \frac{dx}{dt} = r \sin \varphi \cdot \frac{d\varphi}{dt},$$

але $d\varphi / dt = \omega$ – кутова швидкість кривошипа.

Тоді

$$v_n = r\omega \sin \varphi. \quad (2.7)$$

Прискорення поршня дорівнює:

$$a_n = \frac{dv_n}{dt} = r\omega \cos \varphi \cdot \frac{d\varphi}{dt} = r\omega^2 \cos \varphi. \quad (2.8)$$

Криві зміни v_n й a_n у залежності від φ наведені на рис. 1.

Протягом одного оберту при $\varphi = 0$ і $\varphi = \pi$ швидкість поршня і подача насоса ($Q_H = v_n \cdot S_n$) дорівнюють нулю. При $\varphi = \pi / 2$ швидкість поршня і подача насоса досягають максимуму $v_{n(\max)} = r \cdot \omega$ і $Q_{H(\max)} = r \cdot \omega \cdot S_n$. В інтервалі зміни кутів від $\varphi = \pi$ до $\varphi = 2\pi$ відбувається процес усмоктування насоса і подачі не буде.

Прискорення дорівнює нулю при $\varphi = \pi / 2$ і $\varphi = 3\pi / 2$; досягає максимуму ($r\omega^2$) при $\varphi = 0$ і $\varphi = 2\pi$, мінімуму $-r\omega^2$ – при $\varphi = \pi$. Отже, екстремуми прискорення, рівні по величині і різні за знаком, досягаються при мертвих положеннях поршня, коли $v_n = 0$.

2.3 Роторно-поршневі гідромашини

До роторно-поршневих гідромашин відносяться радіально-поршневі й аксіально-поршневі насоси і гідродвигуни, у яких немає звичайного кривошипно-шатунного механізму, а їх кінематичною основою є інверсія кривошипно-шатунного механізму. Крім того, у цих машинах в одному блоці – роторі – встановлено кілька поршнів. Завдяки такій конструкції роторно-поршневі машини є швидкохідними, малоінерційними, характеризуються великою і більш рівномірною подачею, дозволяють регулювати подачу і змінювати напрямок руху потоку рідини.

2.3.1 Радіально-поршневі насоси і гідродвигуни

Найпростіший радіально-поршневий насос (рис. 2.2) містить ротор 1, у радіальних просвердлинах якого встановлені поршні 2, статор 3 і диск 4, що відокремлює всмоктувальну камеру насоса від нагнітальної.

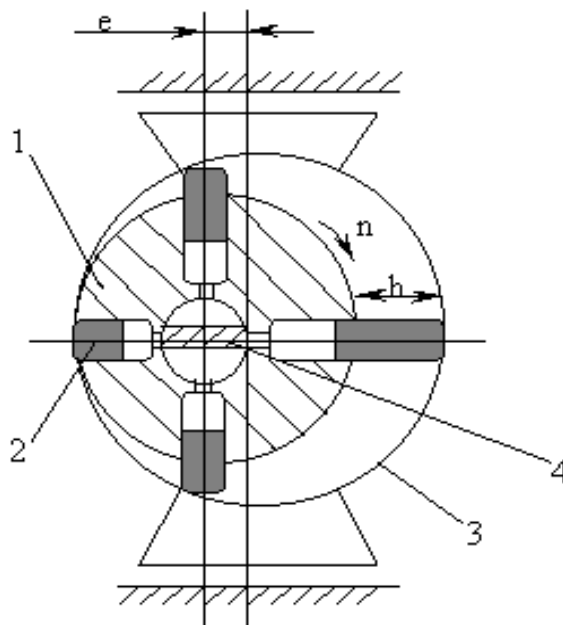


Рисунок 2.2 – Радіально-поршнева гідромашини

При обертанні ротора 1 на поршні 2 діють відцентрові сили, що забезпечують безупинне їхнє підтискування до внутрішньої поверхні статора 3. Але завдяки тому, що статор 3 встановлений ексцентрично відносно ротора 1, поршні 2, обертаючись разом з ротором 1 і ковзаючи своїми сферичними голівками по його внутрішній поверхні, будуть робити зворотно-поступальні рухи. У результаті цього і відбувається процес всмоктування і нагнітання рідини.

При подачі рідини під тиском у нагнітальний патрубок насоса і відведенні її через усмоктувальний патрубок насос буде працювати як гідродвигун.

Середню подачу радіально-поршневого насоса можна визначити за формулою:

$$Q_0 = \frac{\pi d^2}{4} h z \eta_0 n,$$

де d – діаметр поршня; h – хід поршня; z – число поршнів; η_0 – об'ємний ККД; n – частота обертання ротора насоса.

Як видно з рисунка 2.2, $h = 2e$, де e – ексцентриситет насоса. Враховуючи це,

$$Q_0 = \frac{\pi d^2}{2} z \eta_0 n e. \quad (2.9)$$

З рівняння видно, що подача радіально-поршневого насоса залежить від ексцентриситету e . У регульованих насосах величину ексцентриситету можна змінювати по величині і напрямку зсувом статора вручну чи автоматично. При установленні статора концентрично відносно ротора ($e = 0$ і $Q_0 = 0$) насос переводиться на холостий хід. Якщо величину ексцентриситету змінити на зворотну ($-e$), то відбудеться так званий реверс насоса (змінюється напрямок руху потоку рідини – всмоктувальний патрубок стає нагнітальним, а нагнітальний – всмоктувальним). Головною перевагою конструкції насоса є можливість установлення поршнів у кілька рядів по довжині ротора. Зі збільшенням числа поршнів забезпечується більш рівномірна і більш висока подача радіально-поршневого насоса.

До недоліків радіально-поршневих насосів і гідродвигунів варто віднести великий момент інерції ротора і тихохідність через великі відстані до голівок поршнів.

2.3.2 Аксіально-поршневі гідромашини

В аксіально-поршневих машинах поршні розташовані паралельно осі обертання ротора (рис. 2.3), що дозволяє зменшити діаметр ротора і його момент інерції, наблизити голівки поршнів до осі обертання ротора і зменшити радіальні сили, що діють на поршні. Завдяки такій конструкції

аксіально-поршневі машини виходять більш компактними, малоінерційними, швидкодіючими і високообертовими. До їхніх недоліків можна віднести більш низьку подачу, обмежену можливістю збільшення числа поршнів.

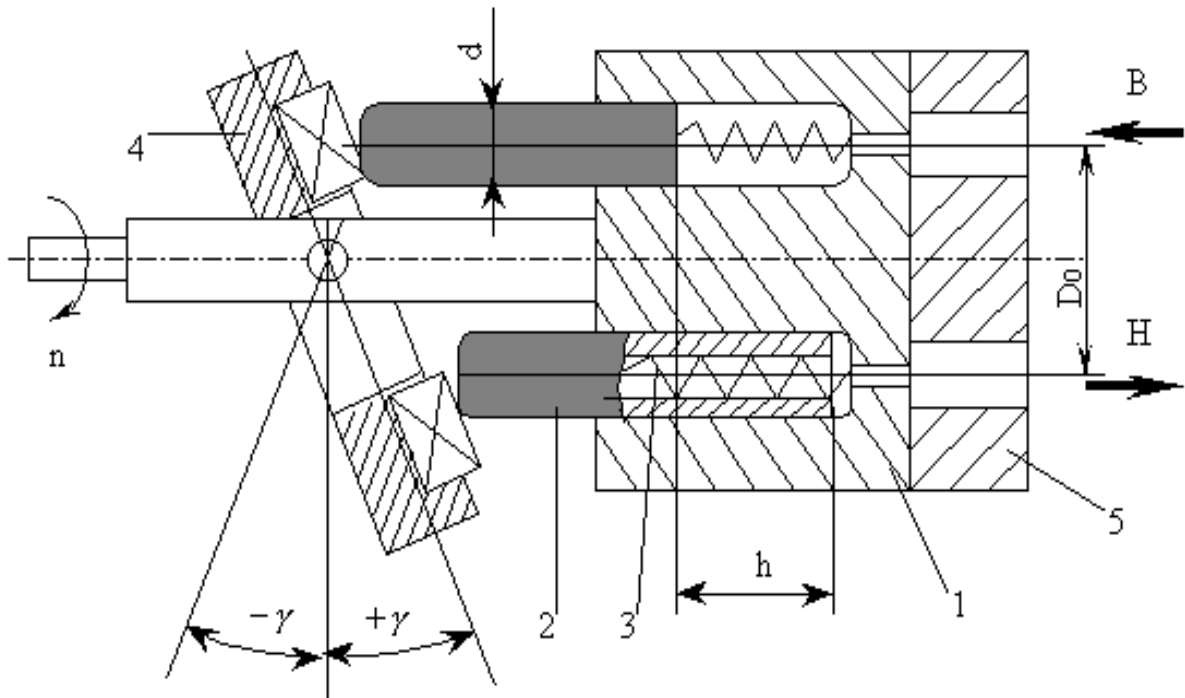


Рисунок 2.3 – Аксіально-поршнева гідромашина

Робота аксіально-поршневого насоса відбувається в такий спосіб.

При обертанні ротора 1 поршні 2 безупинно притискуються пружинами 3 до нерухомого похилого диска 4 і, обертаючись разом із ротором, роблять зворотньо-поступальні рухи, здійснюючи процес усмоктування і нагнітання насоса. Для поділу всмоктувальної і нагнітальної камер використовується кришка 5.

Якщо в насос подавати рідину під тиском в усмоктувальну камеру і відводити через нагнітальну, то він буде працювати як гідродвигун обертального руху.

Середню подачу аксіально-поршневого насоса знаходять за формулою:

$$Q_0 = \frac{\pi d^2}{4} h z \eta_0 n,$$

де d – діаметр поршня; h – хід поршня; z – число поршнів; η_0 – об'ємний ККД; n – частота обертання ротора насоса.

З рисунка 2.3 виходить:

$$h = D_0 \operatorname{tg} \gamma ,$$

де D_0 – діаметр окружності, по якій установлені поршні насоса;
 γ – кут нахилу диска.

Враховуючи це, подача насоса складе:

$$Q_0 = \frac{\pi d^2}{4} D_0 z \eta_0 n \operatorname{tg} \gamma . \quad (2.10)$$

З рівняння (2.10) видно, що подача насоса залежить від кута γ . При установленні диска у вертикальне положення поршні, що обертаються разом із ротором, не будуть робити зворотно-поступальних рухів і подача насоса в цьому випадку дорівнює нулю. При установленні диска в зворотне положення ($-\gamma$) відбудеться реверс насоса.

Таким чином, аналогічно радіально-поршневим аксіально-поршневі машини є регульованими і реверсивними.

2.4 Пластинчасті гідромашини

До пластинчастих гідромашин відносяться пластинчасті насоси і пластинчасті гідродвигуни. За принципом дії пластинчасті насоси добре пристосовані для того, щоб переміщати значні об'єми рідини при порівняно невеликих розмірах самого насоса. Завдяки малим габаритним розмірам, високому ККД і великій надійності ці насоси широко застосовують у гідроприводах верстатів і іншого устаткування.

Схему найпростішого пластинчастого насоса однократної дії наведено на рисунку 2.4.

У радіальних (або злегка нахилених) пазах ротора 1 насоса встановлені пластини 2, що під дією відцентрових сил безупинно притискаються до статора 3. Статор встановлений ексцентрично відносно ротора, тому пластини, обертаючись разом із ротором, роблять одночасно зворотно-поступальні рухи.

При видаленні пластин від точки мінімальної відстані між поверхнями ротора, що обертається, і нерухомого статора об'єм порожнини між пластинами збільшується. У результаті тиск тут падає і порожнина заповнюється рідиною, що надходить через вікно 4 з усмоктувального патрубку 5.

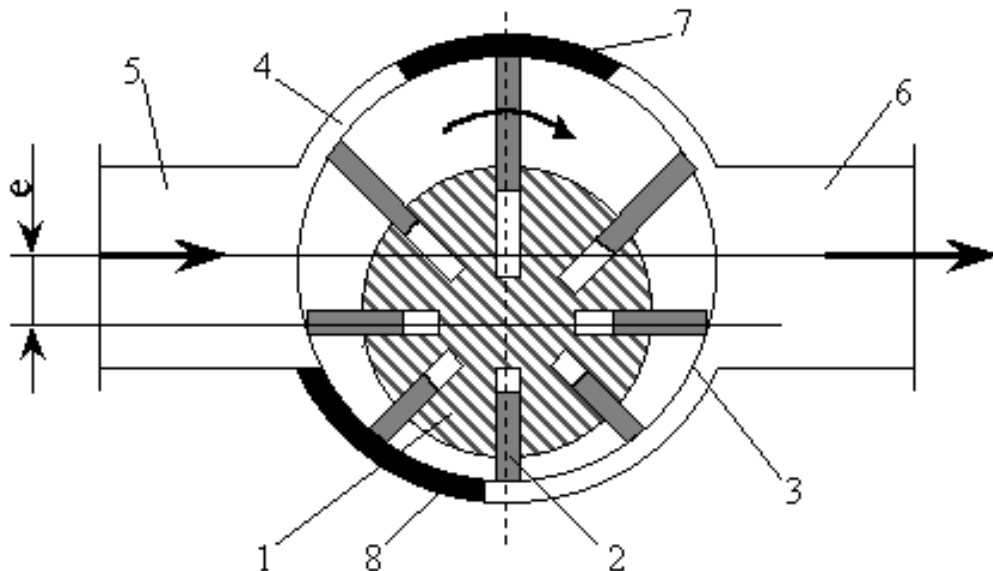


Рисунок 2.4 – Пластинчаста гідромашина

Рідина, що надійшла в порожнину усмоктування, переноситься пластинами в напрямку обертання ротора. Потім, коли пластини проходять точку з максимальною відстанню між ротором і статором, об'єм простору між пластинами починає скорочуватися, і рідина витискується в порожнину нагнітання через протилежне вікно в нагнітальний патрубок 6 насоса.

Для відділення нагнітальної порожнини насоса від усмоктувальної передбачені ущільнювальні виступи 7 і 8. Довжина виступу 7 робиться з таким розрахунком, щоб у момент заходу однієї пластини в межі виступу попередня пластина виходила за його межі.

Подача пластинчастих насосів – пульсуюча. Мінімальна подача має місце в момент вступу пластини в роботу, а максимальна – тоді, коли пластина заходить у положення, що відповідає найбільшій відстані між статором і ротором. У розглянутому насосі кожна пластина протягом одного оберту ротора один раз бере участь в усмоктуванні рідини й один раз – у нагнітанні. Тому ці машини називаються однократної дії.

Середню подачу пластинчастого насоса однократної дії можна визначити за формулою:

$$Q_0 = 2b(\pi D - \delta z)\eta_0 n e, \quad (2.11)$$

де b – ширина ротора (довжина пластини); D – діаметр статора; δ і z – товщина пластини і число пластин; η_0 – об'ємний ККД; e – ексцентриситет насоса.

З рівняння (2.11) видно, що шляхом зміни ексцентриситету e можна регулювати подачу і здійснювати реверс насоса.

Істотним недоліком конструкції насоса є неврівноваженість ротора. Тиск нагнітання, що діє на поверхню ротора, викликає значне навантаження на підшипники, обмежуючи термін їхньої служби. Повної урівноваженості ротора вдається досягти в пластинчастих насосах дворазової дії, що, однак, є нерегульованими машинами. Спроби створити гідравлічно розвантажені конструкції пластинчастих насосів з регульованою подачею не дали позитивних результатів.

Пластинчасті гідромашини обертові. Однак більшість насосів цього типу не можуть бути використані як гідродвигуни (гідромотори) без модифікації конструкції.

2.5 Шестеренні насоси

Шестеренні насоси (рис. 2.5) відрізняються простою конструкцією, надійністю роботи, довговічністю і практично перекачують масла будь-якої в'язкості. Діапазон робочих тисків може бути до 10 МПа і вище. Частота обертання насоса може бути досить великою (у літакових приводах – до 5400 об/хв), що дозволяє при малих розмірах і масі одержати велику подачу насоса.

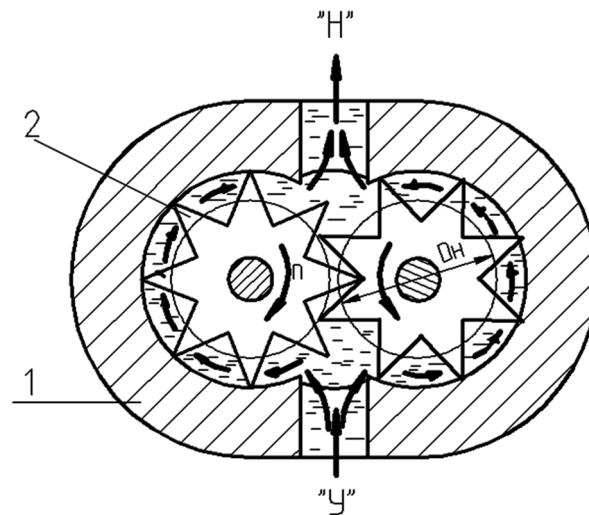


Рисунок 2.5 – Шестеренний насос із зовнішнім зачепленням

Шестеренні насоси є нерегульованими, нереверсивними і мають більш низький об'ємний ККД, ніж інші роторні машини. Крім того, через нерівномірність обертання ротора і пульсації тиску ці машини як гідромотори застосовуються порівняно рідко.

Конструкція шестеренного насоса проста. Насос містить корпус 1, у якому поміщені шестірні 2. При обертанні шестерень у напрямку, зазначеному на рисунку, нижче від лінії зачеплення зуб однієї шестірні виходить із западини іншої шестірні. В об'ємі, що звільняється, тиск падає, рідина всмоктується і переноситься западинами шестерень із усмоктувальної камери «У» до нагнітальної камери «Н» у напрямку, зазначеному стрілками. Одночасно з цим вище від лінії зачеплення зуб однієї шестірні заходить у западину іншої шестірні і рідина витискується в систему.

Подачу насоса можна визначити в припущенні, що об'єм западин однієї шестірні дорівнює об'єму зубів іншої шестірні. Враховуючи це, середня подача насоса складе:

$$Q_0 = 2 \pi D_H m b \eta_0 n ,$$

де D_H – діаметр початкової окружності шестірні; m – модуль зачеплення; b – ширина шестірні; η_0 – об'ємний ККД; n – частота обертання шестерень.

Оскільки об'єм западин трохи більший від об'єму зубів, то при визначенні середньої подачі шестеренного насоса замість 2π можна підставити 7, і оскільки $m = \frac{D_H}{z}$, де z – число зубів, то можна остаточно записати:

$$Q_0 = 7 \frac{D_H^2}{z} b \eta_0 n . \quad (2.12)$$

З формули (1.12) видно, що зі зменшенням числа зубів подача насоса збільшиться. Однак зі зменшенням числа зубів відбувається підрізування ніжок зубів і зменшення міцності. Тому число зубів у шестерень приймають таким, що дорівнює 6...12.

2.6 Відцентрові насоси

Відцентрові (лопасні) насоси на відміну від раніше розглянутих об'ємних насосів мають подачу, що залежить від напору (тиску), а також дуже широкий діапазон зміни ККД. Тому вибір насоса повинний проводитися з урахуванням його характеристики, що практично не піддається розрахунку й знаходиться тільки експериментально.

У залежності від призначення відцентрові насоси можуть бути одноступінчастими, двоступінчастими і багатоступінчастими. Рідина в них проходить через послідовно з'єднані робочі колеса, що поступово збільшують напір до заданої величини. Насоси можуть бути з горизонтальним і вертикальним валом. Найбільш розповсюджений тип сучасного відцентрового насоса – насос із горизонтальним валом, що безпосередньо з'єднується з двигуном і має спіральну камеру (закруток).

Головною частиною насоса (рис. 2.6) є робоче колесо 1, що складається з вигнутих лопастей. Кожна пара сусідніх лопастей утворює скривлений канал перемінного перерізу. При обертанні робочого колеса під дією відцентрових сил частки рідини з великою швидкістю рухаються по цих каналах від центра колеса до його периферії.

