

АМІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
МИКОЛАЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ АГРАРНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Інженерно-енергетичний факультет

Кафедра Агроінженерії

Теплотехніка та гідравліка

Конспект лекцій

для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти ОПП
«Агроінженерія» спеціальності 208 «Агроінженерія» денної форми здобуття
вищої освіти

Миколаїв

2025

УДК 621.43.016+621.22
Т34

Рекомендовано до друку науково-методичної комісії Інженерно-енергетичного факультету Миколаївського національного аграрного університету від 20.05.2025, протокол № 9.

Укладач:

Сидорика Ігор – к.т.н., доцент кафедри Агроінженерії, Миколаївського національного аграрного університету;

Рецензенти:

Грубань Василь. – канд. тех. наук, доцент, завідувач кафедри тракторів та сільськогосподарських машин, експлуатації і технічного сервісу, Миколаївський національний аграрний університет.

Ставинський Андрій – д-р техн. наук, професор, завідувач кафедри електроенергетики, електротехніки та електромеханіки, Миколаївський національний аграрний університет.

© Миколаївський національний
аграрний університет, 2025

ЗМІСТ

Вступ.....	4
1. Загальні вказівки до курсу “Теплотехніка та гідравліка”.....	5
2. Структурно-логічна схема курсу “Теплотехніка та гідравліка”.....	6
3. Теоретичний курс “Теплотехніка”.....	7
Лекція № 1. Основні поняття і визначення.....	7
Лекція №2. Теплота і робота. Рівняння стану ідеального газу	12
Лекція №3. Термодинамічні процеси ідеальних газів.....	14
Лекція №4. Другий закон термодинаміки.....	20
Лекція №5. Реальний газ. Суміші газів. Фазова PV діаграма.....	23
Лекція №6. Термодинаміка потоку.....	27
Лекція №7. Машини для стиску та розширення газів.....	34
Лекція №8. Теплове випромінювання.....	37
4. Теоретичний курс “Гідравліка ”.....	41
Лекція № 9. Введення в гідравліку.....	41
Лекція № 10. Гідростатика. Сили, що діють в рідині. Поняття про ідеальну рідину.....	45
Лекція № 11. Сила тиску рідини на плоску стінку. Центр тиску.....	49
Лекція № 12. Основи кінематики рідини.....	53
Лекція №13. Основи гідродинаміки. Рівняння Бернуллі для елементарної цівки.....	57
Лекція №14. Рівняння Бернуллі для реальної рідини.....	60
Лекція №15. Режими руху рідини.....	64
Лекція №16. Рух рідини у трубопроводах. Розрахунки трубопроводів.....	68
Додаток.....	78
Література.....	79

ВСТУП

Курс “Теплотехніка та гідравліка” складається з 2-х взаємопов’язаних дисциплін: теплотехніки та гідравліки.

Теплотехніка – це загальнотехнічна дисципліна, що вивчає методи одержання, перетворення, передачі і використання теплоти, а також принципи дії і конструктивних особливостей тепло- і паро-генераторів, теплових машин, апаратів і пристроїв.

Курс "Теплотехніки" складається з 2-х основних розділів:

- основи технічної термодинаміки;
- теорія теплообміну.

Термодинаміка вивчає закони перетворення енергії в різних фізико-хімічних процесах, що відбуваються в макроскопічних системах і супроводжуються тепловими ефектами. У залежності від задач дослідження визначають загальну, хімічну, технічну термодинаміку, термодинаміку біологічних систем та інше.

Технічна термодинаміка розглядає процеси взаємного перетворення теплоти і роботи. Вона встановлює зв'язок між тепловими, механічними і хімічними процесами, що відбуваються в теплових і холодильних машинах, вивчає процеси, що відбуваються в газах і парах, а також властивості цих тіл при різних фізичних умовах.

Теорія теплообміну вивчає самодовільні необоротні процеси поширення теплоти у просторі.

Технічна термодинаміка та теорія теплообміну є теоретичним фундаментом теплотехніки.

“Гідравліка” – це дисципліна, яка вивчає закони рівноваги і механічного руху рідини, а також розглядає їх практичне застосування для рішення конкретних інженерних задач.

Назва «гідравліка» виникла від двох грецьких слів: «хюдор» – вода і «ауλος» – труба, тобто як наука про рух рідин по трубах.

Зміст сучасної гідравліки незрівнянно ширший. Питання, що вивчаються в гідравліці, охоплюють рух води не тільки в трубах, але і у відкритих руслах (каналах, річках), в різних гідротехнічних спорудах і системах, а також рух інших рідин (нафта, масла, розчини) в трубопроводах і гідромашинах. На підставі цього сучасну гідравліку розглядають як одну з галузей механіки.

Гідравліку поділяють на дві частини: гідростатику і гідродинаміку, причому остання містить у собі і кінематику рідині. Гідростатика вивчає закони рівноваги рідин і їх силову дію на тверді стінки, що обмежують об’єми рідин; гідродинаміка – закони руху рідин і їх взаємодію з твердими стінками або тілами, які знаходяться в потоці рідини..

Методичний посібник призначено здобувачам першого (бакалаврського) рівня вищої освіти денної форми вищої освіти ОПП: «Агроінженерія», спеціальності 208 «Агроінженерія».

1 ЗАГАЛЬНІ ВКАЗІВКИ ДО КУРСУ “ТЕПЛОТЕХНІКА” ТА “ГІДРАВЛІКА”

Мета викладання курсу – дати необхідний рівень теоретичних знань в галузі теплотехніки і гідравліки, володіння інженерними методами розв’язування прикладів розрахунку, в виборі та експлуатації теплотехнічного та гідравлічного обладнання у сільськогосподарському виробництві.

Основне завдання дисципліни: викладення основних положень теплотехніки і гідравліки, які необхідні для вивчення ряду розділів інших дисциплін («Машини, обладнання та їх використання в тваринництві», «Машини, обладнання та їх використання при переробці сільськогосподарської продукції», «Підйомно-транспортні машини»), а також викладення загальних уявлень про теорію і конструкції теплотехнічних та гідравлічних машин. Курс складається з наступних частин:

- основи технічної термодинаміки;
- теорія теплообміну;
- гідростатики;
- гідродинаміки.

У результаті вивчення дисципліни студент повинен **знати**:

- - основні положення теплотехніки і гідравліки;
- закони теорії гідростатики і гідродинаміки;
- методики теплотехнічних і гідравлічних розрахунків процесів, що протікають в силових установках різного призначення;
- принципи дії та конструкції теплотехнічних і гідравлічних установок, які використовуються в промисловості і сільському господарстві;
- засоби використання вторинних і поновлюваних теплотехнічних і гідравлічних джерел енергії; основи проектування систем тепло та гідропостачання та правила їх експлуатації.

Студент повинен **вміти**:

- виконувати теплотехнічні і гідравлічні розрахунки об'єктів та теплових і гідросистем сільського господарства;
- вирішувати практичні завдання по монтажу та експлуатації теплотехнічних і гідравлічних установок та систем.

2. Структурно-логічна схема занять “Теплотехніка та гідравліка”

2.1 Заняття проводяться з метою закріплення, розширення та поглиблення теоретичних знань та навичок, які одержав студент на лекціях та практичних заняттях, набуття вміння самостійно розв’язувати задачі. Розподіл освітнього часу за видами занять та контрольні заходи наведено в таблиці 1.

Таблиця 1.

Змістовний модуль курсу “Теплотехніка та гідравліка”	Теми	Розподіл навчального часу			Термін виконання, тижднів	Терміни контрольного заходу
		лекції	практичні	самостійна робота		
Змістовний модуль 1: Технічна термодинаміка.	Тема 1. Основні поняття та визначення. Ідеальний газ. Термодинамічна система. Реальний газ.	2	2	2	2 тижднів	Поточний контроль по завершенню теми*
	Тема 2. Перший закон термодинаміки. Аналітичний вираз.	2	2	2	3 тижднів	Поточний контроль по завершенню теми*
	Тема 3. Основне рівняння термодинаміки. Аналіз термодинамічних процесів ідеальних газів.	2	2	2	4 тижднів	Поточний контроль по завершенню теми*
	Тема 4. Ізохорний, ізобарний, ізотермний і адіабатний процеси.	2	2	2	5 тижднів	Поточний контроль по завершенню теми*
Разом за змістовим модулем 1		8	8	8		
Змістовний модуль 2: Основи теорії тепло- і масообміну.	Тема 5. Основні положення теплопровідності: температурне поле, одно-, дво- і тривимірне. Закон Фур'є.	4	4	4	7 тижднів	Поточний контроль по завершенню теми*
	Тема 6. Рівняння теплопередачі і теплових балансів теплоносіїв. Особливості розрахунку теплообмінних апаратів.	4	4	4	9 тижднів	Поточний контроль по завершенню теми*
Разом за змістовим модулем 2		8	8	8		
Змістовний модуль 3: Гідростатика.	Тема 7. Введення в гідравліку.	2	2	4	10 тижднів	Поточний контроль по завершенню теми*
	Тема 8. Гідростатика.	4	4	4	11 тижднів	Поточний контроль по завершенню теми*
	Тема 9. Гідростатика.	4	4	4	13 тижднів	Поточний контроль по завершенню теми*
	Тема 10. Гідростатика.	4	4	4	15 тижднів	Поточний контроль по завершенню теми*

	Тема 11. Основи кінематики рідини.	2	2	4	16 тижень	Поточний контроль по завершенню теми*
Разом за змістовим модулем 3		16	16	20		
Змістовний модуль 4: Гідродинаміка.	Тема 12. Основи гідродинаміки. Рівняння Бернуллі.	4	5	6	17 тижень	Поточний контроль по завершенню теми*
	Тема 13. Основи гідродинаміки. Рівняння Бернуллі.	4	5	6	18 тижень	Поточний контроль по завершенню теми*
	Тема 14. Режими руху рідини.	6	6	8	20 тижень	Поточний контроль по завершенню теми*
Разом за змістовим модулем 4		14	16	20		
Усього годин		46	48	56		

На заняттях розглядається найбільш складний матеріал курсу. Студенти мають можливість одержати необхідний довідковий матеріал, допомогу в рішенні індивідуальних завдань та захистити контрольні завдання.

3. Теоретичний курс “Теплотехніки”

ЛЕКЦІЯ №1

ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

Термодинамічна система являє собою сукупність матеріальних тіл, що знаходяться в механічній і тепловій взаємодії один з одним і з оточуючими систему зовнішніми тілами. Усе, що не входить до системи, називається навколишнім середовищем. Термодинамічні системи можуть бути:

- відкриті (є обмін з навколишнім середовищем і речовиною, і енергією);
- закриті (є обмін з навколишнім середовищем тільки енергією);
- ізольовані (без будь-якого обміну з навколишнім середовищем).

Предметом технічної термодинаміки є вивчення процесів взаємного перетворення теплоти і роботи в різних теплових машинах. Ці перетворення здійснюються за допомогою робочого тіла.

Робочим тілом можуть бути тверді тіла, рідини і гази. Найчастіше використовують гази і пари, тому що вони значно змінюють свій об'єм при зміні температури або тиску.

Фізичний стан робочого тіла визначається деякими величинами, які характеризують даний стан і називаються **термодинамічними параметрами**. Основними термодинамічними параметрами для газів є: **абсолютний тиск, абсолютна температура, питомий об'єм**.

Робоче тіло - газ, рідина та їх суміші. Найбільш широко використовуване робоче тіло - водяна пара. У процесі виконання робочим тілом термодинамічного циклу водяна пара змінює фізичні властивості.

Джерело теплоти - тіло, що віддає або сприймає від іншого теплову енергію.

Верхнє джерело теплоти (тепловіддавач) - віддає конструкції машини або іншому тілу теплоту.

Нижнє джерело теплоти (теплоприймач) - сприймає від конструкції машини або іншого тіла теплоту. Для теплових машин таким джерелом, за звичай, є оточуюче середовище.

Термодинамічна система - множина верхнього та нижнього джерел теплоти, конструкції машини і робочого тіла або окремо вибраний об'єкт для термодинамічних досліджень.

Термодинамічний процес - зміна стану або хоча б одного із параметрів робочого тіла. Розрізняють ізобарний ($P=\text{const}$), ізохорний ($V=\text{const}$), ізотермічний ($T=\text{const}$), адіабатний ($Q=\text{const}$) - без теплообміну з оточуючим середовищем і політропний ($C=\text{const}$) термодинамічні процеси.

Термодинамічний цикл - замкнений термодинамічний процес. Усі машини працюють за циклами.

Параметри робочого тіла - величини, які характеризують стан робочого тіла. Розрізняють основні параметри робочого тіла, теплові або колоритні параметри, допоміжні параметри робочого тіла.

Параметри стану робочого тіла

1. Основні параметри стану робочого тіла.

Сюди відносять тиск, об'єм (питомий), температуру.

1.1. Об'єм. Питомий об'єм.

$V[\text{м}^3]$ - об'єм.

$v[\text{м}^3/\text{кг}]$ - питомий об'єм.

$v=1/\rho$; ρ - густина.

1.2. Тиск.

$P [\text{Па}]$ - тиск.

Розрізняють абсолютний (повний) тиск, надлишковий (манометричний) тиск, атмосферний (барометричний) тиск, вакуум.

Тиск - це сила в 1 Н, що діє на площу 1 м^2 $[\text{Па}]=[\text{Н}/\text{м}^2]$

Існують наступні співвідношення при визначенні абсолютного тиску у будь-якої судині між тисками:

- тиск у судині більше атмосферного:

$$P_{абс} = P_{атм} + P_{над} ;$$

- тиск у судині менше атмосферного:

$$P_{абс} = P_{атм} - P_{вак} .$$

Існує наступне співвідношення між одиницями вимірювання тисків:

1 тех.атм.=1 кг/см²=9,8·10⁴Па=10 м.вод.ст.=735 мм.рт.ст.≈0,1 МПа≈1 Бар.
1 Бар=750 мм.рт.ст. 1 фіз.атмосф.=760 мм.рт.ст.

1.3. Температура.

T[K]; t[°C].

Температура - степінь нагріву тіла. Визначають за шкалами Кельвіна та Цельсія. Температура тіла змінюється пропорційно кінетичній енергії руху його молекул. $T(f)=(mU^2)/2$, де m - маса молекули, кг; U - швидкість руху молекул, м/с.

Спільне між шкалами Кельвіна і Цельсія - ціна поділок шкал, або різниця температур, або темп падіння чи зростання температури. За початок відліку по шкалі Цельсія прийнята температура, що відповідає потрібному стану води при нормальному атмосферному тиску. Потрійний стан—суміш води, льоду, водяної пари. За початок відліку по шкалі Кельвіна прийнята температура абсолютного нуля, за якої припиняється тепловий рух молекул, тіло перестає існувати, розпадається. Усі температури за шкалою Кельвіна додатні. Вірне наступне співвідношення між температурами: $T=t+273,15$.

1.4. Теплоємність.

Теплоємність - теплофізичний параметр стану робочого тіла, що вказує на те, яку кількість теплоти (Дж) необхідно підвести до тіла, щоб його температура зросла на 1 К або °C [Дж/К]

Залежно від одиниці вимірювань робочого тіла розрізняють наступні теплоємності:

масову (питому) $c = \frac{C}{m}$ [Дж/(К·кг)];

об'ємну $c_v = \frac{C}{V}$ [Дж/(К·м³)];

мольну $c_\mu = \frac{C}{n}$ [Дж/(К·кмоль)].

Залежно від характеру термодинамічного процесу розрізняють ізобарну теплоємність (коли робоче тіло змінює свої параметри при сталому тиску) C_p [Дж/(К·кг)], а також ізохорну теплоємність (зміна параметрів при сталому об'ємі) C_v [Дж/(К·кг)].

Для одного і того ж тіла за однакових параметрів стану $C_p > C_v$.
 C_p і C_v зв'язані між собою наступними двома рівняннями:

1) рівняння Майєра:

$$C_p - C_v \geq R$$

де R - газова стала конкретного газу [Дж/(кг·К)], береться з таблиць або підраховується для даного газу за наступною формулою (наприклад, для O_2 , $n=32$, $R_{O_2}=8314:32=259,8125$ [Дж/(кг·К)]). Знак „=” - для ідеальних газів, знак „>” - для реальних;

2) рівняння показника адіабати:

$$k = \frac{C_p}{C_v} > 1.$$

де k - показник адіабати (для одноатомних $K=1,67$; двохатомних і повітря - $K=1,4$; трьох- і багатоатомних $K=1,33$).

Теплоємність для кожного тіла залежить від температури. Залежність, у загальному вигляді, є поліноміальною, а для теплотехнічних розрахунків обмежується температурою в третій ступені.

2. Теплові або колоритні параметри стану тіла.

До цих параметрів стану відносять: внутрішню енергію, ентальпію та ентропію.

2.1. Внутрішня енергія – U [Дж], питома – u [Дж/кг] – енергія взаємодії між молекулами тіла. В загальному випадку U складається з внутрішньої початкової потенційної енергії, для термодинамічного аналізу – рівна 0; внутрішньої потенційної і внутрішньої кінетичної енергії. Оскільки в термодинамічному процесі робоче тіло знаходиться, як правило, під тиском, то, по відношенню для цих випадків, внутрішня потенційна енергія дорівнює нулю. Отже, U визначається кінетичною складовою і залежить від температури робочого тіла або середньої кінетичної енергії молекул, тобто:

$$U = U_k = f(t) = \frac{mv^2}{2},$$

де m – маса молекули, кг; v – середня швидкість руху (поступального, обертального, коливального) молекули, м/с.

В технічній термодинаміці U підраховують наступним чином:

$$\delta U = C_v dt = \int_{t_1}^{t_2} C_v dt = C_v (t_2 - t_1).$$

За своїм фізичним змістом внутрішня енергія не є величиною повного диференціалу, оскільки на наступний момент часу не має попереднього

значення, а виникає лише за наявності зміни температур у різних точках робочого тіла.

2.2. Ентропія - S [Дж/К], питома – s [Дж/(кг·К)] – штучно введений у 1852р.

Р. Клаузіусом параметр, що є величиною повного диференціалу і у диференціальних рівняннях представляє теплоту, але за фізичним змістом не є такою величиною. Тобто:

$$dS = \frac{\Delta Q}{T},$$

де dS – нескінченно малий приріст ентропії, Дж/К; ΔQ – кількість теплоти, що підведена до тіла в даному процесі, Дж; T – температура тіла в даний момент часу, К.

Існує кілька тлумачень ентропії. Одне з них має наступний вигляд:

“Параметр, що змінюється лише від кількості переданої теплоти таким ж чином, як об’єм під час виконання роботи (при $dv > 0$ робота позитивна, при $dv < 0$ – від’ємна).”

2.3. Ентальпія – $H(I)$ [Дж], питома $h(i)$ [Дж/кг] – повний запас теплової енергії, яким володіє робоче тіло. Фізичний зміст. Якщо в циліндрі з нижньою стінкою є газ з поршнем над ним у стані спокою, і на поршень прикласти зусилля G , то через деякий час поршень займе нижче положення, стиснувши газ і перемістившись на крок S . Тоді, остаточно, повний запас енергії, яким володіє газ під поршнем, дорівнює сумі внутрішньої енергії взаємодії між молекулами газу і зовнішній енергії тиску поршня з вантажем G на газ. Це і буде ентальпія.

$$H = U + G \cdot f \cdot S = U + PV,$$

де P – тиск газу, Па; V – об’єм газу, м³; f – площа поперечного перерізу циліндра, м²; S – переміщення поршня, м; U – внутрішня енергія газу, Дж; G – зусилля, кг.

У технічній термодинаміці ентальпію підраховують за формулою:

$$\delta h = C_p dt = \int_{t_1}^{t_2} C_p dt = C_p (t_2 - t_1).$$

($\delta h > \delta U$) - для однакових умов.

Всі параметри будь-якого робочого тіла представлені в довідникових таблицях параметрів стану в залежності від тиску і температури.

ЛЕКЦІЯ №2

Теплота і робота. Рівняння стану ідеального газу

Існує дві основні форми передачі теплової енергії від одного тіла до іншого упродовж термодинамічного процесу.

Перший спосіб передачі енергії реалізується при безпосередньому контакті двох тіл з різними температурами. Кількість енергії, що передається таким способом, називається **теплотою або кількістю теплоти**. Отже, теплота виникає лише за наявності найменшої різниці температур у різних точках тіла або між тілами.

Звідси, теплота не є повним диференціалом, оскільки не має конкретного числового значення на наступний момент часу, а є лише кількість теплоти, що передається за якийсь проміжок часу.

Теплота - Q [Дж], питома q [Дж/кг]. Підраховується за формулою:

$$\delta q = c_x dt = \int_{t_1}^{t_2} c_x dt = c_x (t_2 - t_1),$$

де c_x – теплоємність робочого тіла в даному термодинамічному процесі, Дж/(кг·К).

Для термодинамічного аналізу циклів теплових машин користуються TS-діаграмою. Зручність користування полягає в тому, що площа фігури, обмежена ділянкою процесу і віссю абсцис, еквівалентна кількості підведеної або відведеної теплоти.

