

Міністерство освіти України
Донбаська державна машинобудівна академія

“Гідравліка, гідро- і пневмоприводи”
Конспект лекцій для студентів денної та заочної
форми навчання інженерно-технічних
спеціальностей

Затверджено
на засіданні
методичної ради
Протокол №

Краматорськ
ДДМА
2018

УДК 532

“Гідравліка, гідро- і пневмоприводи.” Конспект лекцій для студентів денної та заочної форми навчання інженерно-технічних спеціальностей / Сост.: М.А.Афанасьєва, М.Б.Жуков. - Краматорськ: ДДМА, 2018. – 107с.

Містяться теоретичні матеріали, приклади рішення задач, що включають необхідний довідковий матеріал.

Укладачі:

М.А.Афанасьєва, доц.
М. Б. Жуков, доц.

Відп. за випуск

О.В.Суботін, доц.

ВСТУП

Гідравлікою називається прикладна наука, що вивчає закони рівноваги і руху рідин, а також методи застосування цих законів при рішенні 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 теоретично гідромеханіки, що довгий час була самостійною дисципліною, безпосередньо не зв'язаної з експериментом.

Другий шлях – шлях широкого залучення експерименту і накопичення досвідчених даних для використання їх в інженерній практиці – привів до створення інженерної гідравліки. У початковий період свого розвитку гідравліка була наукою чисто емпіричною. В наш час все більше застосовуються методи теоретичної гідромеханіки для рішення практичних задач, а теоретична гідромеханіка всі 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 з експериментом, уточнюють і виправляють теоретичні висновки і формули, для пристосування їх до практичного використання. Цілий ряд явищ, які важко піддаються теоретичному аналізу через складність, досліджують експериментально, а результати представляють у виді емпіричних формул.

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

1 ГІДРАВЛІКА

1.1 Основні властивості рідини

Рідина являє собою фізичне тіло, у якому сили міжмолекулярного зчеплення значно менше, ніж у твердих тел. Тому рідина характеризується легкою рухливістю 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, стисненність, температурне розширення і в'язкість рідини.

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

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

де G – вага рідини об'єму V .

Наприклад, для води при температурі 4°C $\gamma_{\text{в}} = 10000 \text{ Н/м}^3$, для ртуті при температурі 0°C $\gamma_{\text{рт}} = 136000 \text{ Н/м}^3$.

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

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

де m – маса рідини об'єму V .

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

$$\gamma = m \cdot g / V = \rho \cdot g \quad (1.3)$$

Стисненність. Властивість рідини змінювати свій об'єм при зміні тиску називається стисненністю. Стисненність 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, $\text{Н} / \text{м}^2$.

Величина, зворотня коефіцієнту β_p , являє собою об'ємний модуль пружності E , (Н/м²).

Для краплинних рідин, наприклад для води, при атмосферному тиску $E = 2000$ МПа. Отже, при підвищенні тиску на 0,1 МПа об'єм води зменшується усього лише на 1/20000 частину. Тому в більшості випадків краплинні рідини можна вважати практично нестисливими. Але при дуже високих тисках і пружних коливаннях стисненістю 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° С:

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

Для води коефіцієнт β_t зростає зі збільшенням тиску і температури від 14×10^{-6} при 0°С та 0,1 МПа до 700×10^{-6} при 100°С та 10 МПа. Для мінеральних олій у діапазоні тисків від 0 до 15 МПа β_t можна в середньому приймати рівними 800×10^{-6} 1/°С.

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

При русі реальних в'язких рідин виникають дотичні сили тертя уздовж ліній струмів. Усяке 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 якого відбувається відносний рух. У математичній формі закон Ньютона рідинного тертя може бути виражений у такий спосіб:

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

де T – сила тертя;

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

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.

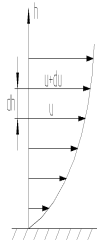


Рисунок 1.1

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

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

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):

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

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

На практиці найбільше часто користуються не динамічним коефіцієнтом в'язкості μ , а відношенням його до густини рідини:

$\nu = \mu/\rho$, який називається кінематичним коефіцієнтом в'язкості. Одиницею виміру кінематичної в'язкості в технічній системі одиниць є стокс: $1\text{Ст} = 10^{-4} \text{м}^2/\text{с}$. 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 стискаючі 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 по формулі:

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

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

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

де $\Delta S \rightarrow 0$.

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

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

Властивості гідростатичного тиску

Перша властивість – гідростатичний тиск спрямований завжди по внутрішній нормалі до площадки, на яку він діє.

Друга властивість – гідростатичний тиск у будь-якій точці рідини в усіх напрямках однаковий.

1.3 Диференціальні рівняння рівноваги рідини (рівняння Ейлера)

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

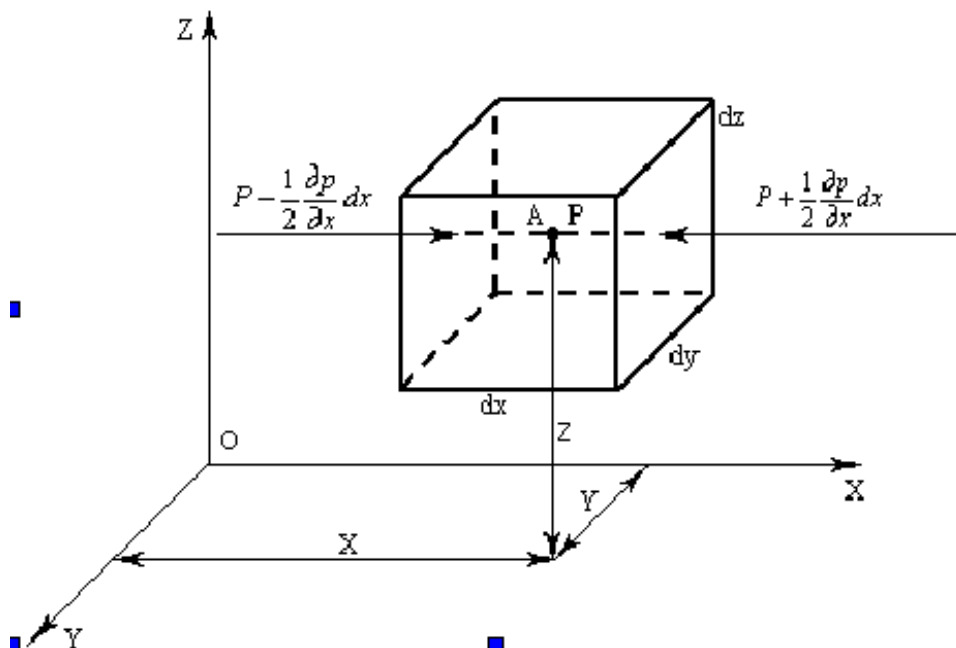


Рисунок 1.2

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:

$$dQ_x = X dM \quad ,$$

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

Отже,

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

Аналогічно визначаються проекції масових сил на осі y та z :

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

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

Нехай тиск у точці A (на перетинанні 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 :

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

Звідси

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

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

$$-\frac{\partial p}{\partial y} + \rho Y = 0$$

$$\text{и. } -\frac{\partial p}{\partial z} + \rho Z = 0$$

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 користування зручніше замість системи диференціальних рівнянь (1.10) одержати одне рівняння, що не містить часток 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 диференційній 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 усього 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 посудині (рис. 1.3): при $z = z_0$ тиск $p = p_0$.

Отже, $C = p_0 + \rho g z_0$.

З урахуванням значення постійної інтегрування C одержимо:

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

чи

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

де $z_0 - z = h$ (див. рис. 1.3).

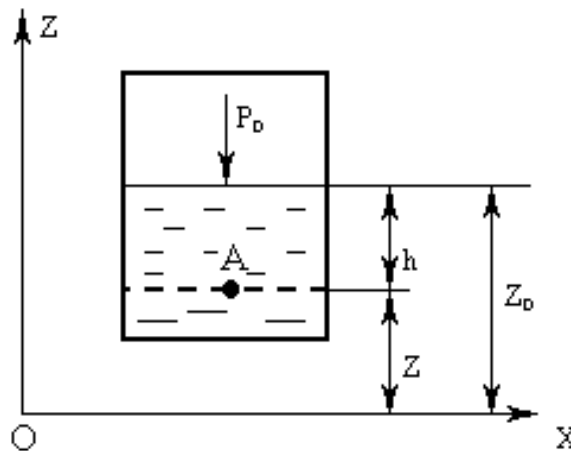


Рисунок 1.3

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

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

Диференціальне рівняння поверхні рівного тиску. З рівняння (1.11) легко виходить рівняння поверхні, у всіх точках якої тиск постійний.

Оскільки в цьому випадку $p = \text{const}$, $dp = 0$, $\rho \neq 0$, шукане рівняння одержує вигляд:

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

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 друг щодо друга і нерухомі щодо стінок посудини. Таким чином, у розглянутому випадку рідина і посудина рухаються як одне тверде тіло. При цьому поведження 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 випробують однаковий тиск. Дослідження проведемо на прикладах окремих випадків відносного спокою рідини.

1. Посудина 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 посудині.

При горизонтальному русі посудини з прискоренням $\pm a$ проекції масових сил складуться: $X = \pm a$, $Y = 0$ 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:

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

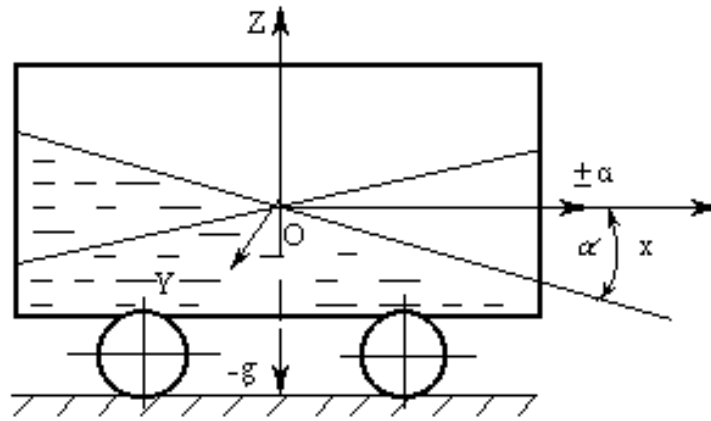


Рисунок 1.4

Таким чином, якщо посудина рухається рівноприскорено (чи рівносповільнено) у горизонтальному напрямку, то поверхнями рівня будуть площини, нахилені до обрїю під кутом α , тангенс якого дорівнює $\pm \dot{\alpha}/g$.

Рівняння (1.14) дозволяє вирішити також зворотню задачу, тобто для кута α , яким задаються, визначити прискорення посудини:

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

На цьому принципі побудовані прилади для виміру прискорень транспортних засобів.

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

Така задача зустрічається, наприклад, при зльоті та посадці ракет, при підйомі 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:

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

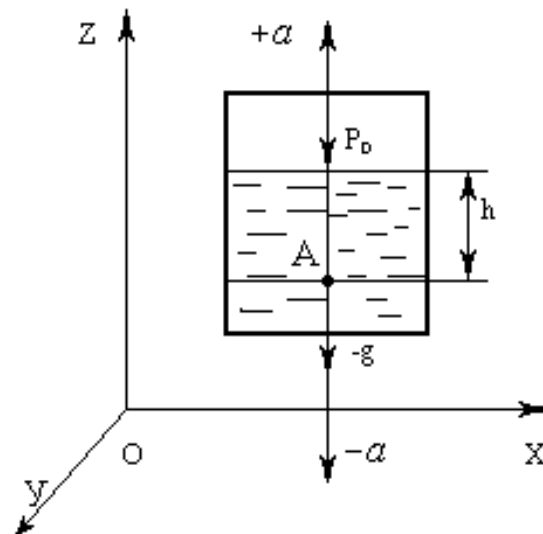


Рисунок 1.5

Після інтегрування одержимо $z=const$. Отже, як і в нерухомій посудині, 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 рішенню задачі, що представила 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) з формулою (1.12) бачимо, що при опусканні посудини зменшується сумарне прискорення, а при $a=g$ рідина буде невагомою.

При підйомі посудини рідина як би стає більш важкою. Це явище спостерігається при зльоті ракети, підйомі ковша з рідким металом.

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

У розглянутому випадку в горизонтальній площині будуть діяти відцентрові сили, а уздовж вертикальної осі – сила ваги. Отже, проекції всіх об'ємних сил, віднесені до одиниці маси, можна представити такою системою рівнянь:

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

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

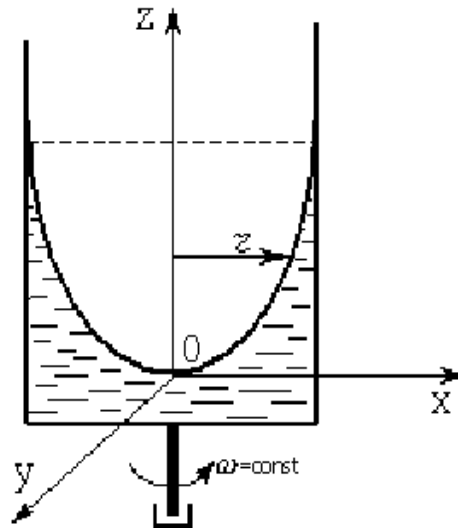


Рисунок 1.6

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 $C = 0$. Так як $x^2 + y^2 = r^2$, то остаточно можна записати рівняння поверхні рівня рідини в посудині, що обертається рівномірно навколо вертикальної осі:

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

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

Якщо посудина 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. Вимір тиску.

Розглянемо посудину 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 посудини підключена скляна трубка 2, верхній кінець якої зполучається з атмосферою. Так як тиск p_0 більше 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):

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

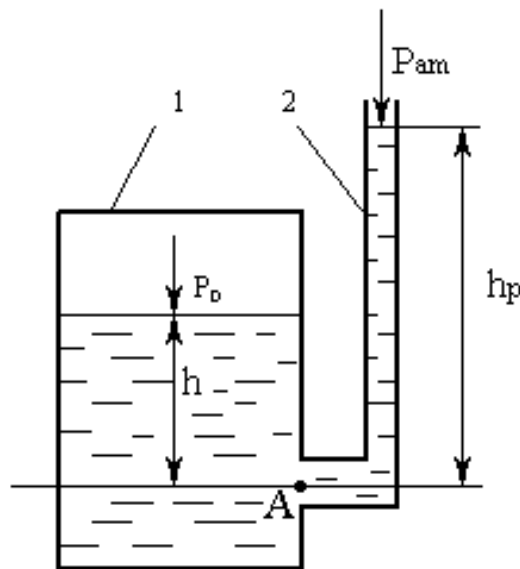


Рисунок 1.7

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

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

У будь-якій крапці нерухокої рідини гідростатичний тиск в усіх напрямках однаково (друга властивість гідростатичного тиску), отже

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

Звідси знайдемо висоту підйому рідини в п'єзометричній трубці:

$$h_p = \frac{P_0 - P_{atm}}{\rho g} + h . \quad (1.19)$$

Якщо посудина відкрита і на поверхні рідини діє атмосферний тиск ($P_0 = P_{atm}$), то тоді $h_p = h$.

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

Якщо абсолютний тиск у рідині чи газі менше атмосферного, то такий тиск називають вакуумом:

$$P_{вак} = P_{atm} - P_{абс} = -(P_{абс} - P_{atm}) = -P_{изб} . \quad (1.20)$$

У такий засіб 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 усередині рідини тиск нижче атмосферного.

На рисунку 1.8. показана посудина з рідиною, на поверхню якої діє тиск P_0 , менший ніж атмосферний. До посудини підключена вигнута трубка, верхній кінець якої сполучається з атмосферою. Така трубка називається зворотнім п'єзометром чи вакууметром. Так як тиск, що діє на поверхню рідини в посудині, P_0 менше атмосферного, рівень рідини в трубці понизиться на величину $h_{вак}$.

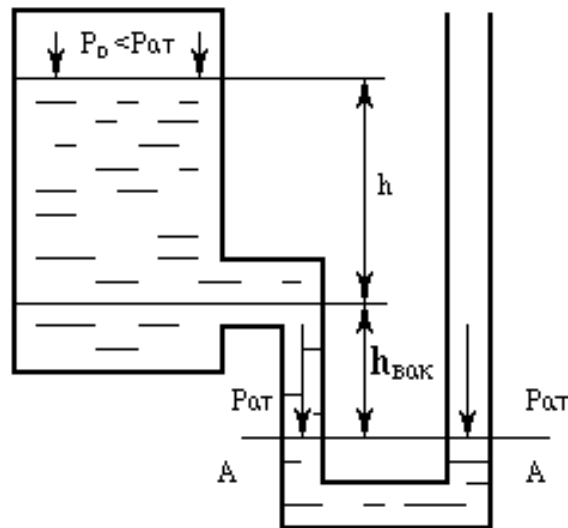


Рисунок 1.8

Визначимо висоту $h_{вак}$, яку називають вакууметричною висотою. Для цього проведемо горизонтальну площину $A - A$, тиск у якій однако-

вий і дорівнює атмосферному тиску P_{am} (див. рис. 1.8). Тоді на підставі рівняння (1.12) можна записати:

$$p_{am} = p_o + \rho g(h + h_{вак}) ,$$

відкіля знайдемо вакууметричну висоту в такий спосіб:

$$h_{вак} = \frac{p_{am} - p_o - \rho g h}{\rho g} = \frac{p_{am} - p_o}{\rho g} - h . \quad (1.21)$$

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

Приклад 1.1. У двох циліндричних посудинах „а” і „б” поміщені однакові поршні діаметром $D_p = 300\text{мм}$ (рис. 1.9). Обидві посудини 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” – $V_b = 1\text{л}$.