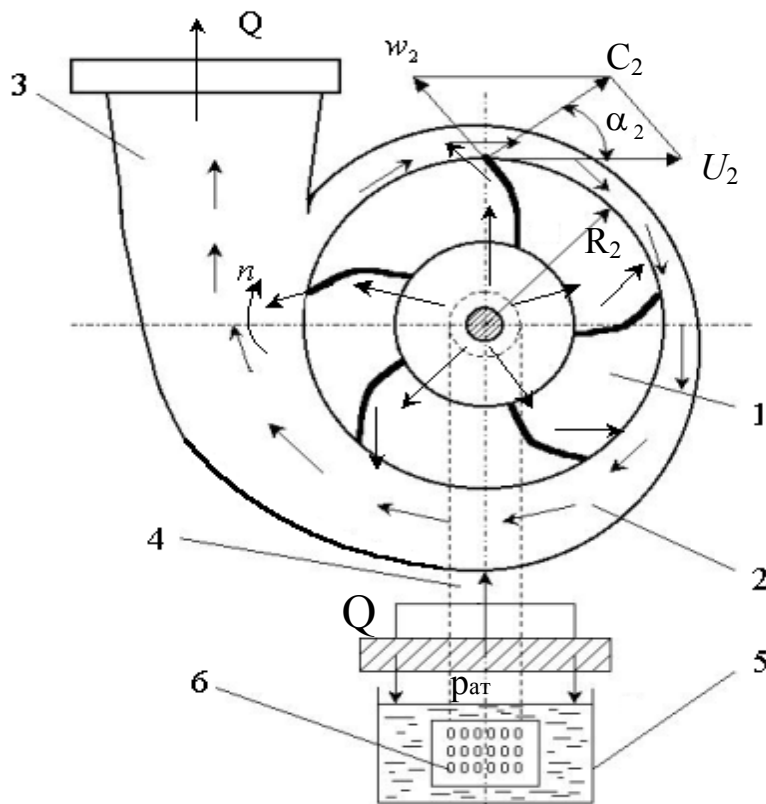


Рисунок 2.6 – Відцентровий насос

Для перетворення кінетичної енергії потоку рідини, що вийшла з каналів робочого колеса, у потенційну енергію тиску робоче колесо охоплене спіральним відводом – закрутком 2, переріз якого плавно збільшується. Обійшовши закруток, рідина надходить у дифузор 3, у якому потік остаточно сповільнюється до тиску, що відповідає робочому тиску насоса.

У результаті зазначеного руху рідини в бік нагнітальної лінії в усмоктувальному патрубку 4 створюється вакуум. Тоді зовнішній (атмосферний) тиск $p_{ат}$, що діє на вільну поверхню рідини в резервуарі 5, відкриває всмоктувальний клапан, убудований у фільтрі 6, і рідина з резервуара почне надходити на вхід робочого колеса насоса. У такий спосіб забезпечується безупинний потік рідини через відцентровий насос.

Перед пуском насос заливається рідиною, злив якої в резервуар 5 запобігається зворотним клапаном, убудованим у фільтрі 6. Іноді насос обладнується засувкою, яку встановлюють на нагнітальній трубі, що дозволяє регулювати подачу насоса і відключати його від системи. Крім того, на нагнітальній трубі звичайно встановлюється зворотний клапан, що автоматично закривається в момент припинення подачі насоса.

2.6.1 Характеристики відцентрових насосів

Відома теорія лопасних машин, що випередила розвиток техніки майже на сто років, була створена членом Російської академії наук Леонардом Ейлером (1707–1783 рр).

На базі теореми про зміну моменту кількості руху і закону збереження енергії для відцентрового насоса з радіальним входом робочої рідини можна одержати теоретичний напір, створюваний насосом:

$$H_T = \frac{c_2 u_2 \cos \alpha_2}{g}, \quad (2.13)$$

де (див. рис. 2.6) u_2 – колова швидкість на виході робочого колеса, спрямована по дотичній до окружності радіусом R_2 ; w_2 – відносна швидкість, спрямована по дотичній до поверхні лопастей і на виході робочого колеса; c_2 – абсолютна швидкість, що представляє собою діагональ паралелограма, що побудований на векторах швидкостей u_2 і w_2 ; α_2 – кут між абсолютною й коловою швидкостями.

Рівняння (2.13) дозволяє визначити основну характеристику відцентрового насоса, що представляє собою залежність теоретичного напору H_T від теоретичної подачі Q_T . З паралелограма (рис. 2.7) витікає, що

$$c_2 \cos \alpha_2 = u_2 - c_{2r} \operatorname{ctg} \beta_2.$$

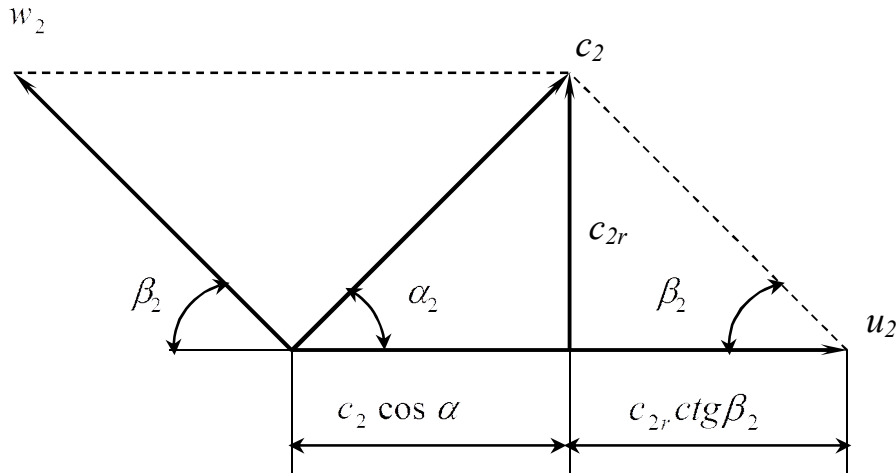


Рисунок 2.7 – Співвідношення між коловою u_2 та відносною w_2 швидкостями

Підстановка $c_2 \cos \alpha_2$ у рівняння (2.13) дає:

$$H_T = \frac{u_2}{g} (u_2 - c_{2r} \operatorname{ctg} \beta_2). \quad (2.14)$$

Зневажаючи товщиною лопастей, теоретичну подачу насоса знайдемо як добуток радіальної швидкості c_{2r} на вихідну площу робочого колеса:

$$Q_T = c_{2r} 2\pi R_2 b_2, \quad (2.15)$$

де R_2 – зовнішній радіус робочого колеса; b_2 – ширина колеса.

Радіальну швидкість знайдемо з рівняння (2.15):

$$c_{2r} = \frac{Q_T}{2\pi R_2 b_2}.$$

Підставляючи c_{2r} у рівняння (2.14), одержимо:

$$H_T = \frac{u_2}{g} \left(u_2 - \frac{Q_T}{2\pi R_2 b_2} \operatorname{ctg} \beta_2 \right) = \frac{u_2^2}{g} - \frac{u_2 \operatorname{ctg} \beta_2}{g 2\pi R_2 b_2} Q_T.$$

При постійній частоті обертання робочого колеса u_2 і β_2 постійні.

Тому можна позначити:

$$H_0 = \frac{u_2^2}{g}; \quad K = \frac{u_2 \operatorname{ctg} \beta_2}{g 2\pi R_2 b_2}. \quad (2.16)$$

Тоді одержимо теоретичну характеристику відцентрового насоса в такому вигляді:

$$H_T = H_0 - KQ_T. \quad (2.17)$$

Як видно з рівняння (2.17), залежність теоретичного напору від теоретичної подачі носить лінійний характер. Коефіцієнт K (2.16) нахилу прямої залежить від кута β_2 загнутості лопастей на виході з робочого колеса (див. рис. 2.7). На рис. 2.8 показані теоретичні характеристики насоса: з радіальним виходом з робочого колеса – $\beta_2 = 90^\circ$; з лопастями, вигнутими вперед – $\beta_2 > 90^\circ$, вигнутими назад – $\beta_2 < 90^\circ$.

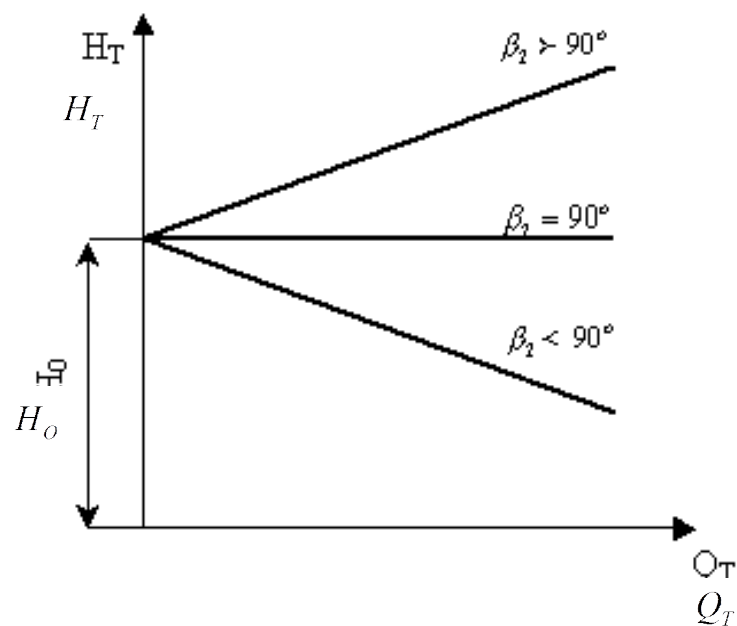


Рисунок 2.8 – Теоретичні характеристики насоса

У робочих колесах із радіальними ($\beta_2 = 90^\circ$) і вигнутими вперед ($\beta_2 > 90^\circ$) лопастями канал між сусідніми лопастями виходить із великим кутом розширення, що викликає відрив потоку і великі втрати енергії в робочому колесі і проточній частині насоса. Тому більшість сучасних насосів мають лопасті, вигнуті назад ($\beta_2 < 90^\circ$), і їхня теоретична характеристика виражається на графіку спадною прямою.

Теоретичні залежності відцентрових насосів отримані без урахування гідравлічних втрат, які при великій швидкості руху рідини в проточній частині насоса можуть бути досить великі. Оскільки теоретично неможливо визначити втрати в насосі, то його характеристику досліджують експериментально на заводі – виробнику насосів.

Звичайно під характеристикою відцентрового насоса розуміють залежність напору H , ККД η і потужності N від подачі насоса Q при $n = \text{const}$ (рис. 2.9).

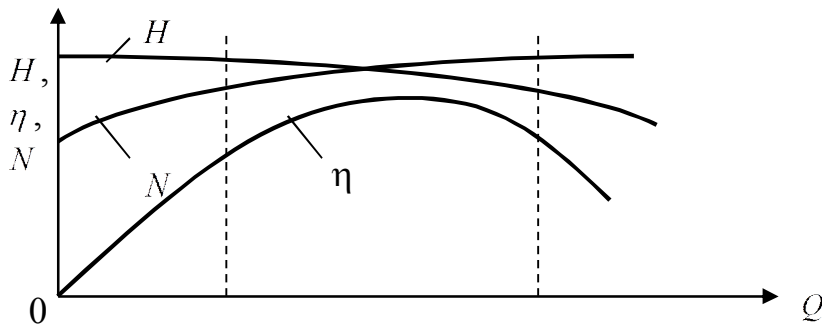


Рисунок 2.9 – Характеристика відцентрового насоса

Таким чином, робота відцентрового насоса характеризується системою трьох кривих: $H = f(Q)$, $\eta = f(Q)$ і $N = f(Q)$, у результаті аналізу яких можна скласти повне уявлення про його роботу і зробити насос для конкретних умов.

Режим роботи насоса при максимальному ККД називається оптимальним. При експлуатації насоса потрібно прагнути до того, щоб відхилення від оптимального режиму були незначними. Зона роботи насоса в діапазоні оптимального режиму відзначається на характеристиці пунктирними лініями, як це показано на рис. 2.9. Характерним є те, що при нульовій подачі споживана потужність насоса мінімальна, але не дорівнює нулю. Тому пуск насоса варто здійснювати при закритій засувці, яку поступово відкривають після того, як насос досягне заданих обертів. Занадто довга робота із закритою засувкою неприпустима через сильне нагрівання рідини і можливості виникнення кавітації. Перед зупинкою насоса засувка повинна бути закрыта.

2.6.2 Робота насоса на мережу і визначення робочої точки насоса

Для визначення режиму роботи відцентрового насоса треба на одному графіці в однакових масштабах нанести характеристику насоса і характеристику мережі. Точка перетинання цих двох характеристик називається робочою точкою (р.т.). Якщо робоча точка знаходиться в зоні оптимального ККД, то характеристика насоса відповідає характеристиці мережі і насос вважається підібраним правильно. Розглянемо це на наступному прикладі (рис. 2.10).

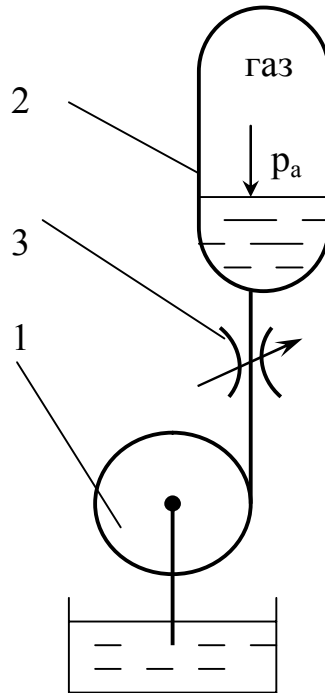


Рисунок 2.10 – Подача рідини відцентровим насосом у пневмогідравлічний акумулятор

Відцентровий насос 1 подає рідину в пневмогідравлічний акумулятор 2, тиск у якому підтримується постійним ($p_a = \text{const}$). На виході насоса встановлена регулювальна засувка (дросель) 3.

Для визначення робочої точки на графіку (рис. 2.11) нанесена характеристика насоса $H = f(Q)$ і його ККД $\eta = f(Q)$, прийняті з каталогу заводу-виготовлювача насосів.

Зневажаючи втрати енергії в трубопроводі, для одержання характеристики мережі можна скористатися рівнянням витрати рідини через дросель:

$$Q = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} (p - p_a)} , \quad (2.18)$$

де μ – коефіцієнт витрати; S – площа відкриття засувки; p – тиск насоса.

З рівняння (2.18) витікає:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_a}{\rho} + \frac{l}{2\mu^2 S^2} Q^2$$

або, поділивши на g , одержимо:

$$H_c = H_0 + K_c Q^2, \quad (2.19)$$

де

$$H_c = \frac{p}{\rho g}; \quad H_0 = \frac{p_a}{\rho g} \quad i \quad K_c = \frac{1}{2\mu^2 S^2}. \quad (2.20)$$

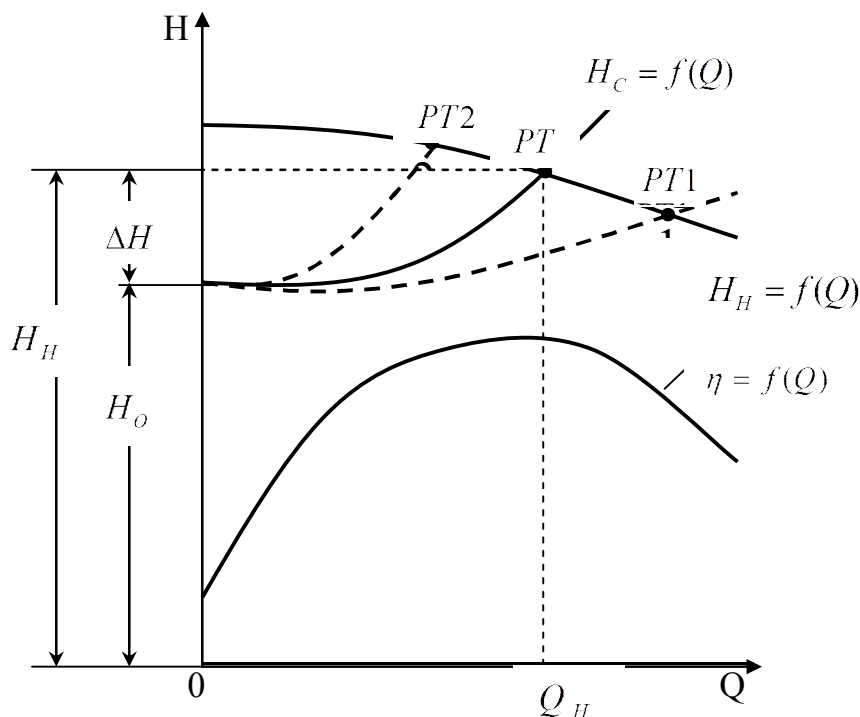


Рисунок 2.11 – Визначення робочої точки

Вираз (2.19) являє собою рівняння параболи і є характеристикою мережі. Якщо характеристику мережі представити на одному графіку з робочою характеристикою насоса [крива $H_H = f(Q)$ на рис. 2.11], то точка перетинання характеристик (точка РТ.) буде робочою точкою насоса. На рис. 2.11 робоча точка знаходиться в зоні максимального ККД насоса і, отже, характеристика насоса відповідає характеристиці мережі. У цій точці напір насоса H_H складається з корисного напору H_0 (тиску акумулятора) і напору ΔH , що гаситься засувкою (дроселюється). При збільшенні площини відкриття засувки (зменшенні коефіцієнта K_c) робоча точка переміщується в точку РТ.1, у якій втрата напору ΔH зменшується, але разом з цим зменшується ККД насоса. З прикриттям засувки робоча точка переміщується в точку РТ.2, у якій втрати на дроселювання ΔH збільшуються і ККД насоса падає.

Таким чином, регулювання насоса дроселюванням викликає додаткові втрати енергії. Однак, завдяки простоті, регулювання засувкою одержало найбільше поширення.

Більш економічним є спосіб регулювання режиму роботи насоса зміною частоти обертання, тобто зміною характеристики самого насоса.

Якщо Q_1 , H_1 і N_1 – подача, напір і потужність при частоті обертання n_1 , а Q_2 , H_2 і N_2 – при частоті насоса n_2 , то між ними існує зв'язок:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{n_1}{n_2}; \quad \frac{H_1}{H_2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \quad \text{и} \quad \frac{N_1}{N_2} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^3. \quad (2.21)$$

Співвідношення (2.21) дозволяють зробити перерахування наявної характеристики насоса на нову частоту обертання n_2 . Для цього задаються декількома значеннями подачі Q_1 і по наявній характеристиці знаходять відповідний напір H_1 і потужність N_1 . Підстановка знайдених значень у рівняння (2.21) дозволяє одержати значення подачі Q_2 , напору H_2 і потужності N_2 , що є координатами точок характеристики насоса при частоті обертання n_2 . При цьому можна вважати, що ККД насоса не залежить від частоти обертання насоса.

Регулювання насоса зміною частоти обертання приводного двигуна обмежується тим, що асинхронні електродвигуни з короткозамкнутим ротором практично не допускають зміни частоти обертання насоса. У великих закордонних насосних станціях (наприклад, систем гідравлічного видавлення окалини потужністю 12 000 до кВт) між насосом і електродвигуном установлюється двоступінчастий редуктор, що дозволяє при відсутності витрати в гідросистемі знизити оберти насоса в 2 рази і зменшити споживану потужність у 8 разів. У вітчизняній практиці зазначені пристрої не застосовуються.

2.6.3 Паралельна і послідовна робота насосів на мережу

Паралельна робота відцентрових насосів використовується для збільшення витрати в гідравлічній мережі. При паралельному підключенні насоси створюють однакові напори, а витрата мережі дорівнює сумі подач усіх паралельно працюючих насосів. Для одержання загальної (сумарної) характеристики насосів треба для кожного заданого напору H_i скласти подачі насосів. Така побудова для двох насосів із однаковими характе-

ристиками виконана на рис. 2.12, де $H = f_1(Q)$ – характеристика одного насоса; $H = f_2(Q)$ – загальна характеристика паралельно працюючих насосів; $H = f_0(Q)$ – характеристика мережі.