Друга форма передачі енергії реалізується за допомогою силових полів або зовнішнього тиску. Для передачі енергії тіло повинно або пересуватись в силовому полі, або змінювати свій об'єм під дією зовнішнього тиску. Такий спосіб передачі енергії **називається роботою і позначається L** [Дж], питома l [Дж/кг]. В технічній термодинаміці „зовнішню корисну” роботу підраховують за формулою:

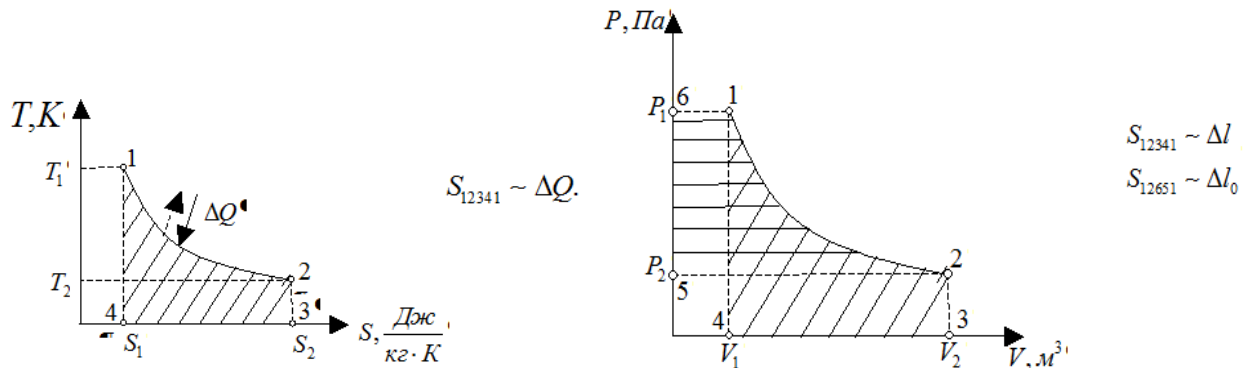
$$\delta l = p dV = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p(V_2 - V_1)$$

Розрізняють також роботу, що затрачується ззовні на привід термодинамічної системи. Її позначають l_0 , і по відношенню до термодинамічної системи вона є „від'ємною”:

$$\delta l_0 = -v dp = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = -v(p_2 - p_1) = v(p_1 - p_2)$$

Цю роботу підраховують для розрахунку процесів роботи компресорів, холодильних машин. Робота, як і теплота, не є величиною повного диференціалу, оскільки виникає лише за наявності зміни об'єму.

Для термодинамічного аналізу циклів теплових машин поруч з TS-діаграмою застосовують PV-діаграму зміни стану робочого тіла в процесі роботи машин. Зручність користування полягає у тому, що зовнішня корисна робота еквівалентна площі фігури, обмеженої ділянкою процесу і віссю абсцис, а робота підведена ззовні – ділянкою процесу і віссю ординат.



Аналіз одного і того ж циклу даної теплової машини одночасно проводиться за допомогою PV і TS-діаграм. Цикли мають різну геометричну форму, оскільки це різні системи координат.

Ідеальний газ. Універсальне рівняння стану ідеального газу Клапейрона-Менделєєва.

Ідеальний газ - це газ, в якому відсутні сили взаємодії між молекулами, а розміри молекул значно менші, ніж об'єм, який вони займають. Отже, нехтуються сили взаємодії між молекулами та їх розмірами.

Ідеальний газ - це такий стан газу, тиск якого прямує до нуля. У теплотехніці, для спрощення розрахунків і пояснення фізичного змісту, часто виконують розрахунки, замінюючи реальний газ ідеальним. Основні параметри стану ідеального газу зв'язані між собою рівнянням Клапейрона-Менделєєва:

$$PV = mRT; \text{ (рівняння Клапейрона),}$$

$$PV = \frac{m}{\mu} R_{\mu} T, \text{ (рівняння Клапейрона- Менделєєва),}$$

де P – тиск, Па; V – об'єм, м³; m – маса, кг; R – газова стала конкретного газу, Дж/(кг·К); T – абсолютна температура, К; μ – молекулярна маса газу, кг/кмоль; R_{μ} – універсальна газова стала, кг/(кмоль·К), $R_{\mu} = 8314$.

Перший закон термодинаміки

Перший закон термодинаміки - це застосування загального закону збереження матерії щодо видів енергій, має філософське і важливе технічне значення, тому існує ряд визначень:

1. Енергія безслідно не зникає і не виникає з нічого, а лише переходить із одного виду в інший.
2. Неможлива робота вічного двигуна першого роду, тобто двигуна, що працював би без періодичного підведення любого виду енергії.
3. **Кількість підведеної до термодинамічної системи теплоти йде на зміну внутрішньої енергії робочого тіла і виконання зовнішньої корисної роботи цим тілом:**

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta L, \quad (2.1)$$

ΔQ – кількість підведеної теплоти, Дж; ΔU – зміна внутрішньої енергії робочого тіла, Дж; ΔL – зовнішня корисна робота, виконана системою, Дж.

Предметом дослідження першого закону термодинаміки є термодинамічний процес. Аналітичний вираз першого закону термодинаміки описується наступними рівняннями:

$$\begin{aligned} \delta q &= \delta u + \delta l = c_v dT + p dv; & \delta q &= c_x dT; \\ \delta q &= \delta h - \delta l_0 = c_p dT - v dp; & \delta q &= \delta s \cdot T. \end{aligned}$$

Перший закон термодинаміки встановлює зв'язок між теплотою, зміною внутрішньої енергії і механічною роботою. При цьому кількість теплоти, підведеної до робочого тіла, залежить від способу підводу теплоти чи характеру термодинамічного процесу. Зазначають наступні методи підводу теплоти до робочого тіла:

- ізохорний $V = \text{const}$;
- ізобарний $P = \text{const}$;
- ізотермічний $T = \text{const}$;
- адіабатний $Q = 0$;
- політропний $C = \text{const}$.

ЛЕКЦІЯ №3

Термодинамічні процеси ідеальних газів.

Дослідження термодинамічних процесів проводять за двома напрямками:

- встановлюють закономірності змін стану газу;
- виявляють особливості перетворення енергії.

При вивченні змін стану газу виводять рівняння процесу і встановлюють співвідношення між параметрами стану газу. Крім того, визначають кількість теплоти, підведеної до газу, зміну його внутрішньої енергії і роботи, яку робить газ.

Ізохорний процес.

Ізохорним називають процес, що протікає при незмінному об'ємі робочого тіла, тобто $V = \text{const}$. Прикладом ізохорного процесу може служити нагрів чи охолодження газу в закритій судині. Якщо зобразити цей процес на Pv -діаграмі, то ми отримаємо вертикальну пряму (рис. 3.1, а).

Точка **1** характеризує початковий стан газу. Кінцевий стан у випадку нагрівання характеризується точкою **2**, у випадку охолодження – точкою **2'**. Зв'язок між кінцевими і початковими параметрами ідеального газу в цьому процесі виражається **законом Шарля**: при постійному об'ємі тиск газу є прямо пропорційним його абсолютній температурі

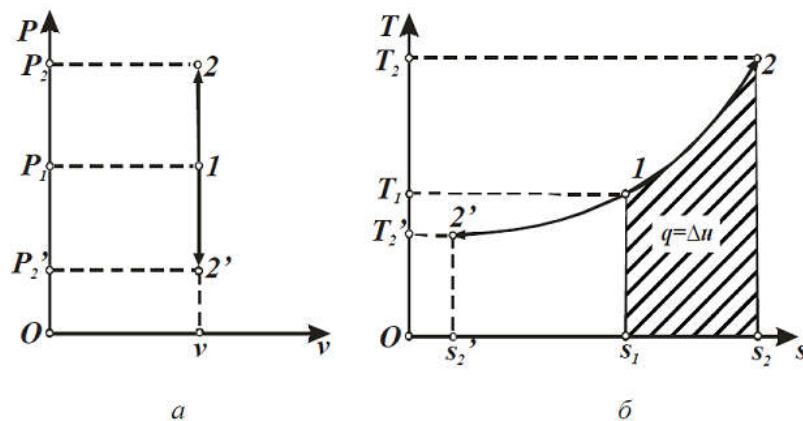


Рис. 3.1. – Ізохорний процес зміни стану газу в Pv - (а) і Ts - (б) діаграмах

Робота розширення в ізохорному процесі дорівнює нулю, тому що зміна об'єму дорівнює нулю, тобто $L = 0$.

Згідно з першим законом термодинаміки і рівнянням (2.1) **теплоту ізохорного процесу** можна визначити наступним чином:

$$dq = du + 0 = C_v dT \quad (3.1)$$

Для кінцевої зміни температури і довільної маси m газу:

$$Q = m C_v (T_2 - T_1). \quad (3.2)$$

Таким чином, в ізохорному процесі вся теплота, що підводиться до газу, витрачається тільки на збільшення внутрішньої енергії газу.

Зміну ентропії в ізохорному процесі можна визначити в такий спосіб:

$$S_2 - S_1 = m C_v \ln (P_2/P_1) = m C_v \ln (T_2/T_1). \quad (3.3)$$

На Ts -діаграмі це рівняння зображується логарифмічною кривою, яка направлена випуклістю до осі абсцис (рис. 3.1, б). У процесі $1-2$ ентропія зростає, відповідно, теплота надається газу, і він нагрівається, в процесі $1-2'$ – навпаки. Площа під кривою процесу графічно відображає кількість теплоти q .

Ізобарний процес.

Ізобарним називають процес, що протікає при постійному тиску, $P = \text{const}$. Його графік на Pv -діаграмі являє собою горизонтальну лінію (рис. 3.2, а). Точка 1 характеризує початковий стан газу, процес ізобарного розширення зображено лінією $1-2$, ізобарного стиску – лінією $1-2'$.

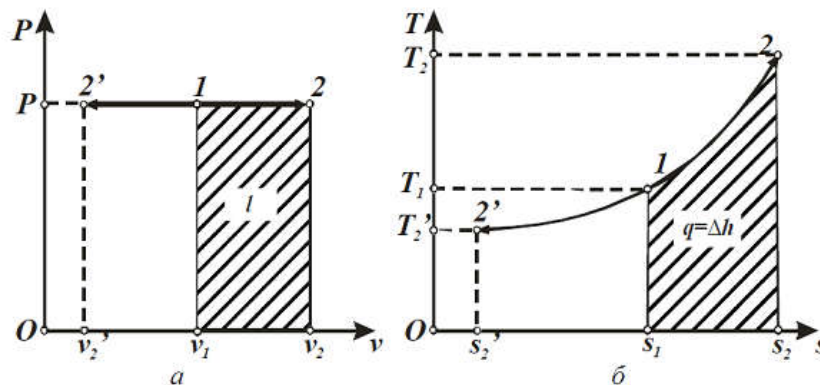


Рис. 3.2 – Ізобарний процес зміни стану газу в Pv - (а) і Ts - (б) діаграмах.

Зв'язок між кінцевими і початковими параметрами в ізобарному процесі виражається **законом Гей-Люссака**: об'єм газу прямо пропорційний його абсолютній температурі:

Зміна внутрішньої енергії ідеального газу в ізобарному процесі визначається за рівнянням

$$\Delta U = m C_v (T_2 - T_1). \quad (3.4)$$

Робота в ізобарному процесі розраховується за допомогою загального рівняння для роботи розширення газу:

$$L_{1-2} = \int_{V_1}^{V_2} P dV = P(V_2 - V_1) = mR(T_2 - T_1). \quad (3.5)$$

Теплота, яка надається газу в ізобарному процесі, дорівнює зміні ентальпії газу і може бути виражена через теплоємність C_p за рівнянням

$$Q = m C_p (T_2 - T_1). \quad (3.6)$$

Зміну ентропії в ізобарному процесі розраховують за рівнянням

$$S_2 - S_1 = m C_p \ln (V_2/V_1) = m C_p \ln (T_2/T_1). \quad (3.7)$$

На Ts -діаграмі це рівняння зображується логарифмічною кривою, яка направлена випуклістю до вісі абсцис (рис. 3.2, б). У процесі $1-2$ ентропія зростає, відповідно, теплота надається газу і він нагрівається, у процесі $1-2'$ – навпаки. Площа під кривою процесу графічно відображає кількість теплоти q .

Порівняння рівнянь (3.3) та (3.7) показує, що для однакової зміни температур від T_1 до T_2 зміна ентропії в ізобарному процесі буде більше, ніж в ізохорному, так як $C_p > C_v$. Це означає, що ізохора завжди крутіше ніж ізобара (рис. 3.3), тобто при нагріванні газу від температури T_1 до T_2 при проведенні процесу при постійному тиску необхідно витратити більше тепла (площа під кривою процесу), ніж при постійному об'ємі.

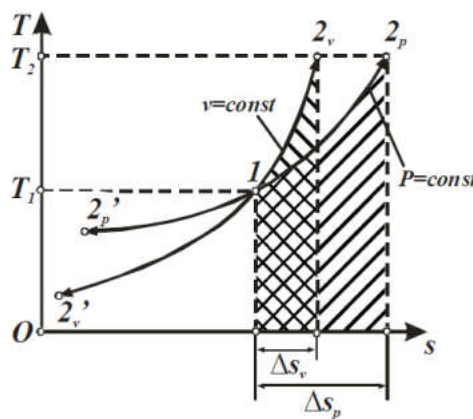


Рис. 3.3 – Ізохорний та ізобарний процеси в Ts -діаграмі

Адіабатний процес.

Адіабатним називають процес, що відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем, тобто $Q=0$. Але не всякий процес, для якого $Q=0$, буде адіабатним. Можливі процеси, на одній стадії яких теплота підводиться, а на другій в такій же кількості відводиться. Тому необхідною і достатньою умовою адіабатного процесу є $dq=0$. Це означає, що в такому процесі немає теплообміну. Якщо $dq=0$, то з рівняння (2.1) витікає, що для оборотних процесів $Tds=0$, тобто $ds=0$ або $s=const$. Таким чином, оборотний адіабатний процес являється також **ізоентронним** процесом і в Ts -діаграмі він зображується прямою лінією, яка паралельна вісі температур (рис. 3.4, а).

Для здійснення адіабатного процесу, тобто виконання умови $dq=0$, потрібно або теплоізулювати газ, або провести процес настільки швидко, щоб зміна температури газу, яка обумовлена теплообміном, була зневажливо малою у порівнянні зі зміною температури, яка обумовлена розширенням чи стискуванням газу.

Залежність між P і v в адіабатному процесі має наступний вид:

$$PV^k = \text{const} \text{ або } P_1 V_1^k = P_2 V_2^k, \quad (3.8)$$

де k – показник адіабати (див. пункт 1.4).

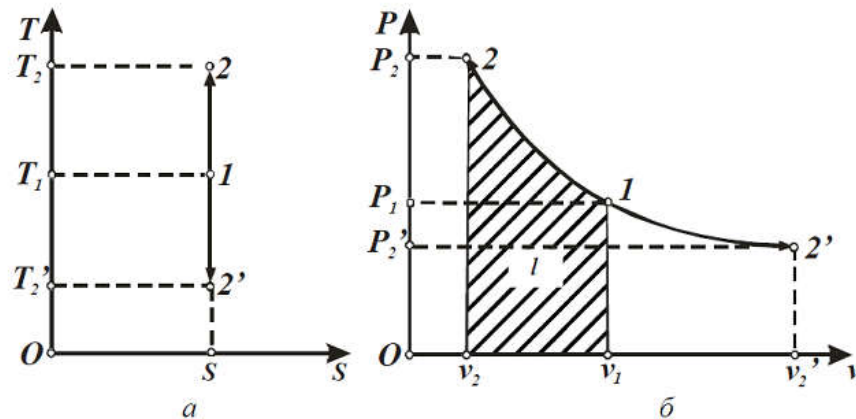


Рис. 3.4. Адіабатний процес зміни стану газу в **Ts**- (а) і **Pv**- (б) діаграмах

Графіком адіабатного процесу в **Pv**-діаграмі є логарифмічна крива **1–2** або **1–2'** в залежності від напрямку процесу (рис. 3.4, б). У процесі **1–2** об'єм газу зменшується, а тиск зростає, у процесі **1–2'** – навпаки. Площа під кривою процесу графічно відображає роботу процесу **l**.

Порівняємо ізотермічний і адіабатний процеси на **Pv**-діаграмі. На рисунку 3.5 показано взаємне розташування ізотерми (**PV=const**) і адіабати (**PV^k=const**) розширення, які проведені із однієї точки. Показник адіабати **k** може набувати значення від 1,33 до 1,67, тобто він завжди більше одиниці, тому адіабата завжди буде крутіше, ніж ізотерма. Відповідно, робота при рівних значеннях початкового тиску в ізотермічному і адіабатному процесах і рівних значеннях кінцевого об'єму буде завжди більше в ізотермічному процесі.

З метою визначення зв'язку між основними параметрами адіабатного процесу вирішимо спільно рівняння Клапейрона й рівняння адіабати (3.8) для початкового і кінцевого станів. У результаті одержимо:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (3.9)$$

Роботу розширення в адіабатному процесі можна знайти з рівняння першого закону термодинаміки

$$q = u + l = 0, \quad l = C_v(T_1 - T_2), \quad (3.10)$$

або

$$l = \frac{C_v}{R}(P_1 v_1 - P_2 v_2) \quad (3.11)$$

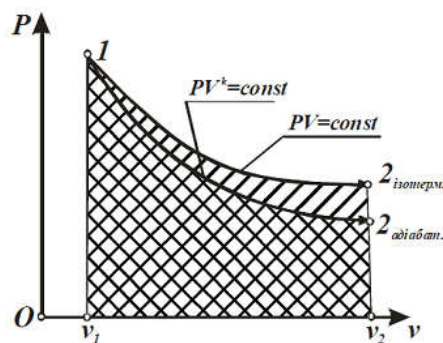


Рис. 3.5 – Ізотермічний і адіабатний процеси в **Pv**-діаграмі

Якщо вважати, що теплоємність не залежить від температури, то ми отримуємо наступне рівняння

$$l = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2) \text{ або } L = \frac{mR}{k-1}(T_1 - T_2) = \frac{P_1V_1 - P_2V_2}{k-1}. \quad (3.12)$$

Якщо добуток P_1V_1 винести за дужки, то отримуємо:

$$L = \frac{P_1V_1}{k-1} \left(1 - \frac{P_2V_2}{P_1V_1} \right), \text{ але } \frac{V_2}{V_1} = \left(\frac{P_1}{P_2} \right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{-\frac{1}{k}}, \quad (3.13)$$

тоді

$$L = \frac{P_1V_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (3.14)$$

ЛЕКЦІЯ №4

Другий закон термодинаміки

Якщо предметом дослідження першого закону термодинаміки є термодинамічний процес, то предметом дослідження другого закону термодинаміки є термодинамічний цикл.

Перший закон термодинаміки встановлює кількісні співвідношення між теплотою, внутрішньою енергією та роботою, другий - напрямом перебігу циклу або якісний розподіл між видами енергій.

Другий закон, як і перший, має ряд визначень.

1. Довільно, сама собою теплота не передається від тіл з вищою температурою до тіл з нижчою, тобто передача теплоти здійснюється до досягнення рівності температур.

2. Перетворення теплоти в корисну роботу у теплових машинах відбувається лише при переході теплоти від нагрітого тіла до холодного.

3. Неможлива робота вічного двигуна другого роду, в якому вся підведена теплота перетворювалася б у зовнішню корисну роботу; частина теплоти обов'язково передається нижньому джерелу теплоти.

4. Неможливий цикл, для якого теплота самостійно переходила б від холодних до нагрітих тіл (термотрансформатори). Для здійснення цього циклу необхідно затратити або підвести енергію ззовні.

Отже, в результаті здійснення прямого циклу отримується зовнішня корисна робота. Прямий перебіг циклу зображається за годинниковою стрілкою. Цикл, для здійснення якого необхідно затратити роботу ззовні— називається оберненим, зображається і протікає проти годинникової стрілки. За прямим циклом працюють усі теплові машини, за оберненим— термотрансформатори (холодильні машини, теплові насоси) і компресори.

На основі другого закону термодинаміки формулюється термодинамічний аналіз циклів машин, тобто ефективність перетворення теплоти в роботу. Основною частиною аналізу є поняття термічного коефіцієнта корисної дії і холодильного коефіцієнта. Аналітичним виразом другого закону термодинаміки є рівняння:

$$\oint \frac{dq}{T} \leq 0,$$

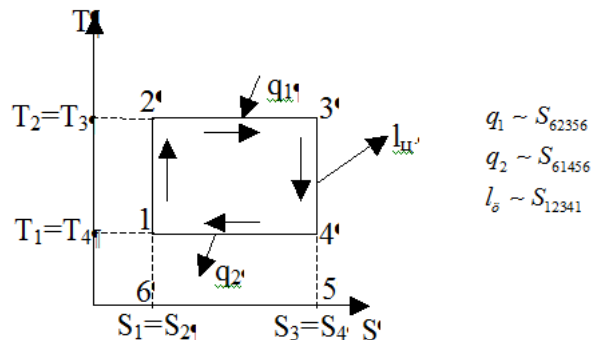
де знак „=” для ідеальних циклів, а знак „<” для реальних. Цей інтеграл в термодинаміці відомий як інтеграл Клаузіуса.

Термічний ККД та холодильний коефіцієнт

Термічний ККД - вказує на ефективність перетворення підведеної теплоти у зовнішню корисну роботу:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{l_u}{q_1}, \quad (4.1)$$

де q_1 – кількість підведеної теплоти до термодинамічної системи від верхнього джерела теплоти, Дж/кг; q_2 – кількість відведеної теплоти від термодинамічної системи до нижнього джерела теплоти, Дж/кг; l_u – питома зовнішня корисна робота, виконана машиною за цикл, Дж/кг. $\eta_i < 1$.



Термічний ККД зручно підраховувати за допомогою фігур в TS-координатах.

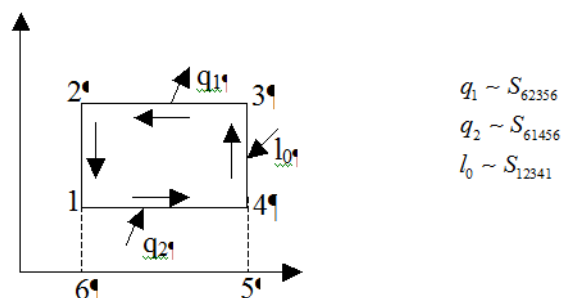
Якщо в TS-координатах, у масштабі, побудувати конкретний цикл теплової машини, то числові значення площ фігур дорівнюватимуть числовим значенням підведеної і відведеної теплоти і теплоті, що перетворюється у зовнішню корисну роботу. Існують загальні методи підвищення термічного ККД, що полягають у збільшенні q_1 без зміни q_2 ; у зменшенні q_2 без зміни q_1 ; в одночасному збільшенні q_1 і зменшенні q_2 .