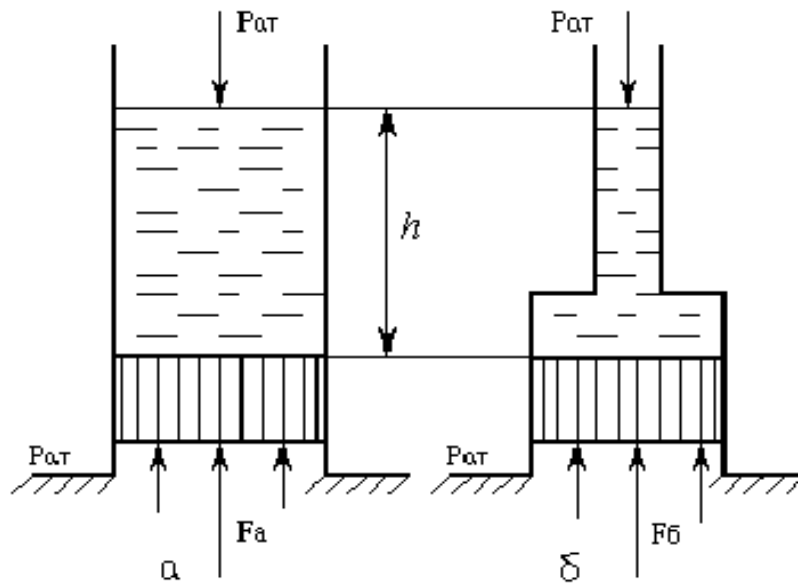


Рисунок 1.9

РІШЕННЯ. Рівень рідини в посудинах визначимо з рівняння

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

Атмосферний тиск, який передається за законом Паскаля 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):

$$p = \rho gh = 1000 \cdot 9,81 \cdot 1,4147 = 13878,3 \text{ Н/м}^2.$$

Тоді сили, що утримують поршні в рівновазі, складуть:

$$Fa = F_{\phi} = P \frac{\pi D n^2}{4} = 13878,3 \frac{\pi \cdot 0,3^2}{4} = 981 \text{ Н}.$$

Приклад 1.2. Для виміру прискорення транспортного засобу, що горизонтально рухається (автомобіля, тепловоза і т.п.), може бути використана закріплена на ньому U – образна 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 $l=300\text{мм}$.

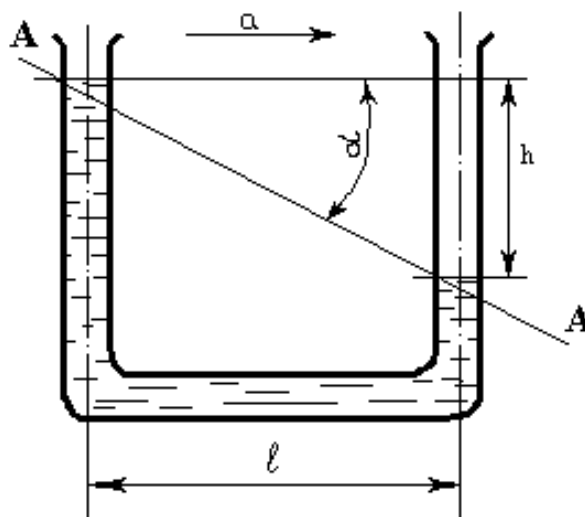


Рисунок 1.10

РІШЕННЯ. При горизонтальному рівноприскореному русі транспортного засобу поверхнею рівня рідини в U – образній трубці буде площина А–А, нахилена до обрію під кутом α , і прискорення руху може бути визначено з рівняння (1.15):

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

Приклад 1.3. Ківш із рідким металом рівноприскорено піднімають із прискоренням $\alpha = 0,5g$. 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

вирішити при рівномірному і рівномірно прискореному підйомі ковша. Густину рідкого металу прийняти $\rho = 7200 \text{ кг/м}^3$.

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

$$p_{\text{надл}} = \rho \cdot g \cdot h = 7200 \cdot 9,81 \cdot 1,5 = 105948 \text{ Н/м}^2 .$$

При цьому сила гідростатичного тиску на дно ковша складе:

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

При рівноприскореному підйомі ковша з прискоренням $a = 0,5g$ рідина як би стає більш важкою і гідростатичний тиск на його основі можна знайти з рівняння (1.16):

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

$$F_2 = pS = 158922 \cdot 1 = 158922 \text{ Н} .$$

Приклад 1.4. Зневажаючи сили тертя, визначити, на яку висоту h можна всмоктувати бензин при температурі $+15^\circ\text{C}$ повільним і рівномірним підйомом поршня (рис. 1.11), якщо тиск насичених пар бензину при цій температурі $p_{\text{н.п}} = 0,01 \text{ МПа}$, його густина $\rho_{\text{б}} = 735 \text{ кг/м}^3$, атмосферний тиск $h_{\text{рт.ст}} = 745 \text{ мм рт. ст.}$, густина ртуті $\rho_{\text{рт}} = 13560 \text{ кг/м}^3$.

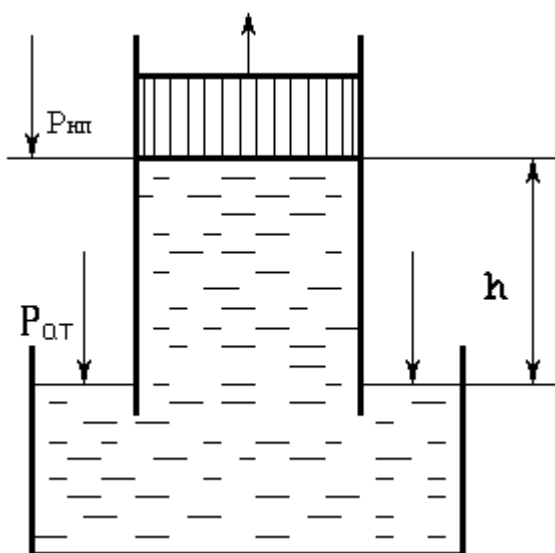


Рисунок 1.11

РІШЕННЯ. В міру підйому поршня абсолютний тиск під ним зменшується і при висоті h стає рівним тиску насичених пар бензину $p_{\text{н.п}}$. Різ-

ниця тисків атмосферної і насиченої пар бензину врівноважується високою стовпа бензину h :

$$h = \frac{P_{am} - P_{nn}}{\rho_{\text{б}} g} = \frac{(0,099102 - 0,01) \cdot 10^6}{735 \cdot 9,81} = 12,36 \text{ м} ,$$

де

$$P_{am} = \rho_{pm} \cdot g \cdot h_{pm} = 13560 \cdot 9,81 \cdot 0,745 = 99102 \text{ Н/м}^2 = 0,099102 \text{ МПа}.$$

1.6 Основні поняття гідродинаміки. Класифікація рухів

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

Дослідження в області гідродинаміки полягають переважно в знаходженні основних величин, що характеризують рух: швидкостей течії і тисків, що виникають у рідині. Задачу гідродинаміки можна вважати вирішеною, 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 (чи 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 спорожнювання посудини через отвір у його стінці, рух в усмоктувальній і напірній трубі поршневого насоса, поршень якого робить зворотньо-поступальний рух. Прикладом сталого руху може служити витікання рідини з посудини, у якій підтримується постійний рівень.

Дослідження сталих рухів набагато простіше, ніж несталих. Надалі будемо розглядати, головним чином, що 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 усі компоненти руху не міняються уздовж потоку. Прикладом рівномірного руху може служити рух рідини в трубі постійного перетину.

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

1.7 Поняття про струменний рух рідини

При рішенні багатьох задач гідродинаміки цілий потік умовно розділяють на окремі елементарні струмені, які в свою чергу складаються з ліній струменя (рис. 1.12).



Рисунок 1.12

При цьому під лінією струменя розуміють лінію, у кожній точці якої вектор швидкості спрямований дотично до неї. На підставі викладеного приймається, що елементарний струмінь має наступні властивості:

- 1 Форма елементарного струменя при усталеному русі з часом не змінюється, тому що не змінюється вид ліній струму, з яких він складається.
- 2 Поверхня елементарного струменя, що утворена лініями струму, є не проникною для часток рідини, що рухаються в сусідніх струменях.
- 3 Внаслідок малості поперечного перерізу елементарного струменя, швидкості в усіх точках перерізу є однаковим.

Поняття елементарного струменя спрощує рішення 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 у межах потоку нормальна в кожній своїй 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 витрати всіх елементарних струменів:

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

У рівняння витрати (1.23) під знак інтеграла входить швидкість елементарного струменя \mathbf{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 рішення задачі використовуємо поняття про середню швидкість потоку \mathbf{v} , що умовно передбачається постійною по перерізу потоку і може бути винесена за знак інтеграла:

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

Помітимо, 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 законом Ньютона (1.6) повинні дорівнювати нулю, що зовсім не відповідає дійсності.

1.9 Рівняння нерозривності потоку

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

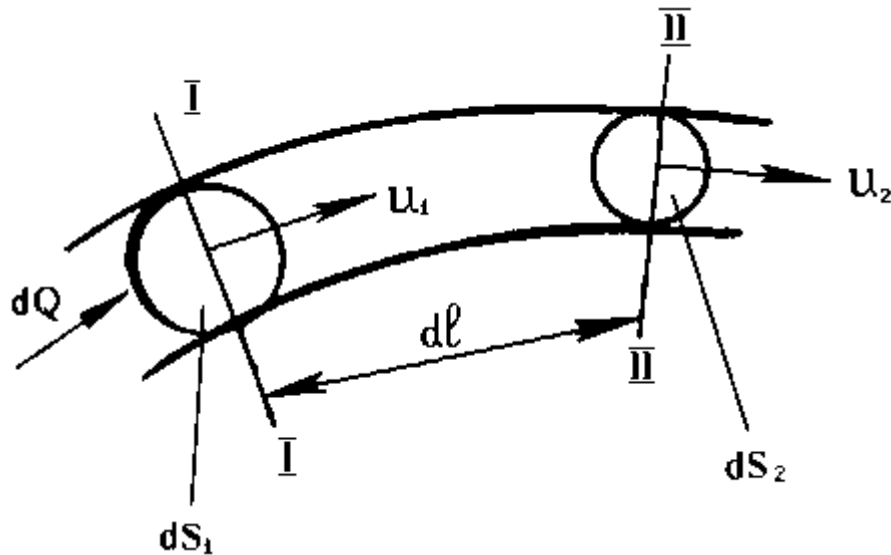


Рисунок 1.13

За час dt через площу живого перерізу d_1 у відсік I – II втече рідина в кількості $u_1 \cdot dS_1 \cdot dt$. Це кількість дорівнює об'єму нескінченно малого циліндра з підставою 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 еле-

ментарного струменя) і рідина нестислива. Отже, об'єм рідини, що надходить за час dt у відсік через переріз I–I, повинний дорівнюватися об'єму рідини, що витікає за той же час через перетин II – II:

$$u_1 dS_1 dt = u_2 dS_2 dt$$

чи

$$u_1 dS_1 = u_2 dS_2 = \text{const} = dQ . \quad (1.25)$$

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 струмків, 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:

$$Q = \int_{S_1} v_1 dS_1 = \int_{S_2} v_2 dS_2$$

чи

$$v_1 S_1 = v_2 S_2 = \text{const} = Q . \quad (1.26)$$

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 різних режими руху рідини: ламінарний (шаруватий), при якому окремі шари рідини ковзають друг щодо друга, 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.

Ґрунтуючись 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 \bar{v} (м/с), діаметр труби d

(м) і в'язкість рідини ν (м²/с). На основі теорії розмінностей був отриманий безрозмірний комплекс, 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 $R_{екр}$.

При $R_e > R_{екр}$ режим руху є турбулентним, при $R_e < R_{екр}$ – 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 критичного числа Рейнольдса дотепер має досить повного рішення. Найбільше часто в розрахунках приймають для критичного числа Рейнольдса значення

$$R_{екр} = 2000, \quad (1.28)$$

яке відповідає переходу руху рідини з турбулентного в ламінарне; при переході з ламінарного в турбулентний рух Рекр має велику величину.

Плавним зкругленням входу в трубу можна "затягти" ламінарний режим до $Re = 50000$, що дуже часто використовують на практиці, наприклад при створенні ламінарних струминних систем прискореного охолодження прокату.

Таким чином, верхньої границі критичного числа Рекр не існує. Якби ні були умови на вході в трубу, рух буде залишатися ламінарним, якщо число Re буде менше 2000. Отже, нижнє критичне значення числа Рекр = 2000.

1.11 Диференційні рівняння руху ідеальної рідини (рівняння Ейлера)

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

$$\left. \begin{aligned} X - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} &= 0, \\ Y - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dy} &= 0, \\ Z - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} &= 0, \end{aligned} \right\}$$

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 виді:

$$J_x = -1 \frac{du_x}{dt} = -\frac{du_x}{dt}; J_y = -1 \frac{du_y}{dt} = -\frac{du_y}{dt}; J_z = -1 \frac{du_z}{dt} = -\frac{du_z}{dt}. \quad (1.29)$$

Знак мінус тут указує на те, що сили інерції спрямовані напряму 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, і 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 частних похідних. Для цього помножимо перше рівняння системи на dx , друге - на dy , третє - на dz і складемо систему цих рівнянь. У результаті одержимо:

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

Так як

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

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:

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

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

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

З обліком цього 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) приймає наступний вид:

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

Проінтегруємо його і поділивши на g , остаточно одержимо:

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

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. Рівняння (1.33), що носить ім'я Бер-

нуллі, з'явилося найважливішим етапом у розвитку гідравліки як самостійної науки. Воно дало можливість вирішувати 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 струмень S–S. У двох перерізах струменя встановлені п'езометричні 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 $h_1 = p_1 / \rho \cdot g$, в другій трубці – $h_2 = p_2 / \rho \cdot g$, і ці висоти аналогічно гідростатиці можуть бути названі п'езометричними 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 $p_1 / \rho \cdot g$ і $p_2 / \rho \cdot g$ – п'езометричні висоти. Обидві складові мають розмірність довжини.

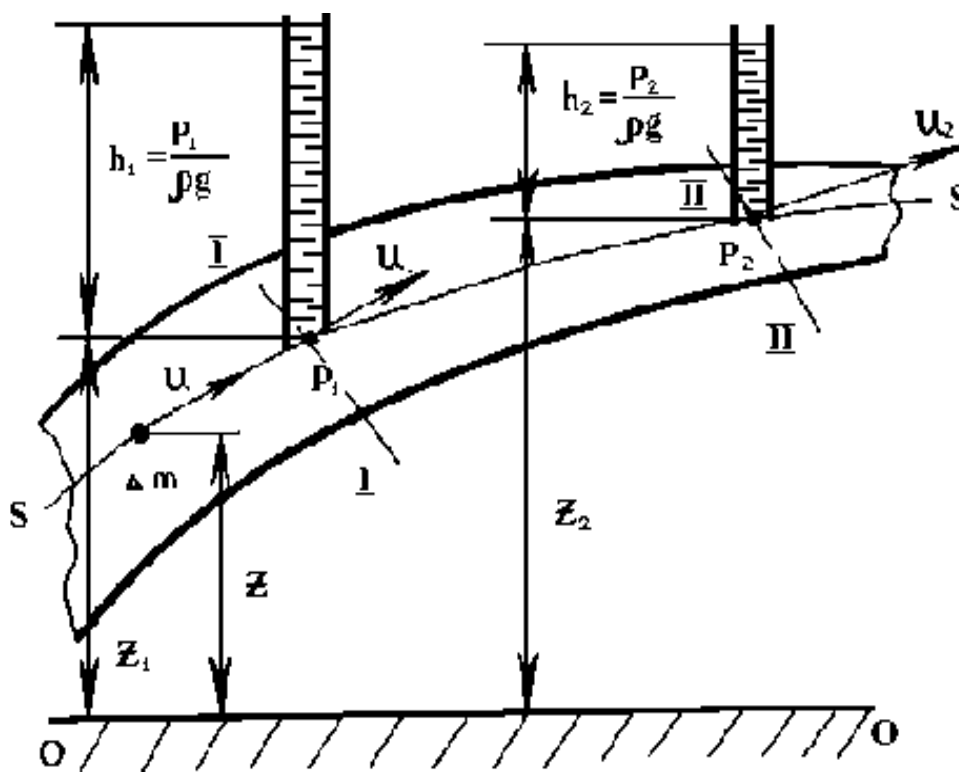


Рисунок 1.14

Звернемося тепер до складової рівняння Бернуллі $u^2/2g$, що теж має розмірність довжини. Ця складова може бути обмірювана трубкою Піто 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 уздовж лінії струму S–S зі швидкістю u (див. рис. 1.14).

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

$$\Delta E_{n1} = \Delta mgz_1.$$

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 володіти і потенційною енергією тиску, яка дорівнює:

$$\Delta E_{d1} = \Delta mgh_1 = \Delta mg \frac{p_1}{\rho g}.$$

Кінетична енергія частки рідини в перерізі I–I складе:

$$\Delta E_{K1} = \frac{\Delta mu_1^2}{2}.$$

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

$$\Delta E_I = \Delta E_{n1} + \Delta E_{d1} + \Delta E_{K1} = \Delta mgz_1 + \Delta mg \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\Delta mu_1^2}{2}.$$

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

$$\Delta E_{II} = \Delta mgz_2 + \Delta mg \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\Delta mu_2^2}{2}.$$

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

$$\Delta mgz_1 + \Delta mg \frac{p_1}{\rho g} + \frac{\Delta mu_1^2}{2} = \Delta mgz_2 + \Delta mg \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\Delta mu_2^2}{2}. \quad (1.34)$$

Розділивши усі складові рівняння (1.34) на вагу частки Δmg , ми одержимо енергію, віднесену до одиниці ваги, що називається питомою енергією, м:

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

Отже, сума трьох складових рівняння Бернуллі є 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 струмка 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:

$$\frac{u_1^2}{2g} + \frac{p_1}{\rho g} + z_1 = \frac{u_2^2}{2g} + \frac{p_2}{\rho g} + z_2 + h_{w(1-2)}, \quad (1.36)$$

де $h_{w(1-2)}$ - 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 $\rho \cdot g \cdot d \cdot Q$ (Н/с). Тоді кожна складова цього рівняння буде являти собою енергію в одиницю часу (Н·м/с):

$$\frac{u_1^2}{2g} \rho g d Q + \left(\frac{p_1}{\rho g} + z_1 \right) \rho g d Q = \frac{u_2^2}{2g} + \left(\frac{p_2}{\rho g} + z_2 \right) \rho g d Q + h_{w(1-2)} \rho g d Q. \quad (1.37)$$

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

$$\int_{S_1} \frac{u_1^2}{2g} \rho g d Q + \int_{S_1} \left(\frac{p_1}{\rho g} + z_1 \right) \rho g d Q = \int_{S_2} \frac{u_2^2}{2g} \rho g d Q + \int_{S_2} \left(\frac{p_2}{\rho g} + z_2 \right) \rho g d Q + \int_{S_2} h_{w(1-2)} \rho g d Q. \quad (1.38)$$

Рівняння (1.38) містить наступні три види інтегралів:

$$\int_s \frac{u^2}{2g} \rho g dQ; \int_s \left(\frac{p_1}{\rho g} + z \right) \rho g dQ; \int_s h_{w(1-2)} \rho g dQ ,$$

які ми будемо досліджувати окремо.

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

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

де $dQ = u dS$.