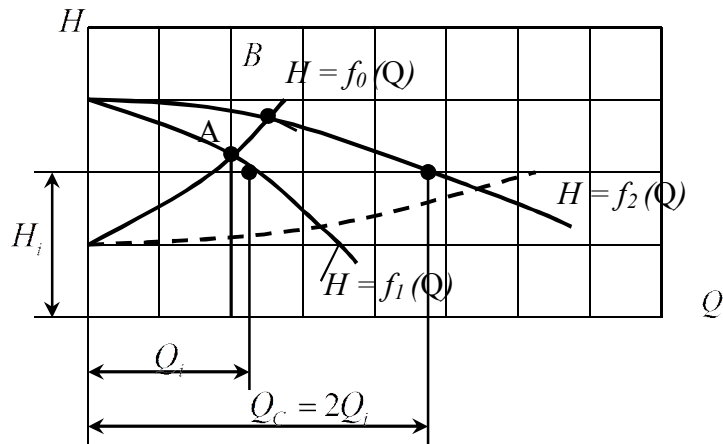


Рисунок 2.12 – Загальна характеристика відцентрових насосів при їх паралельному з'єднанні

Сполучення характеристики мережі $H = f_0(Q)$ з характеристикою двох паралельно працюючих насосів $H = f_2(Q)$ показує, що робоча точка В дає незначне підвищення витрати в порівнянні з точкою А, що належить характеристиці одного працюючого насоса. При цьому чим крутіша характеристика мережі, тим менш вигідно додаткове підключення насоса. Тому для більш істотного підвищення витрати необхідно побудувати мережу з більш положистою характеристикою (пунктирна крива на рис. 2.12).

При послідовній роботі двох (чи декількох) відцентрових насосів подача кожного насоса дорівнює витраті мережі:

$$Q_C = Q_1 = Q_2. \quad (2.22)$$

Із закону збереження енергії

$$N_C = N_1 + N_2,$$

де N_C – потужність потоку, що надходить у мережу споживача; N_1 і N_2 – потужності, створювані кожним насосом.

Виражаючи потужності через витрату і напір, одержимо:

$$\rho g H_C Q_C = \rho g H_1 Q_1 + \rho g H_2 Q_2.$$

З урахуванням виразу (2.22) маємо:

$$H_c = H_1 + H_2. \quad (2.23)$$

На підставі залежностей (2.22) і (2.23) на рис. 2.13 побудована робоча характеристика для двох однакових відцентрових насосів, яка отримана в результаті подвоєння напору насоса при заданій подачі Q . Послідовне підключення насосів виконується тоді, коли необхідно значно збільшити напір. У силу крутого підйому характеристики мережі $H = f_0(Q)$ робоча точка А дає значне збільшення напору. При положистих характеристиках мережі послідовне включення насосів малоефективне (пунктирна крива на рис. 2.13).

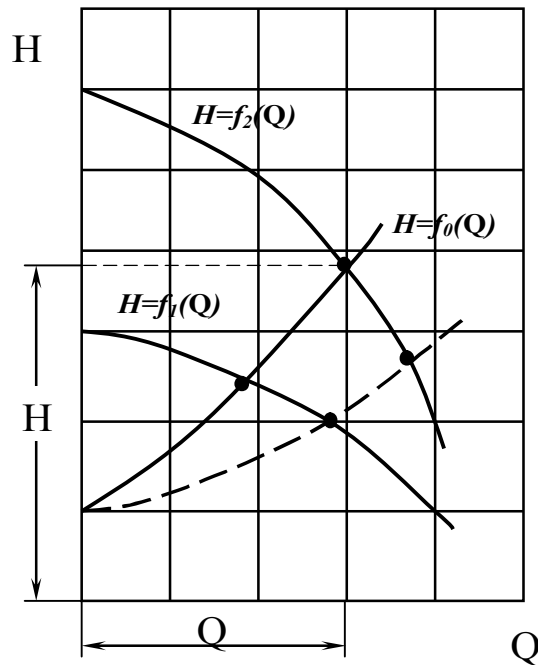


Рисунок 2.13 – Загальна характеристика відцентрових насосів при їх послідовному з'єднанні

Вибір насосів на паралельну роботу варто робити з урахуванням їх характеристик, які у залежності від кута, під яким загинаються лопасті β_2 можуть бути **стійкими** і **нестійкими**.

Стійкою називається така характеристика, при якій зі збільшенням подачі напір насоса безупинно зменшується. При нестійкій характеристиці зі збільшенням подачі напір насоса зростає, досягає максимуму, а потім зменшується (рис. 2.14).

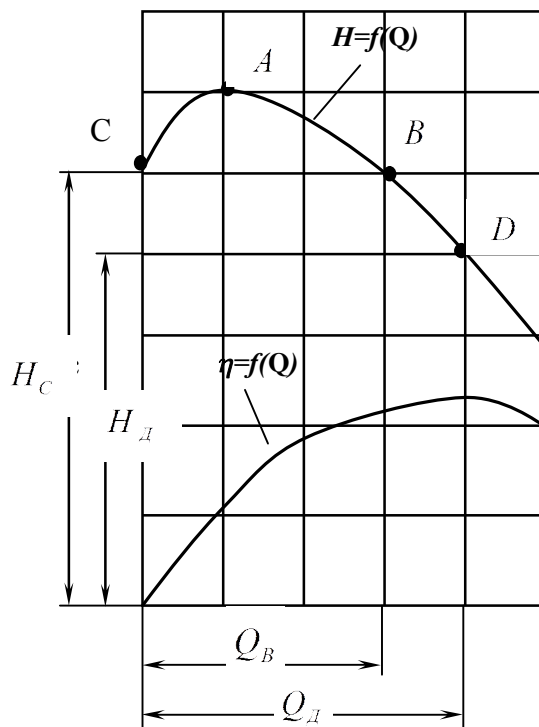


Рисунок 2.14 – Нестійка характеристика відцентрового насоса

Насос з нестійкою характеристикою при одному напорі H_C має дві подачі: $Q = 0$ і $Q = Q_B$. Ділянка СА характеризується нестійкою роботою насоса з різким коливанням і можливим зривом подачі. Тому насоси з нестійкою характеристикою варто використовувати тільки при подачі $Q > Q_B$.

Природно, що найбільш вигідно використовувати роботу насоса в точці Д, що міститься на одній ординаті з максимумом кривої $\eta = f(Q)$, що відповідає витраті Q_D і напору H_D .

2.6.4 Дослідження режимів роботи насосів за допомогою ЕОМ

Дослідження режимів роботи відцентрових насосів на мережу вимагає розв'язання задач методом послідовних наближень, що пов'язано з виконанням великої кількості обчислювальних операцій. Застосування ЕОМ дозволяє успішно перебороти ці труднощі. З метою успішного використання ЕОМ графічні характеристики насосів $H = f_1(Q)$ $N = f_2(Q)$ і $\eta = f_3(Q)$, узяті з каталогу, доцільно виражати аналітично, представляючи їх у вигляді алгебраїчних рівнянь.

Аналіз характеристики $H = f_1(Q)$ показує, що в області застосування, що рекомендується, вона являє собою квадратичну спадну параболу, що з достатньою для практичних цілей точністю можна апроксимувати у вигляді полінома другого ступеня:

$$H = H_\phi - S_\phi Q^2. \quad (2.24)$$

Величини, що входять у залежність (2.24), визначаються за формулами:

$$S_\phi = \frac{H_1 - H_2}{Q_2^2 - Q_1^2} \quad ; \quad (2.25)$$

$$H_\phi = H_1 + S_\phi Q_1^2 = H_2 + S_\phi Q_2^2 \quad , \quad (2.26)$$

де H_1 і H_2 – напори насоса при подачі Q_1 і Q_2 (приймаються з графіків або за таблицями).

При відомій подачі насоса Q і напорі H споживану потужність насоса можна знайти з рівняння (2.1):

$$N = \frac{\rho g H Q}{\eta} \quad , \quad (2.27)$$

де η – ККД насоса.

У розрахунках на ЕОМ аналітичне визначення величини η дуже важке, тому що важко апроксимувати криву $\eta = f_3(Q)$. Більш доцільно визначити споживану потужність насоса $N = f_2(Q)$ шляхом її апроксимації, оскільки величина $\eta = f_3(Q)$, що входить до формули (2.27), змінюється за таким же законом, що і $N = f_2(Q)$.

Аналіз кривих $N = f_2(Q)$ насосів показує, що вони досить точно виражаються рівнянням статечної функції вигляду:

$$N = A + BQ^\alpha. \quad (2.28)$$

Значення параметрів A, B і α , що входять до цієї формули, для більшості відцентрових насосів, що випускаються вітчизняною промисловістю, визначені на ЕОМ методом найменших квадратів і містяться в довідковій літературі. При відсутності таких параметрів вони можуть бути визначені з аналізу графічної залежності, узятій з каталогу насосів.

Приклад 2.1. Визначити аналітичні залежності відцентрового насоса 2К-6, характеристика якого, взята з каталогу, наведена в таблиці 2.1.

Таблиця 2.1 – Характеристика відцентрового насоса

Q, л/с	0	2.0	5.5	8	10,0
H, м	33,7	34,5	30,8	24,0	19,0
η , %	0	45,0	64,0	63,5	58,0

Розв’язання. За формулами (2.25) і (2.26) знаходимо параметри, що входять до аналітичної залежності (2.24):

$$S_{\phi} = \frac{H_1 - H_2}{Q_2^2 - Q_1^2} = \frac{34,5 - 19}{10^2 - 2^2} = 0,16 ;$$

$$H_{\phi} = H_2 + S_{\phi} Q_2^2 = 19 + 0,16 \cdot 10^2 = 35 .$$

Тоді аналітична залежність насоса 2К-6, м, буде мати вигляд:

$$H = H_{\phi} - S_{\phi} Q^2 = 35 - 0,16 \cdot Q^2 .$$

За довідковими таблицями для насоса 2К-6 знаходимо параметри, що входять до рівняння (2.28):

$$A = 3,852 ; B = 1,302 ; \alpha = 0,662.$$

Враховуючи це, аналітична залежність для потужності насоса, кВт, має такий вигляд:

$$N = 3,852 + 1,302 \cdot Q^{0,662} .$$

3 ОБ'ЄМНИЙ ГІДРОПРИВОД

3.1 Основні поняття і визначення

Об'ємним гідроприводом називають систему агрегатів і машин, що служить для передачі механічної енергії за допомогою рідини. Структурна схема об'ємного гідропривода включає три складові:

- силову, куди входять приводний двигун і насос, де механічна енергія приводного двигуна перетворюється в потенційну енергію тиску рідини;

- керуючу і регулюючу, куди входять апарати і пристрої регулювання параметрів потоку (тиску, витрати, подачі) і швидкості руху гідродвигуна;

- робочу, куди входять гідродвигун (зворотно-поступальної, обертальної чи поворотної дії) і виконавчий орган.

Насос і гідродвигун з'єднують два основні трубопроводи, по одному з яких робоча рідина надходить від насоса до гідродвигуна, а по іншому – з гідродвигуна до насоса. На обох трубопроводах установлюється розподільна і контрольно-регулювальна гідроапаратура визначеного призначення.

У залежності від призначення гідроприводи бувають зворотно-поступального, обертального і поворотного руху, а за способом регулювання швидкості робочого органа розрізняють гідроприводи з об'ємним, дросельним і об'ємно-дросельним регулюванням.

Як приклад на рисунку 3.1 розглядається схема найпростішого гідропривода зворотно-поступального руху із регульованим насосом.

Гідропривод містить регульований насос 1, гідродвигун зворотно-поступального руху (гідроциліндр) 2, поршень 3 якого через шток 4 з'єднаний із виконавчим органом 5 (наприклад, столом металорізального верстата). Керування гідроциліндра здійснюється за допомогою трипозиційного золотника (положення I, 0, II) 6 з електромагнітами E1 і E2. Для запобігання системи від перевантаження встановлений клапан запобіжний 7, що налаштовується по манометру 8. Для очищення рідини від домішок передбачений фільтр 9, а для її збереження – бак 10.

Робота гідропривода відбувається в такий спосіб. При вимкнених електромагнітах E1 і E2 золотник 6 знаходиться в положенні 0 і рідина від насоса 1 через золотник 6 і фільтр 9 вільно скидається в бак 10 (вихідне

положення – ВП). При ввімкненні електромагніта E1 золотник 6 переводиться в положення I і рідина від насоса 1 через золотник 6 направляєється в поршневу порожнину гідроциліндра. Одночасно з цим зі штокової порожнини гідроциліндра рідина через золотник 6 і фільтр 9 зливається в бак 10. У результаті і відбувається робочий хід (РХ) гідроциліндра.

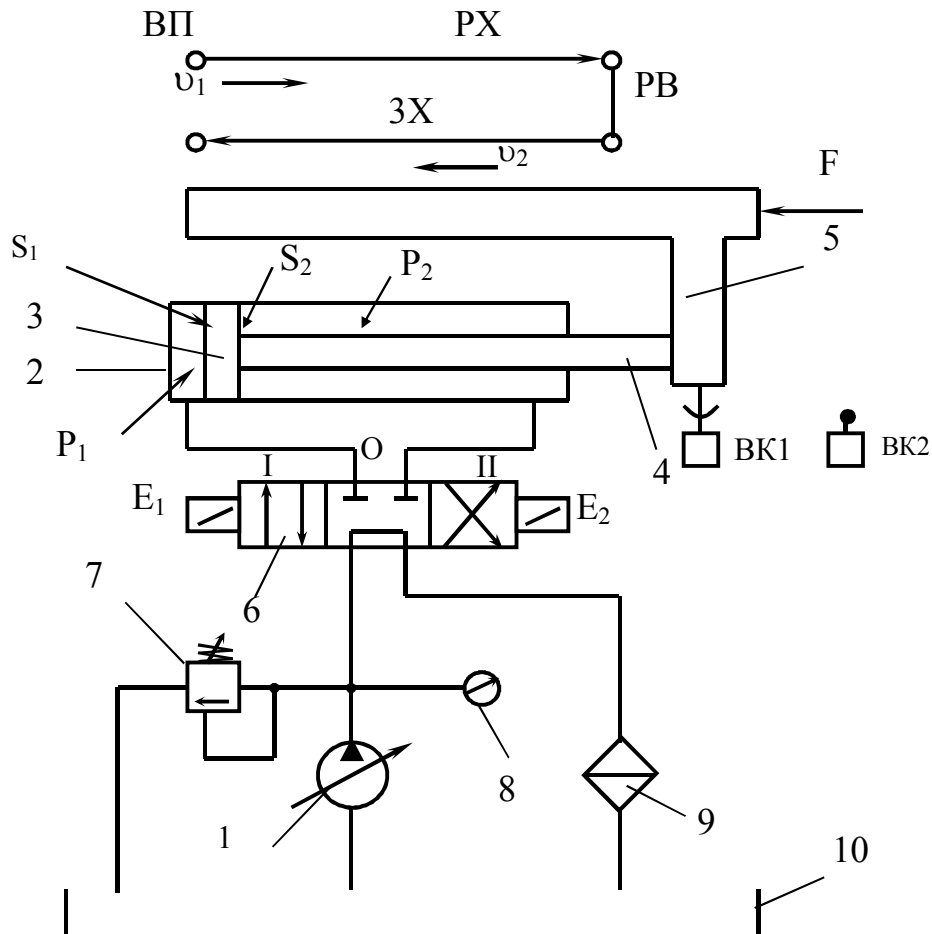


Рисунок 3.1 – Гідропривод зворотно-поступального руху з регульованим насосом

Наприкінці робочого ходу від кінцевого вимикача ВК-2 вимикається електромагніт E1 і вмикається електромагніт E2, що переводить золотник 6 у положення II, при якому рідина від насоса 1 нагнітається в штокову порожнину гідроциліндра 2, а з його поршневої порожнини витискається через фільтр 9 у бак 10. У результаті поршень гідроциліндра повертається у вихідне положення.

Етапи циклу, положення золотника і робота електромагнітів показані в таблиці 3.1.

Таблиця 3.1 – Порядок підключення електромагнітів золотника протягом усього циклу роботи привода

Етап циклу	Положення золотника	Робота електромагніта	
		E1	E2
Вихідне положення ВП	0	-	-
Робочій хід РХ	I	+	-
Зворотний хід ЗХ	II	-	+
Стоп	0	-	-

Зусилля, створюване циліндром:

$$F = p_1 S_1, \quad (3.1)$$

де p_1 – тиск у поршневій порожнині циліндра;

S_1 – площа поршня.

Швидкість руху поршня можна знайти зі співвідношень:

$$\left. \begin{aligned} v_1 &= \frac{Q_n}{S_1} = \frac{V_n n_n}{S_1}, \\ v_2 &= \frac{Q_n}{S_2} = \frac{V_n n_n}{S_2}, \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

де Q_n – подача насоса; V_n – регульований робочий об'єм насоса (див. рис. 2.2...2.4); S_2 – площа штокової порожнини циліндра (площа поршня мінус площа штока); n_n – частота обертання ротора насоса.

Корисна потужність гідроциліндра:

$$N = v_1 F. \quad (3.3)$$

3.1.1 Основні переваги і недоліки гідропривода

Гідравлічні приводи дозволяють покращити робочі характеристики створюваних машин і знаходять широке застосування в металорізальних верстатах і інших областях машинобудування.

Гідравлічні приводи значно перевершують електричні по можливості створення малогабаритних і потужних виконавчих механізмів. Аналіз рівняння (3.1) показує, що можливість використання в гідроприводі великих тисків (до 32 МПа і вище) дозволяє одержати величезні зусилля на штоці циліндра при відносно малих розмірах самого циліндра. Напруженість електричного магнітного поля (аналог тиску в гідроприводі) для кращої магнітної сталі не перевищує 0,8 МПа. Тому маса сучасного гідродвигуна складає 10...20 % від маси електродвигуна тієї ж потужності. По цій же причині гідродвигуни мають значно менший момент інерції і характеризуються високою швидкістю. Швидкодія гідравлічних механізмів для здійснення зворотно-поступальних рухів приблизно в 10 разів вища ніж електричних.

Гідроприводи дозволяють досить просто здійснити зворотно-поступальні рухи (див. рис. 3.1). Одержати такі рухи при великих зусиллях за допомогою тільки електричних виконавчих пристроїв практично неможливо. З цією метою до електродвигуна підключаються різні перетворювачі обертального руху в прямолінійний (кривошипно-шатунний механізм, рейкова чи гвинтова передача і т. п.), що ускладнює конструкцію, погіршує її технічні характеристики, знижує надійність і довговічність роботи.

До істотних переваг гідропривода варто також віднести: можливість безступінчастого регулювання швидкості в широкому діапазоні (наприклад, як це показано на рис. 3.1); здатність тривалий час розвивати великі статичні зусилля, що доходять до декількох десятків тисяч тонн і ін.

До недоліків гідропривода можна віднести необхідність герметизації (ущільнення) його рухомих елементів. Знос гумових манжет і кілець викликає появу зовнішніх витікань і порушення роботи гідропривода.

Насичення робочої рідини повітрям приводить до її посиленого нагрівання за рахунок виділення тепла при стисканні повітря. При зниженні тиску в системі за рахунок розчинного повітря масло спінюється, а при різкій зміні навантаження може виникнути стрибкоподібне переміщення виконавчого органа.

Забруднення робочої рідини абразивом приводить до підвищеного зносу, збільшення зазорів у рухомих елементах гідроустаткування й у результаті цього – зниження об'ємного ККД системи.

Дію перерахованих факторів можна усунути чи значною мірою ослабити при правильному проектуванні та експлуатації гідропривода.

3.2 Регулювання швидкості гідропривода

Регулювання швидкості гідропривода досягають або за рахунок зміни кількості рідини, яку подають у гідродвигун, або за рахунок зміни його робочого об'єму. При об'ємному регулюванні використовуються роторно-поршневі (див. рис. 2.2 і 2.3) і пластинчасті (див. рис. 2.4) регульовані гідромашини.

При дросельному регулюванні, як правило, використовуються дешеві нерегульовані пластинчасті і шестеренні насоси і дросель, що може бути встановлений або на вході, або на виході, або паралельно гідродвигуну. Регулювання кількості рідини, що надходить у гідродвигун, досягається скиданням частини подачі насоса або через клапан запобіжний (последовне підключення дроселя), або через дросель при паралельному його підключенні.