Холодильний коефіцієнт (ХК) - вказує на ефективність даної холодильної машини і дорівнює відношенню відведеної теплоти від нижнього джерела теплоти (холодильна потужність) до роботи, підведеної ззовні для здійснення циклу:

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_0} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}, \quad (4.2)$$

де q_1 – кількість теплоти, що відводиться від машини до верхнього джерела теплоти, Дж/кг; q_2 – кількість теплоти, що підводиться до машини від нижнього джерела теплоти Дж/кг; l_0 – питома робота, затрачена ззовні для здійснення машиною циклу, Дж/кг. Холодильний коефіцієнт ε може бути меншим від одиниці, більшим від одиниці, або рівним їй.

Цикл холодильної машини - обернений цикл, який зображається проти годинникової стрілки.



Термічний ККД і ХК характеризують ефективність теплових машин та термотрансформаторів.

Цикл Карно. Теорема Карно.

У 1824 році французький інженер С. Карно вперше запропонував термодинамічний цикл ідеальної теплової машини, який неможливо здійснити в будь-якій реальній машині і який складається з двох ізотерм і двох адіабат.

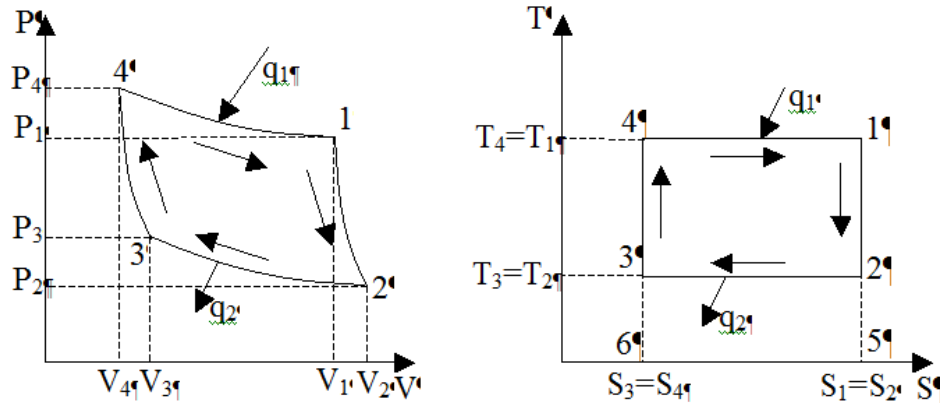


Рис. 4.1. Зображення циклу Карно в PV і TS-координатах.

Ділянки:

- 1-2 - адіабатний процес розширення робочого тіла (робочий процес);
- 2-3 - ізотермічне відведення теплоти q_2 від системи до нижнього джерела теплоти;
- 3-4 - адіабатний стиск робочого тіла;
- 4-1 - ізотермічне підведення q_1 від верхнього джерела теплоти до термодинамічної системи.

Термічний ККД може бути підрахований за наступними рівняннями:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{S_{63256}}{S_{64156}}.$$

Якщо врахувати рівняння 4-1; 2-3 ізотермічного процесу, то вираз для термічного ККД циклу Карно набуде вигляду:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad (4.3)$$

де T_2 - абсолютна температура теплоприймача або нижнього джерела теплоти, К; T_1 - абсолютна температура тепловіддавача або верхнього джерела теплоти, К.

З попереднього рівняння і розглянутого циклу можна зробити такі висновки:

1. Термічний ККД ідеального циклу Карно залежить лише від абсолютних значень температур T_2 і T_1 . η_t - зростає із збільшенням T_1 і зменшенням T_2 .

2. $\eta_t < 1$. Вся теплота q_1 не може бути повністю перетворена у роботу.

3. Якщо $T_1=T_2$, то $\eta_t=0$. Отже, якщо всі тіла системи мають однакову температуру, то неможливе перетворення теплоти в роботу.

4. Теорема Карно. Термічний ККД не залежить від конструкції двигуна і фізичних властивостей робочого тіла, а залежить лише від значень T_1 і T_2 .

Важливість ідеального циклу Карно полягає в тому, що для усіх циклів реальних теплових машин він вказує на верхню межу перетворення теплоти у роботу для заданого діапазону температур T_1 і T_2 . Для холодильних машин, для порівняння, використовують обернений цикл Карно, перебіг якого відбувається проти годинникової стрілки, а процеси співпадають з прямим циклом Карно. Холодильний коефіцієнт оберненого циклу Карно підраховується за формулою:

$$\varepsilon_k = \frac{T_2}{T_1 - T_2}. \quad (4.4)$$

Ексерсія (технічна роботоздатність) - це максимальна робота, що здійснює робоче тіло, якщо в якості нижнього джерела теплоти приймають оточуюче середовище із своєю температурою.

Ексерсія підраховується за формулою із першого закону термодинаміки:

$$\delta q = \delta h - \delta l_0 = c_p dT - V dp.$$

ЛЕКЦІЯ №5.

Реальний газ. Суміші газів. Фазова PV діаграма

Реальний газ - це газ, в якому враховуються сили взаємодії між молекулами і розміри самих молекул. У зв'язку з тим, що реальні гази суттєво відрізняються між собою, існує ряд рівнянь, які описують стани цих газів. Одне із головних рівнянь, що описує стан реального газу, є рівняння Ван-дер-Вальса. Воно враховує поправки на сили взаємодії між молекулами і розміри самих молекул:

$$(P + \frac{a}{v^2})(v - b) = RT, \quad (5.1)$$

де a, b – постійні, експериментально отримані величини, що властиві даному конкретному газу і вибираються із довідникових таблиць; $\frac{a}{v^2}$ - поправка на сили молекулярного зчеплення.

Інертним газам властиве рівняння Бертло, що має вигляд:

$$(P + \frac{a}{v^2 T})(v - b) = RT. \quad (5.2)$$

Суміші газів

У переважній більшості випадків реальним робочим тілом є суміші реальних газів, наприклад, в поршневих двигунах внутрішнього згоряння (ДВЗ) на початку циклу робочим тілом є бензиново-повітряна суміш, а в кінці - продукти згоряння. Існує три способи задавання сумішей реальних газів: масовими долями; об'ємними долями; мольними долями.

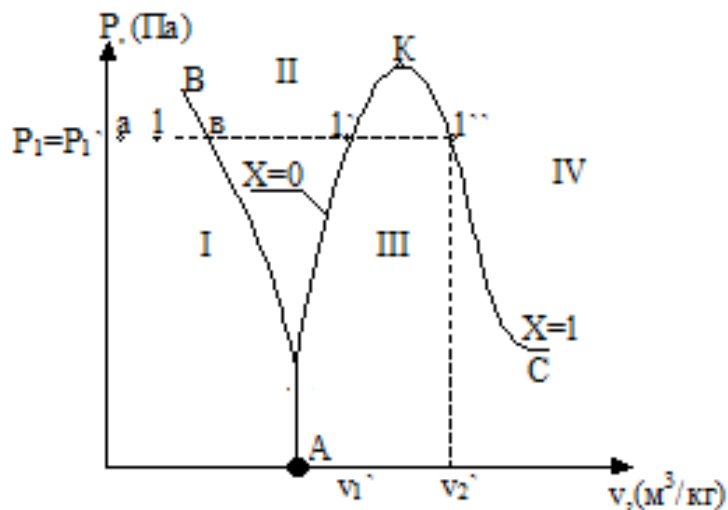
В рекомендованій літературі наводяться рівняння способів задавання сумішей, підрахунків основних параметрів сумішей (P, V, T) та газової сталої сумішей, теплоємності сумішей.

Фазова PV діаграма води і водяної пари.

Найбільш розповсюдженим робочим тілом є вода і водяна пара. Близько 80% теплової і електричної енергії виробляється машинами за допомогою цього робочого тіла. На прикладі фізичних властивостей води і водяної пари в термодинаміці можна розглянути властивості усіх інших робочих тіл. Експериментально встановлено, що кожному тиску води і пари відповідає температура насичення.

Насичення води - кипіння, тобто випаровування рідини по всьому її об'єму.

Насичення пари - це коли завершується процес пароутворення і пара з вологої перетворюється у суху. Із збільшенням температури насичення води або її пари тиск, що відповідає цим температурам, зростає.



Фазова PV діаграма

- I - область льоду;
- II - область рідини (вода);
- III - область вологої насиченої пари;
- IV - область сухої перегрітої пари.

Точка А - стан речовини, який відповідає одночасному перебуванню її в трьох агрегатних станах (потрійна точка стану води): $T_a=273,16$ К; $P_a=750$ мм.рт.ст.; К - критична точка, в якій одночасно можуть існувати вода і водяна пара: $t_k=374,15$ °С; $P_k=22,129$ МПа; $v_k=0,00326$ м³/кг. В критичному стані густина води і пари рівні.

Лінія ВА - перехід води із твердого у рідкий стан.

Лінія АК - лінія насичення води, тобто її кипіння.

Лінія КС - лінія насичення пари, завершується процес пароутворення; пара із вологої перетворилась у суху перегріту.

Для АК $x=0$, КС $x=1$, де x - степінь сухості пари - відношення маси сухої перегрітої пари до загальної маси вологої пари, який змінюється від нуля до одиниці.

Якщо взяти стан льоду у точці 1 і підводити до нього теплоту за сталого тиску, то його температура зростатиме до досягнення параметрів, близьких ВА.

При подальшому підводі теплоти вона витратиться на фазове перетворення льоду у воду за сталої температури. При підведенні теплоти до води температура її зростатиме до досягнення стану, близького АК. На цій лінії теплота, що підводиться, буде йти на початок кипіння води (випаровування по всьому об'єму). При подальшому ж підведенні теплоти до води на лінії насичення температура не зростатиме. Теплота витратиться на пароутворення.

Якщо правіше від лінії АК волога насичена пара вміщує багато крапель води (густий туман), то лівіше від КС вологої водяної пари майже немає. Пара стає сухою. На лінії КС процес пароутворення завершився і при подальшому підведенні теплоти за $P=\text{const}$, температура сухої перегрітої пари різко зростатиме.

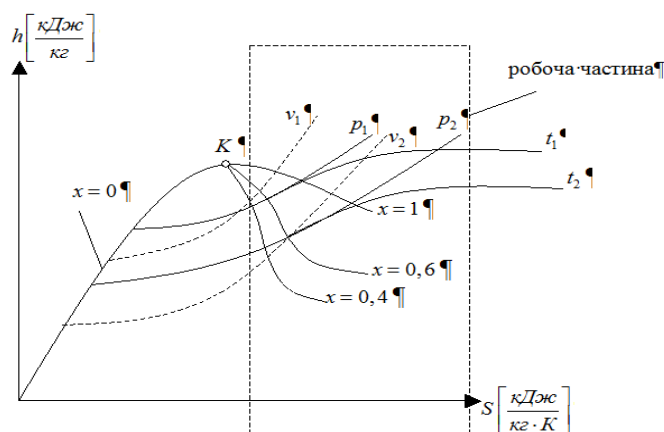
Кожній точці на лініях АК і КС відповідає стан води і водяної пари на лініях насичення за конкретних температур і тисків, з певним кроком, що зведені у таблиці термодинамічних властивостей води і водяної пари (на лініях насичення).

Таблиці є довідниковими і використовуються для інженерних розрахунків парових турбін, пароперегрівачів, конденсаторів.

У таблиці параметри V', S', h' відносяться до води на лінії насичення, V'', S'', h'' —до пари на лінії насичення.

hs-діаграма води і водяної пари

Для інженерних теплових розрахунків парових процесів елементів паросилових установок застосовують hs-діаграму водяної пари. За початок координат прийнята потрійна точка стану води. Наноситься нижня і верхня граничні криві, точки (отримані з аналітичних розрахунків) сталих питомих об'ємів v , сталих тисків p , сталих температур t і сталих значень ступеня сухості пари x .



Робоча частина діаграми. (Реальна робоча частина – у додатку).

p_1, p_2, p_3 - лінії сталих тисків (ізобари);

v_1, v_2, v_3 - лінії сталих питомих об'ємів (ізохори);

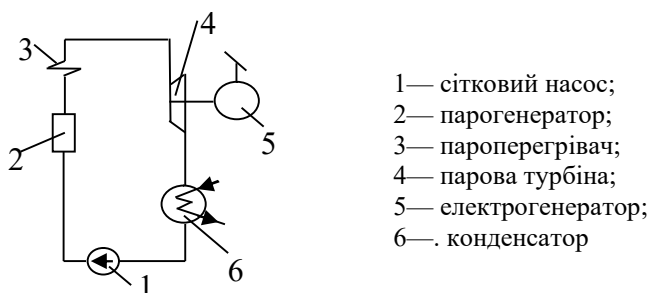
t_1, t_2, t_3 - температура вологої насиченої (сухої перегрітої) пари в °C.

Зручність користування hs -діаграмою полягає в тому, що по двох відомих параметрах можна визначити місце знаходження точки і, відповідно, усі інші параметри пари, що відповідають даному її стану (p, v, t, h, s, x).

В області вологої насиченої пари (нижче $x=1$) ізобари співпадають з ізотермами, тому для визначення температури в точці 1 по ізобарі піднімаємось до $x=1$ далі— по ізотермі відхиляємось до правого поля діаграми, де читаємо відповідну температуру.

За допомогою hs -діаграми можна розрахувати теплові потужності пароперегрівача, турбіни і конденсатора.

Принципова схема паросилової установки (ПСУ).



- 1— сітковий насос;
- 2— парогенератор;
- 3— пароперегрівач;
- 4— парова турбіна;
- 5— електрогенератор;
- 6— конденсатор

Отже, за допомогою діаграми можна розрахувати теплову потужність 2, 3, 4 елементів ПСУ. Процес перегріву пари в пароперегрівачі протікає при сталому тиску, створюваному сітковим насосом, і на hs -діаграмі зображається лінією 1-1'. Кількість теплоти, що підводиться до водяної пари в пароперегрівачі, еквівалентна довжині відрізка $h_1' - h_1$, а не площі фігури.

Процес дроселювання пари в паропроводах при її русі від 3 до 4 позначається пунктирною горизонтальною лінією при сталій ентальпії 1'-2.

Процес розширення пари в турбіні 4 відбувається по політропі 2-3, а для спрощених розрахунків його вважають адіабатним ($S=\text{const}$) 2-3'.

В сучасних ПСУ використовують вторинні процеси перегріву пари і розширення пари у різних ступенях турбіни. Отже, процеси зміни стану пари відрізняються від приведених вище для елементів ПСУ.

h -діаграма є прикладною для інженерних теплових розрахунків елементів ПСУ. Аналогічним чином можна побудувати діаграму, що зв'яже основні та інші параметри стану любого іншого робочого тіла для відповідного типу машини.

ЛЕКЦІЯ №6

Термодинаміка потоку

Витіканням називають прискорений рух газу через відносно короткі канали особливої форми – сопла. Якщо в каналах проходить збільшення тиску і зменшення швидкості руху, то такі канали називаються дифузорами. Сопла і дифузори мають звужуючу і розширюючу форми. Процеси руху газів в каналах різної форми зустрічаються при проектуванні конструкцій елементів теплових машин.

Усталений або стаціонарний рух – це рух, при якому в кожній точці простору параметри потоку газу не змінюється з часом.

Одномірний рух - рух в одному напрямку, параметри потоку змінюються лише в напрямку однієї осі X . При дослідженні одномірного руху визначають зміну тиску при зміні координати X . Для описання руху газів застосовують наступну систему алгебраїчних і диференціальних рівнянь: рівняння руху середовища; рівняння нерозривності або суцільності потоку; рівняння збереження енергії або першого закону термодинаміки; рівняння стану газу або суміші (для ідеальних – рівняння Клапейрона-Менделєєва, реальних – Ван-дер-Вальса).

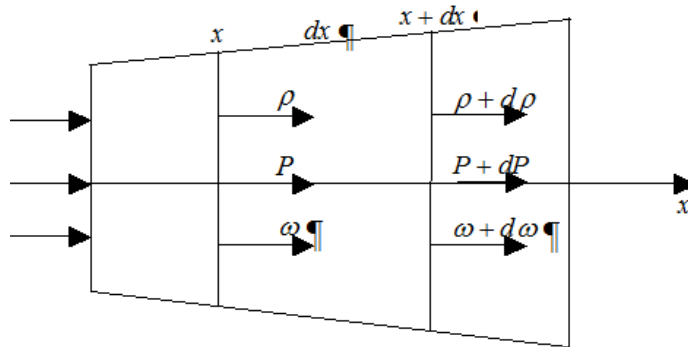
Розглянемо рівняння, за допомогою яких описується фізична модель руху середовища через канал змінної форми.

1. Рівняння руху.

В це рівняння, у загальному випадку, входять такі параметри рухомого середовища: зміна тиску ∂P ; зміна швидкості $\partial \omega$; зміна густини $\partial \rho$ – в середовищі, що стискається.

Ці параметри можуть змінюватись як з часом, так і в напрямках трьох осей x , y , z . Але на невеликій ділянці трубопроводу з достатньою точністю можна вважати, що параметри змінюються лише вздовж осі X .

Схема зміни параметрів рухомого середовища через трубопровід змінного перерізу.



Для приведенного випадку в кінцевому вигляді рівняння руху матиме наступний вигляд:

$$d\left(\frac{\omega^2}{2}\right) + \frac{dP}{\rho} = 0,$$

де ω, P, ρ – функції лише координати X . Це рівняння Бернуллі у диференціальній формі. Якщо $\rho = \text{const}$ для нестискуваних середовищ, то, взявши інтеграл з попереднього рівняння, можна отримати остаточний вираз:

$$P + \frac{\rho \omega^2}{2} = \text{const},$$

де $\frac{\rho \omega^2}{2}$ – швидкісний напір.

2. Рівняння енергії для потоку середовища.

Виводиться на основі першого закону термодинаміки і має вигляд:

$$\delta q = \delta h - V dp.$$

З урахуванням попереднього рівняння руху це рівняння енергії може бути переписане у наступному вигляді:

$$dq = \delta h + \frac{d\omega^2}{2}.$$

Отримане рівняння енергії зручне для дослідження газових потоків, оскільки в нього входить основний параметр руху – швидкість.

3. Рівняння суцільності потоку.

Воно засноване на аксіомі, що через різні перерізи трубопроводу проходить одна й та ж кількість середовища (маса):

$$\rho \cdot F \cdot \omega = \text{const},$$

де ρ – густина середовища, кг/м^3 ; F – площа перерізу в даному січенні, м^2 ; ω – швидкість середовища в даному січенні, м/с .

Для нестискуваних середовищ попереднє рівняння спрощується і має вигляд:

$$F_1 \omega_1 = F_2 \omega_2, \quad F \cdot \omega = \text{const}.$$

4. Рівняння стану рухомого середовища записується на основі рівняння Клапейрона-Менделєєва для ідеальних газів і на основі рівняння Ван-дер-Вальса для реальних.

В рекомендованих літературних джерелах наведені рівняння, що описують рух середовища в реальних конкретних трубопроводах із змінним перерізом елементів систем і для реальних робочих тіл. При русі середовища має місце поняття – місцева швидкість звуку $a = \frac{dp}{d\rho}$.

Характеристикою рухомого середовища є число Маха, що дорівнює відношенню дійсної швидкості руху середовища до місцевої швидкості звуку в даній точці:

$$M = \frac{\omega}{a}.$$

Вибір форми сопла.

Дослідження показали, що форма поперечного переріза каналу практично не впливає на швидкість витікання. Основну роль грає профіль каналу, тобто **зміна перерізу уздовж потоку**. Тому для одержання визначеної швидкості витікання потрібно вибрати відповідний профіль каналу.

Залежність між зміною площі поперечного перерізу сопла, швидкістю течії і зміною параметрів газу в загальному виді визначається рівняннями (6.1) і (6.2), які називають **рівняннями профілю каналу**

$$\frac{df}{f} = \frac{a^2 - \omega^2}{k\omega^2} \cdot \frac{dP}{P}, \quad (6.1)$$

$$\frac{df}{f} = (M^2 - 1) \cdot \frac{d\omega}{\omega}, \quad (6.2)$$

де M – число Маха, яке дорівнює відношенню дійсної швидкості течії газу до швидкості звуку в даних умовах,

$$M = \frac{\omega}{a}. \quad (6.3)$$

Рівняння (6.1) і (6.2) показують, що при дозвукових швидкостях оборотної течії ($M < 1$, $\beta_{кр} < P_2/P < 1$) ідеальний газ поводить себе подібно рідині: при збільшенні швидкості течії ($d\omega > 0$) переріз каналу повинен зменшуватися ($df < 0$). При швидкостях течії більше критичних ($M > 1$, $0 < P_2/P < \beta_{кр}$) переріз каналу при зростанні швидкості повинен збільшуватися ($df > 0$). У тому місці каналу, де досягається критична швидкість ($M = 1$), повинне бути $df = 0$.

На рисунку 6.1 подані три можливих співвідношення між швидкістю витікання ω і швидкістю звуку a на виході із сопла.

1) При відношенні тисків $0 < P_2/P_1 < \beta_{кр}$. (рис. 6.1, а) швидкість витікання менше швидкості звуку в середовищі, що витікає – $\omega < \omega_{кр}$. У середині сопла швидкість потоку також всюди менше швидкості звуку. Отже, сопло повинне звужуватися на всій довжині.