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

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

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

$$\alpha = \frac{E_d}{E_y} = \frac{\int_s u^3 dS}{\vartheta^2 Q} \quad (1.41)$$

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 $\int_s \left(\frac{p}{\rho g} + z \right) \rho g dQ$. Так як сума

$\left(\frac{p}{\rho g} + z \right) = \text{const}$ для будь-якої точки розглянутого перерізу потоку, то вона може бути винесена за знак інтеграла:

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

Останній, третій інтеграл у рівнянні (1.38) вирішується з наступних розумінь. 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 вид

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

Якщо віднести це рівняння до одиниці ваги $\rho \cdot g$, 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 висновку, а саме:

- 1 Рух усталений; з масових сил діє **тільки** сила ваги.
- 2 Струйчаста 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

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

- 4 Перерізу потоку плоскі і перпендикулярні векторам швидкості $\mathbf{u} = \mathbf{u}_x$.

Рівняння Бернуллі широко використовується при рішенні 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 ($h_{w(1-2)} = 0$).

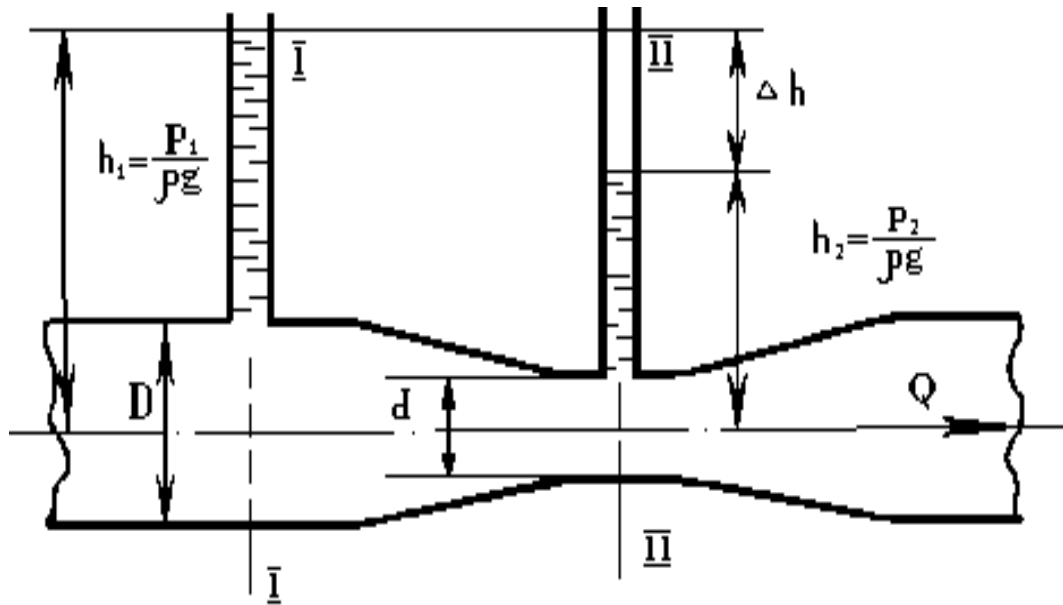


Рисунок 1.15

РІШЕННЯ. Задачу можна вирішити за допомогою рівняння Бернуллі, записаного для двох перерізів I і II, у яких установлені п'езометричні 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 більш простий вид:

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

де при турбулентному режимі прийнято $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$. Звідси різниця показань п'езометрів 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 дві невідомі: v_1 і v_2 . Тому додатково скористаємося рівнянням нерозривності (1.26), з якого випливає:

$v_1 = Q / S_D$, $v_2 = Q / S_d$, де S_d – площа перетину горловини і S_D – площа перетину вхідної труби. З обліком цього одержимо:

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

відкіля

Далі маємо:

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

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

$$S_d = \pi 0,1^2/4 = 0,00785 \text{ м}^2 \text{ і}$$

$$Q = 0,0314 \cdot 0,00785 \sqrt{\frac{2 \cdot 9,81 \cdot 0,5}{(0,0314)^2 - (0,00785)^2}} = 0,036 \text{ м}^3/\text{с}.$$

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 $d=20$ мм. Задачу вирішити для критичного числа Рейнольдса $(1.28)Re = 2000$ і для «затягнутого» ламінарного режиму $Re_{кр} = 50000$ (див. п. 1.10).

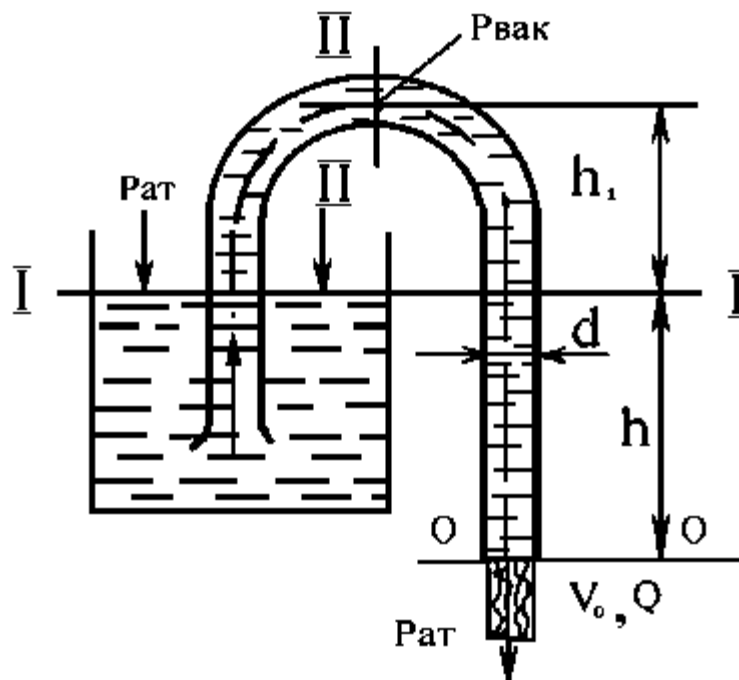


Рисунок 1.16

РІШЕННЯ. Швидкість витікання рідини визначимо на підставі рівняння (1.27):

$$v_0 = \frac{\nu Re_{кр}}{d} = \frac{1,01 \cdot 10^{-6} \cdot 2000}{20 \cdot 10^{-3}} = 0,101 \frac{\text{м}}{\text{с}}$$

(приймалася вода при 20°C).

Витрата струменя дорівнює:

$$Q = v_0 \frac{\pi d^2}{4} = 0,101 \frac{\pi (20 \cdot 10^{-3})^2}{4} = 3,173 \cdot 10^{-5} \frac{\text{м}^3}{\text{с}} = 0,03173 \frac{\text{л}}{\text{с}}.$$

Очевидно, що при $Re_{кр}=50000$ швидкість витікання і витрата струменя складуть: $v'_0 = 2,525$ м/с і $Q' = 0,79325$ 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 судині діє атмосферний тиск і витікання відбувається в атмосферу, отже, $p_1 = p_0 = p_{atm}$. Рівень рідини в посудині 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 приймає вигляд

$$h = \frac{\alpha_0 v_0^2}{2g} = \frac{2 \cdot (0,101)^2}{2 \cdot 9,81} = 1,04 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 1,04 \text{ мм} .$$

При "затягнутому" ламінарному режимі

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

У вищій точці сифонної трубки утвориться вакуум, для визначення якого складемо рівняння Бернуллі для перетинів I – I і II – II. Відлік z будемо вести від площини I – I ($z_1 = 0$, $z_2 = h_1$). Тоді з обліком прийнятих вище допущень рівняння Бернуллі приймає такий вид:

$$\frac{p_{at}}{\rho g} = h_1 + \frac{p_{вак}}{\rho g} + \frac{\alpha_2 v_2^2}{2g} .$$

З рівняння нерозривності випливає $v_2 = v_0$ і так як $\alpha_2 = \alpha_0 = 2$, то

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

З обліком цього тиск вакууму складе: $\frac{p_{вак}}{\rho g} = \frac{p_{at}}{\rho g} - (h + h_1)$.

Якщо $h + h_1$ стане рівним $p_{atm}/\rho \cdot g$, то абсолютний тиск у вищій точці сифонної трубки стане рівним нулю і сифон припинить діяти.

1.15 Ламінарний режим руху рідини по трубах

При ламінарному режимі руху в'язкої рідини в круглій трубці окремі струмки рухаються паралельно один одному. Стінка труби покривається прилиплими до неї частками рідини і перший прикордонний шар буде ковзати не по стінці, а по прилиплому шару рідини. Тому сила тертя усередині труби буде підкорятися закону Ньютона (1.6), на підставі якого можна установити 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 циліндрик.

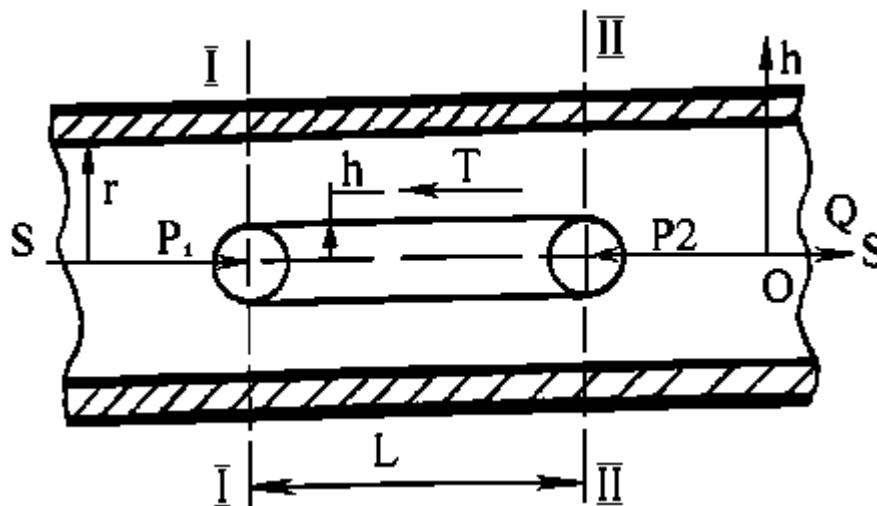


Рисунок 1.17

У перетині 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 вид

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

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:

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

З цього рівняння маємо:

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

Після інтегрування

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

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

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

Як впливає 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).

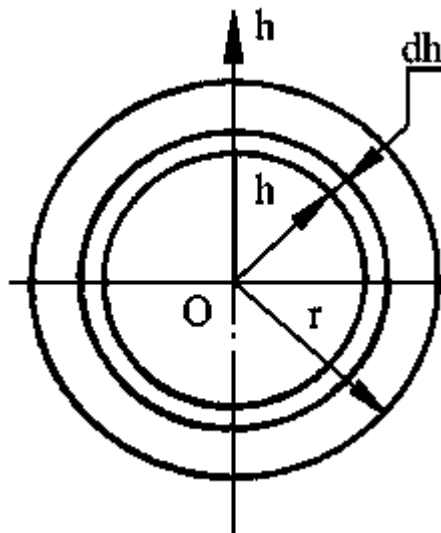


Рисунок 1.18

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 ріди-

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

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 випливає:

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

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:

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

Дуже важливо помітити, 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:

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

де d – діаметр труби.

Так як

$$\frac{vd}{\nu} = \text{Re},$$

то

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

Вираження $64/\text{Re}$ в гідравліці позначають через

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}} \quad (1.53)$$

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

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

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

Початкова ділянка ламінарного руху

Приведені 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 у всіх 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 цього встановлюється характерний для ламінарного руху параболічний профіль швидкостей (1.46).

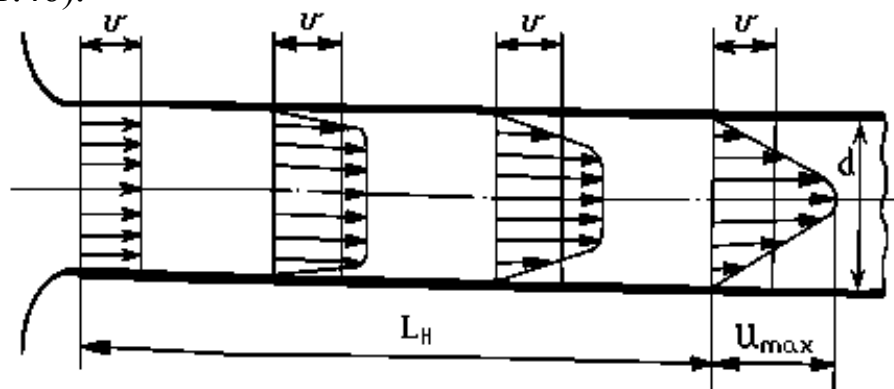


Рисунок 1.19

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

При $Re = 2000$, $L_n = 60d$.

Втрати енергії в початковій ділянці трохи більше, ніж у стабілізованому потоці. Середній по довжині початкової ділянки коефіцієнт гідравлічного тертя λ_n 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 рухливих елементів агрегатів гідроприводу (поршні насосів, розподільні золотники, клапанні пристрої і т.д.). Щільність з'єднання рухливих 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 ($Re = v\delta / \nu < 2000$), що дозволяє теоретично вирішити задачу.

Для визначення витіків рідини отримана залежність

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

де $K_y = \frac{\pi D \delta^3}{12 \nu \rho L}$ - коефіцієнт витіків.

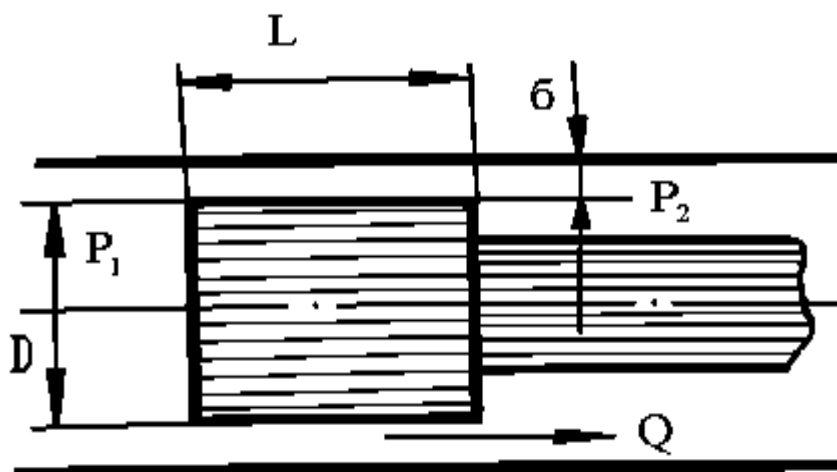


Рисунок 1.20

Рівняння (1.55) дуже важливе, тому що дозволяє розрахувати величину витіків 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 рухливих елементів гідравлічних пристроїв. Зазори можуть бути зменшені до дуже невеликих величин притиранням одного з елементів пари до іншого.

Приклад 1.7. Визначити втрату 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/з і густина $\rho = 900$ кг/м³.

РІШЕННЯ. Знаходимо число Рейнольдса

$$Re = \frac{vd}{\nu} = \frac{3 \cdot 0,012}{20 \cdot 10^{-6}} = 1800 < 2000,$$

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

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

Приклад 1.8. Визначити витік 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.

РІШЕННЯ. Витік 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 з основним поступальним переміщенням рідини уздовж 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 з стінкою зберігається тонкий шар рідини, режим руху в якому ламінарний (так званий ламінарний або в'язкий підшар). Товщина грузлого підшару надзвичайно мала і зменшується зі збільшенням Re . При цьому основна

частина перерізу труби охоплена турбулентним ядром. Така модель турбулентного потоку більш проста 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.

По характеру і ступеню 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 ($\delta \gg \Delta_{max}$).

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 по формулі Блазіуса:

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

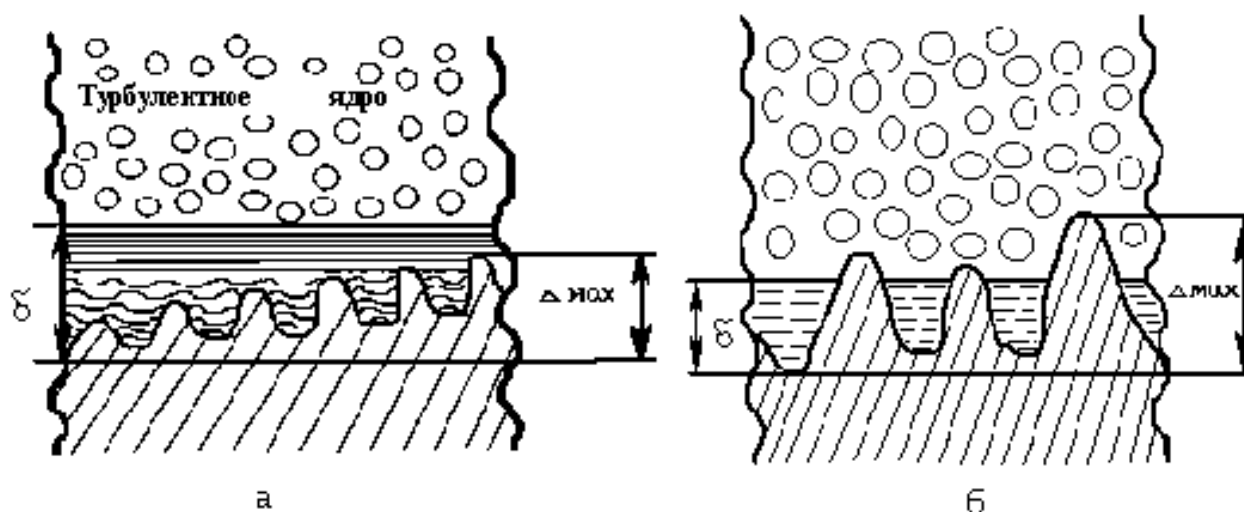


Рисунок 1.21

З формули (1.56) випливає, що втрата енергії в гідравлічно гладких трубах $h_T \approx v^{0,25} v^{1,75}$. 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 менше висоти виступів шорсткості ($\delta \ll \Delta_{max}$), що майже цілком виявляється в турбулентному ядрі потоку. Обтікання виступів з

великою швидкістю супроводжується інтенсивним відривом вихрів, що попадають 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 по формулі Б. Л. Шифрінсона:

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

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

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

яка при $\text{Re} = 20d / \Delta$ переходить у формулу Блазіуса (1.56), при $\text{Re} = 500d / \Delta$ - у формулу Б. Л. Блазіуса (1.57).

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

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

Приклад 1.9. Знайти втрату напору 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.