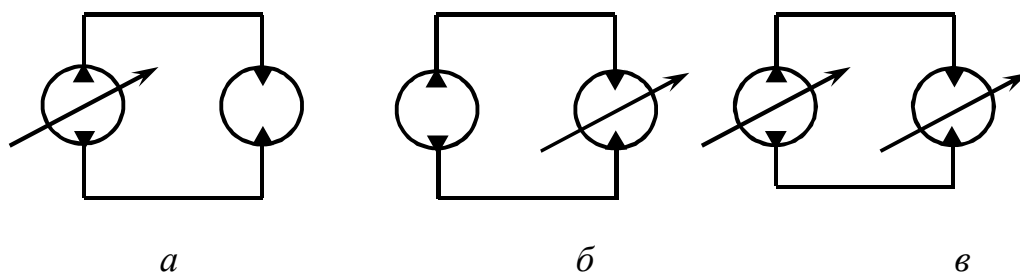
3.2.1 Об'ємне (машинне) регулювання

Варіанти об'ємного регулювання наведені на рис. 3.2.

Для побудови характеристик гідропривода скористаємося умовою рівності витрат:

$$Q_H = Q_G + \Delta Q_v, \quad (3.4)$$

де Q_H – подача насоса; Q_G – витрата гідродвигуна; ΔQ_v – витікання рідини (витікання рідини в ущільнювальних зазорах насоса, гідродвигуна і гідроапаратів).



*а – регулювання насосом; б – регулювання гідродвигуном;
в – регулювання насосом і гідродвигуном*

Рисунок 3.2 – Варіанти об'ємного регулювання

Подачу насоса визначимо через робочий об'єм V_H і частоту обертання ротора насоса n_H :

$$Q_H = V_H n_H . \quad (3.5)$$

Аналогічно можна записати витрату гідродвигуна:

$$Q_\Gamma = V_\Gamma n_\Gamma . \quad (3.6)$$

де V_Γ – робочий об'єм гідродвигуна;

n_Γ – частота обертання гідродвигуна.

Витікання рідини знайдемо на підставі рівняння (3.7):

$$\Delta Q_\epsilon = K_\epsilon p_\Gamma , \quad (3.7)$$

де K_ϵ – коефіцієнт витікань; p_Γ – тиск гідродвигуна.

Тиск гідродвигуна залежить від навантаження:

$$p_\Gamma = \frac{2\pi M_\Gamma}{V_\Gamma \eta_\Gamma} ,$$

де M_Γ – момент на валу гідродвигуна; η_Γ – ККД гідродвигуна.

Враховуючи це, рівняння (3.7) набуває вигляду:

$$\Delta Q_\epsilon = K_\epsilon \frac{2\pi M_\Gamma}{V_\Gamma \eta_\Gamma} . \quad (3.8)$$

Підстановка значень виразів (3.5), (3.6) і (3.8) у рівняння (3.4) дає:

$$V_H n_H = V_\Gamma n_\Gamma + K_\epsilon \frac{2\pi M_\Gamma}{V_\Gamma \eta_\Gamma} ,$$

звідки знайдемо частоту обертання вала гідродвигуна:

$$n_\Gamma = \frac{V_H n_H}{V_\Gamma} - K_\epsilon \frac{2\pi M_\Gamma}{V_\Gamma^2 \eta_\Gamma} . \quad (3.9)$$

Як показує рівняння (3.9), зі збільшенням навантаження M_r частота обертання вала гідродвигуна лінійно падає. Але з урахуванням високих об'ємних ККД сучасних гідромашин це падіння швидкості невелике.

Тому можна прийняти:

$$n_r = \frac{V_H n_H}{V_r}. \quad (3.10)$$

Рівняння (3.9) і (3.10) справедливі для гідропривода обертального руху з регульованим насосом, з регульованим гідродвигуном і з регульованими насосом і гідродвигуном.

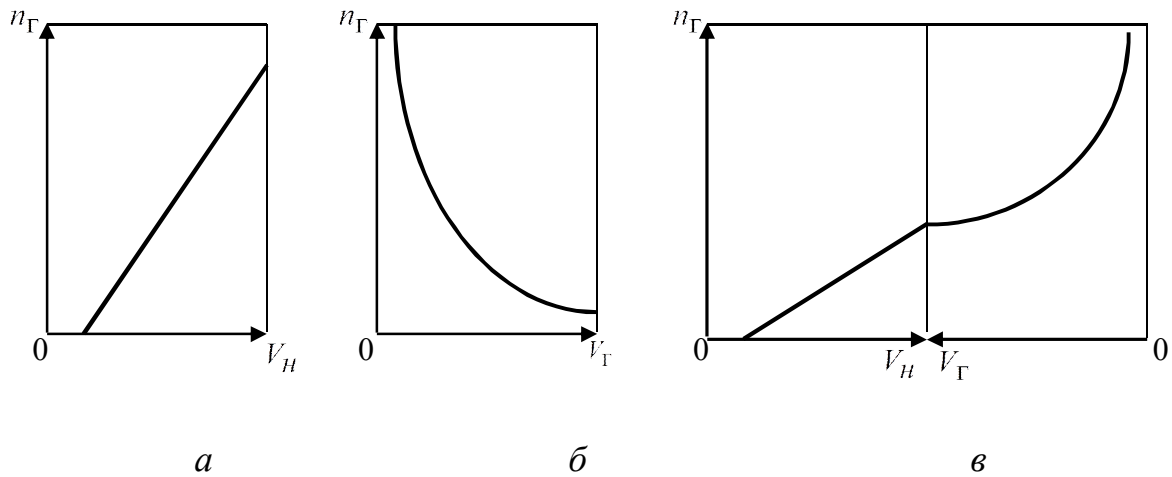
Регульований насос ($V_H = \text{var}$ і $V_r = \text{const}$). З рівняння (3.9) видно, що зі збільшенням робочого об'єму V_H частота обертання гідродвигуна лінійно зростає. При малих V_H перше зменшуване в рівнянні (3.9) стає порівнянним з від'ємником і виникає небезпека хитливої роботи, а потім і самогальмування гідродвигуна. Отже, мінімально припустиму швидкість регулювання необхідно приймати з урахуванням стійкої роботи гідродвигуна.

Регульований гідродвигун ($V_H = \text{const}$ і $V_r = \text{var}$). Цей спосіб регулювання можливий лише в гідроприводах обертального руху. Як видно з рівняння (3.9), залежність n_r від робочого об'єму V_r носить гіперболічний характер. При $V_r \rightarrow 0$ частота обертання вала гідродвигуна прагне до нескінченності. Однак при занадто малому робочому об'ємі гідродвигуна можлива нестійка робота і самогальмування гідропривода. Найчастіше регулювання за допомогою гідродвигуна застосовується в системах, де регульованим також є і насос.

Регульовані насос і гідродвигун ($V_H = \text{var}$ і $V_r = \text{var}$). Подвійне регулювання використовується з метою розширення діапазону регулювання гідропривода, що може досягати 1:2000 при усталеній роботі гідродвигуна.

Регулювання виконують послідовно. Спочатку при максимальному робочому об'ємі гідродвигуна збільшують робочий об'єм насоса, а потім зменшують робочий об'єм гідродвигуна. Характеристики гідропривода при різних способах об'ємного регулювання, побудовані по рівнянню 3.9, показані на рис. 3.3.

Об'ємне регулювання характеризується найбільшим ККД і знаходить широке застосування в гідроприводах великої потужності з тривалим режимом роботи. Однак для реалізації цього способу регулювання потрібне застосування складних і дорогих регульованих гідромашин.



*a – регулювання насосом; б – регулювання гідродвигуном;
 в – регулювання насосом і гідродвигуном*

Рисунок 3.3 – Швидкісна характеристика гідропривода

У системах малої потужності (до 5...8 кВт) економічно вигідним є застосування дросельного регулювання, при якому використовують дешеві нерегульовані (наприклад, пластинчасті і шестеренні) насоси.

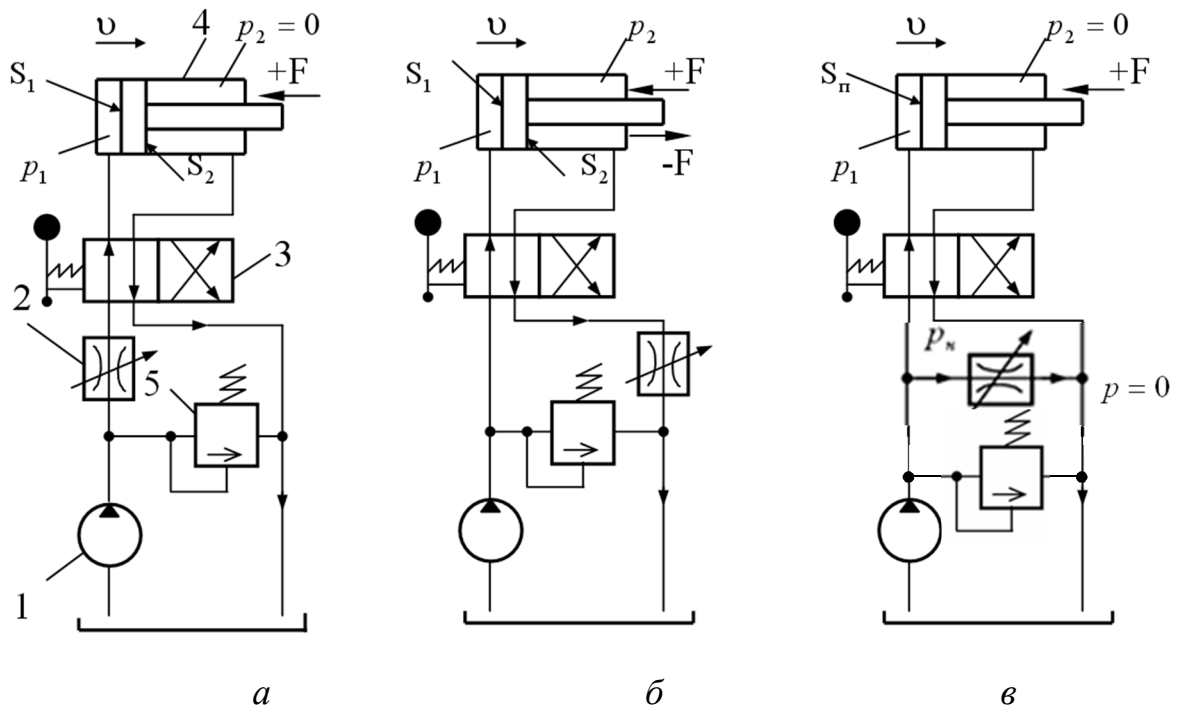
3.2.2 Дросельне регулювання

Принцип дросельного регулювання полягає в тому, що тільки частина подачі нерегульованого насоса подається в гідродвигун, а інша її частина скидається через клапан запобіжний чи дросель, минаючи гідродвигун. При цьому можливі два принципово різні способи підключення дроселя: послідовне (дросель на вході чи виході гідродвигуна) і паралельне підключення дроселя (рис. 3.4).

При послідовному підключенні дроселя на вході гідродвигуна (рис. 3.4, а) частина рідини від насоса 1 через дросель 2 і розподільник 3 нагнітається в поршневу порожнину гідроциліндра 4, викликаючи переміщення його поршня, а інша частина подачі насоса безупинно скидається під тиском через запобіжний клапан 5.

Стосовно втрат тиску і ККД байдуже, де відбувається дроселювання потоку – на вході в гідроциліндр (рис. 3.4, а) чи на виході зі штокової порожнини гідроциліндра (рис. 3.4, б). У будь-якому випадку втрати енергії відбуваються одночасно й у дроселі, і в клапані запобіжному. Тому ККД послідовного підключення дроселя дуже низький і не може бути більшим ніж 0,385. Однак при дроселюванні на виході гідродвигун працює більш

стійко, особливо при знакозмінних навантаженнях. Крім того, нагріта на дроселі рідина виводиться в бак без нагрівання гідродвигуна, як це має місце в схемі з дроселем на вході.



*а – дросель на вході; б – дросель на виході;
в – паралельне включення дроселя*

Рисунок 3.4 – Схема гідроприводів із дросельним регулюванням

Схема регулювання з дроселем, що встановлено паралельно гідродвигуну, більш економічна, тому що тиск, що розвивається насосом, змінюється разом із навантаженням. Однак і в цьому випадку швидкість руху гідродвигуна залежить від навантаження, причому в більшому ступені, тому що зі зростанням тиску збільшується витрата дроселя й одночасно трохи знижується подача насоса через збільшення об'ємних втрат. Крім того, паралельне підключення дроселя не забезпечує усталеної роботи гідропривода при знакозмінному навантаженні.

Розрахунок дросельного регулювання зводиться до встановлення залежності швидкості руху поршня від площі відкриття дроселя і залежностей швидкості руху поршня і ККД гідропривода від навантаження. При побудові розрахункових залежностей втратами тиску по довжині трубопроводу і на місцевих гідравлічних опорах (крім дроселя) звичайно зневажають; не враховуються також витікання в гідросистемі.

Незалежно від способу підключення дроселя при розрахунку гідропривода рекомендується скористатися рівнянням витрати рідини через дросель, у якому невідомий перепад тиску на дроселі може бути знайдений з умови рівноваги сил, що діють на поршень.

Розрахунок гідропривода з дроселем, що встановлено на вході гідродвигуна. При послідовному підключенні дроселя (див. рис. 3.4, а) витрата рідини, що проходить через дросель, дорівнює витраті гідроциліндра:

$$Q_d = Q_z. \quad (3.11)$$

Витрата гідроциліндра виражається через швидкість поршня v і його площу S_1 :

$$Q_z = vS_1. \quad (3.12)$$

Витрата дроселя визначається за формулою:

$$Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho}(p_1 - p_2)},$$

де μ – коефіцієнт витрати дроселя (звичайно $\mu = 0,6$); S – площа відкриття дроселя; p_1 – тиск перед дроселем; p_2 – тиск після дроселя; ρ – густина рідини.

Без урахування втрат тиск p_1 дорівнює тиску p_k настроювання клапана запобіжного, а тиск після дроселя дорівнює тиску в поршневій порожнині гідроциліндра, величина якого залежить від навантаження F і дорівнює:

$$p_2 = \frac{F}{S_1}.$$

Тоді витрата дроселя складе:

$$Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho}\left(p_k - \frac{F}{S_1}\right)}. \quad (3.13)$$

Спільне розв'язання рівнянь (3.11), (3.12), (3.13) дозволяє визначити швидкість руху поршня:

$$v = \frac{\mu S}{S_1} \sqrt{\frac{2}{\rho} \left(p_\kappa - \frac{F}{S_1} \right)}. \quad (3.14)$$

Рівняння (3.14) установлює залежність швидкості руху поршня від площі відкриття дроселя S , а також від навантаження F , що може змінюватися в процесі роботи гідропривода.

Розрахунок гідропривода з дроселем, що встановлено на виході гідродвигуна. Методика розрахунку цього способу регулювання аналогічна до попередньої. Однак є і розходження.

У розглянутому випадку рідина витискується зі штокової порожнини циліндра через дросель. Тому

$$Q_d = Q_c = v S_2,$$

де S_2 – ефективна площа поршня з боку штокової порожнини циліндра.

Оскільки на виході дроселя надлишковий тиск дорівнює нулю, то витрата дроселя складе:

$$Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} p_2},$$

де p_2 – тиск у штоковій порожнині циліндра, який можна визначити з умови рівноваги сил, що діють на поршень:

$$p_\kappa S_1 = p_2 S_2 + F.$$

Звідси знаходимо:

$$p_2 = p_\kappa \frac{S_1}{S_2} - \frac{F}{S_2}.$$

Тоді витрата дроселя складе:

$$Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} \left(p_\kappa \frac{S_1}{S_2} - \frac{F}{S_2} \right)} = v S_2.$$

Останнє рівняння дозволяє визначити швидкість поршня :

$$v = \frac{\mu S}{S_2} \sqrt{\frac{2}{\rho} \left(p_{\kappa} \frac{S_1}{S_2} - \frac{F}{S_2} \right)} . \quad (3.15)$$

Для привода з двостороннім штоком $S_1 = S_2$ і рівняння (3.15) стає аналогічним рівнянню (3.14):

$$v = \frac{\mu S}{S_2} \sqrt{\frac{2}{\rho} \left(p_{\kappa} - \frac{F}{S_2} \right)} . \quad (3.16)$$

Таким чином, незважаючи на те, де встановлений дросель – на вході чи на виході гідродвигуна, характеристика гідропривода буде мати однаковий вигляд.

ККД гідропривода при послідовному включенні дроселя

У теорії гідропривода доводиться, що навіть при відсутності втрат у насосі, гідродвигуні і трубопроводах ($\eta_n = \eta_z = 1$), а також у режимі оптимальної роботи гідропривода, коли вся рідина від насоса надходить у гідродвигун ($Q_n = Q_o = Q_z$), ККД дросельного регулювання не може бути більшим ніж 0,385.

Розв'яжемо цю задачу простішим і більш наочним методом.

Якщо позначити ККД дросельного регулювання як відношення потужності гідродвигуна до потужності насоса, то можна записати:

$$\eta = \frac{N_z}{N_n} = \frac{vF}{Q_n p_n} .$$

Підставляючи швидкість поршня, наприклад з рівняння (3.14), одержимо:

$$\eta = \frac{\frac{\mu S}{S_1} \sqrt{\frac{2}{\rho} \left(p_{\kappa} - \frac{F}{S_1} \right)} \cdot F}{Q_n p_n} . \quad (3.17)$$

З рівняння (3.17) видно, що зі збільшенням навантаження F ККД гідропривода зростає, досягає максимуму, а потім зменшується.

Умова, при якій досягається максимум ККД, може бути встановлена, якщо прийняти похідну $\frac{d\eta}{dF} = 0$, тобто достатньо розв'язати рівняння:

$$(p_{\kappa} F^2 - \frac{F^3}{S_1})' = 0,$$

звідки $F = 0,666 p_{\kappa} S_1$.

Підстановка значення F у рівняння (3.17) дає:

$$\eta_{max} = \frac{\frac{\mu S}{S_1} \cdot 0,666 p_{\kappa} S_1 \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_{\kappa} - 0,666 \frac{p_{\kappa} S_1}{S_1})}}{Q_n p_n} = 0,666 \sqrt{0,333} \frac{p_{\kappa} \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} p_{\kappa}}}{Q_n p_n}. \quad (3.18)$$

При оптимальному режимі, коли $Q_n = Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} p_{\kappa}}$, і, враховуючи те, що $p_n = p_{\kappa}$, з рівняння (3.18) витікає:

$$\eta_{max} = 0,666 \cdot 0,577 = 0,385.$$

Розрахунок гідропривода з дроселем, що встановлено паралельно гідродвигуну

При паралельному підключенні дроселя (див. рис. 3.4, в) рівняння рівності витрат:

$$Q_n = Q_z + Q_d,$$

де Q_n – подача насоса; Q_z – витрата гідроциліндра; Q_d – витрата рідини, що скидається через дросель.

Витрата гідроциліндра залежить від площі поршня і від швидкості його руху: $Q_z = v S_l$.