2) При більш низькому тиску за соплом P_2 можна одержати режим, зображений на рисунку 6.1, б. У цьому випадку швидкість на виході із сопла ω дорівнює швидкості звуку в середовищі, що витікає, тобто ми одержимо критичну швидкість витікання $\omega = \omega_{кр}$. У середині сопло як і раніше повинне звужуватися ($df < 0$), а потім мати ділянку рівного перерізу, у якому $df = 0$.

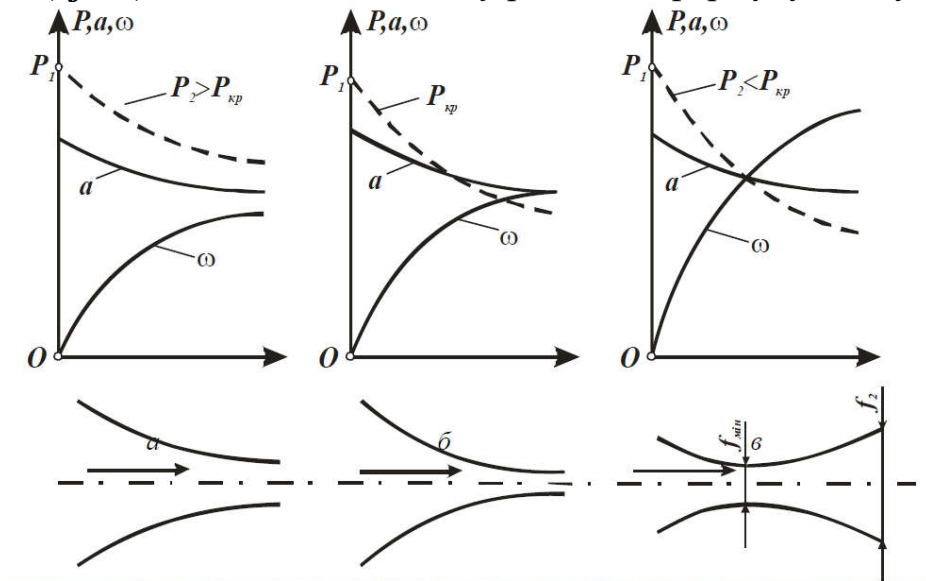


Рис. 6.1 – Залежність форми сопла від швидкості витікання.

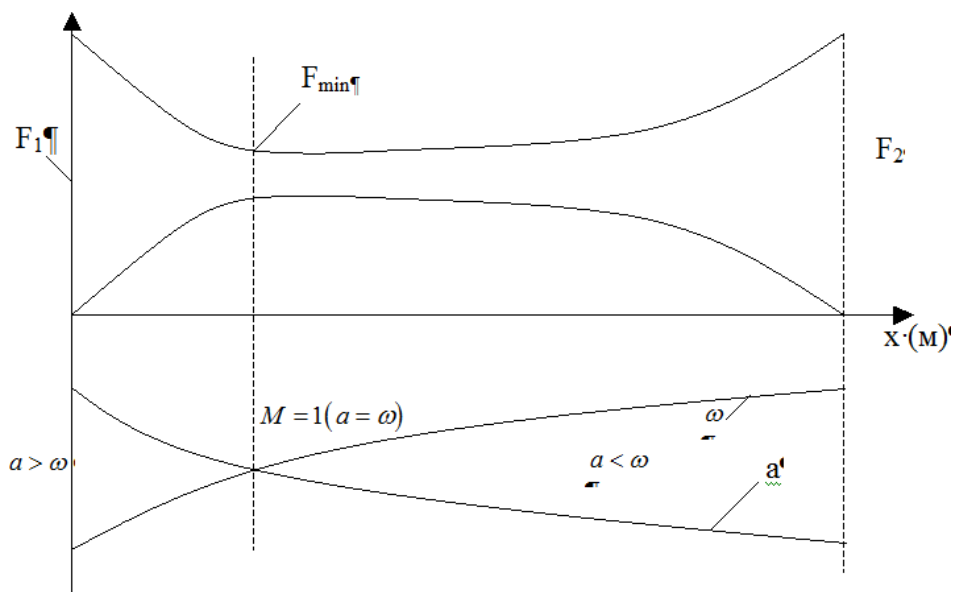
3) Щоб одержати за соплом надзвукову швидкість $\omega > \omega_{кр}$, потрібно мати за ним тиск менше критичного (рис. 6.1, в). У цьому випадку сопло необхідне скласти з двох частин: тієї, що звужується, де $\omega < a$, і тієї, що розширюється, де $\omega > a$. Отже, при необхідності наростання швидкості течії від $\omega_1 < \omega_{кр}$ до надзвукової переріз каналу за довжиною повинен мінятися: спочатку зменшуватися від f_1 до мінімального f_{min} , а потім розширюватися до величини вихідного перерізу f_2 . У самому вузькому перерізі сопла, де $df = 0$, досягається рівність дійсної швидкості течії ω і місцевої швидкості звуку a , яка також змінюється за довжиною каналу. Таке комбіноване сопло вперше було застосовано шведським інженером К. Г. Лавалем у 80-х роках минулого сторіччя для одержання надзвукових швидкостей пари. Зараз сопла Лавалю застосовують у реактивних двигунах літаків і ракет. Кут розширення не повинен перевищувати $10...12^\circ$, щоб не було відриву потоку від стін. При витіканні газу з такого сопла в середовище з тиском менше критичного в самому вузькому перерізі сопла встановлюються критичні тиск і швидкість. У насадці, що розширюється, відбувається подальше збільшення швидкості і, відповідно, падіння тиску газу, що витікає, до тиску зовнішнього середовища.

Розглянемо тепер рух газу через **дифузор** – канал, у якому тиск підвищується за рахунок зменшення швидкісного напору ($d\omega < 0$). З рівняння (6.2) випливає, що якщо $M < 1$, то $df > 0$, тобто, якщо швидкість газу при вході в канал менше швидкості звуку, то дифузор повинен розширюватися за напрямком руху газу так само, як при течії нестисливої рідини. Якщо ж швидкість газу на вході в канал більше швидкості звуку ($M > 1$), то дифузор повинен спочатку звужуватися ($df < 0$), а потім, досягнувши f_{min} , розширюватися. Таким чином, дифузор, тобто канал, який призначено для збільшення тиску газу, у випадку надзвукової швидкості на вході до сопла повинен бути подібним соплу Лавалю.

Сопла Лавалю.

В елементах теплових машин для збільшення швидкості витікання широко застосовують сопла Лавалю (класичне, комбіноване). Класичне сопло Лавалю в проекції на площину має різке звуження після вхідного отвору і таке ж різке розширення на невеликій довжині трубопроводу. Для комбінованого сопла Лавалю характерне плавне розширення (кут конусності – 10-12°) на значно більшій довжині.

Схема сопла і графіки зміни швидкості витікання ω і місцевої швидкості звуку a комбінованого сопла Лавалю



F_1 – площа перерізу вхідного отвору, m^2 ;

F_2 – площа перерізу вихідного отвору, m^2 ;

F_{min} – мінімальна площа перерізу сопла, m^2 .

У літературі наведені рівняння для визначення геометричних розмірів сопла при різних вхідних параметрах середовища (P, V) і різних фізичних властивостях середовища.

Дроселювання газів і парів

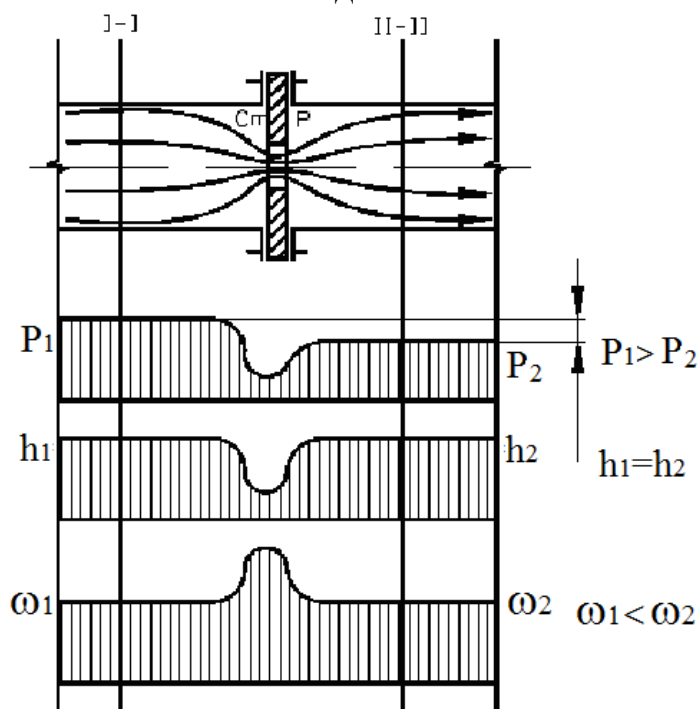
Дроселювання – процес зміни параметрів потоку шляхом гальмування при різкому (миттєвому) звуженні у каналі. Звуження досягається встановленням у трубопроводі сопла або дросельної шайби, діаметр отвору якої вдвічі менший за діаметр трубопроводу.

Цей процес зменшення тиску, у підсумку якого немає ні збільшення кінетичної енергії, ні здійснення технічної роботи, називається **дроселюванням** чи мнуттям, а також редукуванням або гальмуванням.

Експериментально встановлено, що при проходженні середовища через різке звуження його тиск зменшується і не повертається до попереднього значення за ділянкою звуження.

Процес дроселювання має прикладне значення і покладений в основу принципу роботи витратомірів.

Схема дроселювання рухомого середовища і діаграми зміни тиску, ентальпії та швидкості.



Якщо ентальпія в першому і другому перерізах рівні, то тиск дещо зростає після звуження, але не повертається до попереднього значення. Цю різницю можна виміряти, під'єднавши дифманометр (U- подібну трубку) до звуження і по значенню ΔP за ним, визначити швидкість руху середовища.

Будь-який кран, вентиль, засувка, клапан та інші місцеві опори, що зменшують прохідний переріз трубопроводу, викликають дроселювання газу чи пари і, отже, падіння тиску. Іноді дроселювання спеціальне вводиться в цикл роботи тієї чи іншої машини: наприклад, шляхом дроселювання пари перед входом у парові турбіни регулюють їх потужність. Аналогічний процес здійснюється й у карбюраторних двигунах внутрішнього згорання, де потужність регулюється зміною положення дросельної заслінки карбюратора.

Дроселювання газів і пар використовують для зниження їх тиску у спеціальних редуційних клапанах, широко застосовується у системах тепло- і паропостачання різних підприємств, а також в холодильній техніці для одержання низьких температур і скраплення газів шляхом їх багаторазового дроселювання.

Через свою незворотність процес дроселювання на діаграмах у технічній термодинаміці позначається пунктирною лінією.

Фізичне уявлення про падіння тиску за місцевим опором обумовлено дисипацією (розсіюванням) енергії потоку, що витрачається на подолання цього місцевого опору.

При дроселюванні реальних газів температура газу змінюється. У реальних газах через наявність сил притягання між молекулами на розширення газу за звуженням повинна витрачатися деяка енергія. До місця дроселювання ззовні не підводиться ні теплота, ні робота, тому розширення відбувається за рахунок внутрішньої енергії газу. Це призводить до зменшення температури потоку. Зміна температури при дроселюванні називається **ефектом Джоуля-Томсона**. Для ідеальних газів ефект Джоуля-Томсона дорівнює нулю, для реальних газів він може бути позитивним чи негативним. Цей ефект широко використовується для одержання низьких температур, наприклад, у побутовому холодильнику.

Для водяної пари процес дроселювання зручно вивчати за допомогою h,s -діаграми (рис. 6.2).

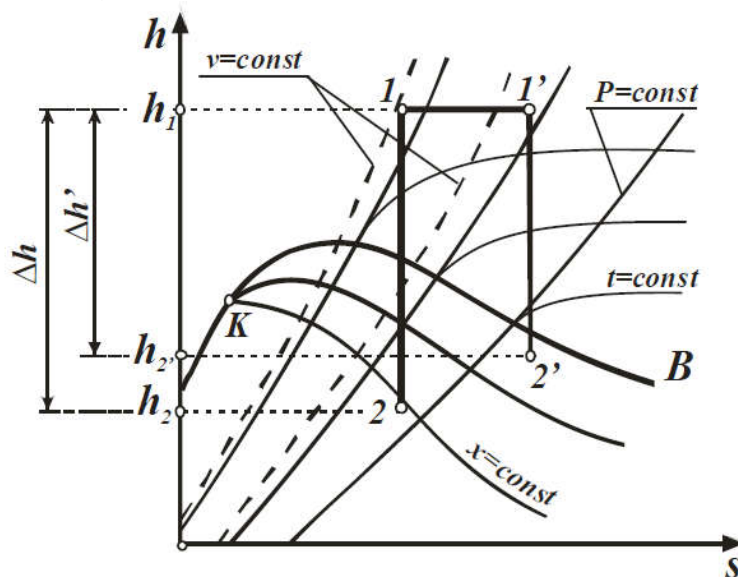


Рис.6.2 – Процес дроселювання в h,s -діаграмі.

Процес дроселювання на h,s -діаграмі зображується горизонтальною лінією – лінія $1-1'$ на рисунку 6.2.

Дроселювання є типовим необоротним процесом, у результаті якого ентропія робочого тіла зростає без підведення теплоти. Як і всякий необоротний процес, дроселювання призводить до втрати роботи. Це легко можна показати на прикладі водяної пари на h,s -діаграмі (див. рис. 6.2).

Дроселювання використовують для регулювання (зменшення) потужності теплових двигунів. Таке регулювання, звичайно, не економічне, тому що частина роботи безповоротно витрачається, але внаслідок своєї простоти воно застосовується досить широко.

ЛЕКЦІЯ №7

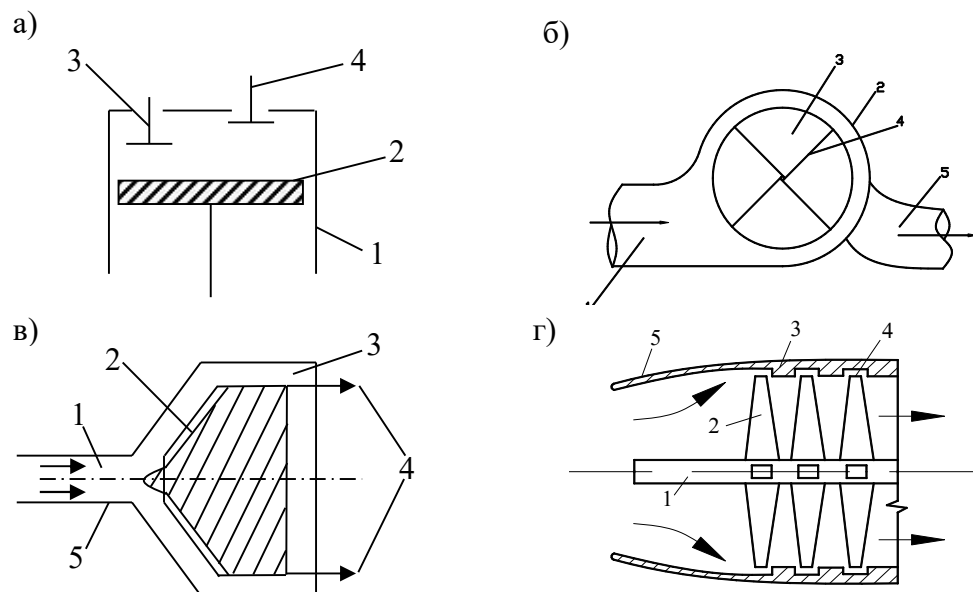
Машина для стиску та розширення газів

Компресор – машина для стиску газу і детандер – машина для розширення газу.

Принципи дії, конструкція і особливості цих машин подібні, тому детально розглянемо компресори.

Залежно від принципу стиску газу усі компресори діляться на два типи. До першого типу (квазістатичний стиск) відносяться поршневі та ротаційні, в яких із стиском газу відбувається зменшення його об'єму. До другого типу відносять компресори (динамічний стиск) відцентрові та осьові, в яких на початку газів надається кінетична енергія, що далі переходить у енергію стиску.

Принципи дій поршневого, ротаційного, відцентрового та осьового компресорів



а) поршковий компресор: 1 – циліндр; 2 – поршень; 3 – всмоктувальний клапан; 4 – нагнітаючий клапан.

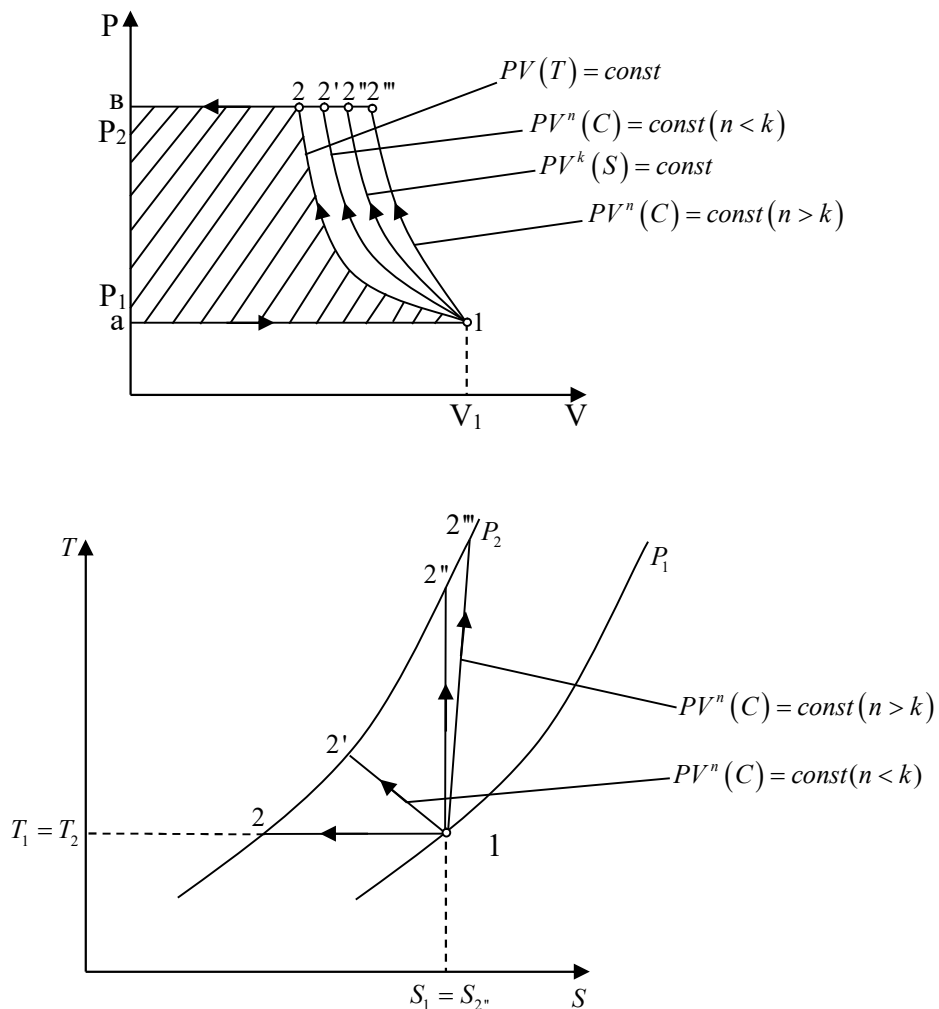
б) ротаційний компресор: 1 – вхідний патрубок; 2 – корпус; 3 – ротор; 4 – пластини; 5 – вихідний патрубок.

в) центробіжний компресор: 1 – вхідний патрубок; 2 – робоче колесо з робочими лопатками; 3 – дифузори; 4 – вихідні патрубки; 5 – корпус.

г) осьовий компресор: 1 – ротор; 2 – лопатки на роторі; 3 – ряди нерухомих лопаток на статорі; 4 – корпус; 5 – вхідний патрубок.

Одноступінчастий поршневий компресор. Дійсна індикаторна діаграма.

Процес стиску газу, залежно від умов теплообміну з оточуючим середовищем, може відбуватись по ізотермі, адіабаті і політропі. В даному випадку розглядаємо стиск газу в ідеальному компресорі: коли геометричний об'єм циліндра компресора дорівнює його робочому об'єму; відсутнє тертя поршня об стінки циліндра таким чином, що затрати роботи на тертя дорівнюють нулю; відсутні втрати роботи на дроселювання газу в клапанах 1,2. Тоді, ці процеси стиску газу у компресорі виглядатимуть на PV і TS- діаграмах наступним чином



Ділянка а: 1 – ізобарне всмоктування газу через клапан 3 із зростанням його об'єму до V₁. Стиск газу може відбуватися по ізотермі 1-2, політропі 1-2', при цьому показник політропи n менший за k (показник адіабати), по адіабаті 1-2'' і далі по політропі 1-2''' (n>k). Стиск газу в охолоджуваному компресорі

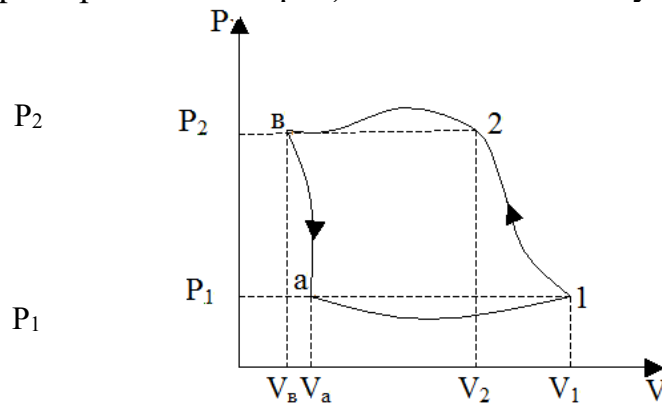
близький до політропи 1-2', а стиск газу в неохолоджуваному компресорі близький до політропи 1-2'''. Ділянка 2-в – ізобарний випуск стисненого газу через нагнітаючий клапан 4 в мережу високого тиску споживача або резервуар.