РІШЕННЯ. Число Рейнольдса для потоку олії в трубі

$$\text{Re} = \frac{Ud}{\nu} = \frac{3 \cdot 25 \cdot 10^{-3}}{20 \cdot 10^{-6}} = 3750 \quad (\text{Re} > 2000)$$

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

По універсальній формулі (1.58) підраховуємо значення коефіцієнта Дарсі:

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

або по формулі Блазіуса (1.56) для гідравлічно гладких труб

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

Втрата напору складе:

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

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 несталый характер руху з зворотнього течію.

Втрату напору, витраченого на подолання якого-небудь місцевого опору, прийнято оцінювати в частках швидкісного напору, що відповідає швидкості безпосередньо за розглянутим місцевим опором, тобто визначати її по формулі 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 приводяться в довідниках по гідравліці.

Основні види місцевих опорів можна розділити на наступні групи: втрати, зв'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, зв'язані з поділом або злиттям потоків (трійники, хрестовини і т.п.);

втрати, зв'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 вдається 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 розподіла. На виході з вузької труби (у перерізі I–I) струмінь зберігає свій поперечний розмір d_1 , тиск p_1 і швид-

кість v_1 , а тиск на торцевій стінці труби d_2 практично дорівнює тиску у вузькому перерізі струменя, тобто p_1 .

В 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 поперечний перерізи ($2^1 - 2^1$).

Далі починається перебудова профілю швидкостей до виду, 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 рівні 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 скрутне.

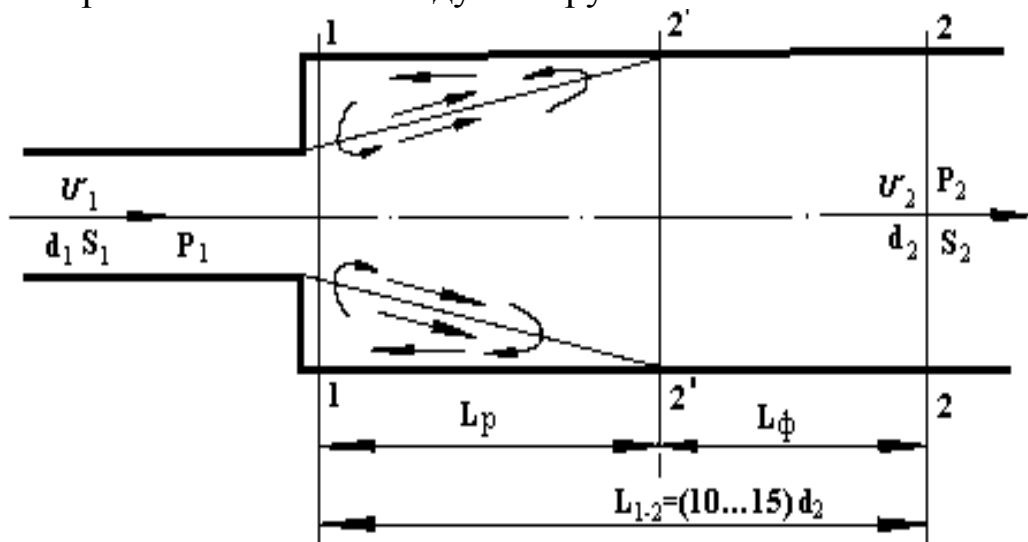


Рисунок 1.22

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 зворотньому напрямку. В результаті цього виникає зона вихрового руху, що підтримується безпинним обміном часток рідини, що знаходяться в цій зоні і транзитному потоці. Витрата енергії потоку на створення вихрів з 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 як 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, зв'язаними з відривом потоку і вихроутворенням, і втратами на тертя, обумовленими гальмуючим 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 наступні допущення, що спрощують рішення 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:

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

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 рішення рівнянь (1.61) і (1.62) приводить до залежності

$$h_{BH.P}^{1-2} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}. \quad (1.63)$$

По такій же формулі 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 наступні рівняння втрати напору, виражені через швидкості на вході-виході місцевого опору:

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

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

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

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

Це значить, що при витіканні рідини з трубопроводу в резервуар значних розмірів весь 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 трубці $v_1 = 5$ м/с (див. рис. 1.22).

Задачу вирішити 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.

РІШЕННЯ. З рівняння нерозривності (1.26) середня швидкість у великій трубці 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 по формулі Борда (1.63):

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

При раптовому звуженні потоку простий математичний аналіз нездійснений. Коефіцієнт втрат у цьому випадку рекомендується визначати по напівемпіричній формулі Ідельчика:

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

а втрату напору – по загальній формулі Вейсбаха (1.60):

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

Зниження втрат у другому випадку пояснюється тим, що при переході потоку у вузький переріз труби частки рідини прискорюються і рухють-

ся 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-регулюючої 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 посудині приймаємо постійним (рух сталий) і рівним p_1 . Витікання відбувається в навколишнє середовище з тиском p_0 .

При витіканні через отвір рідина підтікає до нього з усіх боків. Струмінь відривається від стінки отвору і потім стискується. Стиск поперечного переріза 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, рівному приблизно половині його діаметра d_0 , площа живого перерізу струменя здобуває плоску циліндричну форму і витрата струменя може бути знайдена як добуток швидкості на площу круга.

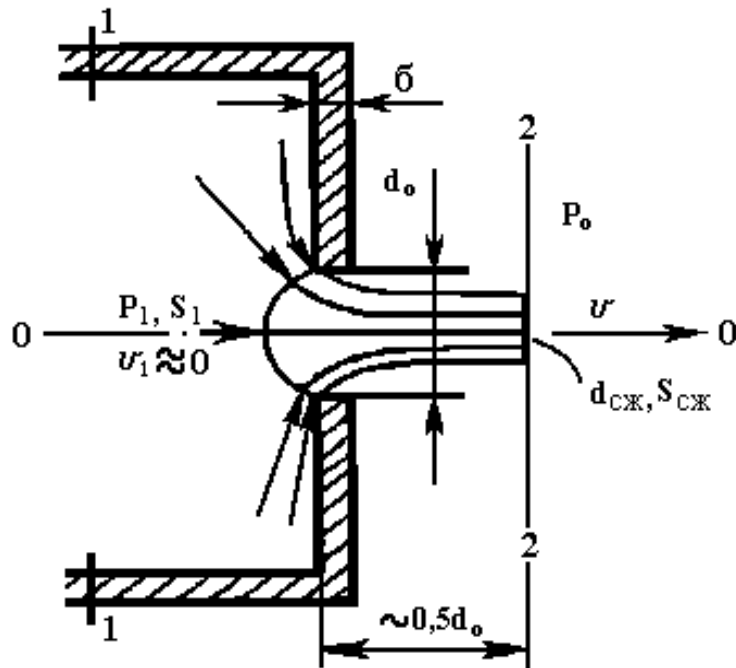


Рисунок 1.23

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 по формулі 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 вид

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

відкіля знайдемо швидкість витікання:

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

$$\text{де } \varphi = \sqrt{\frac{1}{\alpha_2 + \xi_2}} .$$

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 менше 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 приведені значення їхніх коефіцієнтів.

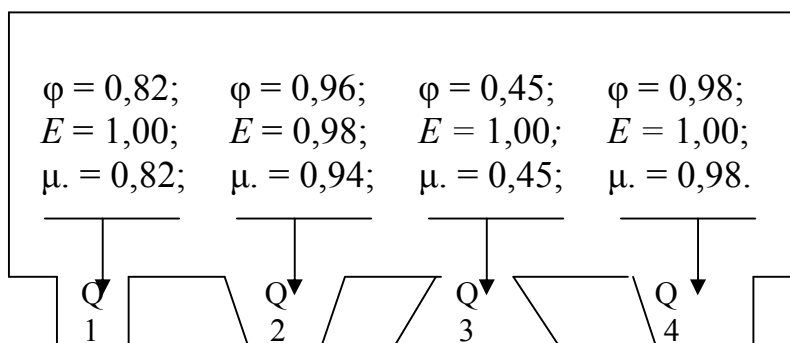


Рисунок 1.24 – Типи насадків

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

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

Приклад 1.11. Поршень гідроциліндра діаметром $D = 50$ мм рухається під дією вантажу $G = 10$ кН, витіскуючи рідину в атмосферу через круглий отвір діаметром $d = 8$ мм. Отвір виконаний в 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 з таким же діаметром?

РІШЕННЯ. Надлишковий тиск під поршнем складе:

$$p = \frac{4G}{\pi D^2} = \frac{4 \cdot 10000}{\pi (50 \cdot 10^{-3})^2} = 5,09 \text{ МПа.}$$

Витрату рідини, що витікає через отвір, знайдемо по формулі (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) більше коефіцієнта витрати отвору $\mu = 0,62$ у $0,82/0,62 = 1,32$ рази. В стільки ж разів при підключенні насадка збільшується швидкість опускання поршня.

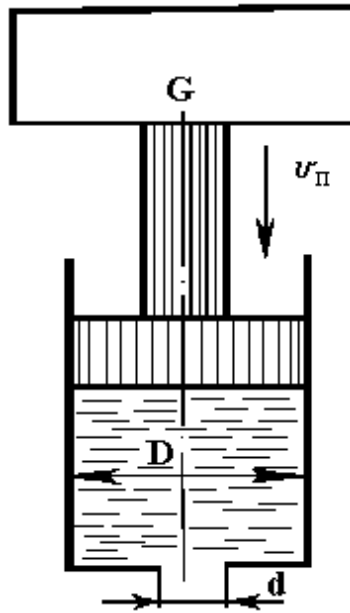


Рисунок 1.25

1.19 Гідравлічний розрахунок трубопроводів

По способу 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 одною самим витратою; всякі інші трубопроводи називаються складними. У гідроприводах різних машин найчастіше розраховуються прості трубопроводи.

Послідовне з'єднання трубопроводів

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

При гідравлічному розрахунку трубопроводів систем гідроприводу 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.

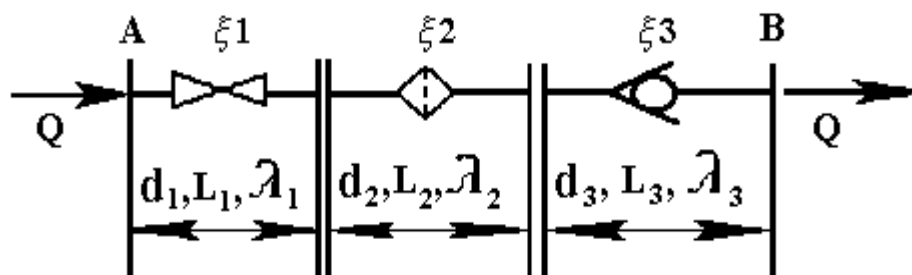


Рисунок 1.26

Оскільки витрата в трубопроводах однакова, а втрата напору між точками А и В дорівнює сумі втрат на кожній ділянці трубопроводу, справедливі наступні 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 виді:

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

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

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

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

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

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 А, а сходяться трубопроводи в одній і тій же точці В. 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).

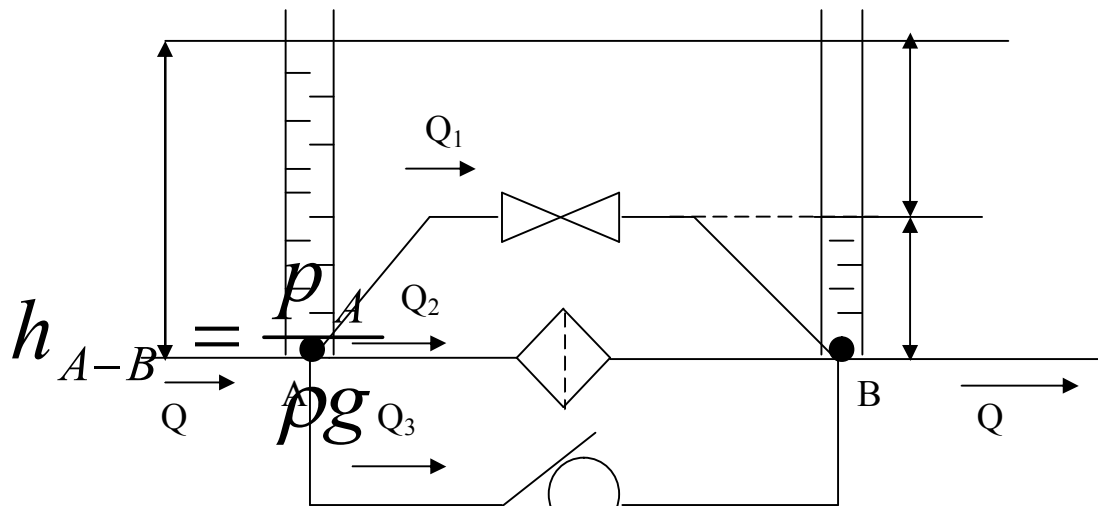


Рисунок 1.27

Так як 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 дорівнюватися 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 по формулі (1.69), отриманої 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 рішення 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 $Q = 70$ л/хв. На трубопроводі встановлений вентиль запірний $\xi_v = 5$, фільтр магнітний $\xi_\phi = 2$ і клапан зворотний $\xi_{до} = 3$ (див. рис. 1.26). Трубопровід прийняти постійного діаметра $d = 18$ мм і загальної довжини $L = 20$ м; густина рідини $\rho = 900$ кг/м³ і в'язкість $\nu = 20 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

РІШЕННЯ. 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

$$Re = \frac{vd}{\nu} = \frac{4,58 \cdot 18 \cdot 10^{-3}}{20 \cdot 10^{-6}} = 4122 \quad (Re > 2000).$$

При турбулентному режимі значення коефіцієнта втрат по довжині знайдемо по формулі 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:

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

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 об ковадло, і різким струсом трубопроводу, 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 стиску 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). Далі припустимо, що засув $З$, установлений наприкінці трубопроводу, миттєво закривається. Тоді шар рідини, що стикається без-

посередньо перед засувом, миттєво зупиняється. В 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 так далі шари рідини (див. рис. 1.28), де також відбувається підвищення тиску, стиск рідини і розширення стінок труби.

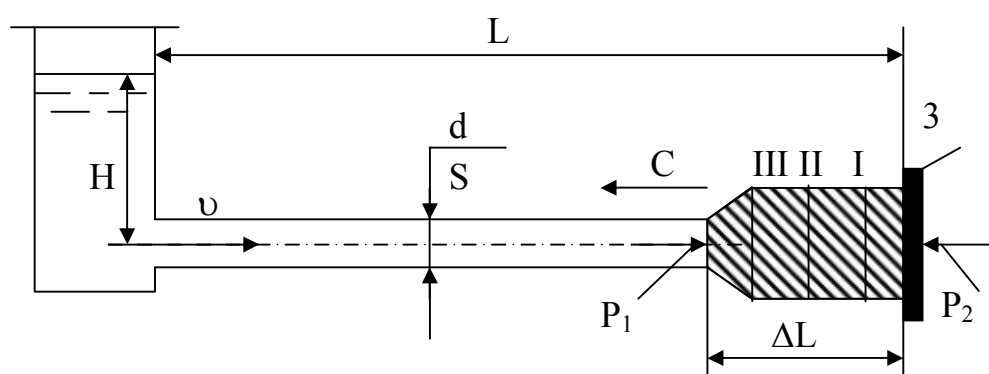


Рисунок 1.28

Зазначена пружня 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 у засува буде максимальним і буде дорівнюватися тиску гідроудару.

Таким чином, після зупинки останнього шару рідини тиск у трубопроводі буде вище 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 сторону засува, називається зворотною ударною хвилею. Загальний час пробігу прямої і зворотної ударних хвиль називається тривалістю фази гідравлічного 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 гідравлічного удару М.Є. Жуковського

При розробці основних теоретичних залежностей гідравлічного 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:

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

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

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

чи

$$\Delta p = \rho \vartheta \frac{\Delta L}{\Delta t} ,$$

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:

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

З урахуванням цього одержимо формулу гідравлічного удару М. Є. Жуковського:

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

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

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

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:

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

Для води $E_0 = 2 \times 10^9$ і $\rho = 998$ кг/м³.

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

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, відбивши від резервуара, повертається до засува раніш, ніж він буде цілком закритий.

При непрямому гідроударі підвищення тиску визначається по наближеній формулі

$$\Delta p = \rho \vartheta c \frac{T_\phi}{t_z} = \rho \vartheta \frac{2L}{t_z}, \quad (1.77)$$

де t_z – час закриття засува.

Способи зменшення гідроудару

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

З рівняння 1.77 видно, що найбільш ефективними і надійними засобами зменшення Δp є збільшення часу закриття засува t_z і зменшення швидкості руху рідини ϑ . 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 відводі рідини в повітряний Ковпак 3, що демпфірує (рис. 1.29).

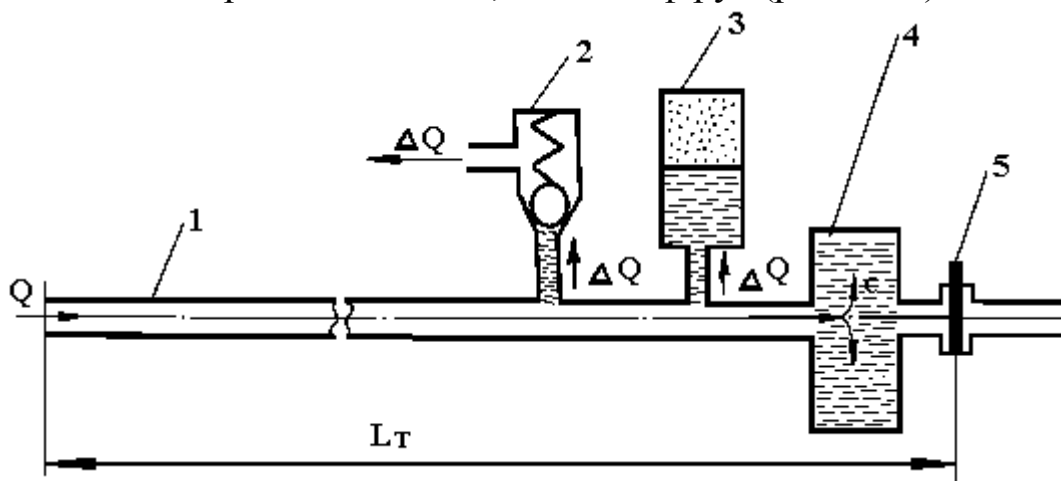


Рисунок 1.29

В гідроприводах різних машин час фази гідро удару (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.