Зневажаючи втратами тиску в системі, витрату рідини через дросель можна визначити за формулою:

$$Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} p_n},$$

у якій тиск насоса виражається через навантаження:

$$p_n = \frac{F}{S_l}.$$

Спільне розв'язання цих рівнянь дозволяє визначити швидкість руху поршня:

$$v = \frac{Q_n}{S_l} - \frac{\mu S}{S_l} \sqrt{\frac{2}{\rho} \frac{F}{S_l}}. \quad (3.19)$$

ККД гідропривода при паралельному включенні дроселя визначається так само, як і при послідовному включенні, за формулою:

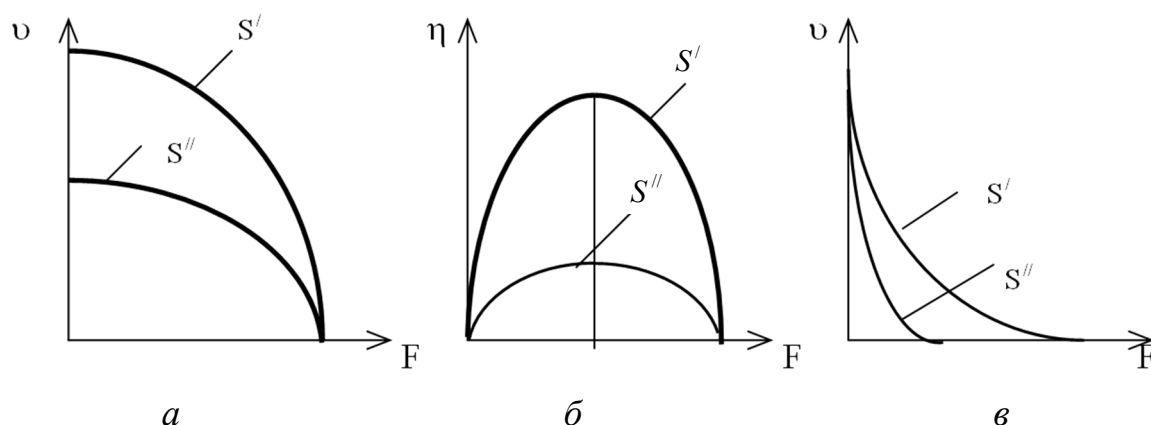
$$\eta = \frac{N_e}{N_n} = \frac{vF}{Q_n p_n}.$$

Підстановка швидкості за формулою (3.19) дає:

$$\eta = 1 - \mu S \frac{\sqrt{\frac{2}{\rho} \frac{F}{S_l}}}{Q_n} = 1 - \frac{Q_o}{Q_n}. \quad (3.20)$$

З рівняння (3.20) витікає, що при паралельному підключенні дроселя ККД гідропривода визначається відносною витратою рідини через дросель або ступенем відкриття дроселя. Зі зменшенням площі відкриття дроселя ККД гідропривода прагне до одиниці.

Навантажувальні характеристики і ККД дросельного регулювання гідропривода наведені на рис. 3.5.



a – (3.14); б – (3.17); в – (3.19)

Рисунок 3.5 – Залежності швидкості поршня і ККД гідропривода від навантаження при двох значеннях відкриття дроселя

$$S' \text{ і } S'' \text{ } (S' > S'')$$

Як видно з рис. 3.5, швидкість руху поршня не є постійною і змінюється разом із навантаженням. Тому дросельне регулювання рекомендується в гідроприводах із незначною зміною навантаження в процесі руху.

3.2.3 Стабілізація швидкості руху гідродвигуна

Для забезпечення рівномірної подачі при дросельному регулюванні швидкості незалежно від зміни навантаження застосовується стабілізатор швидкості, що складається з регулятора (редукційного клапана) 1 і дроселя 2 (рис. 3.6). На рисунку показаний також один із можливих варіантів підключення стабілізатора швидкості в гідросистему.

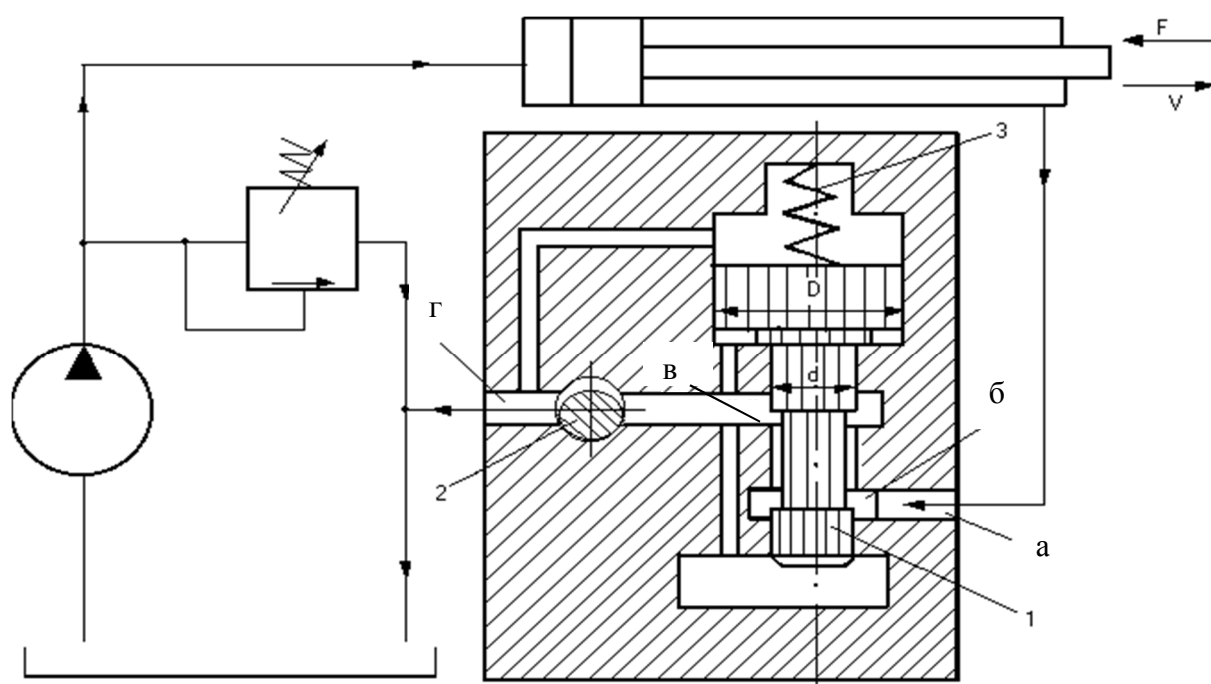


Рисунок 3.6 – Стабілізатор швидкості

Як видно з рисунка, рідина зі штокової порожнини гідроциліндра витискається в камеру *a* і через кільцеву щілину *б*, утворену регулятором і корпусом стабілізатора, направляється на вхід дроселя (у камеру *в*). Пройшовши через вузьку щілину дроселя, рідина надходить у камеру, надлишковий тиск у якій $p_r = 0$. Тому витрата дроселя складе:

$$Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} p_v}, \quad (3.21)$$

де p_v – тиск перед дроселем, що підтримується постійним регулятором (редукційним клапаном) 1.

Величину цього тиску знайдемо з рівноваги сил, що діють на регулятор:

$$F_{np} = \frac{\pi d^2}{4} p_v + \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) p_v,$$

де F_{np} – зусилля пружини; D і d – діаметри регулятора (рис. 3.6).

Звідси:

$$p_v = \frac{4F_{np}}{\pi D^2}. \quad (3.22)$$

Нормалізовані дроселі з регулятором мають відносно м'яку пружину 3 і тиск (3.22) звичайно не перевищує $p_v = 0,2 \dots 0,3 \text{ МПа}$, що дозволяє працювати при порівняно великих відкриттях дроселя, запобігаючи можливість засмічення чи облітерації його вихідної щілини.

Тиск у камері a регулятора залежить від тиску в штоковій порожнині гідроциліндра. Величину цього тиску знайдемо з умови рівноваги сил, що діють на поршень гідроциліндра:

$$p_k \frac{\pi D_n^2}{4} = F + p_a \frac{\pi}{4} (D_n^2 - d_u^2),$$

де $p_k = \text{const}$ – тиск настроювання клапана запобіжного; D_n – діаметр поршня гідроциліндра; F – навантаження гідроциліндра; p_a – тиск у штоковій порожнині гідроциліндра (дорівнює значенню в камері a регулятора); d_u – діаметр штока гідроциліндра.

Звідси:

$$p_a = \frac{p_k \frac{\pi D_n^2}{4} - F}{\frac{\pi}{4} (D_n^2 - d_u^2)}. \quad (3.23)$$

Як видно з рівняння (3.23), тиск у камері a змінюється разом з навантаженням F . Зі зменшенням навантаження тиск у камері a підвищується і миттєво передається через кільцеву щілину b у камеру v , порушуючи

рівновагу сил, що діють на регулятор 1. У результаті цього останній піднімається у бік пружини, зменшуючи площу кільцевої щілини **б** для проходу рідини (відбувається дроселювання потоку). Як тільки тиск перед дроселем p_B стане меншим ніж тиску від зусилля пружини, регулятор почне переміщуватися вниз, збільшуючи при цьому щілину **б**. Таким чином, регулятор (редукційний клапан) 1 автоматично підтримує постійний тиск перед дроселем, а отже, і його витрату незалежно від навантаження гідроциліндра.

Істотним недоліком стабілізатора швидкості є інерційність регулятора, а також наявність сил тертя при його переміщенні, що значно знижують точність стабілізації швидкості руху гідродвигуна.

3.2.4 Регулювання гідропривода зміною частоти обертання насоса

У верстатобудуванні, промислових роботах і в багатьох інших важливих випадках виникає необхідність переміщати поршень гідроциліндра в будь-яке задане положення. Така задача може бути розв'язана за допомогою гідропривода з регульованим електродвигуном насоса (РЕД).

Схема гідропривода наведена на рис. 3.7, де частина подачі насоса 1, тиск якого налагоджується запобіжним клапаном 5, нагнітається в поршневу порожнину гідроциліндра 2, навантаженням якого є пружина 3, а інша частина подачі насоса безупинно скидається через дросель 4.

Необхідно встановити залежність положення поршня x від частоти обертання електродвигуна насоса n , тобто встановити функцію $x = f(n)$.

Для розв'язання поставленої задачі скористаємося рівнянням рівності витрат:

$$Q_n = Q_c + Q_d,$$

де Q_n – подача насоса; Q_c – витрата гідроциліндра; Q_d – витрата дроселя.

Подача насоса може бути виражена через його робочий об'єм V_n і частоту обертання n :

$$Q_n = V_n n,$$

а витрата гідроциліндра – через швидкість руху поршня:

$$Q_z = v_n \frac{\pi D_n^2}{4},$$

де v_n – швидкість поршня; D_n – діаметр поршня.

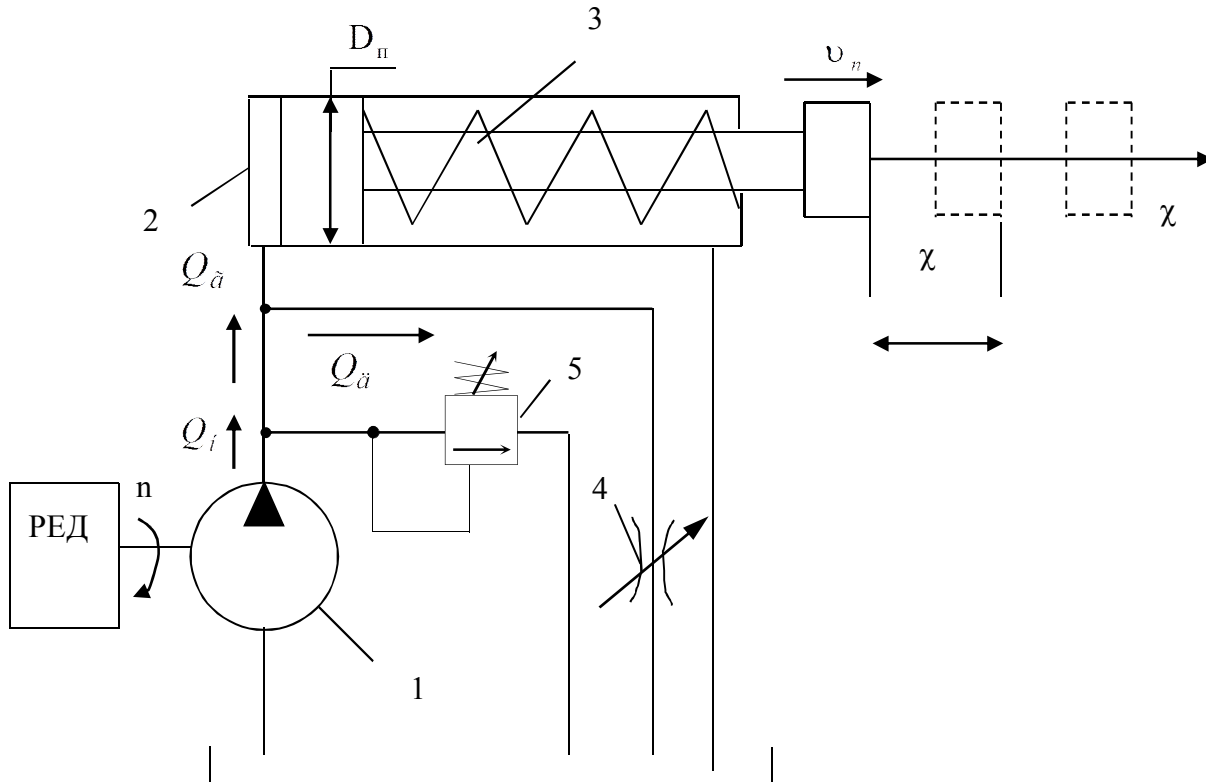


Рисунок 3.7 – Регулювання швидкості поршня зміною частоти обертання насоса

Витрата дроселя визначається за формулою:

$$Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_1 - p_2)} = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} \frac{4cx}{\pi D_n^2}},$$

де C – жорсткість пружини; x – хід поршня.

Підставляючи значення витрат у вихідне рівняння, одержимо:

$$V_n n = v_n \frac{\pi D_n^2}{4} + \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} \cdot \frac{4cx}{\pi D_n^2}}.$$

Знайдемо хід поршня в залежності від частоти обертання електродвигуна:

$$x = \frac{(V_n n - v_n \frac{\pi D_n^2}{4})^2 \rho \pi D_n^2}{8 \mu^2 S^2 c}.$$

Наприкінці ходу швидкість поршня дорівнює нулю ($v_n = 0$). Враховуючи це, останнє рівняння набуває остаточного вигляду:

$$x = \frac{\rho \pi D_n^2 V_n^2}{8 \mu^2 c S^2} n^2. \quad (3.24)$$

Як видно з рівняння (3.24), довжина, на яку переміщається поршень, прямо пропорційна квадрату частоти обертання електродвигуна насоса і зворотно пропорційна квадрату площі відкриття дроселя. Обидва параметри дозволяють вибрати найбільш раціональний режим регулювання гідропривода.

3.2.5 Приклад інженерного розрахунку гідропривода з дроселем, встановленим на виході гідроциліндра

Гідропривод (рис. 3.8) містить нерегульований насос 1, тиск якого налаштовується запобіжним клапаном 2; гідроциліндр 3, поршень 4 якого через шток 5 з'єднаний з робочим органом 6. Керування гідроциліндром здійснюється за допомогою двопозиційних розподільників 7 і 8 з електромагнітами E1 і E2. Швидкість робочої подачі регулюється дроселем 9, який встановлено на виході гідроциліндра, а для очищення робочої рідини передбачено фільтр 10. Для вимірювання тиску встановлено манометр 12. Робоча рідина знаходиться в баці 11.

У вихідному положенні електромагніти E1 і E2 розподільників 7 і 8 вимкнені й обидві порожнини циліндра з'єднані зі зливом, а насос через обидва розподільники розвантажується в бак 11.

Для здійснення швидкого підведення до робочої зони вмикаються електромагніти E1 і E2, і штокова порожнина циліндра з'єднується з насосом, а поршнева через розподільники 7 і 8 – з баком 11. У результаті такого ввімкнення швидкість руху є максимальною та визначається подачею насоса, а також ефективною площею поршня з боку штокової порожнини циліндра.

У сучасних верстатах, наприклад, токарної групи, швидкості швидкого підведення та відведення досягають $0,17 \text{ м/с}$ (10 м/хв), а мінімальні робочі подачі можуть бути $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$ (у 670 разів менше). Для досягнення настільки малих швидкостей доводиться надмірно зменшувати площу проходного перетину дросельної щілини, що, як відзначалося, призводить до її швидкого засмічення й облітерації. Взагалі щілини з площею перетину $0,1\text{--}0,3 \text{ мм}^2$ не рекомендуються навіть при гарній фільтрації рідини.

Орієнтуючись на визначений тип насоса, попередньо встановлюють робочий тиск у гідроприводі (найчастіше $4,5\text{--}6,3 \text{ МПа}$), бажано з деяким запасом, що при необхідності може бути використаний у процесі налагодження устаткування. Вихідними даними для розрахунку беруться основні параметри технологічного процесу: зусилля на штоці циліндра F ; швидкість швидкого підведення V_1 , швидкість швидкого відведення V_2 ; максимальна $V_{\max} = V_1$ і мінімальна V_{\min} швидкості робочої подачі.

Наприклад, визначимо основні параметри гідроциліндра при $F = 10\,000 \text{ Н}$; $V_1 = 0,15 \text{ м/с}$; $V_2 = 0,1 \text{ м/с}$; $V_{\max} = V_1 = 0,15 \text{ м/с}$; $V_{\min} = 0,01 \text{ м/с}$; довжина нагнітального та зливного трубопроводів $L = 10 \text{ м}$.

При швидкому підведенні, коли штокова порожнина циліндра з'єднується з насосом, а поршнева – зі зливом, витрата гідроциліндра дорівнює:

$$Q_1 = V_1 \cdot S_1 = V_1 \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2), \quad (3.25)$$

де S_1 – ефективна площа поршня з боку штокової порожнини циліндра;

D – діаметр поршня;

d – діаметр штока.

При швидкому відведенні витрата гідроциліндра складає:

$$Q_2 = V_2 S_2 = \frac{\pi}{4} D^2 V_2. \quad (3.26)$$

Обидві витрати визначаються подачею насоса, тому рівні між собою. З рівності витрат маємо:

$$d = D \sqrt{1 - (V_2/V_1)}. \quad (3.27)$$

З умови рівноваги сил, що діють на поршень, можна записати:

$$P_1 \frac{\pi (D^2 - d^2)}{4} = P_2 \frac{\pi D^2}{4} - \frac{F}{\eta_M}, \quad (3.28)$$

де $\eta_M = 0,9 \dots 0,95$ – механічний ККД гідроциліндра.

Підставляючи діаметр штока з рівняння (3.27) у формулу (3.28), одержимо діаметр поршня:

$$D = \sqrt{4F / [(V_2/V_1) P_1 - P_2] \eta_M \pi}. \quad (3.29)$$

Для розрахунку діаметра поршня необхідно прийняти тиск P_1 гідроциліндра. Як відзначалося, при дросельному регулюванні найбільш прийнятним є середній тиск $4,5 \dots 6,3$ МПа, що забезпечує високу точність регулювання, а також дозволяє застосовувати дешеві пластинчасті та шестеренні насоси. Крім того, у рівнянні діаметра поршня не відомий тиск p_2 . Тиск у поршневій порожнині циліндра визначається перепадом тиску на дроселі, який можна розглядати як місцевий гідравлічний опір. При досить великому відкритті дроселя, що відповідає максимальній швидкості робочої подачі, втрати тиску на дроселі звичайно складають $0,3 \dots 0,5$ МПа.

Припускаючи, що $p_1 = 4,5$ МПа і $p_2 = 0,5$ МПа, знайдемо діаметр поршня:

$$D = \sqrt{\frac{4 \cdot 10\,000}{[(0,1/0,15) \cdot 4,5 \cdot 10^6 - 0,5 \cdot 10^6] \cdot 0,9 \cdot 3,14}} = 75,22 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 75,22 \text{ мм}.$$

Округлюємо до стандартного: $D = 80$ мм.

Діаметр штока згідно (3.27) складає:

$$d = 80 \cdot \sqrt{1 - (0,1/0,15)} = 46,2 \text{ мм}.$$

Округлюємо діаметр штока до $d = 50$ мм.