Робота, що затрачається ззовні на стиск, найменша для випадку стиску газу по ізотермі 1-2 і еквівалентна площі фігури $a12va$.

Найбільша робота, затрачена на стиск одного кілограма газу, буде для неохолоджуваних компресорів і еквівалентна площі фігури $a12'''va$.

Реальний процес стиску газу в одноступінчастому поршневому компресорі необхідно наближувати до ізотерми 1-2.

Дійсна індикаторна діаграма одноступінчастого компресора за відсутності припущень (наявність шкідливого об'єму, затрати роботи на дроселювання у клапанах і затрати роботи на тертя) виглядатиме наступним чином:



Площа фігури, що знаходиться над ізобарою P_2 і під ізобарою P_1 , еквівалентна втратам на дроселювання газу у клапанах 4 і 3 відповідно.

V_b —шкідливий об'єм, що не використовується конструкцією через відкривання клапана 3.

Характеристикою ефективності стиску газу в охолоджуваному компресорі є ізотермічний ККД, що підраховується з рівняння:

$$\eta_i = \frac{\delta l_{0\text{ізотер.}}}{\delta l_{0\text{стиску}}} = \frac{S_{a12g}}{S_{a12'g}}, \%,$$

Показником стиску газу в неохолоджуваному компресорі є адіабатний

$$\text{ККД: } \eta_{ad.} = \frac{\Delta l_{0\text{адіаб.}}}{\Delta l_{0\text{стиску}}} = \frac{S_{a12''g}}{S_{a12'''g}}, \%,$$

Кількість теплоти, що відводиться від одного кілограма стиснутого газу, можна підрахувати за формулою (відсутнє тертя):

$$\delta q = c_p \frac{k-n}{n-1} (T_1 - T_2) .$$

У рекомендованій літературі наводяться рівняння для визначення роботи, затраченої ззовні на стиск для різних процесів стиску за різних вхідних даних.

ЛЕКЦІЯ №8

Теплове випромінювання

Теплове випромінювання – складне явище, що поєднує в собі випромінювання теплової енергії шляхом електромагнітних хвиль у повному спектрі інфрачервоних невидимих хвиль і довгохвильового випромінювання частково зліва у спектрі ультрафіолетового випромінювання, і частково справа у спектрі видимого випромінювання (короткохвильового). Поглинання цієї енергії іншим тілом і пропускання крізь себе деякими тілами.

Будь-яке тіло можна охарактеризувати випромінювальною здатністю, поглинальною здатністю і пропускнуою здатністю. У тепловому випромінюванні розрізняють монохроматичне, в дуже вузькому інтервалі довжин хвиль, та інтегральне, при зміні довжини хвилі від нуля до нескінченності. Розрізняють абсолютно чорне тіло, що позначається індексом „0” і сірі тіла.

Поглинальна здатність – відношення поглинутої кількості теплоти до кількості падаючої теплової енергії випромінювання:

$$A = \frac{Q_{\text{поглин.}}}{Q_{\text{падаюча}}}.$$

Відбиваюча здатність – відношення кількості відбитої теплової енергії до кількості падаючої теплової енергії випромінювання:

$$R = \frac{Q_{\text{відб.}}}{Q_{\text{пад.}}}.$$

Пропускаюча здатність тіла – відношення пропущеної кількості теплової енергії тілом до кількості падаючої теплової енергії:

$$D = \frac{Q_{\text{пропущ.}}}{Q_{\text{пад.}}}.$$

Абсолютно чорне тіло, для якого $A=1$, R і D рівні нулю. У природі не існує абсолютно чорних тіл, тому це поняття використовується для порівнянь.

Абсолютно дзеркальне тіло (біле), в якому енергія відбивається дифузно і для якого $R=1$, A і D рівні нулю.

Абсолютно прозоре тіло, для якого $D=1$, A і R рівні нулю.

Усі прикладні розрахунки обміну теплового випромінювання між тілами виконуються на основі трьох законів теплового випромінювання – закону Планка, закону Стефана-Больцмана, закону Кірхгофа.

Закон Планка

Отримано для абсолютно чорного тіла у монохроматичному діапазоні довжин хвиль при виконанні багатьох експериментальних досліджень, тому майже не підлягає фізичному розумінню процес теплового випромінювання, що описується наступним рівнянням:

$$Q_{0\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1},$$

де $Q_{0\lambda}$ - теплота випромінювання абсолютно чорного тіла у монохроматичному діапазоні довжин хвиль, Вт;

λ - довжина хвилі теплового випромінювання, м;

T - абсолютна температура випромінюючого тіла, К;

c_1 - перша стала Планка, $c_1 = 3,74 \cdot 10^{-16}$, Вт·м²;

c_2 - друга стала Планка, $C_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}$, м·К.

Отже, для всіх тіл у різному діапазоні довжин хвиль випромінювальна теплота більша, чим більша абсолютна температура випромінюючого тіла.

Закон Стефана-Больцмана

Закон (рівняння) Стефана-Больцмана отримано на основі інтегрування рівняння Планка по зміні довжини хвилі від нуля до нескінченності, тобто:

$$\int_0^{\infty} Q_{\lambda T} = \int_0^{\infty} \frac{c_1}{\lambda^5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} d\lambda = c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

де c_0 - коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла, $C_0 = 5,67$ Вт/(м²К⁴).

Отже, інтегрування теплоти випромінювання абсолютно чорного тіла по усіх довжинах хвиль простору рівне абсолютній температурі тіла у четвертій степені.

Для сірих тіл попереднє рівняння набуде наступного вигляду:

$$Q = c_0 \varepsilon \left(\frac{T}{100} \right)^4 = c \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

де Q - поверхнева теплота випромінювання сірого тіла, Вт/м²; ε - ступінь чорноти тіла, безрозмірна величина, що береться з таблиці і є фізичним параметром цього тіла, $\varepsilon < 1$; c - коефіцієнт випромінювання сірого тіла, Вт/(м²К⁴); T - абсолютна температура випромінюючого сірого тіла, К.

Закон Кірхгофа

Відношення випромінювальної здатності тіла до його поглинаючої здатності при тепловій рівновазі не залежить від природи тіла і дорівнює енергії випромінювання абсолютно чорного тіла при тій самій температурі. Закон справедливий для абсолютно чорного тіла при тій самій температурі:

$$\frac{Q_{\lambda}}{A_{\lambda}} = Q_{0\lambda} = f(\lambda, T),$$

де A_{λ} - поглинаюча здатність у вузькому діапазоні довжини хвиль; Q_{λ} - випромінювальна здатність у вузькому діапазоні довжини хвиль, Вт/м²; $Q_{0\lambda}$ - енергія випромінювання абсолютно чорного тіла у вузькому діапазоні довжини хвиль, Вт/м².

Із закону Кірхгофа видно, що поглинаюча здатність сірого тіла A рівна степені чорного тіла ε . Тіло, що випромінює енергію у певному діапазоні довжин хвиль здатне поглинути енергію в цьому ж діапазоні.

На основі розглянутих вище законів випромінювання можна підрахувати кількість теплоти, що передається тепловим випромінюванням між тілами.

Теплота, що передається тепловим випромінюванням від тіла із значно меншою площею теплового випромінювання і більшою температурою до тіла із більшою площею поверхні поглинання і меншою температурою і випромінююче тіло знаходиться всередині поглинаючого підраховується за формулою:

$$Q = C \cdot F_1 \cdot \left(\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right),$$

де F_1 – площа поверхні випромінюючого тіла, м^2 ; F_2 – площа поверхні поглинаючого тіла, м^2 ; T_1 – абсолютна температура випромінюючого тіла, К; T_2 – абсолютна температура поглинаючого тіла, К; c – коефіцієнт випромінювання випромінюючого тіла, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Для розрахунків інших задач теплового випромінювання необхідно користуватися рекомендованою літературою з відповідними назвами розділів.

Теорія тепломасообміну (теплопередача)

Теорія тепломасообміну (теплопередача) – наука про закономірності процесів розповсюдження теплоти в просторі з різномірними полями температур. Якщо є тіла з різними температурами, то починається передача теплоти від тіл з вищою температурою до тіл з нижчою доволі до вирівнювання температур цих тіл.

Теплота розповсюджується в просторі трьома способами:

1. Теплопровідність – перенос теплоти безпосередньо при дотику елементарних частинок тіл з різними температурами. У чистому вигляді теплопровідність властива твердим тілам, але має місце при переносі теплоти в газах і рідинах.

2. Теплова конвенція – передача теплоти шляхом переміщення в просторі об'ємів середовища з різними температурами.

3. Теплове випромінювання – складне явище, що поєднує випромінювання теплової енергії тілом, розповсюдження її в просторі з допомогою електромагнітних хвиль та поглинання іншими тілами.

Теплопередача – передача теплоти від одного рухомого середовища до іншого через нерухому стінку.

Тепловіддача – передача теплоти від рухомого середовища до нерухомої стінки або навпаки. Щодо тепловіддачі, розрізняють внутрішню задачу – тепловіддача від рухомого середовища до внутрішньої поверхні труби і зовнішню задачу – тепловіддача від зовнішньої поверхні труби до оточуючого середовища.

Складний теплообмін – обмін теплотою між тілами трьома способами у рівновеликих долях.

Теплопровідність в чистому вигляді спостерігається лише в твердих тілах, нерухомих газах і рідинах при неможливості виникнення в останніх конвекції. В основі задач теплопровідності лежить запропонована Фур'є гіпотеза про пропорційність густини теплового потоку q і $\text{grad } t$, тобто:

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \text{grad}t,$$

де q - густина теплового потоку, Вт/м²; $\text{grad}t$ - градієнт температури, К/м;
 λ - коефіцієнт теплопровідності (пропорційності) даного тіла, Вт/(м·К).

λ - коефіцієнт теплопровідності будь-якого тіла (газу, рідини, твердого тіла, суміші) визначається для даного конкретного тіла лише в результаті його лабораторних досліджень. Ніяким аналітичним шляхом коефіцієнт теплопровідності для даного тіла отримати неможливо. Коефіцієнт теплопровідності для будь-якого тіла залежить від його температури та із зростанням температури тіла коефіцієнт теплопровідності зростає прямопропорційно. Для кожного тіла за конкретної температури коефіцієнт теплопровідності береться з таблиць. Коефіцієнт теплопровідності для газів – 0,5 - 0,05 Вт/(К·м); води – 0,5 - 0,7 Вт/(К·м); сталей – 20 - 100 Вт/(К·м).

В самому загальному випадку, процес теплопровідності через тіло у формі куба з одиничною довжиною грані і додатковим джерелом теплоти всередині куба, описується диференціальним рівнянням теплопровідності, що має вигляд:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{c \cdot \rho},$$

де $\frac{\partial t}{\partial \tau}$ – зміна температури одиничного об'єму тіла з часом, К/с; a – коефіцієнт температуропровідності одиничного об'єму твердого тіла, м²/с,

$$a = \frac{\lambda}{\rho c},$$

де ρ – густина тіла, кг/м³; c – теплоємність тіла Дж/(кг·К); q_v – кількість теплоти, що виділяється в одиничному об'ємі тіла за рахунок внутрішніх джерел, Дж;
 ∇ – оператор Лапласа:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z},$$

$$\nabla^2 t = \left[\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right].$$

Із загального рівняння теплопровідності, за наявності умов однозначності, виділяють конкретну простішу задачу теплопровідності, що описує дане фізичне явище теплопровідності.

Конвективний теплообмін

Явище конвективного переносу теплоти спостерігається лише у рідинах і газах, коли теплота переноситься разом з масою рухомого середовища. Розрізняють вимушену конвекцію, коли збудником руху є насос, компресор, вільну – що відбувається за рахунок руху підігрітого середовища вгору.

В інженерній практиці широко застосовують явище тепловіддачі, тобто конвективний обмін між рухомих середовищем і нерухомою стінкою. Тепловіддача конвекцією описується в загальному випадку рівнянням Ньютона-Ріхмана:

$$\delta Q = \alpha \cdot \Delta t \cdot dF \cdot d\tau,$$

де δQ - кількість теплоти, що передається теплопровідністю, Дж;

α - коефіцієнт тепловіддачі конвекцією Вт/(м²·К);

Δt - середній температурний напір між нерухомою стінкою і середовищем, К;

F - площа поверхні теплообміну, м²;

τ - час, с.

Для випадку стаціонарної тепловіддачі попереднє рівняння матиме вигляд

$$\Delta Q = \alpha \cdot F \cdot \Delta t ,$$

ΔQ - тепловий потік, Вт;

α - складна величина, на значення якої впливають найменші зміни наступних факторів: вимушена або вільна конвекція; фізичні властивості тіла і середовища; геометричні форми нерухомої стінки; напрямок руху середовища (кут атаки).

Враховують три режими руху середовища у середині каналу змінної форми або вздовж нерухомої стінки: турбулентний – коли є інтенсивне переміщення сусідніх шарів середовища; ламінарний – коли сусідні шари рухомого середовища не переміщуються; перехідний – режим, коли мають місце елементи ламінарного і турбулентного режимів.

4. Теоретичний курс “Гідравліки”

ЛЕКЦІЯ №9

Введення в гідравліку

Гідравліка - це наука, що займається вивченням різних закономірностей, які в рідинах, що рухаються або знаходяться в стані спокою.

Гідравліка є науковою основою при вивченні: гідросистем, гідроприводів гірських машин і комплексів; насосних, вентиляторних та компресорних установок; рудничної аерології, вентиляції та дегазації шахт; збагачення корисних копалин; гідромеханізації гірничих робіт, гідрогеології.

Гідропривід і пневмопривід є комплекси, призначені для приведення в рух машин і механізмів за допомогою гідравлічної і пневматичної енергії.

ОСНОВНІ ВИЗНАЧЕННЯ І ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ РІДИНИ

Рідиною називається безперервна середовище, що має властивість плинності.

Рідини можна розділити на дві групи: краплинні - практично нестискувані (вода, спирт, ртуть, масла) і газоподібні - легко стискає (повітря та інші гази). Характерним відмінністю цих рідин є також наявність у крапельних рідин і відсутність у газів вільної поверхні - поверхні розділу між рідиною і газоподібною середовищем.

густина являє собою масу однорідного речовини в одиниці об'єму

$$\rho = m/V$$

Одиницею щільності в системі СІ є кілограм на кубічний метр (кг/м³).

Іноді в довідниках замість щільності наводяться значення відносної щільності різних речовин.

Відносна густина - безрозмірна величина, що представляє собою відношення щільності даної речовини до щільності стандартного речовини в певних фізичних умовах

$$\delta = \rho / \rho_{ст}$$

В якості стандартного речовини при визначенні відносної щільності приймають: для твердих тіл і крапельних рідин -дистілірованну воду при температурі 277 К (4° С) і тиску 101 325 Па, що має щільність $\rho_{ст} = 1000 \text{ кг/м}^3$; для газів - атмосферне повітря при стандартних умовах: температурі 293 К (20° С), тиску 101 325 Па і відносній вологості 50%, що має щільність $\rho_{ст} = 1,2 \text{ кг / м}^3$.

Для безпосереднього вимірювання щільності крапельних рідин в техніці часто використовують прилади, які називаються ареометрами.

Стисливість - властивість рідини змінювати свою щільність при зміні тиску і (або) температури.

Щільність крапельних рідин при температурі і тиску, відмінних від початкових, може бути знайдена з виразу

$$\rho = \rho_0 \cdot (1 - \beta_t \Delta t + \beta_p \Delta p)$$

де ρ_0 - щільність рідини при початкових температурі і тиску; Δt , Δp - збільшення температури і тиску; β_t і β_p - коефіцієнти температурного розширення і об'ємного стиснення, що представляють собою відносну зміну об'єму рідини при зміні температури або тиску на одну одиницю:

$$\beta_t = \frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dt}; \beta_p = -\frac{1}{V} \cdot \frac{dV}{dp}$$

Величина, зворотна β_p , називається модулем пружності рідини $E_{ж} = 1/\beta_p$. Значення коефіцієнтів β_t і β_p дуже малі. Так, наприклад, в інтервалі тисків $p = (1 - 200) \cdot 10^5 \text{ Па}$ при $t = 20^\circ \text{ С}$ середні значення β_t і β_p складають: для води $\beta_t \approx 2 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{С}^{-1}$, $\beta_p \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ Па}^{-1}$; для мінеральних масел, що застосовуються в гідроприводах $\beta_t \approx 7 \cdot 10^{-4} \text{ }^\circ\text{С}^{-1}$, $\beta_p \approx 6 \cdot 10^{-10} \text{ Па}^{-1}$. Тому при вирішенні більшості практичних завдань зміною щільності крапельних рідин при зміні температури або тиску зазвичай нехтують (виняток становлять завдання про гідравлічному ударі, про стійкість і колюванні гідравлічних систем і деякі інші, де доводиться враховувати стисливість рідини).

На відміну від крапельних рідин щільність газів в сильному ступені залежить від температури і тиску. Розглянемо рівняння Клапейрона - Менделєєва

$$p \cdot V = \frac{m}{\mu} \cdot R_\mu T \quad \text{або} \quad p v = R T \quad \text{або} \quad p / \rho = R T,$$

де p - абсолютний тиск; V - об'єм; m - маса; μ - молярна маса; R_μ - універсальна газова постійна [$R_\mu = 8,314 \text{ Дж / (моль} \cdot \text{К)}$]; T - абсолютна температура; $v = V /$

m - питомий об'єм; $R = R_\mu / \mu$ - газова постійна [для повітря $R = 287$ Дж / (кг · К), для метану $R = 518$ Дж / (кг · К)].

З цих рівнянь можна встановити залежність щільності газу від температури і тиску

$$\rho = \rho_0 \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{T_0}{T},$$

де ρ і ρ_0 - щільності газу відповідно при нових тиску p і температурі T і початкових тиску p_0 і температурі T_0 .

Для оцінки стисливості рідини, що рухається користуються зазвичай ставленням швидкості потоку v до швидкості звуку a в даній рідині, яке називається числом Маха,

$$M = v/a.$$

Якщо швидкість руху рідини мала в порівнянні зі швидкістю поширення в ній звуку, тобто Число Маха значно менше одиниці $M \ll 1$, крапельну рідину (або газ) при такому русі можна вважати практично нестисливою.

В'язкість - властивість рідини чинити опір відносному руху (зрушенню) частинок рідини.

При русі реальної рідини внаслідок її в'язкості між сусідніми шарами рідини, а також рідиною і стінками русла виникають сили внутрішнього тертя і викликані ними дотичні напруження, спрямовані в бік, протилежний руху, що призводить до різниці швидкостей частинок в різних шарах потоку і їх деформації (зрушенню).

Якщо уявити потік складається з окремих шарів нескінченно малої товщини dy (рис. 1.1), то швидкості цих шарів будуть змінюватися по деякому закону від нуля (у стінки) до максимуму (в центрі потоку). Нехай швидкості сусідніх шарів будуть u і $u+du$. У прямолінійному русі du можна розглядати як швидкість деформації, а градієнт швидкості du / dy як кутову швидкість деформації.

Відповідно до гіпотези І. Ньютона, висловленої ним у 1686 року, а потім експериментально і теоретично обґрунтованою в 1883 р. проф. Н.П. Петровим, сила внутрішнього тертя T , що виникає між двома шарами рухається прямолінійно рідини, прямо пропорційна поверхні дотичних шарів F , градієнту швидкості du/dy , залежить від роду рідини і температури і не залежить від тиску *

$$T = \pm \mu F \frac{du}{dy},$$

де μ - динамічна в'язкість.

*Більш пізніми дослідженнями було встановлено, що в'язкість, а отже, і сила внутрішнього тертя, залежить від тиску, проте відчутно ця залежність проявляється тільки при високих тисках

Рідини, в яких сили внутрішнього тертя не підкоряються цим рівнянням, називаються *аномальними* або *неньютоновськими*. До них відносяться деякі масла при негативних температурах, колоїди, парафіністі нафтопродукти при низьких температурах. Вода, повітря, спирт, ртуть, більшість масел, що

застосовуються в гідроприводах, і інші ставляться до звичайних, тобто Ньютоновским рідин.

Розділивши обидві частини рівняння на F , отримаємо дотичне напруження (напруження сили тертя)

$$\tau = T/F = \pm \mu \frac{du}{dy}.$$

Так як T і τ завжди позитивні, то в рівняннях повинен бути поставлений знак плюс, якщо du / dy позитивно, і знак мінус, якщо du / dy негативно.

З рівняння випливає, що динамічна в'язкість $\mu = \tau / \frac{du}{dy}$ чисельно дорівнює дотичному напруженню τ при градієнті швидкості du / dy , що дорівнює одиниці, тобто має цілком певний фізичний зміст і повністю характеризує в'язкість рідини.

Одиницею динамічної в'язкості в системі СІ є паскаль · секунда (Па · с). Широко застосовувалася також одиниця системи СГС - пуаз; 1 П = 0,1 Па · с.

При виконанні технічних розрахунків в гідравліки зазвичай користуються кінематичною в'язкістю ν , що представляє собою відношення динамічної в'язкості рідини до її щільності

$$\nu = \mu / \rho.$$

Одиницею кінематичної в'язкості в системі СІ є метр в квадраті на секунду (m^2/s).

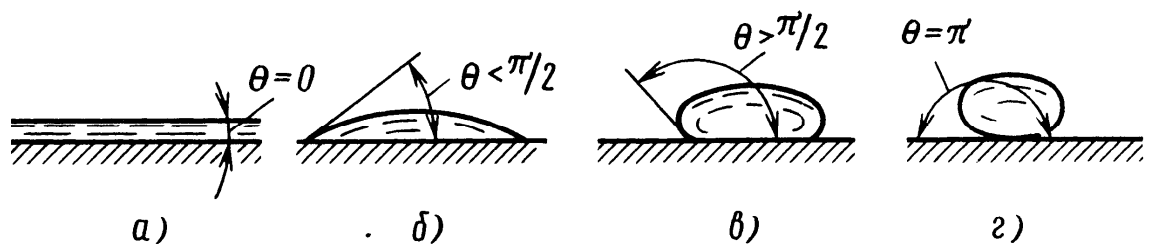
Для визначення в'язкості рідин використовують прилади, які називаються вискозиметрами.