Досліджена можливість гасіння гідроударів у коротких трубопроводах рідинним компенсатором 4 (див. рис. 1.29), установленим безпосередньо перед засувом 5. При закритті засува виникаючі в трубопроводі 1 збурювання 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_T :

$$C_k = \frac{\sqrt{\frac{E_0}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{V_k}{V_T} + \frac{E_0 d}{E \delta}}} \quad (1.78)$$

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 $\delta = 3$ мм), якщо швидкість руху рідини $v = 5$ м/с, час спрацьовування електромагнітного золотника, встановленого наприкінці трубопроводу, $t_z = 0,02$ с. Модуль пружності масла $E_0 = 1,72 \cdot 10^9$ Па, його густина $\rho = 901$ кг/м³; модуль пружності стінок сталевого трубопроводу $E = 206 \cdot 10^9$ Па.

РІШЕННЯ. Швидкість поширення ударної хвилі визначимо по формулі (1.75):

$$C = \frac{\sqrt{\frac{E_0}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{E_0 d}{E \delta}}} = \frac{\sqrt{\frac{1,72 \cdot 10^9}{901}}}{\sqrt{1 + \frac{1,72 \cdot 10^9 \cdot 10}{206 \cdot 10^9 \cdot 3}}} = \frac{1382}{1,014} = 1363 \text{ м/с.}$$

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 по формулі

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

При установці рідинного компенсатора ємністю $V_k=20$ л, швидкість поширення ударної хвилі (1.78) складе:

$$C_k = \frac{\sqrt{\frac{E_0}{\rho}}}{\sqrt{1 + \frac{V_k}{V_m} + \frac{E_0 d}{E_b}}} = \frac{\sqrt{\frac{1,72 \cdot 10^9}{901}}}{\sqrt{1 + \frac{20}{1,57} + \frac{1,72 \cdot 10^9 \cdot 10}{206 \cdot 10^9 \cdot 3}}} = \frac{1382}{3,71} = 372 \text{ м/с}$$

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

2 ГІДРАВЛІЧНІ МАШИНИ

2.1 Загальні відомості про гідромашини

До гідравлічних машин відносяться насоси і гідродвигуни.

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

В 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, в якості якого може бути поршень, пластина, зуб шестірни 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 по герметичності (перші з них герметичні, другі проточні); виду характеристик (перші з них мають жорстку характеристику, другі - положисту); характеру подачі (перші створюють пульсуючу подачу, другі - рівномірну).

Напір (тиск) об'ємного насоса залежить від навантаження й установка запобіжного клапана обов'язкова. У лопасних насосів створований напір залежить від подачі і не потрібна установка 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, Вт:

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

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

Споживана потужність насоса оцінюється повним к.к.д.:

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

Повний к.к.д. насоса являє собою добуток трьох приватних коефіцієнтів:

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

де η_g - гідравлічний к.к.д., що враховує гідравлічні втрати на тертя і вихреутворення в проточній частині насоса;

η_m - механічний к.к.д., що враховує тертя в підшипниках і ущільненнях;

η_o - об'ємний к.к.д., що враховує виток рідини через ущільнювальні зазори.

2.2 Поршневі насоси з кривошипно-шатунним механізмом

Схема найпростішого однопоршневого насоса з приводом від кривошипно-шатунного механізму приведена 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 продовжуватися до зупинки поршня в крайньому правому положенні. При русі поршня в зворотньому напрямку рідина з камери 2 через нагнітальний клапан 5 витискується (нагнітається) в систему, що складається, наприклад, з гідропідйомника 6.



Рисунок 2.1

Подача насоса, л/хв, визначається по формулі

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

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

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 розгля-

нутому випадку $p_H = p_G = \frac{4G}{\pi D_G^2}$,

де G – вага вантажу; D_G – 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 $r/L < 0,2 \dots 0 \dots 0,25$, 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 приведені на рис. 2.1.

Протягом одного обороту 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 свердліннях якого встановлені поршні 2, статор 3 і диск 4, що відокремлює всмоктувальну камеру насоса від нагнітальної

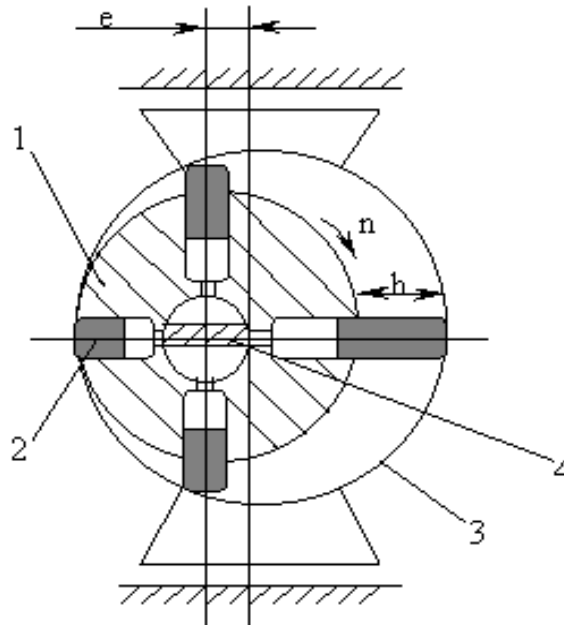


Рисунок 2.2

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 стосовно ротора 1, поршні 2, обертаючись разом з ротором 1 і сковзаючи своїми сферичними голівками по його внутрішній поверхні, будуть робити зворотньо-поступальні рухи. У результаті цього і відбувається процес всмоктування і нагнітання рідини.

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

Середню подачу радіально-поршневого насоса можна визначити по

формулі

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

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

Як видно з рисунка 2.2, $h=2e$, де e – ексцентриситет насоса. З рахунком цього

$$Q_0 = \frac{\pi d^2}{4} z \eta_0 n e. \quad (2.9)$$

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 установці статора концентрично ротору ($e=0$ і $Q_0 = 0$) насос переводиться на холостий хід. Якщо величину ексцентриситету змінити на зворотню ($-e$), то відбудеться так званий реверс насоса (змінюється напрямок руху потоку рідини – всмоктувальний патрубок стає нагнітальним, а нагнітальний - всмоктувальним).

Основною перевагою конструкції насоса є можливість установки 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.

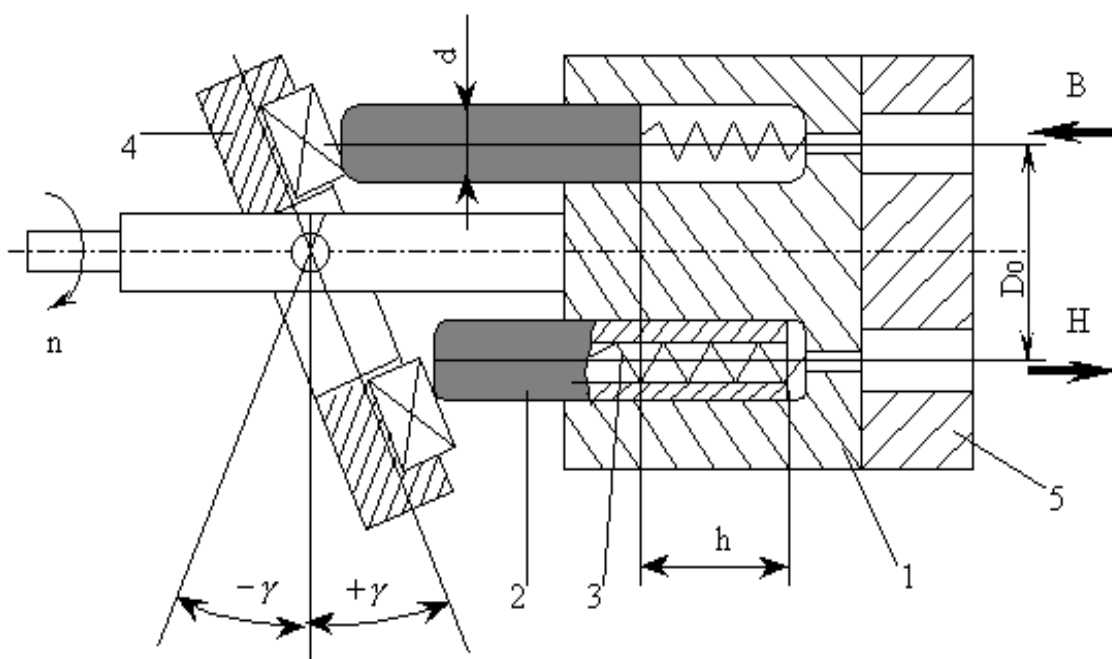


Рисунок 2.3

Робота аксіально-поршневого насоса відбувається в такий спосіб.

При обертанні ротора 1 поршні 2 безупинно притискуються пружинами 3 до нерухомого похиленого диска 4 і, обертаючись разом з 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 по формулі

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

де d – діаметр поршня; h – хід поршня; z – число поршнів; η_0 - об'ємний к.к.д.; 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.

З урахуванням цього 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 установці диска у вертикальне положення поршні, що обертаються разом з ротором, не будуть робити зворотньо-поступальних рухів і подача насоса в цьому випадку дорівнюється нулю. При установці диска в зворотне положення ($-\gamma$) відбудеться реверс насоса.

Таким чином, аналогічно поршневим-радіально-поршневим аксіально-поршневим 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 к.к.д. і великої надійності, ці насоси широко застосовують у гідроприводах верстатів і іншого устаткування.

Схема найпростішого пластинчастого насоса однократної дії приведена на рисунку 2.4.

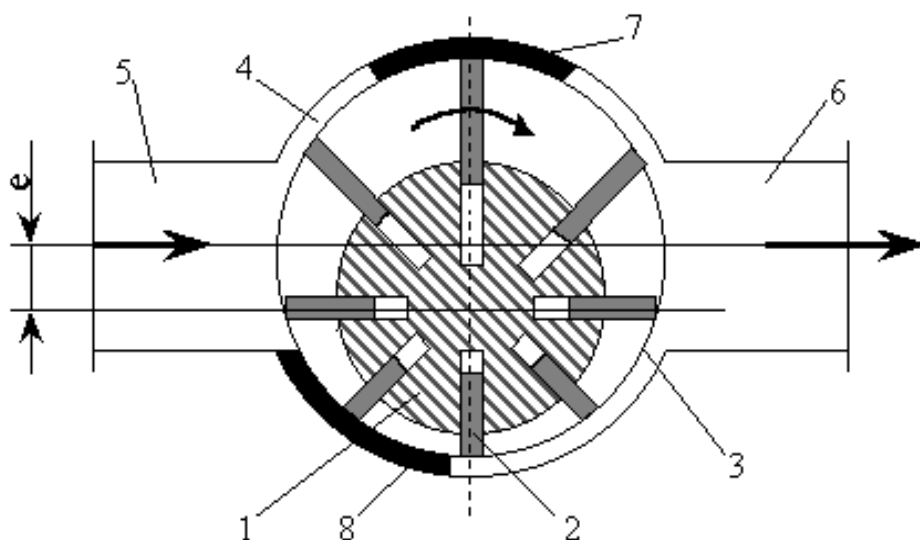


Рисунок 2.4

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 стосовно ротора, тому пластини, обертаючись разом з ротором, роблять одночасно зворотньо-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 цього тиск тут падає і порожнина заповнюється рідиною, що надходить через вікно 4 з усмоктувального патрубку 5. 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 подача має місце тоді, коли пластина заходить у положення, що відповідає найбільшій

відстані між статором і ротором. У розглянутого насоса кожна пластина протягом одного обороту 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 по формулі

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

де b - ширина ротора (довжина пластини); D - діаметр статора; δ і z - товщина пластини і число пластин; η_0 - об'ємний к.к.д.; 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 невірноваженість 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 оборотні. Однак більшість насосів цього типу не можуть бути використані як гідродвигуни (гідромотори) без видозміни конструкції.

2.5 Шестеренні насоси

Шестеренні насоси (див. 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.

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

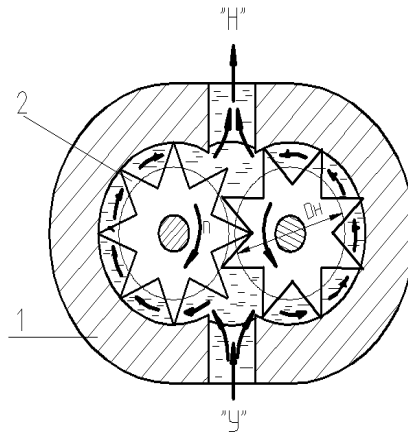


Рисунок 2.5

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

Подачу насоса можна визначити в припущенні, що обсяг западин однієї шестірні дорівнює об'єму зубів іншої шестірні. З урахуванням цього 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 шестірень.

Оскільки об'єм западин трохи більше об'єму зубів, то при визначенні середньої подачі шестеренного насоса замість 2π можна підставити 7, і так як $m = \frac{D_H}{z}$, 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 впливає, що зі зменшенням числа зубів подача насоса збільшиться. Однак зі зменшенням числа зубів відбувається підрізування ніжок зубів і зменшення міцності. Тому число зубів у шестірень приймають рівним 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 з горизонтальним валом, що безпосередньо з'єднується з двигуном і має спіральну камеру (закуток).

Основною 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.

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

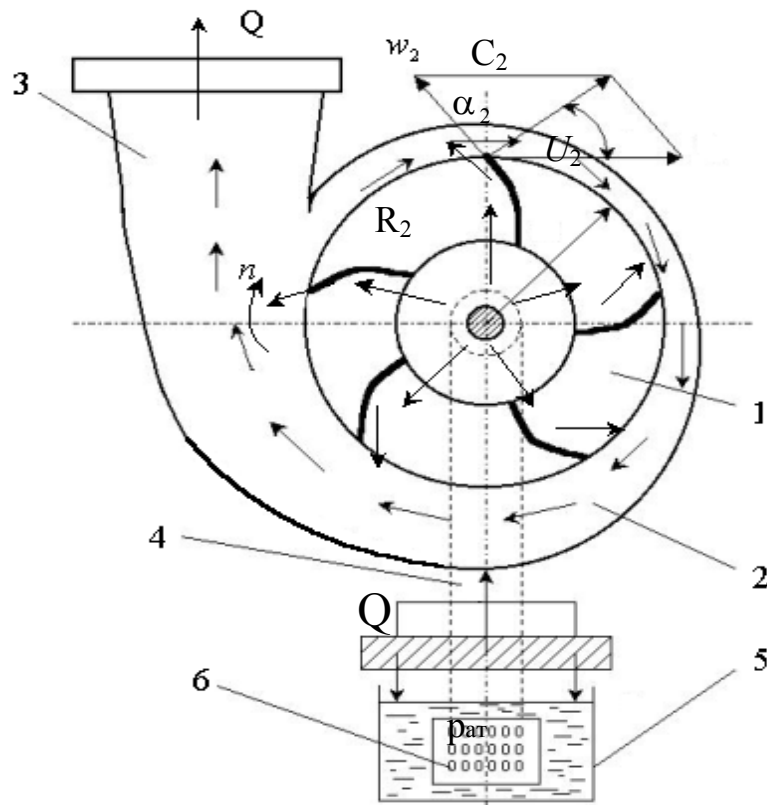


Рисунок 2.6

У результаті зазначеного руху рідини убік нагнітальної лінії в усмоктувальному патрубку 4 створюється вакуум. Тоді зовнішній (атмосферний) тиск $p_{ат}$, що діє на вільну поверхню рідини в резервуарі 5, відкриє всмоктувальний клапан, убудований у фільтрі 6, і рідина з резервуара почне надходити на вхід робочого колеса насоса. У такий засіб 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 обладнюється 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

Знаменита теорія лопасних машин, що випередила техніку майже на сто років була створена членом Російської академії наук Леонардом Ейлером (1707-1783 р.г).

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:

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

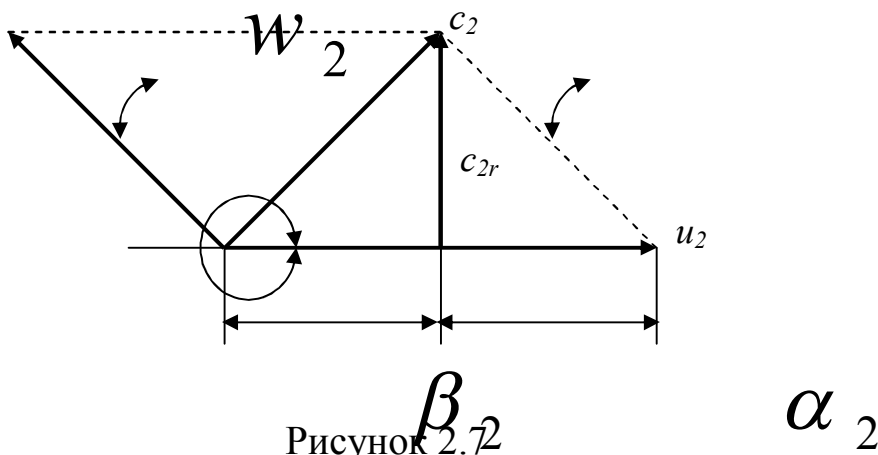
де (див.рис.2.6) u_2 – окружна швидкість на виході робочого колеса, спрямована по дотичній до окружності радіусом R_2 ; w_2 – відносна швидкість, спрямована по дотичній поверхні лопат і на виході робочого колеса; c_2 – абсолютна швидкість, що представляє собою діагональ паралелограма, що побудований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

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

Підстановка $c_2 \cos \alpha_2$ в 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:

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

Тоді одержимо теоретичну характеристику відцентрового насоса в такому виді:

$$H_T = H_0 - K Q_T . \quad (2.17)$$

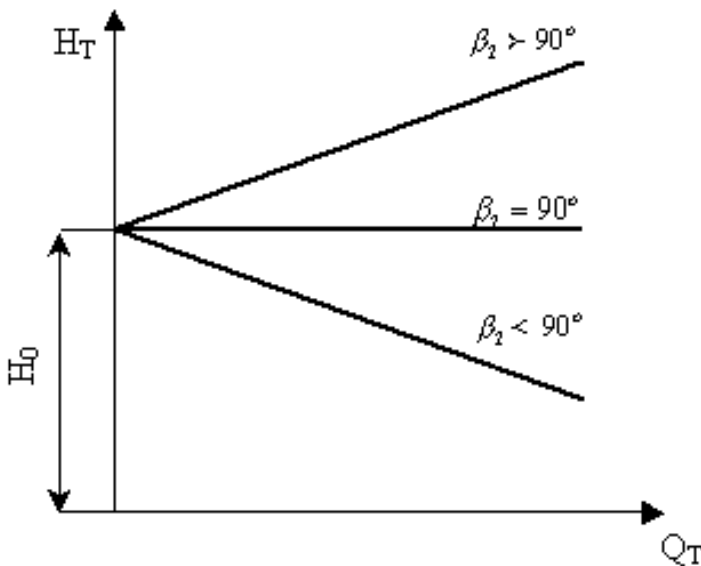


Рисунок 2.8

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 загнутих 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 - $\beta_2 < 90^\circ$.