Витрату гідроциліндра знайдемо з урахуванням максимальної швидкості робочої подачі на підставі (3.25):

$$Q_1 = 0,15 \frac{\pi}{4} (0,08^2 - 0,05^2) = 0,46 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с} = 28 \text{ л/хв}.$$

З урахуванням округлення діаметрів поршня та штока з рівняння (3.28) тиск гідроциліндра складе:

$$P_1 = \frac{P_2 D^2 + 4F/\eta_M \pi}{D^2 - d^2} = \frac{0,5 \cdot 10^6 \cdot (80 \cdot 10^{-3})^2 + 4 \frac{10000}{(\pi \cdot 0,9)}}{(80 \cdot 10^{-3})^2 - (50 \cdot 10^{-3})^2} = 4,45 \text{ МПа}.$$

Вибір насоса. Відповідно до потрібного тиску $p_1 = 4,45 \text{ МПа}$ і за витратою $Q_{к1} = 28 \text{ л/хв}$ гідроциліндра за каталогом обираємо пластинчастий насос Г12-33 АМ: робочий об'єм $V_n = 32 \text{ см}^3$; номінальна подача $Q_n = 27,9 \text{ л/хв}$; номінальний тиск на виході з насосу $p_n = 6,3 \text{ МПа}$, граничний тиск $p_r = 7 \text{ МПа}$; номінальна частота обертів $n_n = 960 \text{ об/хв}$; номінальна потужність $N_n = 3,6 \text{ кВт}$; об'ємний ККД $\eta_o = 0,91$, повний ККД $\eta_n = 0,81$; вага $8,2 \text{ кг}$.

Параметри обраного насосу практично збігаються з розрахунковими параметрами гідроциліндра та уточнення параметрів гідроциліндра не потрібне.

Вибір основних елементів гідропривода. Відповідно до принципової схеми вибираємо гідравлічну апаратуру за її функціональним призначенням і величиною умовного проходу. Усі елементи підбираємо за заздалегідь розрахованим тиском P_1 і номінальною подачею насоса.

З урахуванням реальних втрат у гідросистемі розрахунковий тиск повинний бути трохи нижчий від тиску прийнятого апарата, а його витрата може відрізнятися від розрахункової величини не більше ніж на $\pm 20\%$ (зі збільшенням витрати зростає втрата тиску, але зменшуються розміри апарата).

Відповідно до принципової схеми і розрахункових значень $p_1 = 4,5 \text{ МПа}$ і $Q_R = Q_n = 27,9 \text{ л/хв}$ вибираємо таку апаратуру:

1) два розподільники типу Г72-13: тиск номінальний – $6,3 \text{ МПа}$ (максимальний – 7 МПа); номінальна витрата – 35 л/хв ; втрата тиску при номінальній витраті – $0,25 \text{ МПа}$; об'ємний витік – $5,4 \text{ см}^3/\text{хв}$; діаметр умовного проходу – 13 мм ; вага – 9 кг ;

2) дросель типу Г77-33: тиск номінальний – $12,5 \text{ МПа}$; номінальна витрата – 35 л/хв ; втрата тиску при номінальній витраті – $0,25 \text{ МПа}$; об'ємний витік – $60 \text{ см}^3/\text{хв}$; діаметр умовного проходу – 13 мм ; вага – $2,5 \text{ кг}$.

3) клапан запобіжний типу Г54-32М: номінальний тиск – $6,3 \text{ МПа}$; номінальна витрата – 35 л/хв ; втрата тиску при номінальній витраті –

0,2 МПа; об'ємний витік – 200 см³/хв; діаметр умовного проходу – 10 мм; вага – 2,4 кг;

4) фільтр типу 1ФГМ32: тиск номінальний – 32 МПа; номінальна витрата – 32 л/хв; втрата тиску при номінальній витраті – 0,08 МПа; діаметр умовного проходу – 22 мм; вага – 5 кг.

Гідравлічний розрахунок трубопроводів і визначення втрат тиску в мережі. Розрахунок варто починати на базі аналізу роботи гідропривода та його функціонального призначення. Характерною рисою розглянутого гідропривода є рівність витрат при швидкому підведенні й швидкому відведенні виконавчого органа, які визначаються подачею насоса $Q_H = 27,9$ л/хв. Тому діаметр трубопроводів, підключених до поршневої і штокової порожнин циліндра, припускаємо однаковими з урахуванням максимальної витрати $Q_T = 27,9$ л/хв і рекомендованої швидкості руху рідини в напірному трубопроводі $V_T = 3,2$ м/с:

$$d_T = \sqrt{\frac{4 \cdot Q_T}{\pi \cdot [V_T]}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 27,9 \cdot 10^{-3}}{\pi \cdot 3,2 \cdot 60}} = 0,013 \text{ м} = 13 \text{ мм}.$$

З конструктивних міркувань довжину трубопроводу, підключеного до штокової і поршневої порожнин гідроциліндра, приймаємо однаковою: $L = 10$ м.

Втрати тиску на ділянці трубопроводу, який підключений до штокової порожнини циліндра. На цій ділянці трубопроводу встановлені клапан запобіжний 2 і розподільник 8. Іншими видами місцевих втрат нехтуємо через їх незначність.

Сумарні втрати тиску визначаються за формулою:

$$\Delta P_{\text{ш}} = \Delta P_L + \Delta P_K + \Delta P_P,$$

де ΔP_L – втрати за довжиною; ΔP_K – втрати на запобіжному клапані; ΔP_P – втрати тиску в розподільнику.

Для визначення втрат тиску по довжині трубопроводу необхідно встановити режим руху рідини:

$$Re = \frac{V_T d_T}{\nu} = \frac{3,2 \cdot 13 \cdot 10^{-3}}{20 \cdot 10^{-6}} = 2080.$$

Режим – ламінарний.

Коефіцієнт втрат [5]:

$$\lambda = 75/Re = 75/2080 = 0,036.$$

Втрата тиску за довжиною трубопроводу:

$$\Delta P_L = \lambda \cdot \frac{L \cdot V_T^2 \cdot \rho}{2 \cdot d_T} = 0,036 \cdot \frac{10 \cdot 3,2^2 \cdot 900}{2 \cdot 13 \cdot 10^{-3}} = 0,127 \text{ МПа.}$$

Приймалося масло індустріальне 20 при температурі 50 °C з $\rho = 900 \text{ кг/м}^3$ та $\nu = 20 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$.

Втрати тиску в гідравлічній апаратурі обираються за каталогом.

Тоді повна величина втрат на лінії нагнітання насоса до штокової порожнини циліндра складає:

$$\Delta P_{\text{ш}} = 0,127 + 0,2 + 0,25 = 0,577 \text{ МПа.}$$

Втрати тиску на ділянці трубопроводу, який підключений до поршневої порожнини циліндра. У процесі робочої подачі рідина витискується з поршневої порожнини циліндра через розподільник 7, дросель 9 і фільтр 10. Оскільки ефективна площа поршневої порожнини циліндра більша від штокової, то під час руху поршня витрата в трубопроводі складе:

$$Q_T = Q_{\text{ш}} D^2 / (D^2 - d^2) = 27,9 \cdot 80^2 / (80^2 - 50^2) = 45,78 \text{ л/хв.}$$

При цій витраті швидкість у трубопроводі складе:

$$V_T = 4Q_T / (\pi d_T^2) = 4 \cdot 45,78 \cdot 10^{-3} / [60\pi (13 \cdot 10^{-3})^2] = 5,75 \text{ м/с.}$$

Подальший розрахунок аналогічний попередньому прикладу.

Число Рейнольдса:

$$Re = V_T d_T / \nu = 5,75 \cdot 13 \cdot 10^{-3} / (20 \cdot 10^{-6}) = 3737,5.$$

Оскільки $Re = 3737,5 > 2320$, то спостерігатиметься турбулентний режим і коефіцієнт втрат може бути знайдений за формулою Блазіуса:

$$\lambda = 0,3164/Re^{0,25} = 0,3164/3737,5^{0,25} = 0,04.$$

Тоді втрати за довжиною трубопроводу будуть дорівнювати:

$$\Delta P_L = \lambda \rho L V_T^2 / (2 d_T) = 0,04 \cdot 900 \cdot 10 \cdot 5,75^2 / (2 \cdot 13 \cdot 10^{-3}) = 0,45 \text{ МПа.}$$

Втрати тиску в гідравлічній апаратурі обираються за каталогом і розраховуються з урахуванням фактичної втрати за формулою:

$$\Delta P_i = \Delta P_{\text{ном}}^i (Q_{\text{г}}/Q_{\text{ном}}^i)^2,$$

де $\Delta P_{\text{ном}}^i$ і $Q_{\text{ном}}^i$ – вибираються за каталогом.

Враховуючи це, втрати складають:

у розподільнику –

$$\Delta P_P = 0,25(45,78/35)^2 = 0,43 \text{ МПа};$$

у дроселі –

$$\Delta P_{\text{д}} = 0,25(45,78/35)^2 = 0,43 \text{ МПа};$$

у фільтрі –

$$\Delta P_{\text{ф}} = 0,08(45,78/35)^2 = 0,16 \text{ МПа}.$$

Сумарні втрати на ділянці трубопроводу, який підключений до поршневої порожнини циліндра, складуть:

$$\Delta P_{\Pi} = \Delta P_L + \Delta P_P + \Delta P_{\text{д}} + \Delta P_{\text{ф}} = 0,45 + 0,43 + 0,43 + 0,16 = 1,47 \text{ МПа}.$$

Споживана потужність насоса

Споживана потужність насоса визначається за формулою:

$$N_{\text{н}} = P_{\text{н}} \cdot Q_{\text{н}}/\eta_{\text{н}},$$

де $P_{\text{н}}$ і $Q_{\text{н}}$ – потрібний тиск та повний ККД насоса.

Тиск насоса визначимо з умови рівноваги сил, у якій:

$$P_1 = P_{\text{н}} - \Delta P_{\text{ш}} \text{ и } P_2 = \Delta P_{\Pi},$$

$$P_{\text{н}} = \frac{4 F}{\pi (D^2 - d^2) \eta_{\text{г}}} + \Delta P_{\text{ш}} + \Delta P_{\Pi} \frac{D^2}{D^2 - d^2};$$

$$P_{\text{н}} = \frac{4 \cdot 10000}{\pi (0,008^2 - 0,05^2) 0,9} + (0,57 + 1,47 \frac{80^2}{80^2 - 50^2}) 10^6 = 6,6 \text{ МПа}.$$

Тоді

$$N_{\text{н}} = \frac{27,9 \cdot 10^{-3} \cdot 6,6 \cdot 10^6}{60 \cdot 0,81} = 3788 \text{ Вт} = 3,788 \text{ кВт}.$$

Розрахунок і побудова характеристик гідропривода для регулювання робочих подач. Для побудови характеристик гідропривода використовується рівняння витрати дроселя:

$$Q_D = \mu S \sqrt{(2/\rho)(P'_1 - P'_2)},$$

де μ – коефіцієнт витрати дроселя ($\mu = 0,6 \dots 0,7$); S – площа відкриття дроселя; ρ – густина рідини; P'_1 – тиск перед дроселем; P'_2 – тиск після дроселя.

Розрахункові залежності характеристик регульованих подач гідропривода. У даній схемі гідропривода рідина витісняється з поршневої порожнини циліндра через дросель у бар, і рівняння витрати дроселя матиме вигляд:

$$Q_D = \mu S \sqrt{(2/\rho)(P'_1 - 0)}.$$

Умова рівноваги сил, діючих на поршень гідроциліндра (див. рис. 3.8), матиме вигляд:

$$P_1 S_1 = P_2 S_2 + F/\eta_\Gamma,$$

де η_Γ – ККД гідроциліндра, звідки:

$$P_2 = P_1 (S_1/S_2) - F/(\eta_\Gamma S_2),$$

якщо не враховувати втрати, то $P_2 = P'_1$.

Тоді витрата дроселя складе:

$$Q_D = \mu S \sqrt{(2/\rho)[P_1 (S_1/S_2) - F/(\eta_\Gamma S_2)]}.$$

З умови рівності втрат дроселя і поршневої порожнини циліндра

$$Q_D = Q_{п.п.} = V S_2$$

остаточно можна записати регульовані характеристики робочих подач:

$$V = \mu (S/S_2) \sqrt{(2/\rho)[P_H (S_1/S_2) - F/(\eta_\Gamma S_2)]},$$

де без урахування втрат енергії тиск насоса P_H , визначуване настрійкою запобіжного клапана, і тиск в штоковій порожнині гідроциліндра P_1 прийняті однаковими.

Одержане рівняння дозволяє побудувати швидкісну і навантажену характеристики гідропривода. При побудові характеристик приймаються основні параметри гідропривода: $F = 10000 \text{ Н}$; $V_{max} = V_1 = 0.15 \text{ м/с}$; $V_{min} = 0,01 \text{ м/с}$; $D = 80 \text{ мм}$; $d = 50 \text{ мм}$; $P_H = 6.6 \text{ МПа}$; $\rho = 900 \text{ кг/м}^3$; $\mu = 0,6$; $\eta_\Gamma = 0,9$;

$$S_1 = \frac{\pi(D^2 - d^2)}{4} = \frac{\pi[(80 \cdot 10^{-2})^2 - (50 \cdot 10^{-2})^2]}{4} = 3.06 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3;$$

$$S_2 = \pi D^2 / 4 = \pi(80 \cdot 10^{-3})^2 / 4 = 5.03 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2.$$

Побудова швидкісної характеристики гідропривода $V = f(S)$

Як видно з рівняння, така залежність має лінійний характер. Для побудови прямої достатньо визначити дві точки. Перша точка знаходиться на початку координат (при закритому дроселі $S = 0$, швидкість поршня $V = 0$). Другу точку визначимо, підставивши в рівняння максимальну швидкість $V_{max} = V_1 = 0,15 \text{ м/с}$ і навантаження $F = 10000 \text{ Н}$. Вирішуючи рівняння щодо площі відкриття дроселя, маємо:

$$S = \frac{V_{max} S_2}{\mu \sqrt{(2/\rho)[P_H(S_1/S_2) - F(\eta_\Gamma S_2)]}} =$$

$$= \frac{0,15 \cdot 5,03 \cdot 10^{-3}}{0,6 \sqrt{2/900 \left(\frac{3,06}{5,03} 6,6 \cdot 10^6 - \frac{10000}{0,9 \cdot 5,03 \cdot 10^{-3}} \right)}} = 19,8 \text{ мм}^2.$$

Очевидно, що для досягнення мінімальної швидкості поршня $V_{min} = 0,01 \text{ м/с}$ площа відкриття дроселя, складе:

$$S = (V_{min}/V_{max})19,8 = 1,32 \text{ мм}^2.$$

Графік залежності швидкості поршня від відкриття дроселя при $F = 10000 \text{ Н}$ побудована на рисунку 3.9.

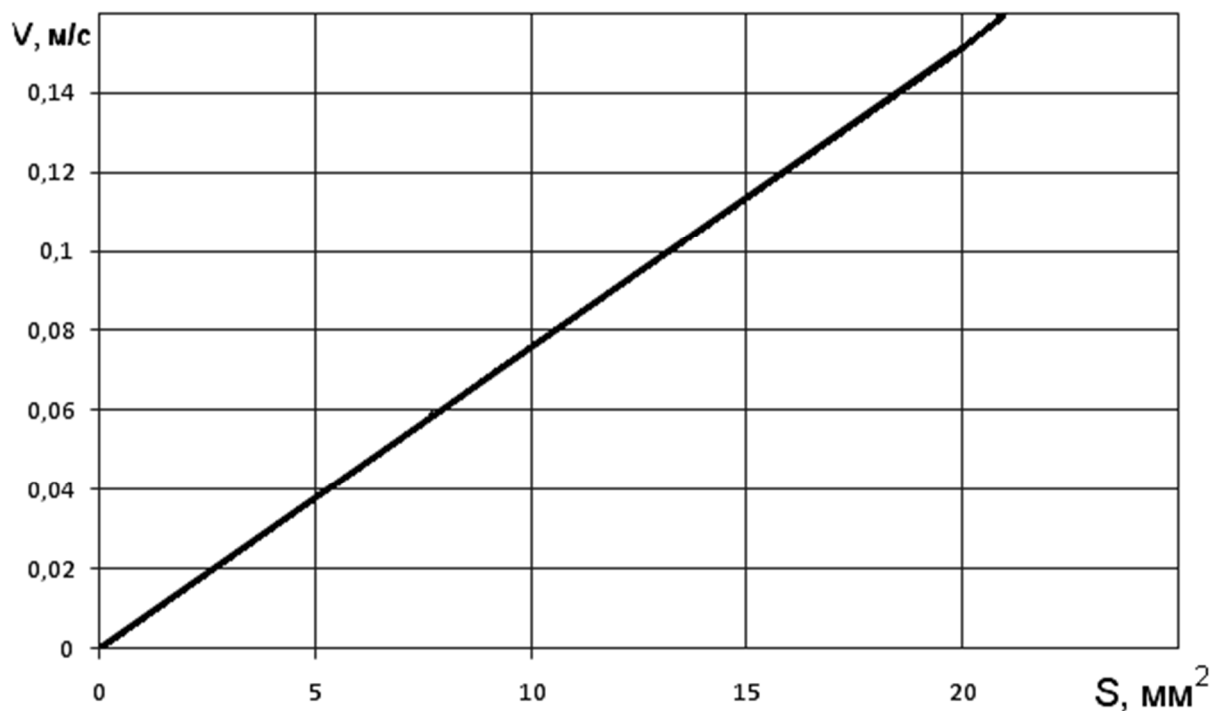


Рисунок 3.9 – Графік залежності швидкості поршня від відкриття дроселя при $F = 10000 \text{ Н}$

Побудова навантажувальної характеристики гідропривода

Навантажувальну характеристику гідропривода побудуємо для двох значень відкриття дроселя: $S = 19,8 \text{ мм}^2$, що відповідає максимальній швидкості поршня $V_{max} = V_1 = 0,15 \text{ м/с}$, та $S = 1,32 \text{ мм}^2$, що відповідає мінімальній швидкості руху поршня $V_{min} = 0,01 \text{ м/с}$.

При максимальному відкритті дроселя швидкість поршня

$$V = 0,6 \frac{19,8 \cdot 10^{-6}}{5,03 \cdot 10^{-3}} \sqrt{\frac{2 \left(6,6 \cdot 10^6 \frac{3,06}{5,03} - \frac{F}{0,9 \cdot 5,03 \cdot 10^{-3}} \right)}{900}} =$$

$$= 0,00165 \sqrt{18176 - F}.$$

Як витікає з рівняння, залежність швидкості поршня від навантаження носить параболічний характер. Максимальна швидкість спостерігається при $F = 0$ (при необмеженій подачі насоса):

$$V = 0,00165 \sqrt{18176 - F} = 0,22 \text{ м/с}.$$

При $F = 18176 \text{ Н}$ швидкість поршня дорівнює нулю. Задаючись різними значеннями навантаження в межах $0 \leq F \leq 18176 \text{ Н}$, можна знайти інші точки, що належать параболічній залежності.

Аналогічно будується залежність при мінімальному відкритті дроселя за формулою:

$$V = 0,00165(1,32/19,8)\sqrt{18176 - F} = 0,00011\sqrt{18176 - F}.$$

Розрахункові значення швидкостей і ККД при різних зусиллях, що діють на поршень гідроциліндра, наведені в табл. 3.2, а графіки цих залежностей показані на рисунку 3.10.