В'язкість залежить від роду рідини, її температури і тиску. Зі збільшенням температури в'язкість крапельних рідин зменшується, а газоподібних - збільшується. Залежність в'язкості від температури для різних рідин різна і висловити її аналітично загальним рівнянням не представляється можливим.

Характер зміни в'язкості рідин при зміні тиску різний і залежить від початкової в'язкості і температури. Для більшості крапельних рідин з підвищенням тиску в'язкість кілька збільшується.

В'язкість мінеральних масел в межах тисків 0 - 50 МПа вимірюється практично лінійно.

З властивістю поверхневого натягу пов'язана здатність рідин утворювати краплі, через яку звичайні рідини іноді називають крапельними.



На кордоні між рідиною і твердим тілом виникають сили взаємодії між молекулами цих двох середовищ. Співвідношення між цими силами і силами взаємодії між молекулами самої рідини визначає характер граничних явищ. Якщо на тверду горизонтальну площину помістити краплю рідини, то можливі

випадки:

- а) повного розтікання рідини по твердій поверхні тонким шаром (повне змочування), коли крайової кут $\theta = 0$ (Рис. А);
- б) часткового змочування, коли крайової кут $\theta < \frac{\pi}{2}$ (Рис. Б);
- в) часткового несмачіванія, коли $\frac{\pi}{2} < \theta < \pi$ (Рис. В);
- г) повного несмачіванія, коли $\theta = \pi$ (Рис. Г).

ЛЕКЦІЯ №10

Гідростатика.

Сили, що діють в рідині. Поняття про ідеальну рідину

Діючі в рідині сили можна розділити на дві групи: поверхневі і масові.

Поверхневими називають сили, що діють на вільну або граничну поверхні розглянутих обсягів рідини.

Масовими називають сили, що діють на кожен частку розглянутого об'єму рідини і пропорційні масі частинок. До них відносяться сили тяжкості, сили інерції.

У гідравліки в ряді випадків доводиться вдаватися до моделей рідини. Однією з таких широко поширених моделей є ідеальна рідина. *Ідеальною рідиною* називається така уявна нев'язка нестислива рідина, при русі якої відсутні сили внутрішнього тертя, а також щільність, якої не залежить від тиску і температури. Ця модель дозволяє вирішувати завдання гідростатики.

Гідростатика - розділ гідравліки, в якому вивчаються закони рівноваги рідин, а також твердих тіл, повністю або частково занурених у рідину.

В результаті дії сил всередині рідини виникають стискаючі напружки, так звані гідростатичним тиском (аналогічно напрузі стиснення в твердих тілах). При рівномірному розподілі сили P по поверхні площею F гідростатичний тиск виражається формулою:

$$p = \frac{P}{F}, \quad [p] = 1 \text{ Па}. \quad 1 \text{ МПа} = 10^6 \text{ Па} \approx 10 \text{ кгс} / \text{м}^2.$$

$$\text{при } p = \lim_{\Delta F \rightarrow 0} \frac{\Delta P}{\Delta F} = \frac{dP}{dF} \quad \text{має місце тиск в точці}$$

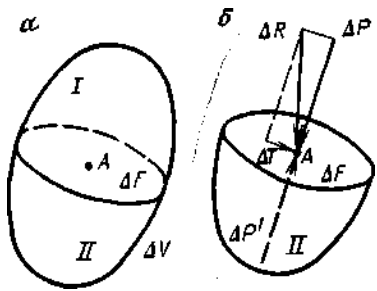
спочиває рідини, або гідростатичний тиск.

Тиск в точці спочиває рідини володіє двома основними властивостями.

Перша властивість. Тиск в точці спочиває рідини завжди нормально до поверхні (майданчику),

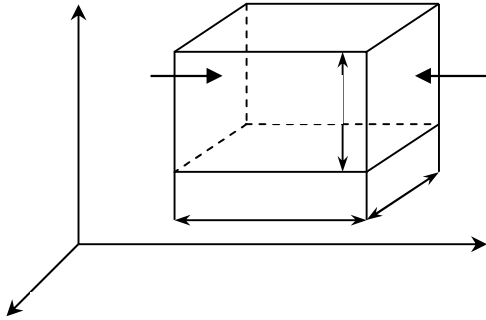
що сприймає це тиск

Друга властивість. Тиск в точці спочиває рідини у всіх напрямках однаково за значенням, тобто є скаляром.



ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ РІВНЯННЯ РІВНОВАГИ РІДИНИ

Виділимо знаходиться всередині спочиває рідини, елементарний об'єм у вигляді паралелепіпеда з ребрами dx , dy , dz , паралельними осям координат.



Відкинемо подумки навколишнє паралелепіпед рідини, замінивши її дію на межі відповідними силами гідростатичного тиску

Маса елемента, що розглядається рідини

$$dm = \rho \cdot dV = \rho \cdot dx \cdot dy \cdot dz.$$

Для рівноваги виділеного елемента рідини необхідно, щоб сума проекцій всіх діючих сил на будь-яку з координатних осей дорівнювала нулю.

Позначимо через a_x , a_y , a_z проекції всіх прискорень масових сил, віднесених до одиниці маси, на осі x , y , z . Тоді проекції всіх масових сил на координатні осі

$$a_x dm = a_x \rho \cdot dx dy dz$$

$$a_y dm = a_y \rho \cdot dx dy dz$$

$$a_z dm = a_z \rho \cdot dx dy dz$$

Гідростатичний тиск є функцією координат точки і змінюється в напрямку кожної з осей координат. Приріст тиску по осі x складе $\frac{\partial p}{\partial x} dx$. Тоді тиск в кінці межі буде $p' = p + \frac{\partial p}{\partial x} dx$.

Проекція різниці сил гідростатичного тиску на ліву і праву межі виділеного елемента дорівнює

$$p dy dz - (p + \frac{\partial p}{\partial x} dx) dy dz = - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz.$$

Аналогічним чином можна знайти елементарні сили, що діють на інші чотири грані.

Так як крім розглянутих інших сил немає, то для рівноваги маси виділеного елемента сили тиску повинні врівноважувати масові сили. Отримуємо систему рівнянь рівноваги для розглянутого об'єму рідини

$$\frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz - a_x \rho \cdot dx dy dz = 0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} dx dy dz - a_y \rho \cdot dx dy dz = 0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} dx dy dz - a_z \rho \cdot dx dy dz = 0.$$

Після приведення подібних і скорочення залишилися доданків на $dx dy dz$ отримаємо рівняння рівноваги рідини в диференціальній формі, виведені в 1755 р Л. Ейлером:

$$\rho a_x = \frac{\partial p}{\partial x}; \quad \rho a_y = \frac{\partial p}{\partial y}; \quad \rho a_z = \frac{\partial p}{\partial z},$$

де p - шуканий тиск як функція координат.

Для приведення рівнянь Ейлера до вигляду, зручного для інтегрування, помножимо кожне з рівнянь відповідно на dx , dy , dz і складемо почленно:

$$dp = \rho(a_x dx + a_y dy + a_z dz),$$

де dp - повний диференціал тиску p .

Отримане рівняння виражає функціональну залежність тиску від роду рідини і координат точки в просторі і дозволяє визначити значення тиску в будь-якій точці рідини, що знаходиться в рівновазі. Це рівняння справедливо для крапельних рідин і для газів, причому для газів додатковою умовою рівноваги є рівняння Менделєєва-Клайперона.

Можна легко отримати рівняння поверхні рівного тиску - поверхні, тиск у всіх точках якої однаково ($p = \text{const}$).

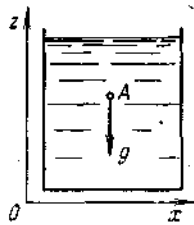
При $p = \text{const}$ $dp = 0$, а так як щільність не може дорівнювати нулю, отже,

$$a_x dx + a_y dy + a_z dz = 0$$

Це рівняння поверхні рівного тиску, окремим випадком якої є вільна поверхня рідини.

Розглянемо кілька конкретних прикладів і встановимо, який вигляд матиме поверхню рівного тиску (в тому числі і вільна поверхня) в цих випадках.

Приклад 1. Рідина знаходиться в рівновазі в резервуарі в поле дії тільки сили тяжіння.

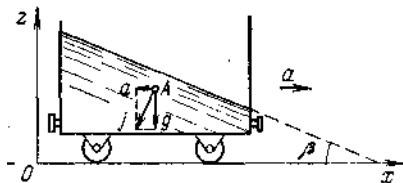


В цьому випадку проекції результуючої одиничних масових сил будуть: $a_x = 0$, $a_y = 0$, $a_z = -g$. Отримаємо $-gdz=0$ або після інтегрування

$$g \cdot z = \text{const}$$

Це - рівняння горизонтальної площини. Отже, в якій покоїться однорідної рідини ($\rho = \text{idem}$) будь-яка горизонтальна площина є площиною рівного тиску.

Приклад 2. Рідина знаходиться в рівновазі в резервуарі, що рухається горизонтально з деяким прискоренням a .



У цьому випадку будь-яка частка рідини знаходиться під дією прискорень a й g , отже, проекції результуючої одиничних масових сил будуть:

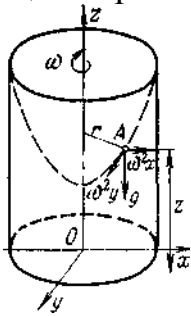
$$a_x = -a, \quad a_y = 0, \quad a_z = -g.$$

Підставляючи ці значення в рівняння поверхні рівного тиску, отримаємо $-adx - gdx = 0$ або після інтегрування

$$ax + gz = \text{const}.$$

Це - рівняння похилій площині. Отже, в даному випадку поверхні рівного тиску являють собою площині, похилі до осей Ox і Oz і паралельні осі Oy . Кут нахилу площини до горизонту може бути знайдений з виразу $\beta = \arctg(a/g)$.

Приклад 3. Рідина знаходиться в рівновазі в циліндричному резервуарі, що обертається навколо вертикальної осі з постійною кутовою швидкістю ω .



У цьому випадку будь-яка частка рідини знаходиться під дією прискорень сили тяжіння g і відцентрової сили інерції $\omega^2 r$, отже, проекції результуючої одиничних масових сил будуть: $a_x = \omega^2 x$, $a_y = \omega^2 y$, $a_z = -g$. Підставляючи ці значення в рівняння, отримаємо $\omega^2 x dx + \omega^2 y dy - g dz = 0$ або після інтегрування

$$\frac{\omega^2 x^2}{2} + \frac{\omega^2 y^2}{2} - gz = \text{const}, \text{ але так як } x^2 + y^2 = r^2, \text{ то}$$

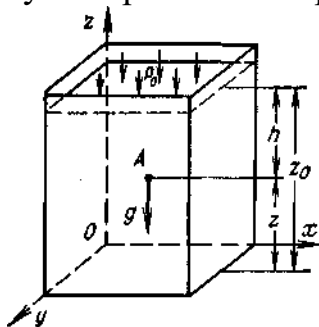
$$\frac{\omega^2 r^2}{2} - gz = \text{const}$$

Це - рівняння параболоїда обертання. Отже, в даному випадку поверхні рівного тиску являють собою сімейство параболоїдів обертання навколо вертикальної осі. При перетині їх вертикальною площиною вийде сімейство парабол з вершинами на осі Oz , а при перетині горизонтальною площиною - сімейство концентричних кіл з центром на осі Oz .

В останніх двох прикладах розглянуто випадки так званого *відносного спокою* рідини, коли вона знаходиться в резервуарах, що рухаються тим чи іншим чином з постійним прискоренням, але частинки рідини не переміщуються один щодо одного і щодо стінок резервуара.

ОСНОВНЕ РІВНЯННЯ ГІДРОСТАТИКИ

Розглянемо рідину, укладену в нерухомому посудині і знаходиться в полі дії сили тяжіння. Осі координат розташуємо таким чином, щоб вісь Oz була спрямована вертикально вгору, тобто паралельно лінії дії сили тяжіння.



Усередині даного об'єму рідини виділимо точку A , що знаходиться на відстані z від горизонтальної площини xOy або на глибині h від вільної поверхні рідини. Проекції одиничних масових сил на координатні осі в даному випадку будуть: $a_x = 0$, $a_y = 0$, $a_z = -g$. Підставляючи ці значення в рівняння рівноваги рідини, отримаємо $dp = -\rho g dz$ або після інтегрування

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

де C - постійна інтегрування.

Для визначення постійної інтегрування задамося початковими умовами: на вільній поверхні рідини, тобто при $z = z_0$ (або $h = 0$), тиск $p = p_0$ отже, $p_0 = -\rho g z_0 + C$, звідки $C = p_0 + \rho g z_0$. Підставами знайдене значення C в отримане після інтегрування вираження

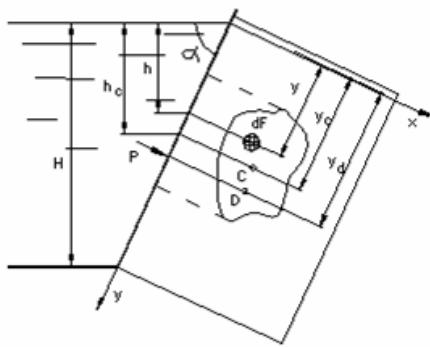
$$p = -\rho g z + p_0 + \rho g z_0 = p_0 + \rho g (z_0 - z) \text{ або} \\ p = p_0 + \rho g h.$$

Основне рівняння гідростатики висловлює залежність тиску в даній точці спочиває рідини від роду рідини і відстані точки від вільної поверхні. У цьому рівнянні p - абсолютний тиск в даній точці рідини, p_0 - абсолютний тиск навколишнього середовища (зовнішній тиск на вільну поверхню рідини), $\rho gh = p - p_0$ - надлишковий тиск (тиск стовпа рідини) в даній точці.

Абсолютний тиск- тиск, при вимірюванні якого за початок відліку приймають абсолютний нуль тиску. Останній може мати місце в замкнутому просторі, з якого видалені всі молекули, або при повному припиненні руху молекул, тобто при $T = 0 \text{ K}$.

ЛЕКЦІЯ №11

Сила тиску рідини на плоску стінку. Центр тиску



Виділимо на плоскій боковій стінці судини, нахиленою в загальному випадку до горизонту під кутом α , довільну фігуру площею F і визначимо діючу на неї з боку рідини силу тиску P . розглянуту стінку з площиною креслення (тобто повернемо її на 90° навколо осі y).

Так як тиск рідини в різних по висоті точках площі F різний, то виділимо на цій площі елементарну площадку, що знаходиться на відстані h від вільної поверхні рідини або $y = h / \sin \alpha$ від осі X . Для такої нескінченно малу площу тиск у всіх її точках однаково і так само $p = \rho gh = \rho gy \sin \alpha$, отже, сила тиску рідини на елементарну площадку буде

$$dP = p dF = \rho gy \cdot \sin \alpha dF.$$

Сила тиску на всю розглянуту площу F

$$P = \int_F dP = \int_F \rho gy \cdot \sin \alpha dF = \rho g \sin \alpha \int_F y dF$$

вираз $\int_F y dF$ являє собою статичний момент розглядається площі щодо осі x , який дорівнює добутку площі цієї фігури F на відстань від її центра ваги до осі x , тобто $y_c F$.

Таким чином, $P = \rho g \sin \alpha \cdot y_c F$ або, замінюючи, $y_c \sin \alpha = h_c$ отримаємо

$$P = \rho g h_c F = p_c F.$$

З рівняння видно, що сила тиску рідини на плоску стінку P дорівнює добутку змоченою рідиною площі стінки F на гідростатичний тиск в її центрі ваги.

У ряді випадків, крім значення сили тиску рідини на стінку, необхідно знати координати точки її застосування - центру тиску.

Припустимо, що сила тиску P прикладена в точці D , що знаходиться від осі x на відстані y_D . Відповідно до теореми Варіньона про момент рівнодіючої (момент рівнодіючої сили відносно будь-якої осі дорівнює сумі моментів складових сил відносно тієї ж осі)

$$M_x = \int_F dM_x \text{ или } Py_d = \int_F dPy.$$

Замінивши в останньому виразі P і dP їх значеннями, отримаємо

$$\rho g \sin \alpha y_c F y_d = \int_F \rho g y \sin \alpha \cdot dF \cdot y.$$

Винесемо постійні за знак інтеграла і скоротимо їх з аналогічними величинами в лівій частині рівняння

$$y_c F y_d = \int_F y^2 dF.$$

вираз $\int_F y^2 dF$ являє собою момент інерції площі фігури відносно осі x - J_x , який може бути виражений через момент інерції J_c щодо центральної осі, паралельної осі x , у такий спосіб:

$$J_x = J_c + y_c^2 F.$$

тоді

$$y_c F y_d = y_c^2 F + J_c,$$

звідки

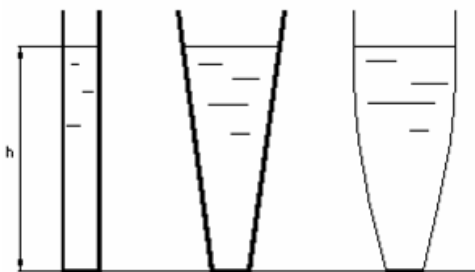
$$y_d = y_c + \frac{J_c}{y_c F}.$$

З рівняння видно, що центр тиску для плоскої стінки знаходиться завжди нижче її центра ваги.

Горизонтальна координата центру тиску x_d знаходиться на осі симетрії площі фігури.

В окремому випадку, коли $\alpha = 0$, тобто для горизонтального дна посудини, відстань від вільної поверхні до центра ваги площі h_c дорівнюватиме висоті рідини в посудині H , тому сила тиску рідини на дно посудини

$$P = \rho g H F.$$



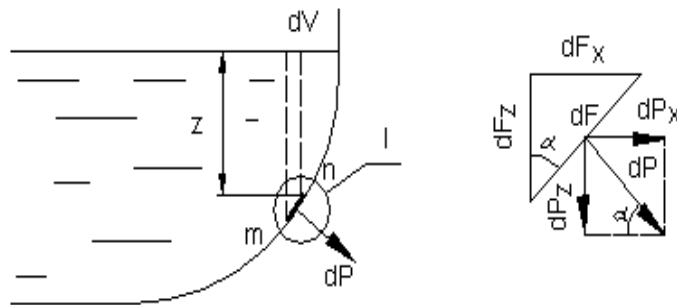
З цього виразу видно, що різні за формою судини, що мають однакові площі дна і заповнені однаковою рідиною на одну і ту ж висоту, матимуть однакову силу тиску на дно незалежно від форми посудини і кількості знаходиться в ньому рідини (гідростатичний парадокс). Центр тиску, для дна посудини збігається з центром ваги площі.

СИЛА ТИСКУ РІДИНИ НА КРИВОЛІНІЙНИХ СТІНКУ

При криволінійній стінці визначення значення, напрямки та точки прикладання сили тиску рідини ускладнюється, тому що елементарні сили тиску, що діють нормально на кожну елементарну площадку стінки, мають різні напрямки. В цьому випадку з метою спрощення (щоб уникнути інтегрування по криволінійній поверхні) доводиться визначати спочатку складові сили тиску по заданих напрямках, наприклад по осях координат x, y, z , а потім знаходити результуючу силу тиску

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}.$$

Практично доводиться мати справу з криволінійними стінками, що представляють собою поверхні обертання (сферу, циліндр, конус) і мають вісь симетрії, що лежить в площині, нормальній до стінки, що істотно спрощує визначення сили тиску рідини.



Визначимо силу тиску рідини P на криволінійну стінку циліндричної форми.

Як і в попередньому випадку, виділимо на стінці елементарну площадку dF (слід її на z -лінії mn), що знаходиться на відстані z від вільної поверхні. Сила тиску рідини на цю елементарну площадку

$$dP = p dF = \rho g z dF.$$

Розкладемо dP на дві взаємно перпендикулярні складові: горизонтальну $dP_x = dP \cos \alpha$ і вертикальну $dP_z = dP \sin \alpha$ й підсумуємо окремо все горизонтальні і всі вертикальні складові. Зважаючи на крихту елементарної площадки прийнемо її за плоску і спроекуємо на горизонтальну і вертикальну площини. (Проекції dF будуть: $dF_x = dF \sin \alpha$ та $dF_z = dF \cos \alpha$).

Знайдемо горизонтальну складову сили тиску рідини на криволінійну стінку P_x , яка є сумою всіх елементарних горизонтальних складових dP_x . Так як $dP_x = dP \cos \alpha = \rho g z dF \cos \alpha = \rho g z dF_z$, то

$$P_x = \int_{F_z} dP_x = \int_{F_z} \rho g z dF_z = \rho g \int_{F_z} z dF_z,$$

де $\int_{F_z} z dF_z = S_x = h_c F_z$ - статичний момент площі вертикальної проекції

криволінійної стінки щодо осі x , що проходить по вільній поверхні рідини; F_z - площа вертикальної проекції змоченою рідиною криволінійної стінки; h_c - відстань центра ваги F_z від вільної поверхні рідини. тоді

$$P_x = \rho g h_c F_z.$$

Таким чином, горизонтальна складова сили тиску рідини на криволінійну стінку дорівнює силі тиску рідини на її вертикальну проекцію.