У робочих коліс з радіальними ($\beta_2 = 90^\circ$) і вигнутими вперед ($\beta_2 > 90^\circ$) лопастями канал між сусідніми лопастями виходить з великим кутом розширення, що викликає відрив потоку і великі втрати енергії в ро-

бочому 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 рахунку 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 , к.к.д. η і потужності N від подачі насоса Q при $n = \text{const}$ (рис.2.9).

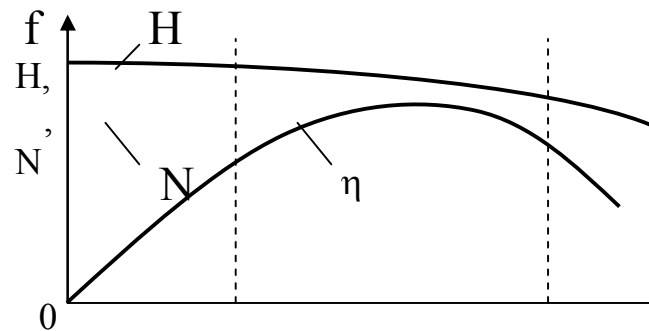


Рисунок 2.9

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

Режим роботи насоса при максимальному к.к.д. називається оптимальним. При експлуатації насоса потрібно прагнути до того, щоб відхилення від оптимального режиму були незначні. Зона роботи насоса в діапазоні оптимального режиму відзначається на характеристиці пунктирними лініями, як це показано на рис.2.9. Дуже характерним є те, що при нульовій подачі споживана потужність насоса мінімальна, але не дорівнює нулю. Тому пуск насоса варто робити при закритій засувці, яку поступово відкривають після того, як насос досягне заданих оборотів. Занадто довга робота з 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 к.к.д., то характеристика насоса відповідає характеристиці мережі і насос вважається підібраним правильно.

Розглянемо це на наступному прикладі (рис.2.10).

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

Для визначення робочої точки на графіку (рис.2.11) нанесена характеристика насоса $H=f(Q)$ і його к.к.д. $\eta=f(Q)$, 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.

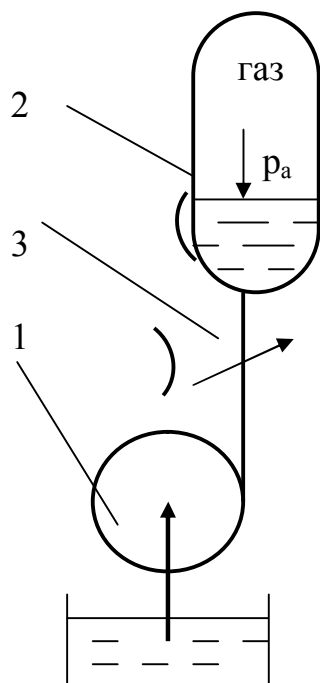


Рисунок 2.10

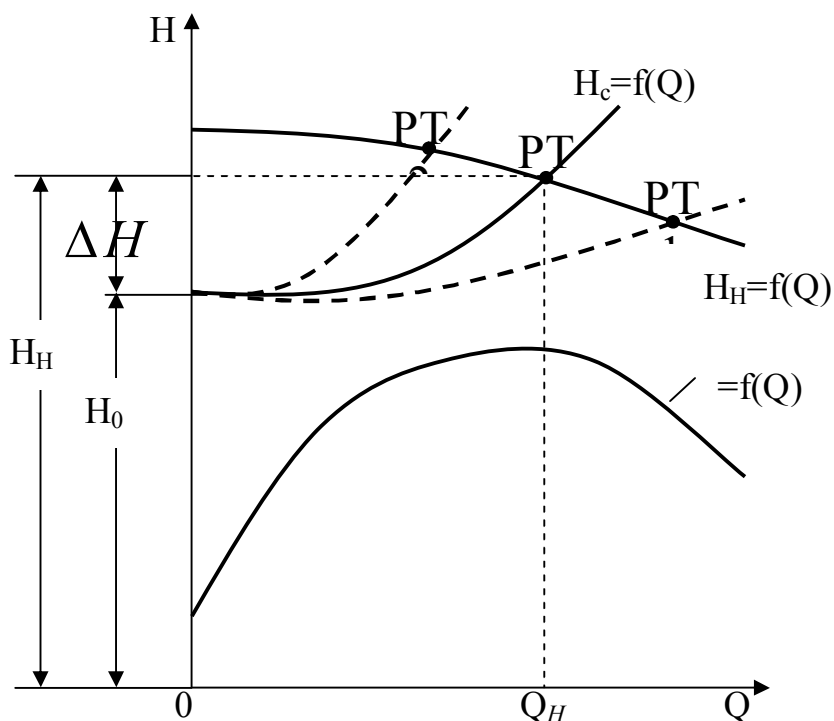


Рисунок 2.11

З рівняння (2.18) витікає:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_a}{\rho} + \frac{1}{2\mu^2 S^2} Q^2$$

або, поділивши на g , одержимо:

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

де позначено

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

Вираження (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 крапкою насоса. На рис. 2.11 робоча точка знаходиться в зоні максимального к.к.д. 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 даремно гаситься засувкою (дроселірується). При збільшенні площі відкриття засувки (зменшенні коефіцієнта K_c) робоча точка переміщується в крапку РТ.1, у якій втрата напору ΔH зменшується, але разом з цим зменшується к.к.д. насоса. З прикриттям засувки робоча точка переміщується в точку РТ.2, у якій втрати на дроселювання ΔH збільшуються і к.к.д. 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:

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

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 к.к.д. 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 видалення окаліни потужністю 12000 до кВт) між насосом і електродвигуном установлюється двоступінчастий редуктор, що дозволяє при відсутності витрати в гідросистемі знизити обороти 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 з однаковими характеристиками 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.

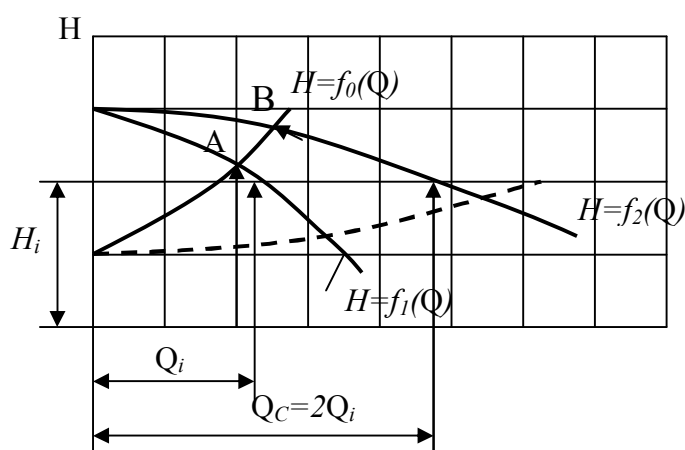


Рисунок 2.12

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 крутіше 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:

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

З 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 вираження (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 малоефективно (пунктирна крива на рис.2.13).

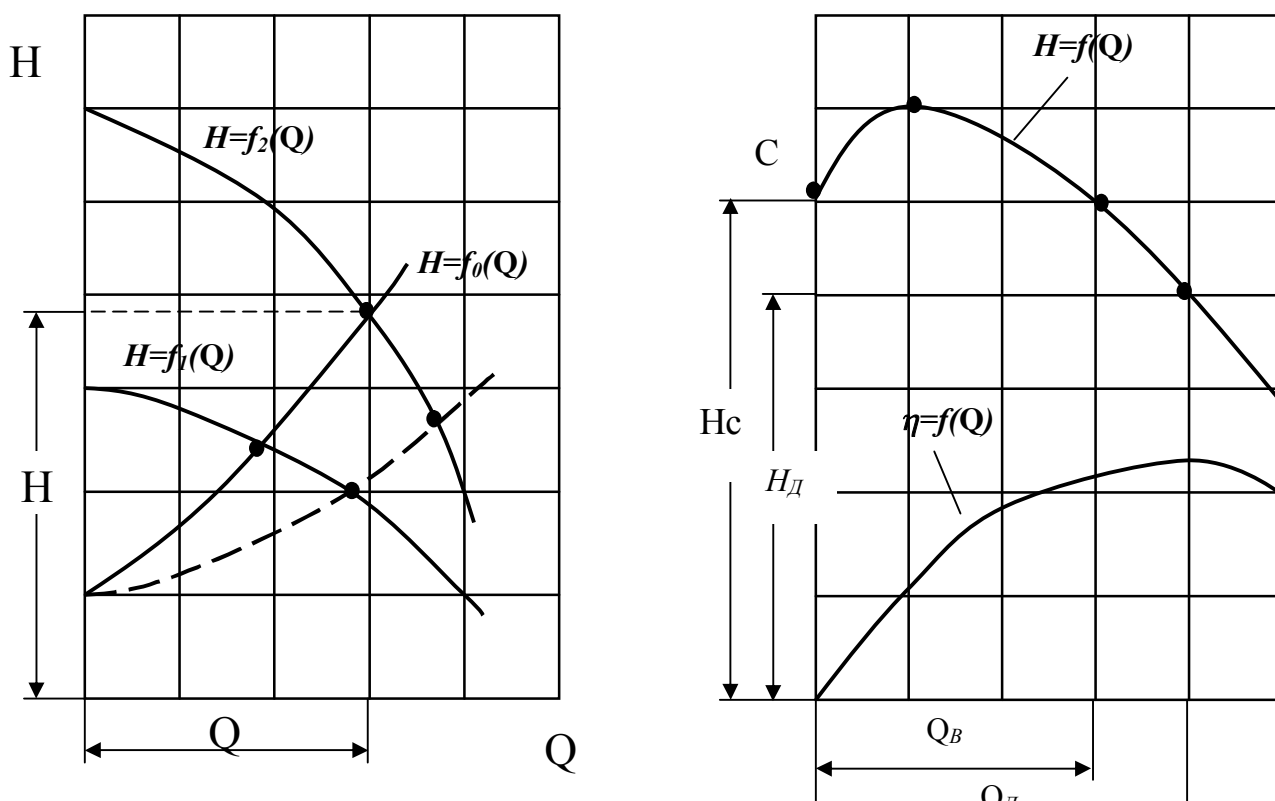


Рисунок 2.13

Рисунок 2.14

Вибір насосів на паралельну роботу варто робити з урахуванням їх характеристик, що 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 росте, досягає максимуму, а потім зменшується (рис.2.14).

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 найбільше 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 рішення задач методом послідовних наближень, що зв'язано з виконанням великого числа 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 виді алгебраїчних рівнянь.

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

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

Вхідні в залежність (2.24) величини визначаються по формулах:

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

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

де H_1 і H_2 - напори насоса при подачі Q_1 і Q_2 (приймаються з графіків або по таблицях).

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

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

де η - к.к.д. 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 вхідна у формулу (2.27) величина $\eta = f_3(Q)$ 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 виду

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

Значення вхідних у цю формулу параметрів A, B і α для більшості відцентрових насосів, що випускаються вітчизняною промисловістю, визначені на ЕОМ методом найменших квадратів і поміщені 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, приведена в таблиці 2.1.

Таблиця 2.1

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

РІШЕННЯ. По формулах (2.25) і (2.26) знаходимо параметри, що входять в аналітичну залежність (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

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

По довідкових таблицях для насоса 2К-6 знаходимо параметри, що входять у рівняння (2.28):

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

З обліком цього аналітична залежність для потужності насоса, кВт, має такий вигляд:

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

3 ОБ'ЄМНИЙ ГІДРОПРИВІД

3.1 Основні поняття і визначення

Об'ємним гідروприводом називають систему агрегатів і машин, що служать для передачі механічної енергії за допомогою рідини. Структурна схема об'ємного гідроприводу включає три складові частини:

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 (зворотньо-поступальної, обертальної чи поворотної дії) і виконавчий орган.

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

У залежності від призначення гідроприводи бувають зворотньо-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 гідроприводу зворотньо-поступального руху з регульованим насосом.

Гідропривід містить регульований насос 1, гідродвигун зворотньо-поступального руху (гідроциліндр) 2, поршень якого 3 через шток 4 з'єднаний з виконавчим органом 5 (наприклад, столом металорізального верстата). Керування гідроциліндра здійснюється за допомогою трьохпозиційного 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 домішки передбачений фільтр 9, а для її збереження - бак 10.

Робота гідроприводу відбувається в такий засіб:
 При відключених електромагнітах E1 і E2 золотник 6 знаходиться в 0 положенні і рідина від насоса 1 через золотник 6 і фільтр 9 вільно скидається в бак 10 (вихідне положення В.П.). При включенні 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 цього і відбувається робочий хід (РХ) гідроциліндра.

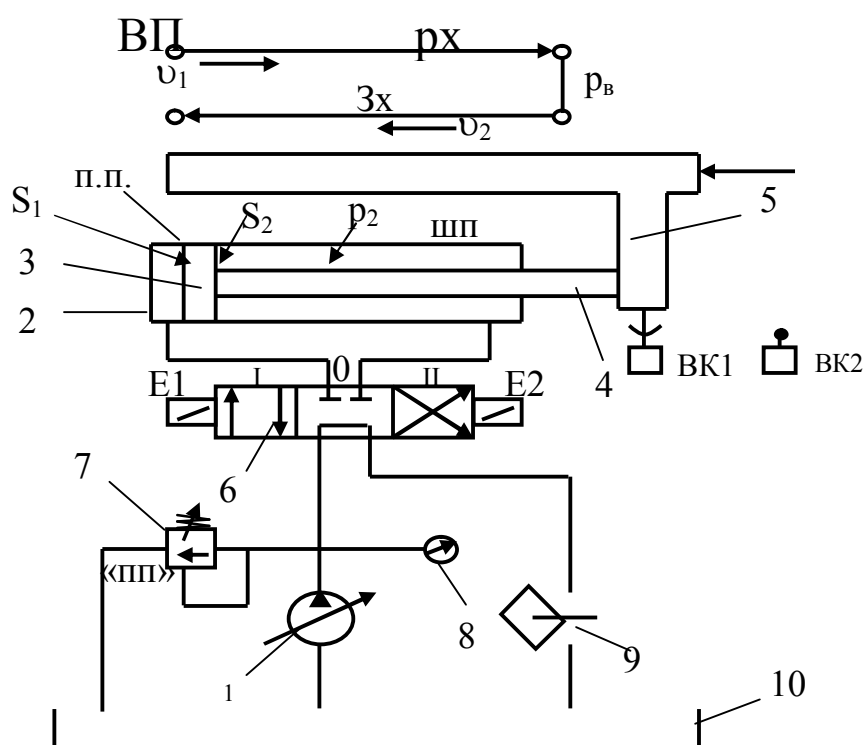


Рисунок 3.1

Наприкінці робочого ходу від кінцевого вимикача ВК-2 відключається електромагніт E1 і включається 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 витісняється через фільтр 9 у бак 10. В результаті цього поршень гідроциліндра повертається у вихідне положення.

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

Таблиця 3.1

Етап циклу	Положення золотника	Робота електромагніта	
		Е1	Е2
Вихідне положення ВП	0	-	-
Робочій хід РХ	I	+	-
Зворотній 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 з 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 гідроприводу

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. Швидкість гідравлічних механізмів для здійснення зворотньо-поступальних рухів приблизно в 10 разів вище електричних.

Гідроприводи дозволяють досить просто здійснити зворотньо-поступальні рухи (див. рис 3.1). Одержати такі рухи при великих зусиллях за допомогою тільки електричних виконавчих пристроїв практично неможливо. Для цієї мети до електродвигуна підключаються різні перетворювачі обертового 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 гідроприводу 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 гідроприводу можна віднести необхідність герметизації (ущільнення) його рухливих елементів. Знос гумових манжет і кільця викликає появу зовнішніх витіків і порушення роботи гідроприводу.

Насичення робочої рідини повітрям приводить до її посиленого нагрівання за рахунок виділення тепла при стиску 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, збільшенню зазорів у рухливих елементах гідроустаткування й у результаті цього - зниженню об'ємного к.к.д. системи.

Дію перерахованих факторів можна усунути чи значною мірою ослабити при правильному проектуванні гідроприводу.

3.2 Регулювання швидкості гідроприводу

Регулювання швидкості гідроприводу досягають або за рахунок зміни кількості рідини, яку подають в 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, до-

сягається скиданням частини подачі насоса або через клапан запобіжний (послідовне підключення дроселя), або через дросель при паралельному його підключенні.

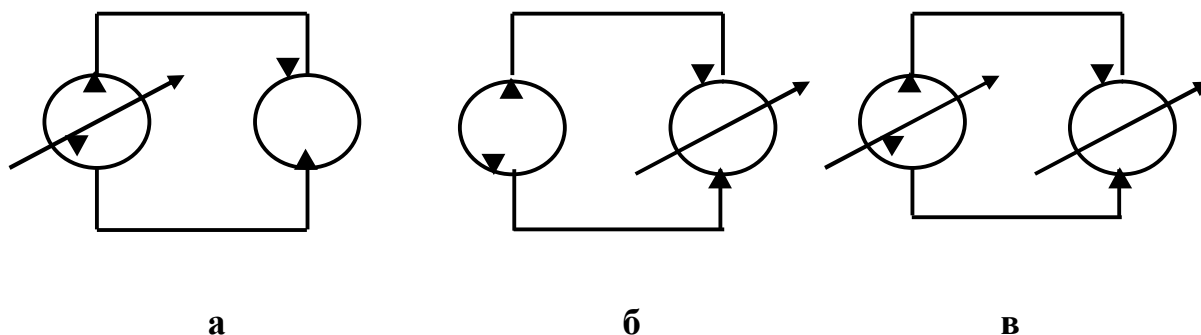
3.2.1 Об'ємне (машинне) регулювання

Варіанти об'ємного регулювання приведені на рис. 3.2.

Для побудови характеристик гідроприводу 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 – витік рідини (витіки 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:

$$Q_G = V_G n_G. \quad (3.6)$$

де V_{Γ} – робочий об’єм гідродвигуна; n_{Γ} – частота обертання гідродвигуна.