Таблиця 3.2 – Розрахункові значення швидкостей та ККД при різних зусиллях, що діють на штоці гідроциліндра

F, кН	0	4	8	10	15	18,18
$V, \text{ м/с; при } S_{\max}$	0,22	0,196	0,166	0,15	0,093	0
$V, \text{ м/с; при } S_{\min}$	0,0148	0,013	0,011	0,01	0,006	0
$\eta_{\text{гп}} \text{ при } S_{\max}$	0	0,207	0,35	0,396	0,368	0

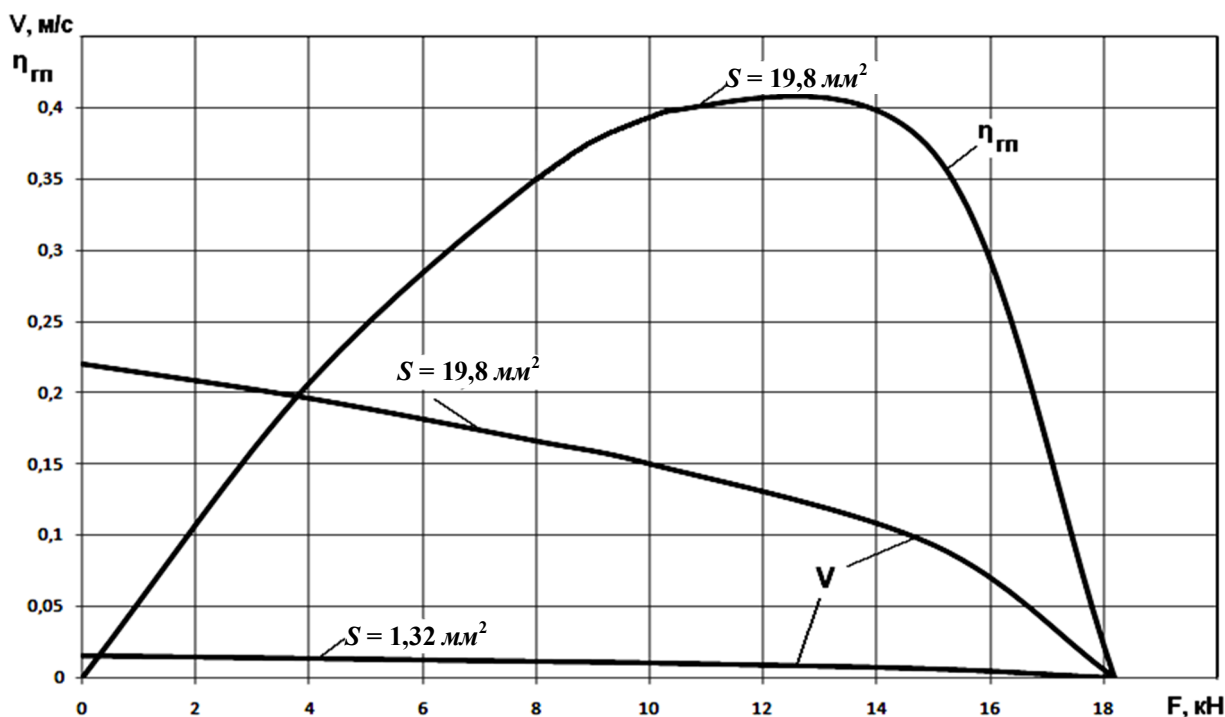


Рисунок 3.10 – Графіки залежностей швидкості поршня від зусилля, що діє на поршень гідроциліндра при різних площах відкриття дроселя

Коефіцієнт корисної дії гідропривода. ККД гідропривода можна подати як відношення корисної потужності циліндра до споживаної потужності насоса:

$$\eta_{\Gamma} = \frac{N_{\Gamma}}{N_H} = \frac{\eta_H V F}{P_H Q_H} = \frac{\eta_H \mu (S/S_2) \sqrt{(2/\rho) \left[p_H (S_1/S_2) F^2 - \frac{F^3}{\eta_{\Gamma} S_2} \right]}}{P_H Q_H}.$$

Це рівняння дозволяє побудувати залежність ККД гідропривода від площі дроселя (при $F = \text{const}$).

Як видно з рівняння, у міру відкриття дроселя ККД лінійно зростає. Більш складним виявляється вплив навантаження на ККД гідропривода. Зі збільшенням навантаження ККД зростає, досягає максимуму, а потім зменшується. Умова, при якій досягається максимум ККД, може бути знайдена, якщо припустити похідну $d\eta/dF = 0$:

$$d\eta/dF = 2FP_H(S_1/S_2) - 3F^2/S_2\eta_{\Gamma} = 0.$$

Звідси $P_H S_1 = 1,5 F$ чи $F = 0,666 P_H S_1$.

Таким чином, максимум ККД буде спостерігатися в тому випадку, коли зусилля циліндра перевищуватиме навантаження в 1,5 рази.

Залежність ККД гідропривода від навантаження наведена на рисунку 3.10. При побудові залежності можна скористатися результатами, отриманими при обчисленні характеристики гідропривода $V = f_2(F)$.

Розрахунок гідравлічного удару в напірному трубопроводі. У системах гідроприводів, що працюють за замкнутими технологічними циклами, при швидкому перемиканні робочих подач відбувається гідравлічний удар, що супроводжується різким підвищенням тиску в системі. Гідроудар може виникнути також в кінці ходу поршня, коли останній різко зупиняється, упираючись у кришку циліндра, або під час миттєвого перекриття його зливного трубопроводу. Досвід показує, що ударний тиск при миттєвій зупинці поршня може досягати чотирикратного значення робочого тиску в системі. Ударний тиск може привести до руйнувань системи, а також порушити герметичність з'єднань у результаті видавлювання ущільнень із зазорів ущільнювачів. Крім того, стрибки тиску можуть бути помилковими сигналами, що викликають спрацьовування датчиків і реле різних автоматичних гідравлічних приладів.

Зі всього різноманіття можливих форм, які задають збурення, що викликають гідравлічний удар, найбільший практичний інтерес становлять окремі випадки, що виникають шляхом стрибкоподібних змін швидкості руху рідини, при яких гідравлічний удар досягає максимального ефекту.

При розрахунку гідроудару приймаються: задана довжина трубопроводу $L_T = 10 \text{ м}$, вибраний діаметр труби $d_T = 13 \text{ мм}$ і середня швидкість руху рідини в трубопроводі $V_T = 3,2 \text{ м/с}$. Як матеріал стінок труби прийнята сталь 35, модуль пружності якої $E_M = 206 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$ модуль пружності рідини приймаємо $E_{Ж} = 1,72 \cdot 10^9 \text{ Н/м}^2$ та її густину $\rho = 900 \text{ кг/м}^3$.

Розрахунок гідроудару виконаємо в такій послідовності:

1. Визначаємо швидкість розподілу ударної хвилі:

$$C_0 = \frac{\sqrt{\frac{E_{Ж}}{\rho_{Ж}}}}{\sqrt{1 + \frac{E_{Ж} d_T}{(E_M \delta_T)}}} = \frac{\sqrt{1,72 \cdot \frac{10^9}{900}}}{\sqrt{1 + 1,72 \cdot 10^9 \cdot \frac{13}{(206 \cdot 10^9 \cdot 3)}}} =$$

$$= \frac{1382}{1,016} = 1357 \text{ м/с}.$$

2. Підвищення тиску в трубопроводі при прямому гідроударі (миттєве перекриття розподільника або різкий упор поршня в кришку циліндра) складе:

$$\Delta P_{\Pi} = \rho_{Ж} C_0 V_T = 900 \cdot 1357 \cdot 3,2 = 3,9 \text{ МПа}.$$

3. При непрямому гідроударі, коли час закриття розподільника $t_p > T_{\Phi}$, де час фази $T_{\Phi} = 2L_T/C_0 = 2 \cdot 10/1357 = 0,0147 \text{ с}$, підвищення тиску при гідроударі знайдемо по наближеній формулі:

$$\Delta P_{\text{НП}} = \Delta P_{\Pi}(T_{\Phi}/t_p) = 3,9 \cdot (0,0147/0,02) = 2,86 \text{ МПа},$$

де $t_p = 0,02 \dots 0,04 \text{ с}$ (для розподільників з електромагнітним управлінням).

Таким чином, тиск гідроударів не перевищує розрахункової міцності трубопроводу і вибраної гідроапаратури. Проте внаслідок різких стрибків тиску при гідроударах можливі помилкові сигнали в системі автоматичного управління гідропривода, а також порушення герметичності його ущільнювальних пристроїв, що неприпустимо в гідроприводах, які працюють за замкнутими технологічними циклами. Враховуючи це, для підвищення надійності роботи гідропривода необхідно передбачати заходи щодо зниження гідроударів, що виникають у процесі швидких перемикань робочих подач.

Оскільки напірний трубопровід відносно короткий ($L=10 \text{ м}$), час фази гідравлічного удару в якому не більш $T_{\Phi} = 0,0147 \text{ с}$, то за такий короткий проміжок часу традиційні методи гасіння гідроударів, засновані на скиданні частини рідини з напірного трубопроводу через запобіжний клапан або ж

відведенні її в демпфувальний повітряний ковпак, неефективні через великі сили інерції клапана і маси рідини, а також значні опори руху рідини, що скидається (рис. 3.11).

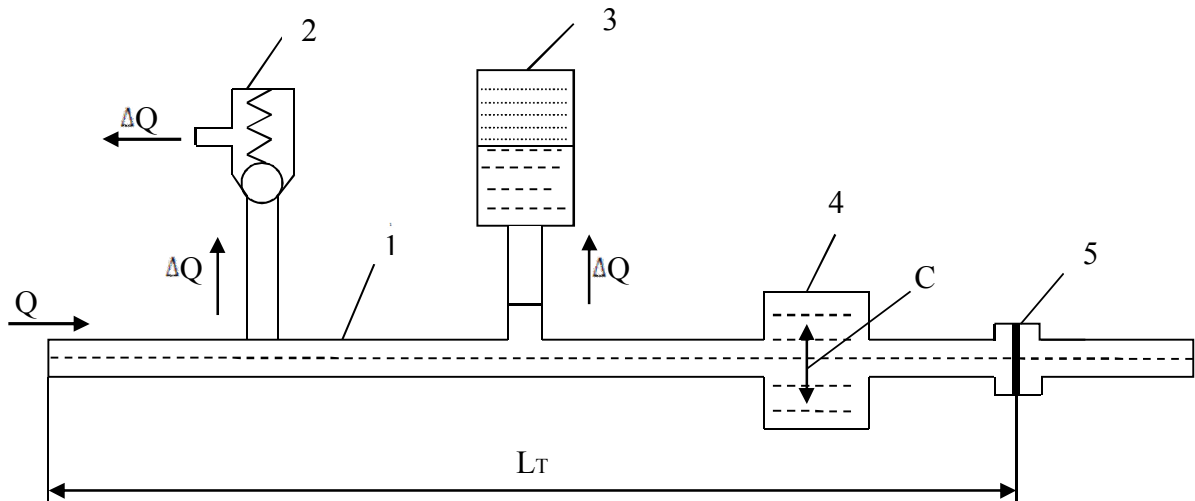


Рисунок 3.11 – Способи пом'якшення гідроудару в напірному трубопроводі

Досліджено можливість гасіння гідравлічних ударів у коротких трубопроводах рідинним компенсатором, встановленим безпосередньо перед засувкою (розподільником). При закритті засувки збурення, що виникають у трубопроводі, з великою швидкістю ударної хвилі розповсюджуються на об'єм рідини в компенсаторі, викликаючи її пружні деформації, що знижують тиск гідравлічних ударів.

Для визначення швидкості розповсюдження ударної хвилі отримано залежність:

$$C = \frac{\sqrt{\frac{E_{\text{Ж}}}{\rho_{\text{Ж}}}}}{\sqrt{\frac{V_{\text{T}} + V_{\text{K}}}{V_{\text{T}}} + \frac{E_{\text{Ж}} d_{\text{T}}}{(E_{\text{М}} \delta_{\text{T}})}}},$$

де V_{T} – об'єм рідини в трубопроводі; V_{K} - об'єм рідинного компенсатора.

Для сталевих труби рівняння швидкості розповсюдження ударної хвилі

$$C_0 = \sqrt{\frac{E_{\text{Ж}}}{\rho_{\text{Ж}}}}, \quad C = \frac{\sqrt{\frac{E_{\text{Ж}}}{\rho_{\text{Ж}}}}}{\sqrt{1 + V_{\text{K}}/V_{\text{T}}}} = \frac{C_0}{\sqrt{1 + V_{\text{K}}/V_{\text{T}}}},$$

і рівняння тиску при гідроударі, представлене в безрозмірній формі,

$$\frac{\Delta P}{P_0} = \frac{V_K}{V_T} \left(1 - \frac{V_K}{V_T} \right) \left(1 - \frac{V_K}{V_T} \right)^{\frac{1}{n}} ;$$

де $\bar{V} = V_K / V_T$.

Залежність $\Delta P / P_0$ побудована на рисунку 3.12. Як можна бачити, без компенсатора ($\bar{V} = 0$) підвищення тиску при гідроударі максимальне і визначається за формулою Жуковського для абсолютно жорстких стінок труби. Зі збільшенням об'єму компенсатора початкова ділянка кривої супроводжується швидким падінням тиску гідроудару, яке потім сповільнюється, асимптотично наближаючись до нуля при $\bar{V} \rightarrow \infty$.

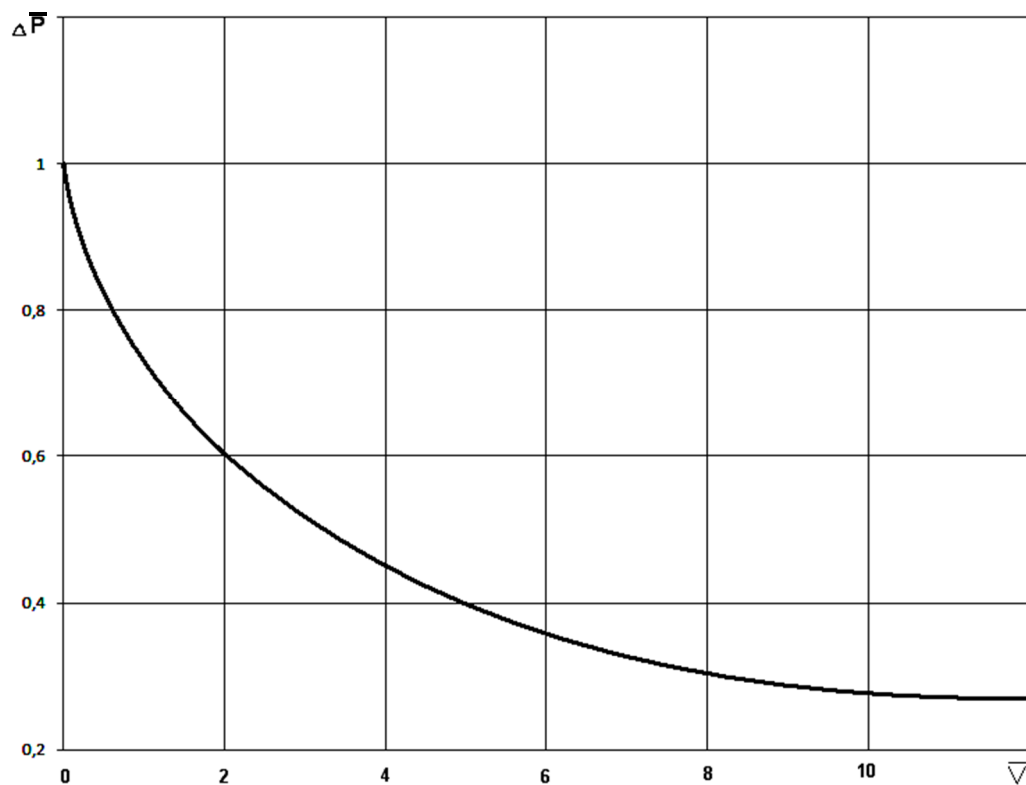


Рисунок 3.12 – Графік залежності

У даній задачі для зниження тиску прямого гідроудару, наприклад, у 3 рази, з 3,9 до 1,3 МПа, об'єм компенсатора складе:

$$\bar{V} = \frac{V_K}{V_T} = \frac{V_K}{V_T} \left(\frac{P_0}{P} \right)^n = \frac{V_K}{V_T} \left(\frac{3,9}{1,3} \right)^3 = \frac{V_K}{V_T} \cdot 27 = 27 \cdot \frac{V_K}{V_T} ;$$

4 ПНЕВМАТИЧНІ ПРИВОДИ

4.1 Загальна характеристика пневматичних приводів

Пневмоприводи широко використовуються для механізації й автоматизації технологічних процесів у різних галузях виробництва. Основна область їхнього застосування – машинобудування, у тому числі верстатобудування, зварювальне виробництво і робототехніка.

За конструкцією, принципом дії, апаратурою керування і регулювання пневмоприводи аналогічні гідравлічним приводам, що часто використовується для виконання однакових операцій. Їхньою принциповою відмінністю є робоче середовище, що передає механічну енергію. У пневмоприводах використовується стиснене повітря малої в'язкості і великим діапазоном зміни об'єму при зміні тиску. У гідроприводах використовується практично нестислива краплинна рідина великої в'язкості. Різні властивості робочих середовищ істотно впливають на динамічні характеристики цих приводів.

У пневмоприводі зворотно-поступального руху (рис. 4.1) стиснене повітря від цехової магістралі 1 через фільтр-вологівідділювач 2, редукційний клапан 3 і маслорозпилювач 4 подається на вхід пневморозподільника 5.

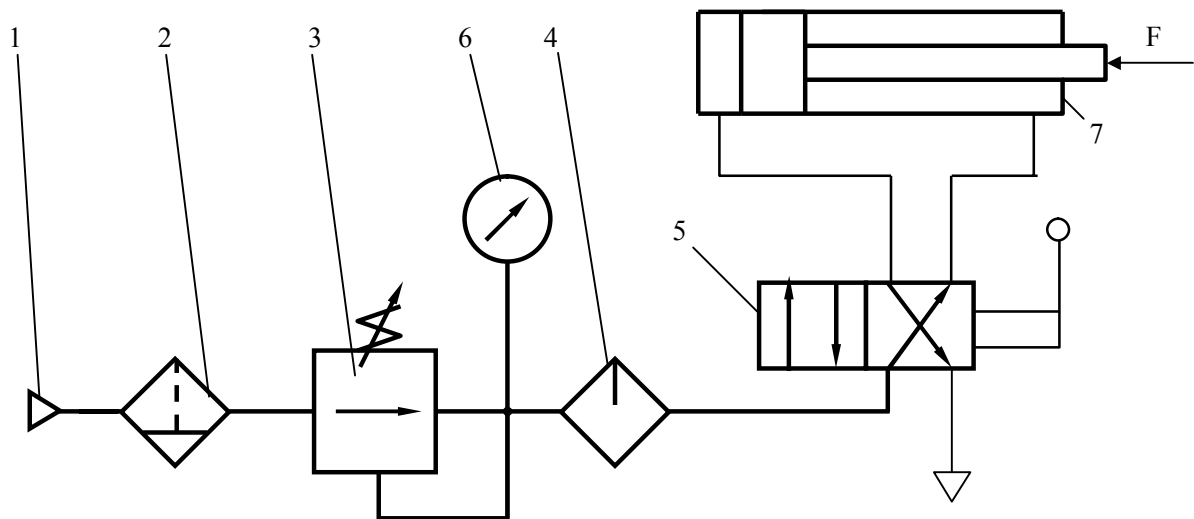


Рисунок 4.1 – Пневмопривод зворотно-поступального руху

Проходячи через фільтр-вологівідділювач 2, потік повітря звільняється від механічних домішок і водяної пари, що містяться в повітрі. Редукційний клапан 3 підтримує тиск у системі на заданому рівні і налаштовується по манометру 6. Маслорозпилювач 4, що діє подібно пульверизатору,

насичує потік повітря дрібними частками масла, що, осідаючи на стінках рухомих елементів пневмопривода, забезпечують їхнє змащення і захист від корозії.

Двопозиційний розподільник 5 із ручним керуванням змінює напрямок руху потоку повітря, яке подається в пневмоциліндр 7. У положенні, показаному на рисунку, стиснене повітря подається в штокову порожнину пневмоциліндра 7, а з його протилежної поршневої порожнини скидається в атмосферу.

У результаті цей поршень пневмоциліндра займає крайнє ліве положення. При установці пневморозподільника в інше положення напрямок потоку повітря змінюється на зворотне і повітря надходить у поршкову порожнину пневмоциліндра, а з його штокової порожнини скидається в атмосферу. У результаті поршень циліндра буде рухатися в напрямку висунання штока, переборюючи навантаження F .