Знайдемо вертикальну складову сили тиску рідини на криволінійну стінку P_z , яка є сумою всіх елементарних вертикальних складових dP_z . Так як $dP_z = dP \sin \alpha = \rho g z dF \sin \alpha = \rho g z dF_x = \rho g dV$, де $dV = z dF_x$ - елементарний об'єм рідини, підставою якого є майданчик dF_x , а висотою - відстань від цієї площадки до вільної поверхні рідини z , то, проінтегрувавши dP_x по всьому обсягом V , отримаємо

$$P_z = \int_V dP_z = \int_V \rho g dV = \rho g \int_V dV$$

або

$$P_z = \rho g V.$$

Таким чином, вертикальна складова сили тиску рідини на криволінійну стінку дорівнює силі тяжіння рідини в обсязі V , званому тілом тиску.

Результуюча сила тиску рідини на криволінійну стінку циліндричної, форми P дорівнює геометричній сумі складових

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2}$$

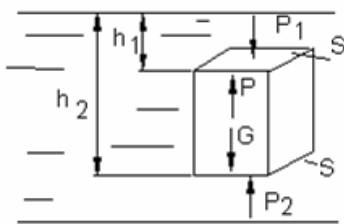
і спрямована під кутом α до горизонту

$$\alpha = \arctg \frac{P_z}{P_x} = \arcsin \frac{P_z}{P}.$$

ЗАКОН АРХІМЕДА

Розглянемо занурене в покоїться рідину тверде тіло довільної форми, обсяг якого. На поверхню цього тіла з боку рідини буде діяти сила

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}.$$



Горизонтальні складові P_x і P_y дорівнюють нулю, так як на кожну з частин діятимуть рівні та протилежно спрямовуючі сили. Вертикальна складова сили тиску рідини на тіло

$$P_z = \rho g V,$$

де P - архимедова сила, V - об'ємне водотоннажність (обсяг витісненої тілом рідини), ρV - водотоннажність (маса витісненої тілом рідини).

На занурене в рідину тіло діє архимедова сила, спрямована вертикально вгору і рівна силі тяжіння рідини в обсязі зануреної частини тіла. Це і є закон Архімеда, відкритий ним в 250 році до н. е.

Тіло, занурене в покоїться рідину, знаходиться під дією двох сил: сили тяжіння $G = \rho_m g V$, прикладеної в центрі ваги тіла, і сили Архімеда $P = \rho_{ж} g V$, прикладеної в центрі об'ємного водотоннажності. У цих формулах: ρ_m - щільність тіла, $\rho_{ж}$ - щільність рідини.

При зануренні тіла в рідину може бути три характерних випадку:

1. $G > P$, тобто Сила тяжіння тіла більше сили Архімеда, тіло тоне.

2. $G = P$, тобто Сила тяжіння тіла дорівнює архимедовій силі, тіло буде знаходитися в рідині в стані байдужої рівноваги (підводне плавання).

3. $G < P$, тобто Сила тяжіння тіла менше сили Архімеда, тіло спливає.

Закон Архімеда широко використовується при розрахунку і проектуванні суден та інших плаваючих засобів; різних поплавцевих пристроїв (датчиків рівня, дифманометрів поплавкового типу), в гравітаційних методах збагачення корисних копалин і т. д.

ЛЕКЦІЯ №12

Основи кінематики рідини

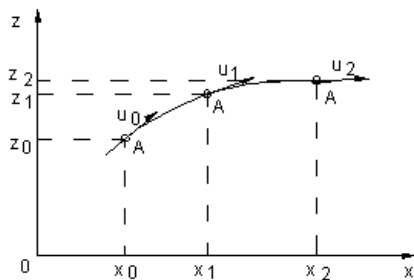
Кінематика рідини, будучи частиною гідравліки, описує рух рідини незалежно від того, які динамічні умови викликають або підтримують цей рух.

СПОСОБИ ОПИСУ РУХУ

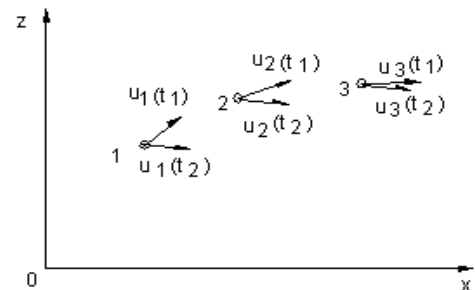
Рухомі рідина суцільну середу сукупності частинок, які переміщуються з різними параметрами, що змінюються в залежності від координат і часу.

Частка суцільного середовища - це дуже малий елемент об'єму середовища (елементарний об'єм), який можна вважати точковим.

У кінематиці рідини можливі два способи опису руху - Лагранжа і Ейлера (рис. 1).



Лагранжа



Ейлера

Малюнок 1. - Способи опису руху рідини

За способом Лагранжа рух рідини задається шляхом вказівки залежно координат певної (наміченої) частки рідини від часу. Рухомі частка рідини описує в просторі траєкторію, уздовж якої змінюється швидкість.

При описі руху змінними є швидкість, прискорення і координати частинки. Практично для більшості інженерних задач немає необхідності в знанні параметрів руху окремих частинок, тому спосіб Лагранжа застосовується тільки в особливих випадках: наприклад, для опису переносу рідиною дрібних твердих частинок (мулу).

Спосіб Ейлера полягає в тому, що рух визначається полем швидкостей рідини в просторі в кожен момент часу, тобто описується рух різних частинок, що проходять через намічені точки простору, заповненого рідиною. При цьому змінними є швидкості частинок, а координати точки простору, через які проходять частинки, залишаються постійними (відомими).

За Ейлера задано поле швидкостей рідини в просторі в кожен момент часу в проєкціях швидкості u на осі нерухомої прямокутної декартової системи координат:

$$u_x = f_1(x, y, z, t); u_y = f_2(x, y, z, t); u_z = f_3(x, y, z, t).$$

ВИДИ РУХУ

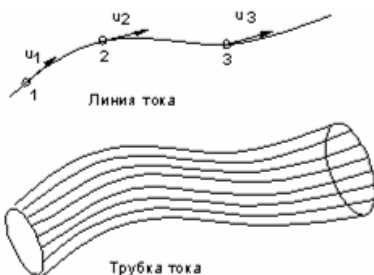
За ознакою залежності руху рідини від часу воно може бути несталим або сталому. *Несталий* (нестационарне) рух - це рух при якому поле швидкостей змінюється в часі; в цьому випадку швидкість частинок рідини, що проходять через певну точку простору, змінюється в часі $u = f(x, y, z, t)$. При цьому приватні похідні $\frac{\partial u_x}{\partial t}, \frac{\partial u_y}{\partial t}, \frac{\partial u_z}{\partial t}$ нерівні нулю.

Сталим (Стационарним) рух буде в тому випадку, якщо поле швидкостей не змінюється в часі, тобто швидкість частинок рідини, що проходять через певні точки простору, постійні в часі $u = f(x, y, z)$. При цьому приватні похідні $\frac{\partial u_x}{\partial t}, \frac{\partial u_y}{\partial t}, \frac{\partial u_z}{\partial t}$ дорівнюють нулю.

У загальному випадку рух елементарного об'єму рідини є сумою поступального, обертального і деформаційного рухів. Останнє обумовлено зміною форми об'єму рідини.

Облік всіх цих факторів практично неможливий. Тому в гідравліки розглядають в основному два види руху - поступальний і обертальний (вихровий).

Для опису поступальної ходи за способом Ейлера вводяться поняття: *лінія струму, трубка струму, елементарна цівка*.



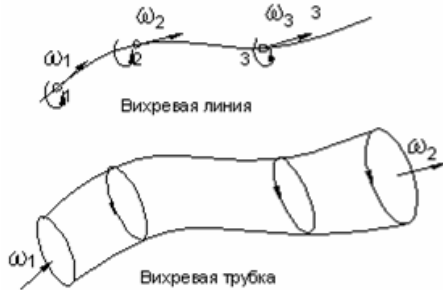
Лінія струму- лінія в кожній точці якої в даний момент часу вектор швидкості рідини збігається з дотичною до цієї лінії. В усталеному русі лінія струму є траєкторією частинки рідини.

Трубка струму - поверхня, утворена лініями струму, проведеними в даний момент часу через всі точки нескінченно малого замкнутого контуру, нормального до ліній струму і знаходиться в області, зайнятої рідиною.

Елементарна цівка - частина рідини, що рухається, обмежена трубкою струму.

Елементарна цівка має низку важливих властивостей:

- частинки рідини не виходять з цівки і не входять в неї через бічну поверхню; це пояснюється тим, що бокова поверхня цівки утворена лініями струму, а отже, в будь-якій точці вектори швидкостей спрямовані по дотичним;
- швидкості частинок у всіх точках одного і того ж поперечного перерізу цівки однакові, що пояснюється дешицею поперечного перерізу;
- при сталому русі форма цівки залишається незмінною в часі.

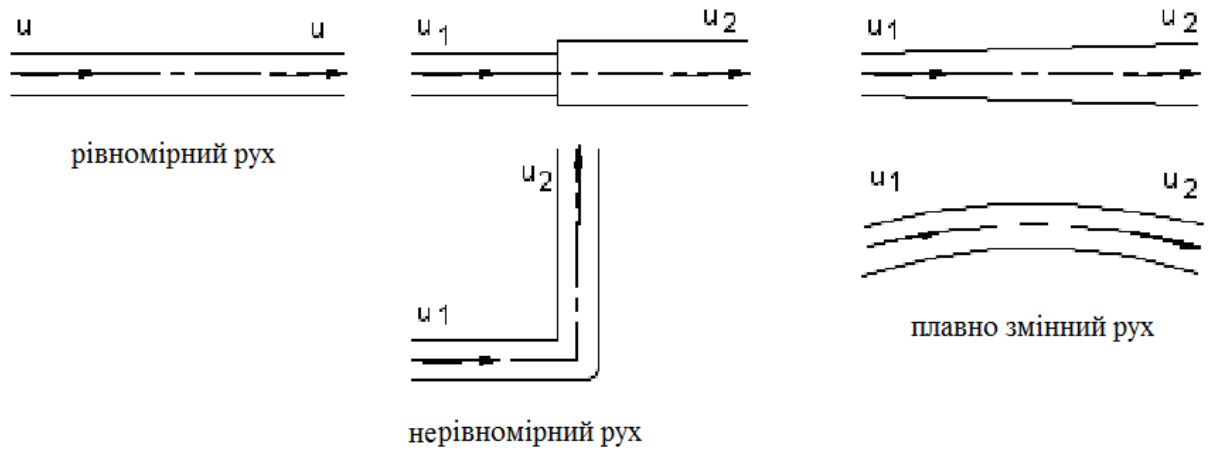


Руху рідини часто супроводжує *вихровий рух*, викликане обертанням елементарного обсягу. Кутова швидкість обертання ω елементарного об'єму рідини називається вихором, а лінія, дотична в усіх точках до векторів вихору ω , *вихровий лінією*. Поверхня, утворена вихровими лініями, проведеними через всі крапки елементарного замкнутого контуру, називають *вихровий трубкою*, а рідина, укладену всередині вихрової трубки, - *вихровий ниткою* - шнуром.

Розрахунковим вихором є вектор кутової швидкості обертання частинок щодо миттєвої осі. Фізичний вихор - група часток, що обертаються як тверде тіло навколо деякої миттєвої осі.

Миттєва вісь обертання може бути нерухомою або переміщається в просторі. Переміщаються вихори спостерігаються ззаду будь-якого тіла, що рухається в рідині у вигляді будь-якого тіла, що рухається в рідині, у вигляді кілець диму і пари, які виходять із труб. У природі вони часто зустрічаються у вигляді смерчів. Вивчення переміщаються вихорів має велике значення при конструюванні і дослідженні лопатевих машин, літаків і при транспортуванні рідиною твердих тіл.

Залежно від характеру зміни швидкості по довжині простору, заповненого рідиною, усталений рух може бути *рівномірним*, при якому швидкість по довжині залишається постійною; *нерівномірним*, якщо швидкість змінюється за величиною і (або) напрямку; *плавно мінливим*, якщо швидкість по довжині і змінюється, але це зміна відбувається плавно.



ВИДИ ПОТОКІВ

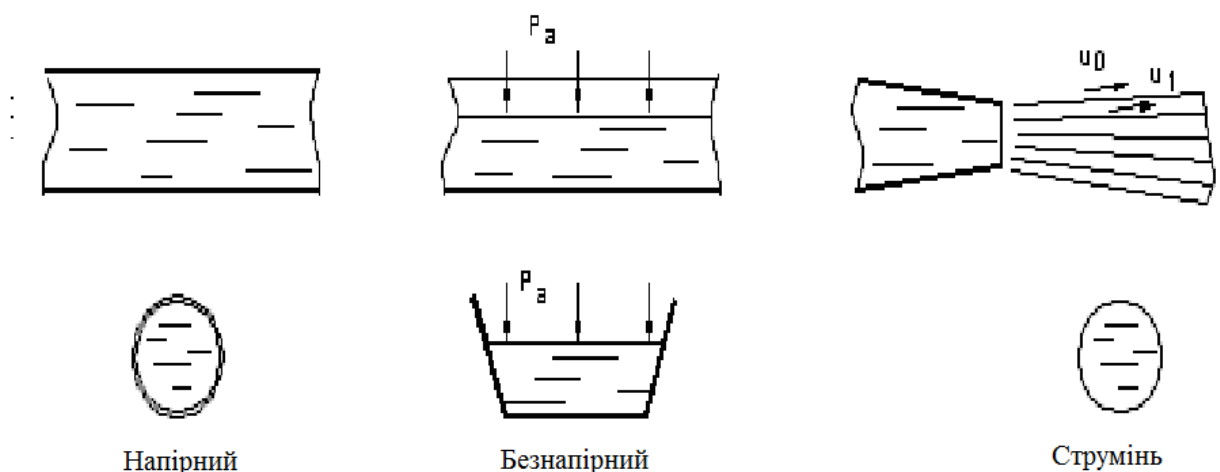
Потік можна уявити як сукупність елементарних цівок. Таке уявлення про потік є струменевою моделлю потоку.

Потоки можна розділити на *напірні*, *безнапірні* і *струменя*.

Напірним називається потік, обмежений з усіх боків твердими стінками.

Безнапірним називається потік, обмежений твердими стінками не з усіх боків і має по всій довжині вільну поверхню.

Струменем називається потік рідини, обмежений поверхнями розриву швидкостей, тобто поверхнею в рідині, що рухається, при переході через яку дотичні до цієї поверхні вектори швидкості стрибкоподібно змінюють свою величину.



ЛЕКЦІЯ №13.

ОСНОВИ ГІДРОДИНАМІКИ.

РІВНЯННЯ БЕРНУЛЛІ ДЛЯ ЕЛЕМЕНТАРНОЇ ЦІВКИ

ЖИВИЙ ПЕРЕРІЗ. ВИТРАТИ. СЕРЕДНЯ ШВИДКІСТЬ

Живим перерізом ω , м², потоку називається перетин, проведене перпендикулярно до ліній струму. При рівномірному або плавно змінюється рух живий перетин є плоским.

Периметр змочування χ , М, - довжина контуру живого перетину по твердим стінкам русла.

Гідрравлічний радіус R_z , М, - відношення площі живого перетину до змоченої периметру $R_z = \omega / \chi$.

Кількість рідини, що проходить через живий переріз в одиницю часу, називається витратою.

$$Q = \int_{\omega} u d\omega - \text{об'ємна витрата, м}^3/\text{с}.$$

$$Q = v \omega,$$

де v - середня швидкість по живому перерізу, м / с.

Якщо переміщається рідина змінної щільності, то зручніше визначати масова витрата Q_m , кг/с, який виражає масу рідини, що проходить в одиницю часу через дане живий перетин $Q_m = \int_{\omega} \rho u d\omega$.

РІВНЯННЯ НЕРОЗРИВНОСТІ

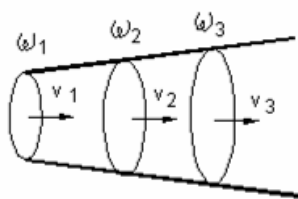
Рівняння нерозривності є математичним виразом закону збереження маси в гідромеханіці. (Сталість масової витрати).

$$Q_m = \rho v \omega = \text{const.}$$

Грунтуючись на законі збереження речовини, на припущенні про сплошності (нерозривності) течії і на властивості трубки струму, що полягає в її «непроникності», для сталого плинного нестисливої рідини можна стверджувати, що об'ємна витрата у всіх перетинах елементарної цівки один і той же (уздовж цівки):

$$dQ = u_1 d\omega_1 = u_2 d\omega_2 = \text{const.}$$

Це рівняння називається *рівнянням об'ємної витрати* для елементарної цівки.



Аналогічне рівняння можна скласти і для потоку кінцевих розмірів, обмеженого непроникними стінками.

$$Q = v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2 = \text{const.}$$

Звідки випливає, що середні швидкості в потоці нестисливої рідини обернено пропорційні площам перетинів:

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{\omega_2}{\omega_1}.$$

Рівняння витрати є наслідком загального закону збереження речовини для приватних умов, зокрема для умов суцільності (нерозривності) течії.

Якщо щільність змінюється по довжині, то

$$Q_m = \rho_1 v_1 \omega_1 = \rho_2 v_2 \omega_2 = \text{const.}$$

Останнє справедливо для газів, якщо швидкість менше швидкості звуку, і для крапельної рідини при відсутності кавітації.

ОСНОВИ ГІДРОДИНАМІКИ

Гідродинаміка - наука про рух рідини під дією зовнішніх сил і про механічній взаємодії між рідиною і дотичними з нею тілами при їх відносному русі.

ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ РІВНЯННЯ РУХУ

Диференціальні рівняння руху ідеальної рідини можна отримати за допомогою рівняння рівноваги рідини в диференціальній формі, виведені Л. Ейлера:

$$\rho a_x = \frac{\partial p}{\partial x}; \quad \rho a_y = \frac{\partial p}{\partial y}; \quad \rho a_z = \frac{\partial p}{\partial z},$$

якщо ввести в ці рівняння сили інерції, віднесені до маси рідини, що рухається. Швидкість рідини є функцією координат x, y, z і часу t ; її прискорення складається з трьох компонентів, які є похідними проекцій на координатні осі,

$$\rho a_x - \rho \frac{du_x}{dt} = \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\rho a_y - \rho \frac{du_y}{dt} = \frac{\partial p}{\partial y},$$

$$\rho a_z - \rho \frac{du_z}{dt} = \frac{\partial p}{\partial z}.$$

Ці рівняння називаються рівняннями Ейлера.

Рівняння Бернуллі для елементарної цівки

Рівняння Бернуллі є основним рівнянням гідродинаміки, що встановлює зв'язок між середньою швидкістю потоку і гідродинамічним тиском в усталеному русі.

Розглянемо елементарну цівку в усталеному русі ідеальної рідини. Виділимо двома перетинами, перпендикулярними до напрямку вектора швидкості u , елемент довжиною dl і площею dF . Виділений обсяг буде перебувати під дією сили тяжіння

$$G = dF dl \rho g$$

і сил гідродинамічного тиску $P = p_1 dF - p_2 dF$.

Так як $p_2 = p_1 + \frac{\partial p}{\partial l} dl$, то $P = -dF \frac{\partial p}{\partial l} dl$.

З огляду на, що в загальному випадку швидкість виділеного елемента $u = f(l, t)$, його прискорення

$$a = \frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial l}.$$

Застосувавши до виділеного елемента вагою $\rho g dF dl$ рівняння динаміки $R = ma$ в проекції на траєкторію його руху, отримаємо

$$dF \rho dl \cdot g \cdot \sin \alpha - dF \frac{\partial p}{\partial l} dl = dF \rho dl \cdot g \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial l} \right).$$

Враховуючи те що $dl \cdot \sin \alpha = dz$ і що при сталому русі $\frac{\partial u}{\partial t} = 0$, Після інтегрування і ділення на $\rho g dF$ отримаємо повний напір потоку в перерізі:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} = \text{const} = H,$$

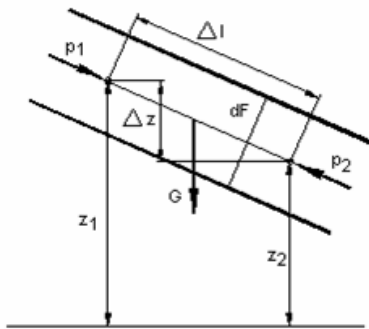
де z - геометричний напір (висота), що виражає питому потенційну енергію положення частинки рідини над деякою площиною відліку, м,

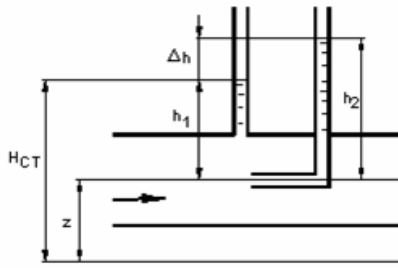
$\frac{p}{\rho g}$ - п'єзометричний натиск, що виражає питому енергію тиску, м,

$\frac{u^2}{2g}$ - швидкісний напір, що виражає питому кінетичну енергію, м,

$z + \frac{p}{\rho g}$ - статичний напір, м.

Це і є рівняння Бернуллі. Трехчлен цього рівняння висловлює натиск у відповідному перерізі і являє собою питому (віднесену до одиниці ваги) механічну енергію, що переноситься елементарної цівкою через це перетин.





У практиці технічних вимірювань рівняння Бернуллі використовують для визначення швидкості рідини $u = \sqrt{2g\Delta h}$.

Рівняння Бернуллі можна отримати ще й в такий спосіб. Уявімо собі, що ми розглядаємо, елемент рідини є нерухомим. Тоді на підставі основного рівняння гідростатики $p = p_o + \rho gh$ потенційна енергія рідини в перетинах 1 і 2 буде

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g}.$$

Рух рідини характеризується появою кінетичної енергії, яка для одиниці ваги буде дорівнює для розглянутих перетинів $u_1^2/2g$ і $u_2^2/2g$. Повна енергія потоку елементарної цівки буде дорівнює сумі потенційної і кінетичної енергії, тому

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{u_1^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{u_2^2}{2g} = \text{const}.$$

Таким чином, основне рівняння гідростатики є наслідком рівняння Бернуллі.