Витік рідини знайдемо на підставі рівняння

$$\Delta Q_{\nu} = K_{\nu} p_{\Gamma} , \quad (3.7)$$

де K_{ν} – коефіцієнт витіків; p_{Γ} – тиск гідродвигуна.

Тиск гідродвигуна залежить від навантаження:

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

де M_{Γ} – момент, що крутить, на валу гідродвигуна; η_{Γ} - к.к.д. гідродвигуна. З урахуванням цього рівняння (3.7) приймає вигляд:

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

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

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

відкіля знайдемо частоту обертання вала гідродвигуна:

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

Як показує рівняння (3.9), зі збільшенням навантаження M_{Γ} частота обертання вала гідродвигуна лінійно падає. Але з урахуванням високих об’ємних к.к.д. сучасних гідромашин це падіння швидкості невелике.

Тому можна прийняти :

$$n_{\Gamma} = \frac{V_H n_H}{V_{\Gamma}} . \quad (3.10)$$

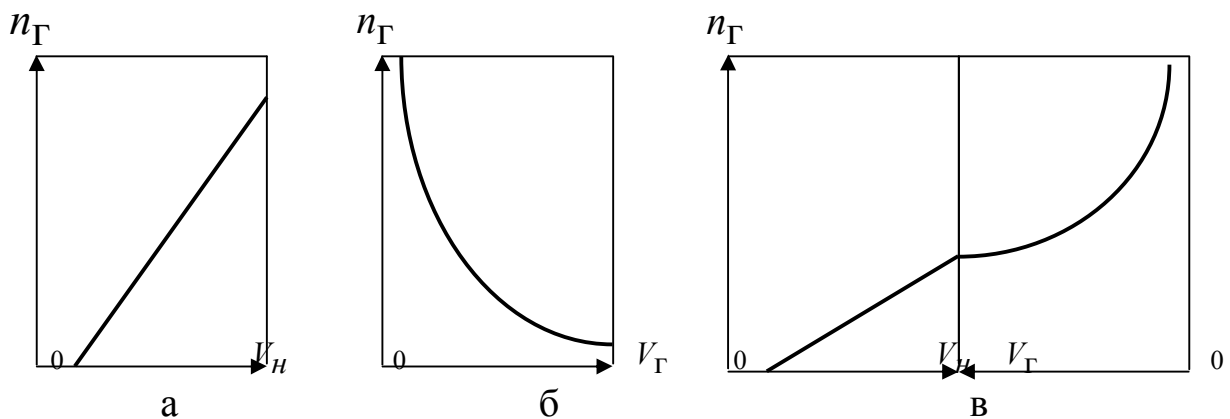
Рівняння (3.9) і (3.10) справедливі для гідроприводу обертального руху з регульованим насосом, з регульованим гідродвигуном і з регульованими насосом і гідродвигуном.

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 порівняним 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 показує з рівняння (3.9), залежність n_{Γ} від робочого об'єму V_{Γ} 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 гідроприводу. 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 гідроприводу, 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 гідроприводу при різних способах об'ємного регулювання, побудовані по рівнянню 3.9, показані на рис.3.3.



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

Рисунок 3.3 – Швидкісна характеристика гідроприводу

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

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

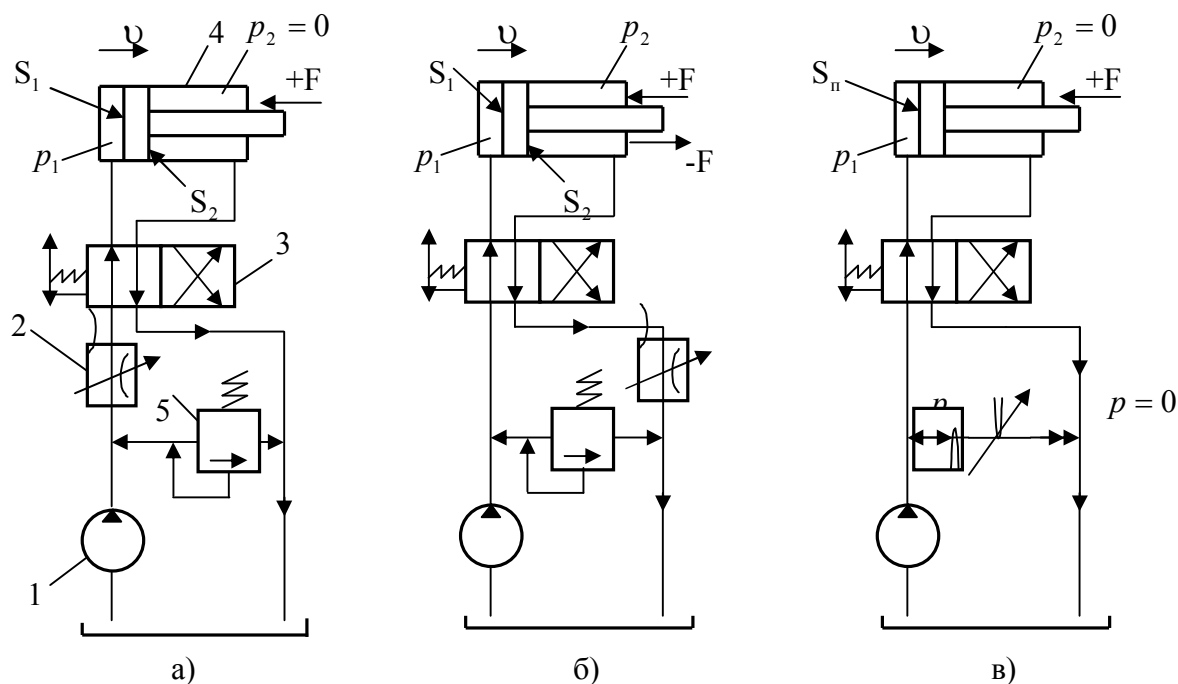
3.2.2 Дросельне регулювання

Принцип дросельного регулювання полягає в тому, що тільки частина подачі нерегульованого насоса подається в гідродвигун, а інша її частина даремно скидається через клапан запобіжний чи дросель, минаючи гідродвигун. При цьому можливі два принципово різних 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.

У відношенні втрат тиску і к.к.д. 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 к.к.д. послідовного підключення дроселя дуже низький і не може бути більше 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.

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



а – дросель на вході; б – дросель на виході; у – паралельне включення дроселя

Рисунок 3.4 – Схема гідроприводів із дросельним регулюванням.

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

Незалежно від способу підключення дроселя при розрахунку гідроприводу 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 гідроприводу з дроселем, що встановлено на вході гідроциліндра

При послідовному підключенні дроселя (див. рис. 3.4, а) витрата рідини, що проходить через дросель, дорівнює витраті гідроциліндра:

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

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

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

Витрата дроселя визначається по формулі

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

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:

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

Спільне рішення рівнянь (3.11), (3.12), (3.13) дозволяє визначити швидкість руху поршня:

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

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

Розрахунок гідроприводу з дроселем, що встановлено на виході гідродвигуна

Методика розрахунку цього способу регулювання аналогічна попередньої. Однак є і розходження.

У розглянутому випадку рідина витискується зі штокової порожнини циліндра через дросель. Тому $Q_d = Q_r = v S_2$,

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:

$$p_k S_1 = p_2 S_2 + F .$$

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 гідроприводу буде мати однаковий вигляд.

ККД гідроприводу при послідовному включенні дроселя

У теорії гідроприводу доводиться, що навіть при відсутності втрат у насосі, гідродвигуні і трубопроводах ($\eta_n = \eta_r = 1$), а також у режимі оптимальної роботи гідроприводу, коли вся рідина від насоса надходить у гідродвигун ($Q_n = Q_d = Q_r$), к.к.д. дросельного регулювання не може бути більше 0,385.

Вирішимо цю задачу більш простим і більш наочним методом.

Якщо позначити к.к.д. 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 к.к.д. гідроприводу росте, досягає максимуму, а потім зменшується. Умова, при

якій досягається максимум к.к.д., може бути встановлена, якщо прийняти похідну $\frac{d\eta}{dF} = 0$, тобто досить вирішити рівняння

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

відкіля $F = 0,666 p_k S_1$.

Підстановка значення F у рівняння (3.17) дає:

$$\eta_{\max} = \frac{\frac{\mu S}{S_1} \cdot 0,666 p_k S_1 \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_k - 0,666 \frac{p_k S_1}{S_1})}}{Q_n p_n} = 0,666 \sqrt{0,333} \frac{p_k \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} p_k}}{Q_n p_n}. \quad (3.18)$$

При оптимальному режимі коли $Q_n = Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} p_k}$ і, враховуючи те,

що $p_n = p_k$, з рівняння (3.18) витікає:

$$\eta_{\max} = 0,666 \cdot 0,577 = 0,385.$$

Розрахунок гідроприводу з дроселем, що встановлено паралельно гідродвигуну

При паралельному підключенні дроселя (див. рис. 3.4, в) рівняння рівності витрат - $Q_n = Q_r + Q_d$,

де Q_n - подача насоса; Q_r - витрата гідроциліндра; Q_d - витрата рідини, що скидається через дросель.

Витрата гідроциліндра залежить від площі поршня і від швидкості його руху: $Q_r = v S_1$.

Зневажаючи втратами тиску в системі, витрату рідини через дросель можна визначити по формулі

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

у якій тиск насоса виражається через навантаження:

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

Спільне рішення цих рівнянь дозволяє визначити швидкість руху поршня:

$$v = \frac{Q_H}{S_1} - \frac{\mu S}{S_1} \sqrt{\frac{2 F}{\rho S_1}} . \quad (3.19)$$

ККД гідроприводу при паралельному включенні дроселя визначається так само, як і при послідовному включенні, по формулі

$$\eta = \frac{N_r}{N_H} = \frac{vF}{Q_H p_H} .$$

Підстановка швидкості по формулі (3.19) дає:

$$\eta = 1 - \frac{\mu S \cdot \sqrt{\frac{2 F}{\rho S_1}}}{Q_H} = 1 - \frac{Q_D}{Q_H} . \quad (3.20)$$

З рівняння (3.20) витікає, що при паралельному підключенні дроселя к.к.д. гідроприводу визначається відносною витратою рідини через дросель або ступенем відкриття дроселя. Зі зменшенням площі відкриття дроселя к.к.д. гідроприводу прагне до одиниці.

Навантажувальні характеристики і к.к.д. дросельного регулювання гідроприводу приведені на рис.3.5.

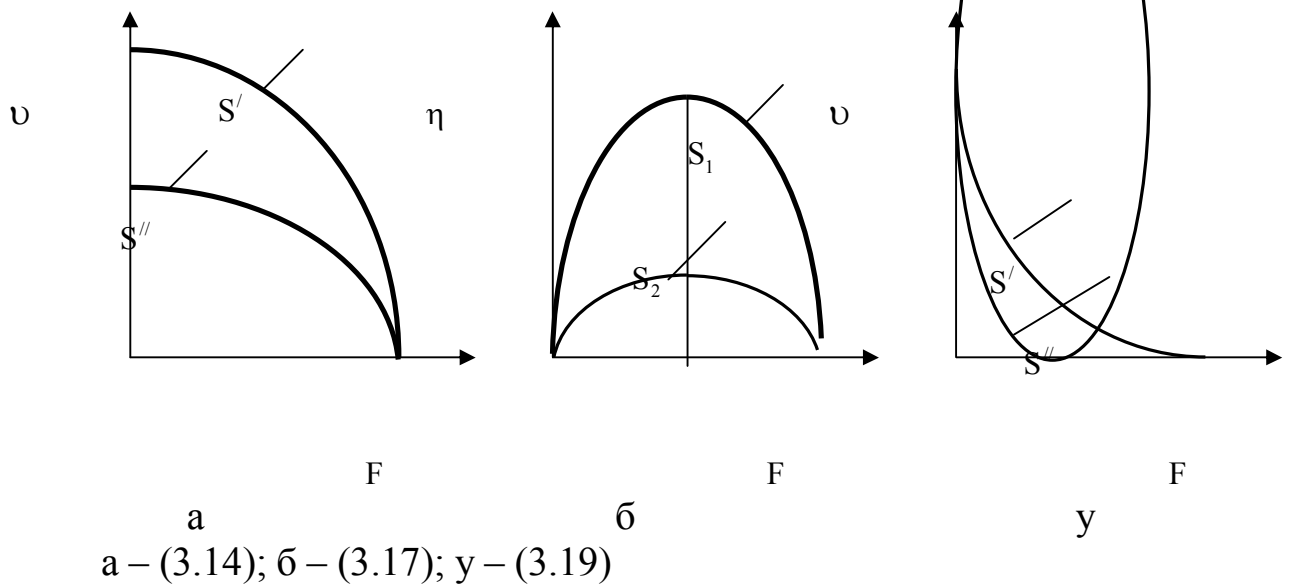


Рисунок 3.5 – Залежності швидкості поршня і к.к.д. гідроприводу від навантаження при двох значеннях відкриття дроселя S' і S'' ($S' > S''$)

Як видно з рис. 3.5, швидкість руху поршня не є постійною і змінюється разом з навантаженням. Тому дросельне регулювання рекомендується в гідроприводах з 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 з можливих варіантів підключення стабілізатора швидкості в гідросистему.

Як видно з рисунка, рідина зі штокової порожнини гідроциліндра витискується в камеру а і через кільцеву щілину б, утворену регулятором і корпусом стабілізатора, направляєється на вхід дроселя (у камеру в). Пройшовши через вузьку щілину дроселя, рідина надходить у камеру м надлишковий тиск у якій $p_r = 0$. Тому витрата дроселя складе:

$$Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} p_e}, \quad (3.21)$$

де p_e - тиск перед дроселем, що підтримується постійним регулятором (редукційним клапаном) 1.

Величину цього тиску знайдемо з рівноваги сил, що діють на регулятор:

$$F_{np} = \frac{\pi d^2}{4} p_e + \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) p_e,$$

де F_{np} -зусилля пружини; D і d -діаметри регулятора (рис.3.6).

Звідси

$$p_e = \frac{4F_{np}}{\pi D^2}. \quad (3.22)$$

Нормалізовані дроселі з регулятором мають відносно м'яку пружину з і тиск (3.22) звичайно не перевищує $p_B = 0,2 \dots 0,3 \text{ Мпа}$, що дозволяє працювати при порівняно великих відкриттях дроселя, запобігаючи можливість засмічення чи облітерації його вихідної щілини.

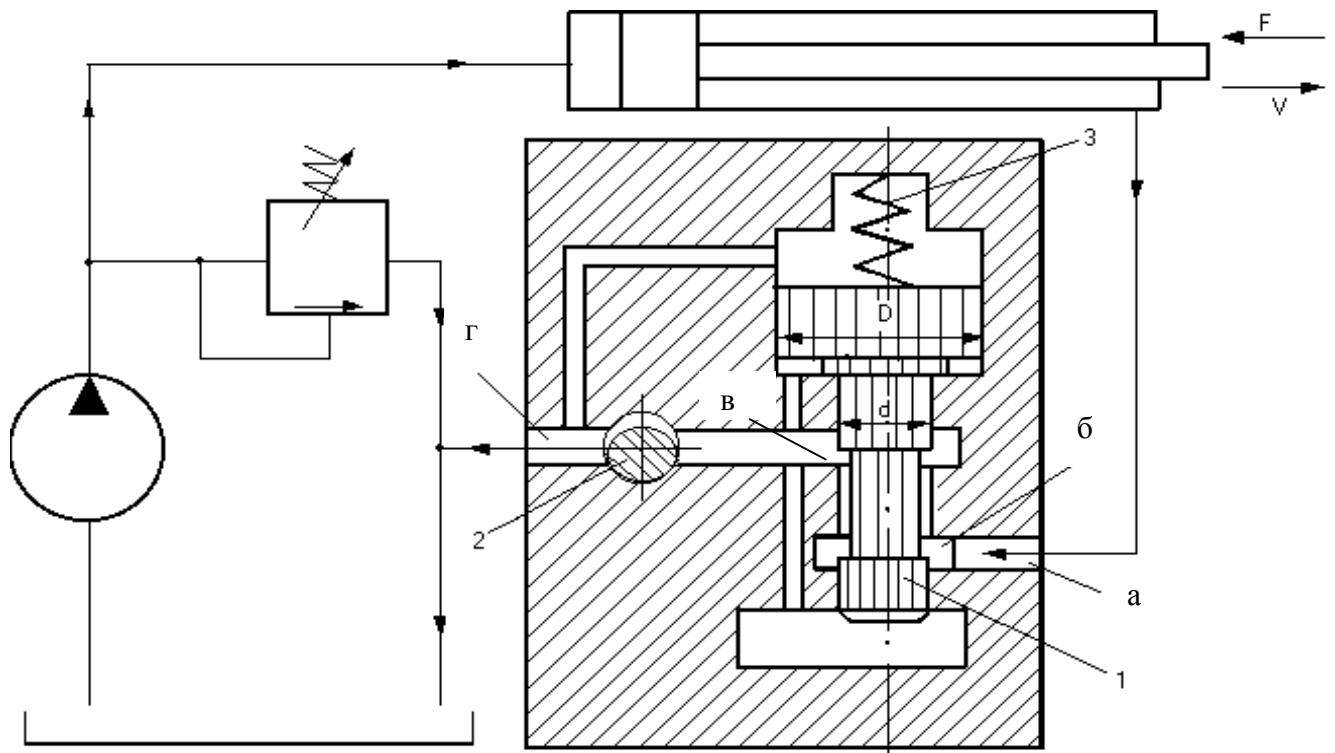


Рисунок 3.6

Тиск у камері а регулятора залежить від тиску в штоковій порожнині гідроциліндра. Величину цього тиску знайдемо з умови рівноваги сил, що діють на поршень гідроциліндра:

$$p_k \frac{\pi D_n^2}{4} = F + p_a \frac{\pi}{4} (D_n^2 - d_{ш}^2),$$

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 а регулятора); $d_{ш}$ – діаметр штока гідроциліндра.

Звідси

$$p_a = \frac{p_k \frac{\pi D_n^2}{4} - F}{\frac{\pi}{4} (D_n^2 - d_{ш}^2)}. \quad (3.23)$$

Як видно з рівняння (3.23), тиск у камері а змінюється разом з навантаженням F . Зі зменшенням навантаження тиск у камері а підвищується і миттєво передається через кільцеву щілину б у камеру в, порушуючи рівновагу сил, що діють на регулятор 1. У результаті цього останній піднімається убік пружини, зменшуючи площу кільцевої щілини б для проходження рідини (відбувається дроселювання потоку). Як тільки тиск перед

дроселем p_B стане менше 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 витрата 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.