Широкому застосуванню пневмоприводів у різних областях техніки сприяє ряд їхніх позитивних якостей:

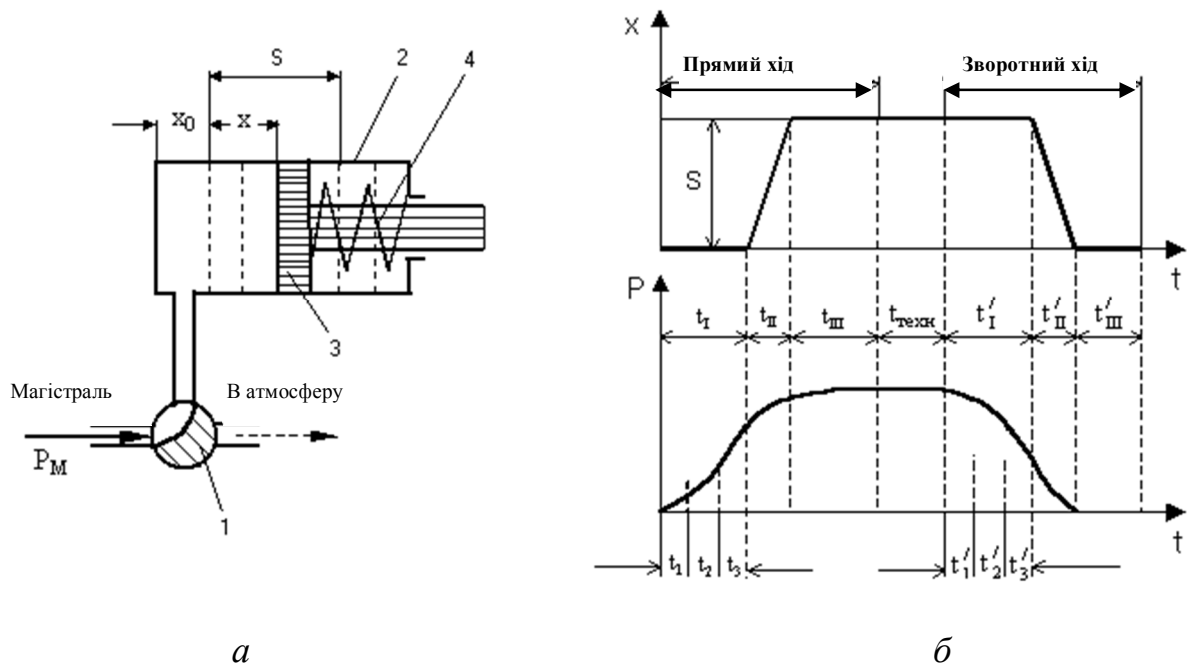
- 1) можливість постачання від централізованого заводського повітряного трубопровода;
- 2) унаслідок малої в'язкості стиснутого повітря забезпечується висока швидкість спрацьовування пневматичних приводів;
- 3) безпека роботи в пожежно- і вибухонебезпечних умовах без застосування будь-яких додаткових засобів захисту;
- 4) можливість роботи при високих температурах, вібрації, радіації та ін.;
- 5) простота конструкції і висока надійність роботи.

Недоліками пневмоприводів у порівнянні з гідроприводами є:

- 1) унаслідок стискання повітря спостерігається нерівномірність швидкості руху пневмопривода і виключена можливість зупинки гідроциліндра в проміжному положенні;
- 2) більш низький ККД, тому що відпрацьоване стиснене повітря під тиском скидається в атмосферу;
- 3) висока вартість стиснутого повітря;
- 4) необхідність застосування системи змащення і захисту елементів пневмопривода від корозії;
- 5) значно більші діаметри пневмоциліндрів, тому що робочий тиск стиснутого повітря не перевищує 0,4...0,6 МПа.

Незважаючи на майже релейний характер спрацьовування пневмоциліндрів, раціональним вибором їхніх конструктивних розмірів і застосуванням відповідних регулювальних пристроїв можна активно впливати на динаміку пневмопривода. Наприклад, за допомогою дросельних пристроїв можна не тільки регулювати швидкість поршня, але й у деякій мірі стабілізувати її під час руху. Застосування гальмівних пристроїв дозволяє при великих швидкостях руху поршня на основній ділянці робочого ходу уникнути різких ударів об твердий упор наприкінці ходу, при зупинці поршня.

Аналіз циклів роботи пневмопривода. Розглянемо як приклад пневмопривод однобічної дії зі зворотною пружиною, схема його і циклограма роботи представлені на рис. 4.2, а і б.



а – схема пневмопривода; б – циклограма роботи пневмопривода
Рисунок 4.2 – Пневмопривод однобічної дії зі зворотною пружиною

У положенні механізму, зображеного на цьому рисунку, стиснене повітря з магістралі через крановий розподільник 1 подається в робочу порожнину пневмоциліндра 2. Штокова порожнина циліндра постійно сполучається з атмосферою. Під впливом стиснутого повітря поршень 3 переміщується, стискаючи пружину 4.

Період часу від початку ввімкнення розподільника 1 до початку руху поршня є підготовчим періодом:

$$t = t_1 + t_2 + t_3,$$

де t_1 – час перемикання розподільника; t_2 – час проходження хвилі тиску по лінії підведення від розподільника до робочої порожнини циліндра; t_3 – час підвищення тиску в робочій порожнині циліндра від атмосферного до тиску, необхідного для подолання опору руху поршня.

Час t_1 спрацьовування розподільника визначається експериментально. Для серійних розподільників цей час вказується в технічній характеристиці.

Час t_2 проходження хвилі тиску визначається за формулою:

$$t_2 = L_T / c ,$$

де L_T – довжина трубопроводу, що з'єднує розподільник з робочою порожниною пневмоциліндра; c – швидкість поширення звуку в повітрі. При коротких лініях цим часом можна зневажити (наприклад, для $L_T = 5$ м и $c = 340$ м/с $t_2 = 5 / 340 = 0,015$ с).

Визначення часу t_3 не викликає особливих утруднень. Він може бути встановлений за відомою методикою визначення часу наповнення ємності постійного об'єму. У багатьох випадках об'єм під поршнем циліндра – дуже мала величина і вплив часу t_3 на спрацьовування пневмопристрою порівняно невеликий.

Період руху поршня t_{II} найбільш складний як за характером фізичного процесу, так і за розрахунком. Рух поршня описується системою диференціальних рівнянь, які в загальному вигляді не мають розв'язки. Розв'язання може бути виконано чисельним шляхом інтегрування із застосуванням ЕОМ. На практиці дуже часто для визначення швидкості руху поршня використовуються спрощені методи розрахунку.

Заключний період t_{III} характеризується підвищенням тиску в робочій камері після зупинки поршня. Найчастіше цей тиск вирівнюється з тиском у магістралі, p_M . Величину t_{III} знаходять аналогічно часу t_3 підготовчого періоду.

Після зупинки поршня відбувається технологічний процес: зварювання у зварювальних машинах, затискання виробів у верстатах і інші операції, яким на циклограмі відповідає відрізок часу $t_{техн}$.

Після виконання заданої технологічної операції робоча порожнина циліндра перемиканням кранового розподільника з'єднується з атмосферою, тиск у ній падає, і поршень під дією пружини повертається у вихідне положення. Час руху поршня у вихідному положенні складається з аналогічних інтервалів t'_I , t'_{II} і t'_{III} (див. рис. 4.2, б).

У залежності від функціонального призначення ті чи інші інтервали часу в циклограмі пневмопривода виявляються найбільш істотними. Наприклад, якщо пристрій керування розподільником знаходиться на незначній відстані від нього, то час t_1 підготовчого періоду t_I може виявитися великим у порівнянні з іншими інтервалами часу. У транспортувальних пристроях час руху t_{II} поршня найбільш істотний. У затискних пристроях найбільш значним виявляється час t_{III} наростання тиску до заданої величини.

4.2 Стиснене повітря як робоче середовище пневмоприводів

Основними параметрами, що характеризують стан повітря, є тиск, температура і питомий об'єм.

У розрахунках пневмоприводів використовується абсолютний тиск:

$$P = P_{\text{ман}} + P_{\text{ат}},$$

де $P_{\text{ман}}$ і $P_{\text{ат}}$ – відповідно манометричний і атмосферний тиски.

При вимірюванні температури використовують міжнародну температурну шкалу в градусах Цельсія ($t^{\circ}C$). У рівняння термодинаміки пневмопривода входить абсолютна температура T у градусах Кельвіна (К). Між температурами існує зв'язок:

$$T = t^{\circ}C + 273 \text{ К}.$$

Питомий об'єм, $\text{м}^3/\text{кг}$, являє собою відношення об'єму, займаного повітрям, до маси повітря:

$$\nu = V / m.$$

Величина, зворотна питомому об'єму, називається густиною повітря:

$$\rho = 1 / \nu .$$

В умовах виробництва тиск стиснутого повітря не перевищує 1 МПа при діапазоні температур від -40°C до +70°C. Ці умови близькі до так званих нормальних умов (тиск $p = 0,1013$ МПа, температура $t = 20$ °C), і при термодинамічних розрахунках можна скористатися рівнянням стану ідеального газу Клапейрона-Менделєєва:

$$p\nu = RT , \quad (4.1)$$

де R – газова постійна, для сухого повітря $R = 287$ Дж/(кг · К).

Крім названих параметрів, фізичні властивості повітря характеризуються в'язкістю і вологістю.

На відміну від краплинних рідин в'язкість повітря зі збільшенням температури зростає. Залежність в'язкості від температури має вигляд:

$$\mu = \mu_0 (T / 273)^{0,75} , \quad (4.2)$$

де μ – коефіцієнт динамічної в'язкості при температурі T ;

μ_0 – цей же коефіцієнт при температурі 273 К; $\mu_0 = 17,2 \cdot 10^{-6}$ Па · с

Повітря може бути сухим і вологим. Вологе повітря містить водяну пару у вигляді насиченого чи ненасиченого розчину. Масова кількість водяної пари залежить від температури. Наприклад, при температурі 0 °C і атмосферному тиску в 1 м³ вологого повітря міститься до 4,8 м водяної пари, при 30 °C – до 30,4 г, при 100 °C – до 597,7 г.

4.3 Повітряні трубопроводи і пневмокамери

Основні рівняння руху повітря в трубопроводі

Основними рівняннями для одномірного руху повітря так само, як і для рідини, є рівняння нерозривності потоку і рівняння Бернуллі.

Рівняння нерозривності потоку відрізняється від відповідного рівняння нестисливої рідини тим, що густина повітря змінюється від перерізу до перерізу.

Це рівняння має вигляд:

$$G = \rho w f = \text{const} , \quad (4.3)$$

де ρ – густина повітря в даному перерізі потоку; w – середня швидкість у перерізі; f – площа перерізу.

Для двох перерізів повітряного потоку можна записати рівняння Бернуллі:

$$Z_1 + \frac{p_1}{\rho_1 g} + \frac{w_1^2}{2g} = Z_2 + \frac{p_2}{\rho_2 g} + \frac{w_2^2}{2g} + h,$$

Таким чином, сума геометричного (Z), п'єзометричного ($p / \rho g$) і швидкісного ($w^2 / 2g$) напорів із урахуванням втрат напору (h) є постійною величиною. Через малу густину повітря ρ геометричними напорами Z_1 і Z_2 зневажають.

У диференціальній формі рівняння Бернуллі має вигляд:

$$d\left(\frac{w^2}{2g}\right) + \frac{dp}{(\rho g)} + dh = 0 . \quad (4.4)$$

Втрати напору h повітряного потоку в трубопроводі визначаються так само, як і в гідравліці:

$$h = h_L + h_M = \lambda \frac{L}{d} \frac{w^2}{2g} + \frac{w^2}{2g} \sum_{i=1}^n \xi_{Mi} , \quad (4.5)$$

де h_L – втрати напору по довжині трубопроводу; h_M – місцеві втрати напору; λ – коефіцієнт Дарсі (коефіцієнт опору по довжині труби, при розрахунках $\lambda = 0.02 \dots 0.03$); ξ_{Mi} – коефіцієнт втрат напору на місцевих гідравлічних опорах; L і d – довжина і внутрішній діаметр трубопроводу.

Рівняння швидкості і масової витрати повітря

Розглянемо рух повітря з ресивера 1 через короткий трубопровід 2 у пневмокамеру (робочу порожнину пневмоциліндра) 3. Параметри повітря в ресивері (тиск P_M , температура T_M і густина ρ_M) підтримуються

постійними. Поточні параметри повітря в пневмокамері постійного об'єму V позначимо через p , T і ρ (рис. 4.3). Процес руху повітря будемо вважати адіабатичним, тобто не враховується теплообмін між стисненим повітрям у трубопроводі і навколишнім середовищем.

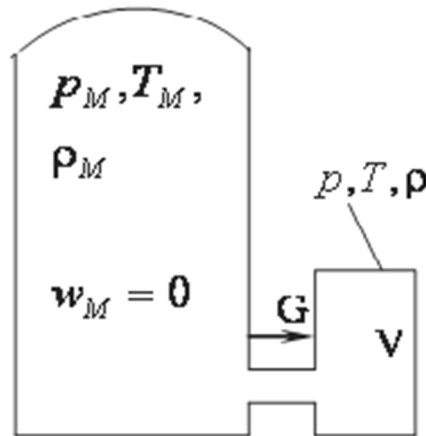


Рисунок 4.3 – Рух повітря з ресивера у пневмокамеру

При такій постановці задачі швидкість руху повітря в трубопроводі можна визначити за відомим з термодинаміки рівнянням Сен-Венана і Венцеля:

$$w = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_M \left[1 - \left(\frac{p}{p_M} \right)^{(k-1)/k} \right]}, \quad (4.6)$$

де k – показник адіабати; R – газова постійна; T_M – температура повітря в ресивері, K ; p_M і p – абсолютний тиск у ресивері і пневмокамері відповідно.

При цьому масова витрата повітря в трубопроводі складе:

$$G = \mu f p_M \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{1}{RT_M} \left[\left(\frac{p}{p_M} \right)^{2/k} - \left(\frac{p}{p_M} \right)^{(k+1)/k} \right]}, \quad (4.7)$$

де μ – коефіцієнт витрати; f – площа перерізу трубопроводу.

Аналіз рівняння (4.7) показує, що при заданих f , p_M і ρ_M масова витрата залежить від тиску в пневмокамері p , тобто від величини $\sigma = p/p_M$.

При $\sigma = 0$ $G = 0$; при $\sigma = 1$ $G = 0$. Це значить, що при деякому критичному значенні $\sigma_{кр} = \left(\frac{p}{p_M} \right)_{кр}$ витрата G досягає максимального значення G_{max} . Графік функції $G = f(\sigma)$ має вигляд параболи 1-2-0 (рис. 4.4), побудованої за рівнянням (4.7).

Максимальна (критична) масова витрата спостерігається при $\sigma = \sigma_{кр}$. Значення критичного відношення тисків $\sigma_{кр}$ знаходять як максимум функції $G = f(\sigma)$ (4.7).

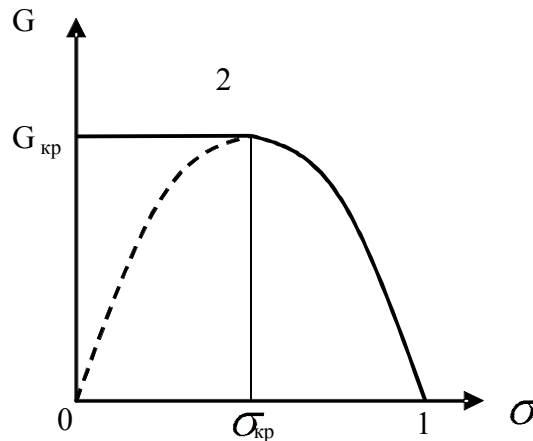


Рисунок 4.4 – Графік функції $G = f(\sigma)$

Ліва частина параболи, що зображена пунктиром, не відповідає дійсності і суперечить фізичному змісту явища. Це можна пояснити тим, що зі зменшенням протитиску в пневмокамері швидкість руху повітря (4.6), а отже, і витрата (4.7) зростають і при $\sigma = 0,528$ швидкість повітря досягає швидкості поширення звуку. Тому ніяке подальше зменшення тиску в пневмокамері не передається на вихід труби (він буде зноситися швидкістю повітря, яка дорівнює швидкості поширення пружних деформацій у даному середовищі). Явище, при якому витрата не змінюється, залишаючись критичною незважаючи на те, що змінюється протитиск, прийнято називати «запиранням» потоку, чи «кризою» плин.

Якщо з пневмокамери, яка має обмежений об'єм V_B (рис. 4.5) стиснене повітря з параметрами p_B , T_B і ρ_B рухається через короткий трубопровід в атмосферу (спорожнювання порожнини пневмоциліндра), то масова витрата визначається аналогічно, як і при наповненні пневмоциліндра через трубопровід.

Однак у цьому випадку змінними є параметри в пневмокамері p_B , T_B і ρ_B .

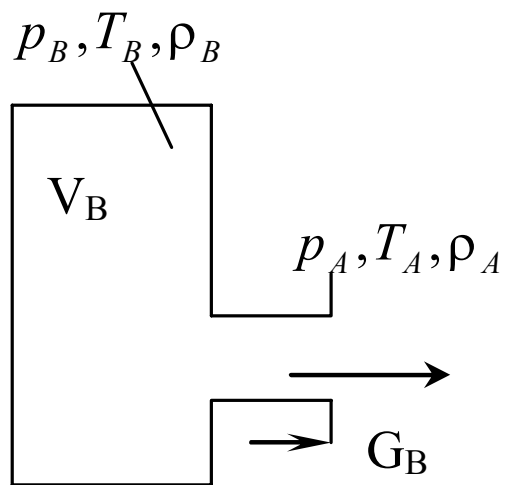


Рисунок 4.5 – Рух повітря з ресивера в атмосферу

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- 1 Анурьев, В. И. Справочник конструктора-машиностроителя : в 3 т. / В. И. Анурьев. – М. : Машиностроение, 1980. – Т. 3. – 560 с.
- 2 Кулінченко, В. Р. Гідравліка, гідравлічні машини і гідропривід : підручник / Кулінченко В. Р. – К. : ІНК ОС, Центр навчальної літератури, 2006. – 616 с. – ISBN 966-8347-39-2.
- 3 Свешников, В. К. Станочные гидроприводы : справочник / В. К. Свешников. – М. : Машиностроение, 1995. – 448 с. – ISBN 5-217-02463-1
- 4 Попов, Д. Н. Динамика и регулирование гидро- и пневмосистем / Попов Д. Н. – М. : Машиностроение, 1988. – 512 с.
- 5 Гідроприводи та гідропневмоавтоматика : підручник / В. О. Федорець [та ін.]. – К. : Вища школа, 1995. – 463 с. – ISBN 5-11-004086-9.
- 6 Гидропневмоавтоматика и гидропривод мобильных машин : учеб. пособие для вузов / А. Ф. Андреев [и др.]. - Мн. : Высш.шк., 1987. – 310 с.
- 7 Методичні вказівки до лабораторних робіт з дисциплін «Гідравліка та гідропневмопривод» і «Гідрогазодинаміка» для студентів денної форми навчання/ уклад.: М. А. Афанасьєва, М. Б. Жуков, Г. Г. Габузов. – Краматорськ : ДДМА, 1999. – 47 с.
- 8 Методичні вказівки для практичних занять і самостійного вивчення дисциплін «Гідравліка та гідропневмопривод» і «Гідрогазодинаміка» для студентів денної форми навчання / уклад. : М. А. Афанасьєва, Г. Г. Габузов, М. Б. Жуков. – Краматорськ : ДДМА, 2001. – 44 с.
- 9 Методичний посібник «Гідравліка, гідро- та пневмопривод» для студентів денної та заочної форми навчання / уклад. : М. А. Афанасьєва, М. Б. Жуков, Г. Г. Габузов. – Краматорськ : ДДМА, 2001. – 44 с.
- 10 Гидравлика и гидропривод : учеб. пособие / Н.С. Гудилин [и др.]. – 3-е изд., стер. – М. : МГГЦ, 2001 – 520 с. – ISBN 5-7418-0009-21.

Навчальне видання

АФАНАСЬЄВА Маргарита Анатоліївна,

ЖУКОВ Микола Борисович

Гідравліка, гідро- та пневмоприводи

Навчальний посібник

Редактор

О. М. Болкова

Комп'ютерна верстка

О. С. Орда

116/2007. Підп. до друку 12.01.2011. Формат 60х84/16.
Папір офсетний. Ум. друк. арк. 7,91. Обл.-вид. арк. 6.76.
Тираж 300 прим. Зам. № 1.

Донбаська державна машинобудівна академія
84313, м. Краматорськ, вул. Шкадінова, 72.
Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи
до Державного реєстру
серія ДК №1633 від 24.12.2003