3.3 Регулювання гідроприводу 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 вирішена за допомогою гідроприводу з регульованим електродвигуном насоса (РЕД).

Схема гідроприводу приведена на рис.3.7, де частина подачі насоса 1 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 установити функцію $x=f(n)$.

Для рішення поставленої задачі скористаємося рівнянням рівності витрат

$$Q_n = Q_r + Q_d,$$

де Q_n -подача насоса; Q_r - витрата гідроциліндра; Q_d -витрата дроселя.

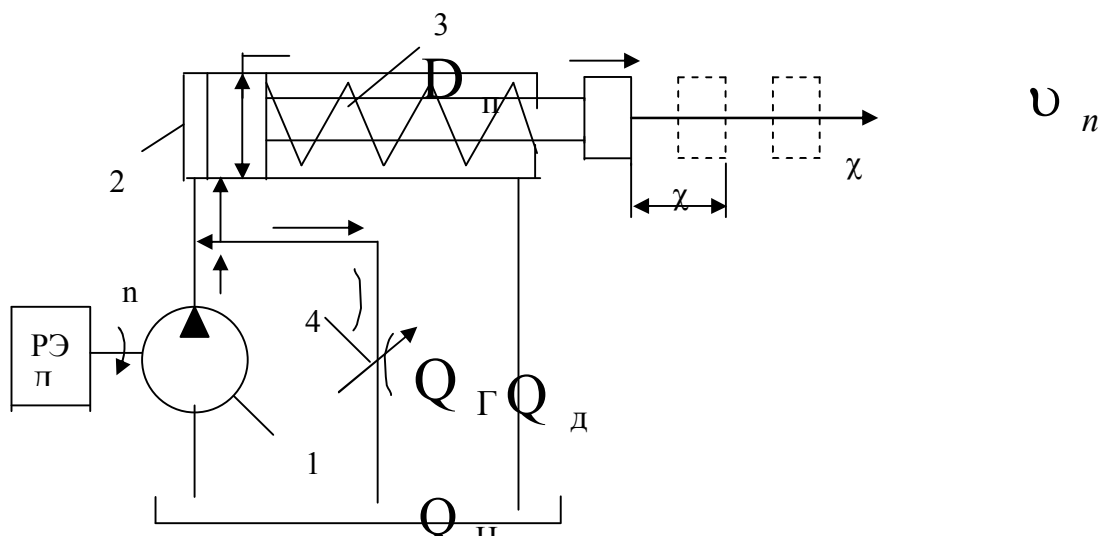


Рисунок 3.7

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:

$$Q_r = v_n \frac{\pi D_n^2}{4} ,$$

де v_n - швидкість поршня; D_n - діаметр поршня.

Витрата дроселя визначається по формулі

$$Q_d = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_1 - p_2)} = \mu S \sqrt{\frac{2}{\rho} \frac{4cx}{\pi D_n^2}} ,$$

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 електро-двигуна:

$$x = \frac{(V_n n - v_n \frac{\pi D_n^2}{4})^2 \rho \pi D_n^2}{8 \mu^2 S^2 c} .$$

Наприкінці ходу швидкість поршня дорівнюється нулю ($v_n = 0$). З урахуванням цього останнє рівняння приймає остаточний вигляд:

$$x = \frac{\rho \pi D_n^2 V_n^2}{8 \mu^2 c S^2} n^2. \quad (2.24)$$

Як видно з рівняння (2.24), 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 гідроприводу.

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.

По конструкції, принципу дії, апаратурі керування і регулювання пневмоприводи аналогічні гідравлічним приводам, що часто використовується для виконання однакових операцій, конкуруючи між собою і доповнюючи один одного. Їхньою принциповою відмінністю є робітниче середовище, що передає механічну енергію. У пневмоприводах використовується стиснене повітря малої в'язкості і великим діапазоном зміни обсягу при зміні тиску. У гідроприводах використовується практично нестиплива краплинна рідина великої в'язкості. Різні властивості робітничих 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 маслораспилювач 4 подається на вхід пневморозподільник 5. 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. Маслораспилювач 4, що діє подібно пульверизатору, насичує потік повітря дрібними частками масла, що, осідаючи на стінках рухливих елементів пневмопривода, забезпечують їхнє змащення і захист від корозії.

Двухпозиційний розподільник 5 з ручним керуванням змінює напрямок руху потоку повітря, яке подається в пневмоциліндр 7. У положенні, показаному на рисунку, стиснене повітря подається в штокову по-

порожнину пневмоциліндра 7, а з його протилежної поршневої порожнини скидається в атмосферу.

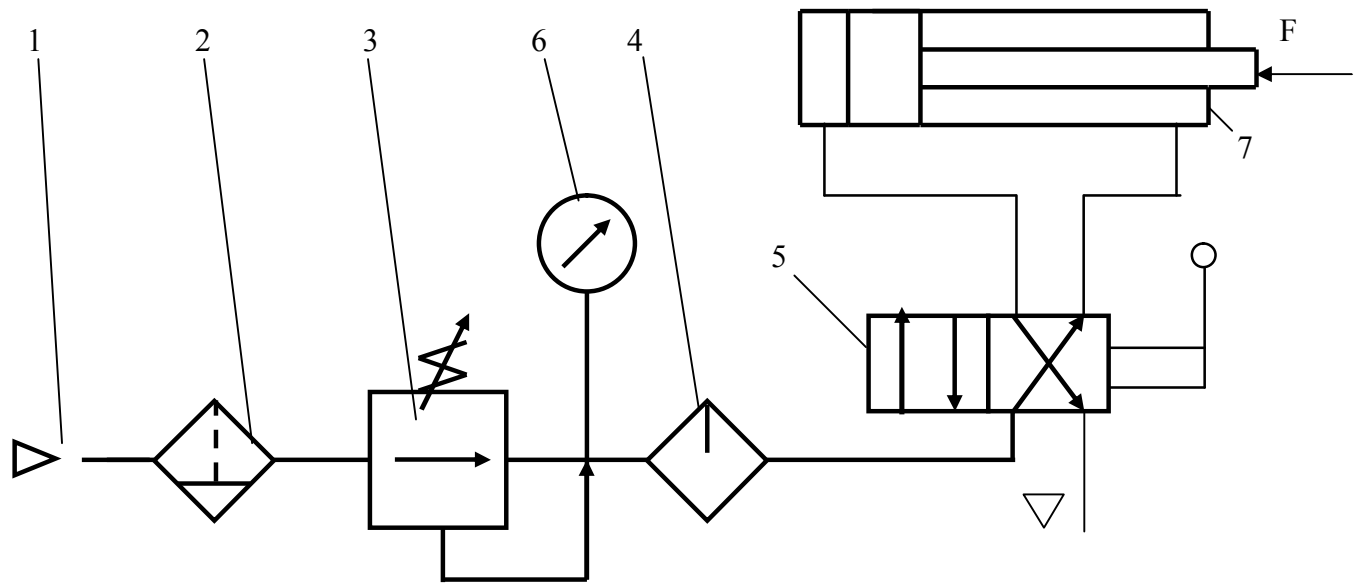


Рисунок 4.1

У результаті цей поршень пневмоциліндра займає крайнє ліве положення. При установці пневморозподільника в інше положення напрямок потоку повітря змінюється на зворотнє і повітря надходить у поршкову порожнину пневмоциліндра, а з його штокової порожнини скидається в атмосферу. У результаті цього поршень циліндра буде рухатися в напрямку висування штока, переборюючи навантаження F .

Широкому застосуванню пневмоприводів у різних областях техніки сприяє ряд їхніх позитивних якостей:

- 1) можливість постачання від централізованого заводського повітряного трубопроводу;
- 2) унаслідок малої в'язкості стиснутого повітря забезпечується висока швидкість спрацьовування пневматичних приводів;
- 3) безпека роботи в пожарно- і вибухонебезпечних умовах без застосування яких-небудь додаткових засобів захисту;
- 4) можливість роботи при високих температурах, вібрації, радіації та ін.;
- 5) простота конструкції і висока надійність роботи.

До числа недоліків пневмоприводів у порівнянні з гідроприводами відносяться:

- 1) внаслідок стискання повітря спостерігається нерівномірність швидкості руху пневмопривода і виключена можливість зупинки гідроциліндра в проміжному положенні;
- 2) більш низький к.п.д., тому що відпрацьоване стиснене повітря під тиском даремно скидається в атмосферу;
- 3) висока вартість стиснутого повітря;
- 4) необхідність застосування системи змащення і захиста елементів пневмопривода від корозії;
- 5) значно великі 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 регулюючих 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 гальмових пристроїв дозволяє при великих швидкостях руху поршня на основній ділянці робочого ходу уникнути різких ударів об твердий упор наприкінці ходу, при зупинці поршня.

4.2 Аналіз циклів роботи пневмопривода

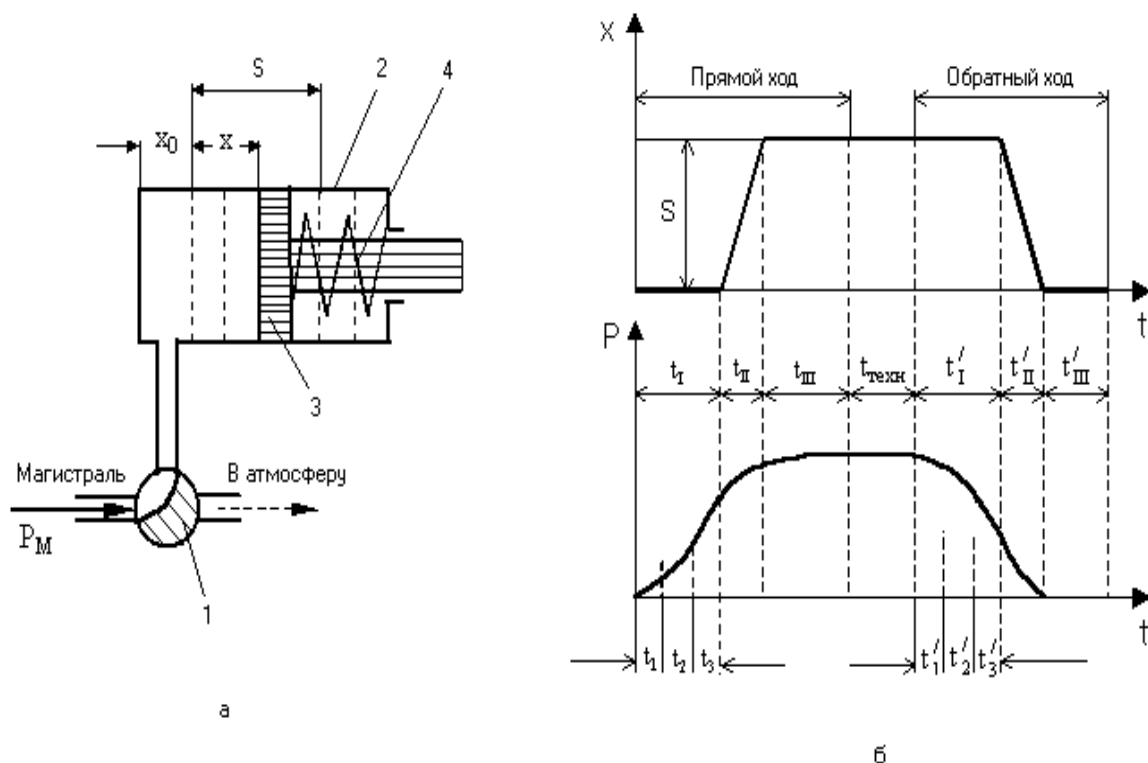
Розглянемо як приклад пневмопривод однобічної дії зі зворотною пружиною, схема його і циклограма роботи представлені на рис. 4.2, а і б.

У положенні механізму, зображеного на цьому рисунку, стиснене повітря з магістралі через крановий розподільник 1 подається в робочу порожнину пневмоциліндр 2. Штокова порожнина циліндра постійно сполучається з атмосферою. Під впливом стиснутого повітря поршень 3 переміщується, стискаючи пружину 4.

Період часу від початку включення розподільника 1 до початку руху поршня є підготовчим періодом:

$$t = t_1 + t_2 + t_3,$$

де t_1 – час переключення 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.



Розглянемо як приклад пневмопривод одnobічної 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

Час t_1 , спрацьовування розподільника визначається експериментально. Для серійних розподільників цей час вказується в технічній характеристиці.

Час t_2 проходження хвилі тиску визначається по формулі

$$t_2 = L_T / c ,$$

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 знехтувати (наприклад, для $L_T=5\text{м}$ и $c=340\text{ м/с}$ $t_2=5/340=0,015\text{с}$).

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 по характеру фізичного процесу, так і по розрахунку. Рух поршня описується системою ди-

ференціальних рівнянь, які в загальному вигляді не мають рішення. Рішення може бути виконано чисельним шляхом інтегруванням з 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 в зварювальних машинах, затиск виробів у верстатах і інші операції, яким на циклограмі відповідає відрізок часу $t_{техн}$.

Після виконання заданої технологічної операції робоча порожнина циліндра переключенням 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_I підготовчого періоду t_I може виявитися великим у порівнянні з іншими інтервалами часу. У транспортуючих пристроях час руху t_{II} поршня найбільше істотний. У затискних пристроях найбільш значним виявляється час t_{III} наростання тиску до заданої величини.

4.3 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

$$p = p_{ман} + p_{ат} ,$$

де $p_{ман}$ і $p_{ат}$ - відповідно манометричний і атмосферний тиски.

При вимірі температури використовують міжнародну температурну шкалу в градусах Цельсія (t^0C). У рівняння термодинаміки пневмопри-

вода входить абсолютна температура T в 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, зворотня питомому обсягу називається густиною повітря:

$$\rho = 1 / \nu .$$

В умовах виробництва тиск стиснутого повітря не перевищує **1 МПа** при діапазоні температур від $-40^{\circ}C$ до $+70^{\circ}C$. Ці умови близькі до так названих **нормальних умов** (тиск $p=0,1013$ МПа, температура $t=20^{\circ}C$) і при термодинамічних розрахунках можна скористатися рівнянням стану ідеального газу Клапейрона-Менделєєва:

$$pV = mRT, \quad \text{або} \quad p\nu = RT \quad (4.1)$$

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 вид

$$\mu = \mu_0 (T / 273)^{0,75}, \quad (4.2)$$

де μ - коефіцієнт динамічної в'язкості при температурі T ; μ_0 - цей же коефіцієнт при температурі 273 К ; $\mu_0 = 17,2 \cdot 10^{-6} \text{ Па} \cdot \text{с}$

Повітря може бути сухим і вологим. Вологе повітря містить водяну пару у виді насиченого чи ненасиченого розчину. Масова кількість водяної пари залежить від температури. Наприклад, при температурі $0^{\circ}C$ і атмосферному тиску в 1 м^3 вологого повітря міститься до 4,8 г водяної пари, при $30^{\circ}C$ - до 30,4 г, при $100^{\circ}C$ - до 597,7 г.

4.4 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 міняється від перерізу до перерізу. Це рівняння має вигляд:

$$G = \rho w f = const, \quad (4.3)$$

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 з урахуванням утрат напору (h) є постійною величиною. Через малу густину повітря ρ геометричними напорами $Z1$ і $Z2$ зневажають.

У диференціальній формі рівняння Бернуллі має вид:

$$d\left(\frac{w^2}{2g}\right) + \frac{dp}{(\rho g)} + dh = 0. \quad (4.4)$$

Втрати напору h повітряного потоку в трубопроводі визначаються так само, як і в гідравліці

$$h = h_L + h_M = \lambda \frac{L}{d} \frac{w^2}{2g} + \frac{w^2}{2g} \sum_{i=1}^n \xi_{M i}, \quad (4.5)$$

де h_L – втрати напору по довжині трубопроводу; h_M – місцеві втрати напору; λ - коефіцієнт Дарсі (коефіцієнт опору по довжині труби, при розрахунках $\lambda = 0.02...0.03$); $\xi_{M i}$ - 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) підтримують-ся постійними. Поточні параметри повітря в пневмокамері постійного обсягу V позначимо через P , T і ρ (рис.4.3). Процес руху повітря будемо вважа-

ти адіабатичним, тобто не враховується теплообмін між стисненим повітрям у трубопроводі і навколишнім середовищем.

При такій постановці задачі швидкість руху повітря в трубопроводі можна визначити по відомому з термодинаміки рівнянню Сен-Венана і Венцеля:

$$w = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R T_M \left[1 - \left(\frac{p}{p_M} \right)^{\frac{(k-1)}{k}} \right]}, \quad (4.6)$$

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:

$$G = \mu f p_M \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{1}{RT_M} \left[\left(\frac{p}{p_M} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_M} \right)^{\frac{(k+1)}{k}} \right]},$$

(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 вид параболи 1-2-0 (рис. 4.4), побудованої по рівнянню (4.7).

$1, T_A, \rho_A$

Максимальна (критична) масова витрата спостерігається при $\sigma = \sigma_{KP}$. Значення критичного відношення тисків σ_{KP} знаходять як максимум функції $G = f(\sigma)$ (4.7).

Ліва галузь 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» плинну.

Якщо з пневмокамери, яка має з 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 .

Список літератури, що рекомендується

- 1 Анурьев В. И. Справочник конструктора – машиностроителя : В 3 т. – М: Машиностроение, 1980. – Т. 3. – 560 с.
- 2 Башта Т. М. и др. Гидравлика, гидромашины и гидроприводы. – М.: Машиностроение, 1982. – 422 с.
- 3 Свешников В. К., Усов А. А. Станочные гидроприводы: Справочник. – М.: Машиностроение, 1988. – 512 с.
- 4 Попов Д. Н. Динамика и регулирование гидро- и пневмосистем. – М.: Машиностроение, 1988. – 512 с.
- 5 Федорец В. О. и др. Гидроприводы и гидропневмоавтоматика. – К.: Вища школа, 1995. – 464 с.
- 6 Чупраков Ю. И. Гидропривод и средства гидропневмоавтоматики. – М.: Машиностроение, 1979. – 232 с.

“Гідравліка, гідро- і пневмоприводи”
Конспект лекцій для студентів денної та заочної форми навчання
інженерно-технічних спеціальностей

Укладачі	Маргарита Анатоліївна Афанасьєва Микола Борисович Жуков
Редактор	Неллі Олександрівна Хахіна

157/2001. Подп. до друку
Офсетна печатка.
Тираж

УМ. печ.л.

Формат 60(84 1/16)
Уч. – изд.л.

ДДМА. 84313, м. Краматорськ, вул. Шкадинова, 72