ЛЕКЦІЯ №14.

Рівняння Бернуллі для реальної рідини

Рівняння Бернуллі в усталеному русі ідеальної рідини має вигляд:

$$z + \frac{p}{\rho g} + \frac{u^2}{2g} = \text{const} = H.$$

де z - геометричний напір (висота), м, $\frac{p}{\rho g}$ - п'єзометричний натиск, м,

$\frac{u^2}{2g}$ - швидкісний напір, м, $z + \frac{p}{\rho g}$ - статичний напір, м.

У разі реальної рідини повний напір для різних цівок в одному і тому ж перерізі потоку не буде однаковим, так як неоднаковим буде швидкісний натиск в різних точках одного й того ж перетину потоку. Крім того, на увазі розсіювання енергії через тертя натиск від перетину до перетину буде спадати.

Однак для перетинів потоку, взятих там, де рух на його ділянках плавно змінюється, для всіх, хто йшов через перетин елементарних цівок буде постійним статичний напір

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

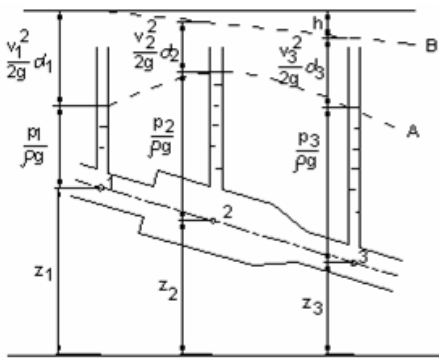
Якщо рівняння Бернуллі для елементарної цівки поширити на весь потік і врахувати втрати напору на опір руху, то отримаємо

$$z_1 + \frac{p_1}{\rho g} + \frac{v_1^2}{2g} \alpha_1 = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{v_2^2}{2g} \alpha_2 + h = \text{const},$$

де α - коефіцієнт кінетичної енергії, рівний для турбулентного потоку 1,13, а для ламінарного - 2; v - середня швидкість потоку; h - зменшення питомої механічної енергії потоку на ділянці між перетинами 1 і 2, що проходить в результаті сил внутрішнього тертя.

Розрахунок додаткового члена h в рівнянні Бернуллі є основним завданням інженерної гідравліки.

Графічне представлення рівняння Бернуллі для декількох перерізів потоку реальної рідини має вигляд:



Лінія А, яка проходить за рівнями в п'єзометрах, що вимірюють в точках надлишковий тиск, називається *п'єзометричною лінією*. Вона показує зміну відрахував від площини порівняння статичного напору H_c по довжині потоку. П'єзометрические лінія відокремлює область вимірювання потенційної і кінетичної енергії.

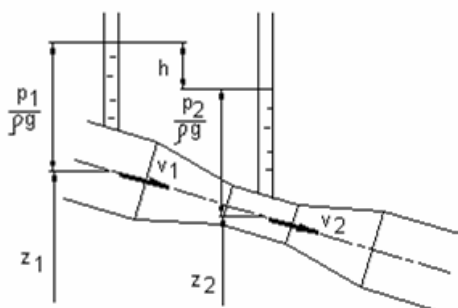
Повний напір H зменшується по довжині потоку (лінія В - лінія повного напору реальної рідини).

Градiєнт напору по довжині потоку називається *гiдравлiчним нахилом* і виражається формулою

$$i = \frac{dH}{dl},$$

тобто гiдравлiчний нахил чисельно дорiвнює синусу кута мiж горизонталлю і лінією повного напору реальної рідини.

РЕГУЛЯТОР ПОТОКУ ВЕНТУРІ



Регулятор потоку Вентурі являє собою пристрій, що встановлюється в трубопроводах і здійснює звуження потоку - дроселювання. Регулятор потоку складається з двох ділянок - плавно звужується (сопла) і поступово розширюється (дифузора). Швидкість потоку в

звуженому місці зростає, а тиск падає. У найбільшому і найменшому перетинах труби встановлені п'єзометри, свідчення яких дозволяють визначити перепад п'єзометричного напору між двома перетинами труби і записати

$$\frac{v_2^2}{2g} - \frac{v_1^2}{2g} = h.$$

У цьому рівнянні невідомими є v_1 і v_2 . З рівняння нерозривності слід $v_1 S_1 = v_2 S_2$, Що дозволяє визначити швидкість v_2 і витрата рідини через трубу

$$Q = S_2 v_2 = S_2 S_1 \sqrt{\frac{2gh}{S_2^2 - S_1^2}} = C \sqrt{h},$$

де C - константа витратоміра, що враховує також і втрати напору, так як визначається досвідом.

Аналогічно ведеться розрахунок витратомірного шайби, зазвичай виконується у вигляді кільця. Витрата визначається за заміряний різниці рівнів в п'єзометрах.

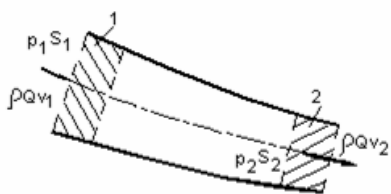
Рівняння Бернуллі і рівняння нерозривності потоку є основними при розрахунку гідравлічних систем.

РІВНЯННЯ КІЛЬКОСТІ РУХУ РІДИНИ

У деяких випадках в гідравліки зручно застосовувати рівняння кількості руху (імпульсу сил), наприклад коли треба знайти силу впливу потоку на перешкоду або русло, не розглядаючи процеси, які проходять в середині потоку рідини. Для матеріального тіла масою m , що рухається зі швидкістю v , зміна кількості руху за час dt внаслідок дії сили F виразиться векторних рівнянням

$$md\bar{v} = \bar{F}dt,$$

де $md\bar{v}$ - приріст кількості руху, обумовлене імпульсом $\bar{F}dt$.



Якщо застосувати цю теорему механіки до ділянки потоку з витратою Q між двома перетинами 1 і 2 в умовах сталого плину, то теорема відноситься до масовій витраті, тобто до маси рідини, що проходить через заданий перетин в 1 с. Так як обсяги елементів 1 і 2 однакові, а отже, і їх маси, тому приріст кількості руху дорівнюватиме $\rho Q(\bar{v}_2 - \bar{v}_1)dt$. Воно обумовлено збільшенням всіх зовнішніх сил, що діють на обсяг рідини між перетинами. тоді

$$\rho Q(\bar{v}_2 - \bar{v}_1)dt = \bar{F}dt.$$

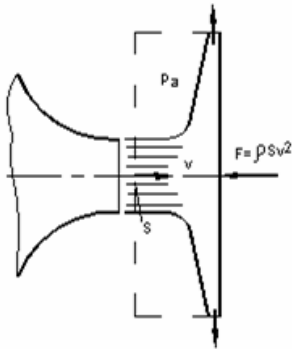
У разі збільшення часу чисельно дорівнює одиниці, і теорема представляється рівнянням

$$\rho Q \Delta v = \sum F.$$

Таким чином, при сталому русі вектор рівнодійної всіх зовнішніх сил, що діють на рідину в фіксованому обсязі, дорівнює геометричній різниці кількостей руху рідини, яка витікає з цього обсягу і впадає в нього за одиницю часу. У цьому полягає теорема Ейлера про зміну кількості руху рідкого обсягу.

Це рівняння можна записати і в проекціях на ту чи іншу вісь.

Це явище використовують у практиці, наприклад для руйнування гідромоніторами гірських порід, в брандспойтів, в гідротурбінах і т.п.



Розглянемо випадок зустрічі струменя рідини з плоскою, перпендикулярній до осі струменя перешкодою. Рідина після зіткнення з перешкодою розтікається по її поверхні, тобто потік повертається на 90° , тому проекція швидкості на напрям її первісного руху зменшується до нуля. Втрачена швидкість дорівнює її абсолютній величині, а витрата дорівнює добутку перетину струменя на швидкість потоку. Отже, сума зовнішніх сил є реакція

стілки, що дорівнює

$$\rho Q v_c = \rho S v_o^2.$$

Сила тиску струменя на перешкоду визначається за формулою:

$$F_x = 2\mu\phi S\rho gH = \rho S v^2,$$

де μ і ϕ - коефіцієнти витрати і швидкості, $\mu = 0,62$; $\phi = 0,97$.

Для випадку, коли перешкода розташовується під кутом до осі струменя, сила тиску

$$F_x = 2\mu\phi S\rho gH \sin \alpha.$$

Якщо перешкода являє собою криволінійну поверхню, що відхиляє поверхню на 180° , то сила тиску струменя

$$F_x = 4\mu\phi S\rho gH,$$

тобто перевищує гідростатичний тиск в 4 рази. Тому робочі елементи гідротурбін мають таку форму.

У разі, коли перешкода рухається в тому ж напрямку, що і рідина, то сила взаємодії струменя зменшується:

$$F_x = \rho Q(v - v_{np}),$$

де v_{np} - швидкість переміщення перепони.

Потужність, що передається струменем плоскою перешкоді,

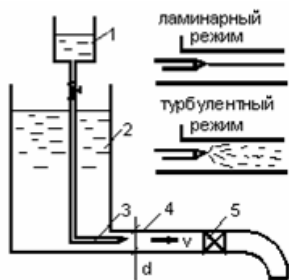
$$N = F_x v_{np} = \rho Q(v - v_{np})v_{np}.$$

ЛЕКЦІЯ №15.

Режими руху рідини

РЕЖИМИ РУХУ РІДИНИ

У першій половині XIX століття багато дослідників (Хаген, Дарсі і інші) звернули увагу на те, що в різних умовах характер і структура потоку рідини можуть бути різні. На це вказував також в своїй монографії «Про опір рідин і про повітроплавання» (1880 р) Д.І. Менделєєв. У 1883 р англійський фізик О. Рейнольдс обґрунтував теоретично і на дуже простих дослідах наочно показав існування двох принципово різних режимів руху рідини.



Експериментальна установка Рейнольдса складається: 1 - бачок з рідкою фарбою, що має ту ж саму щільність, що і випробувана рідина; 2 - резервуар з випробуваної рідиною; 3 - тонка трубка підведення фарби; 4 - прозора труба; 5 - кран. Рейнольдс провів на цій установці численні досліди, змінюючи швидкість руху і її

температуру, діаметр труби, висоту рівня рідини в резервуарі, рід рідини та інші параметри.

Фарба, потрапивши в потік випробуваної рідини у вигляді тонкої цівки в центрі живого перетину або на його периферії, продовжувала на всьому протязі потоку рухатися цівкою (або цівками, так як в деяких дослідах Рейнольдс вводив в потік відразу кілька цівок по перетину). Це свідчить про те, що і частинки випробуваної рідини рухаються також струйчатая (шарувато), так як в протилежному випадку (при наявності поперечного переміщення частинок) цівка фарби була б зруйнована. Такий режим руху був названий *ламінарним*.

В інших випадках картина перебігу різко відрізняється від описаної вище. Цівка фарби, увійшовши в потік, швидко руйнувалася, розбиваючись на окремі частинки фарби, так як вона переміщалася з випробуваної рідиною. Це свідчить про наявність крім руху вздовж осі потоку також і поперечного переміщення частинок, тобто досить складного руху частинок рідини. Такий режим руху був названий *турбулентним*.

Рейнольдс встановив, що критерієм режиму руху рідини є безрозмірна величина, що представляє собою відношення твори характерною швидкості потоку v на характерний лінійний розмір l до кінематичної в'язкості рідини ν , яка згодом була названа числом Рейнольдса. Для потоків круглого перетину число Рейнольдса може бути обчислено за формулою

$$Re = \frac{vd}{\nu}.$$

Для потоків в трубах і руслах НЕ круглого перетину число Рейнольдса може бути обчислено за формулою

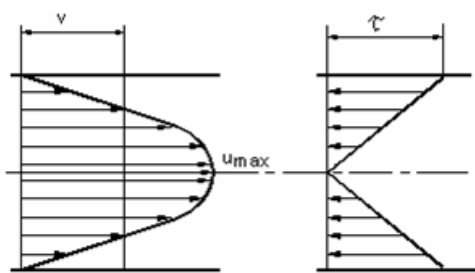
$$Re = \frac{v4R}{\nu}.$$

Значення числа Рейнольдса, відповідне переходу ламінарного режиму руху в турбулентний і навпаки називається критичним. Експериментальними дослідженнями встановлено, що для труб круглого перетину значення $Re_{кр}$ становить від 1000 до 2320. Загальноприйнятим значенням вважається $Re \approx 2300$. при $Re < Re_{кр}$ Протягом є ламінарним, при $Re > Re_{кр}$ - турбулентним. Точніше кажучи, цілком розвинене турбулентний плин в трубах встановлюється лише при $Re \approx 4000$, А при $Re = 2300 - 4000$ має місце перехідна, критична область.

На практиці має місце як ламінарний, так і турбулентний плин, причому перше спостерігається в основному в тих випадках, коли по трубах рухаються дуже в'язкі рідини, наприклад мастила, друге зазвичай відбувається в водопроводах, а також в трубопроводах, по яких протікають бензин, гас, спирт, кислоти та інші маловязкие рідини.

Зміна режиму течії при досягненні $Re_{кр}$ обумовлена тим, що одна течія втрачає стійкість, а інше набуває. При $Re < Re_{кр}$ ламінарний плин є цілком стійким: всякого роду штучна турбулізація потоку і його обурення (струсу труби, введення в потік тіла, що коливається і ін.) погашаються впливом в'язкості і ламінарний плин відновлюється. Турбулентний плин стійко, а ламинарное - нестійкий.

Ламінарний режим руху рідини



Ламінарним плином рідини називається шарувату протягом без перемішування частинок рідини і без пульсацій швидкостей і тиску.

Закон розподілу швидкостей по перетину круглої труби при ламінарному режимі руху, встановлений англійським фізиком Дж. Стоксом, має вигляд

$$u = \frac{ig}{4\nu} (r^2 + y^2),$$

де $i = H_{\text{дл}} / l$,

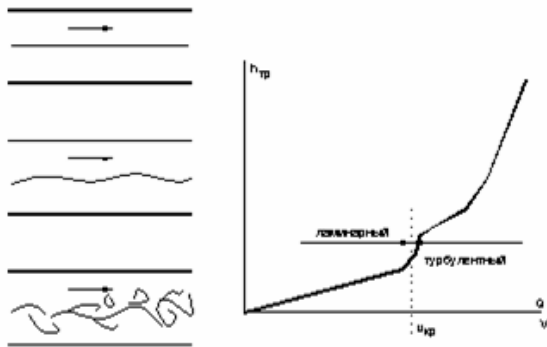
$H_{\text{дл}}$ - втрати напору по довжині.

при $y = 0$, Тобто на осі труби $u = u_{\text{max}}$,

$$u_{\max} = \frac{igr^2}{4\nu}.$$

При ламінарному русі епюра швидкостей по поперечному перерізі труби матиме форму квадратичної параболи.

Турбулентний режим руху рідини



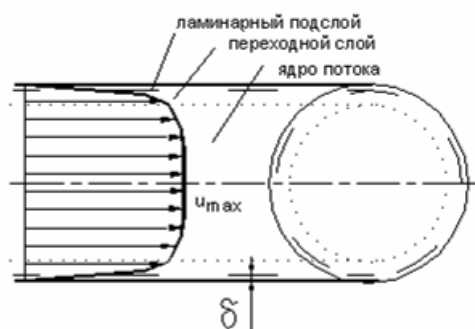
Турбулентним називається перебіг, що супроводжується інтенсивним перемішуванням рідини і пульсаціями швидкостей і тисків.

В результаті наявності вихорів і інтенсивного перемішування частинок рідини в будь-якій точці турбулентного потоку в даний момент часу має місце своя за значенням і напрямку миттєва місцева швидкість u , а траєкторія частинок, що проходять через цю точку, має різний вигляд (займають різне положення в просторі і мають різну форму). Таке коливання в часі миттєвої місцевої швидкості називається *пульсацією швидкості*. Те ж відбувається і з тиском. Таким чином, турбулентний рух є несталим.

Усереднена місцева швидкість $\bar{u}$ - фіктивної середньої швидкості в даній точці потоку на досить тривалий проміжок часу, яка не дивлячись на значні коливання миттєвих швидкостей, залишається практично постійною за значенням і паралельної осі потоків



$$\bar{u} = \frac{\int_{t_1}^{t_2} u dt}{T} = \frac{\Omega}{T}.$$



За Прандтлем турбулентний потік складається з двох областей: *ламінарного підшару* і *турбулентного ядра потоку*, між якими існує ще одна область - *перехідний шар*. Сукупність ламинарного підслоя і перехідного

шару в гідродинаміці називають зазвичай *прикордонним шаром*.

Ламінарний підслій, розташований безпосередньо біля стін труби, має дуже малу товщину δ , яка може бути визначена за формулою

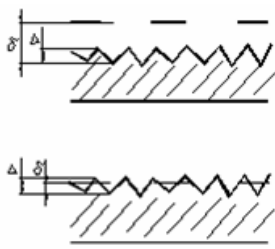
$$\delta \approx \frac{30\nu}{v\sqrt{\lambda}} = \frac{30d}{Re\sqrt{\lambda}}.$$

У перехідному шарі ламінарний плин уже порушується поперечним переміщенням частинок, причому чим далі розташована точка від стінки труби, тим вище інтенсивність перемішування частинок. Товщина цього шару також невелика, але чітку його кордон встановити важко.

Основну частину живого перерізу потоку займає ядро потоку, в якому спостерігається інтенсивне перемішування частинок, тому саме воно характеризує турбулентний рух потоку в цілому.

ПОНЯТТЯ ПРО ГІДРАВЛІЧНУ ШОРСТКІСТЬ ТРУБИ

Поверхня стінок труб, каналів, лотків мають ту чи іншу шорсткість. Позначимо висоту виступів шорсткості буквою Δ . Величину Δ називають *абсолютною шорсткістю*, а її відношення до діаметру труби (Δ/d) - *відносної шорсткістю*; величина зворотна відносної шорсткості, носить назву *відносної гладкості* (d/Δ).



Залежно від співвідношення товщини ламінарного підшару δ і висоти виступів шорсткості Δ розрізняють *гідравлічно гладкі* і *шорсткі труби*. Якщо ламінарний підшар повністю покриває всі виступи на стінках труби, тобто $\delta > \Delta$, труби вважаються гідравлічно гладкими. При $\delta < \Delta$ труби вважаються гідравлічно шорсткими. Так як значення δ залежить від Re , то одна і та ж труба може бути в одних і тих же умовах гідравлічно гладкою (при малих Re), а в інших - шорсткою (при великих Re).

ЛЕКЦІЯ №16.

Рух рідини у трубопроводах. Розрахунки трубопроводів

КЛАСИФІКАЦІЯ ТРУБОПРОВОДІВ

Всі трубопроводи можна розділити на прості і складні.

Простим називають трубопровід, що складається з труб однакового діаметра і не має по шляху відгалужень (наприклад, шахтний водовідливний трубопровід).

Складним - всі інші трубопроводи, що складаються з ряду простих, з'єднаних тим чи іншим чином (наприклад, шахтний пневматичний повітропровід, міський водопровід і ін.).

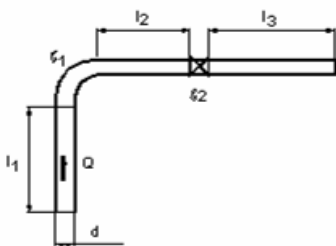
Розрізняють короткі та довгі трубопроводи.

Короткими називають трубопроводи, втрати напору в місцевих опорах яких, становлять понад 5 - 10% від втрат напору в прямих ділянках трубопроводу. До них відносяться усмоктувальні трубопроводи насосних установок, гідролінії гідроприводів та ін.

Довгими називаються трубопроводи, в яких втрати напору по довжині настільки перевищують місцеві втрати напору, що останніми без шкоди для точності розрахунку можна знехтувати, або прийняти їх орієнтовно рівними 5 - 10% від втрат напору по довжині.

Залежно від роду переміщуваного рідини трубопроводи часто називають водопроводи, нафтопроводи, газопроводи тощо

ПРОСТИЙ ТРУБОПРОВІД



Розглянемо простий короткий трубопровід, що складається з прямолінійних ділянок і місцевих опорів, і підрахуємо в ньому втрати напору, для чого скористаємося принципом складання втрат:

$$H_{\text{ном}} = H_{\text{ол}_1} + H_{\text{м}_1} + H_{\text{ол}_2} + H_{\text{м}_2} + H_{\text{ол}_3} = \lambda \frac{l_1}{d} \frac{v^2}{2g} + \zeta_1 \frac{v^2}{2g} + \lambda \frac{l_2}{d} \frac{v^2}{2g} + \zeta_2 \frac{v^2}{2g} + \lambda \frac{l_3}{d} \frac{v^2}{2g}$$

$$H_{\text{ном}} = (l_1 + l_2 + l_3) \frac{\lambda}{d} \frac{v^2}{2g} + (\zeta_1 + \zeta_2) \frac{v^2}{2g} = \lambda \frac{\sum l}{d} \frac{v^2}{2g} + \sum \zeta \frac{v^2}{2g}$$

Якщо в цьому виразі замінити швидкість на $v = 4Q/(\pi d^2)$ і зробити приведення подібних членів, тоді

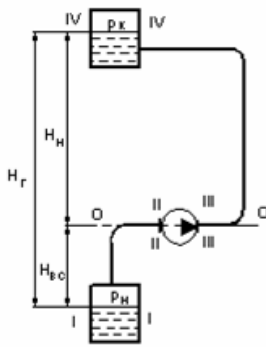
$$H_{nom} = \left(\frac{8\lambda}{g\pi^2 d^5} \sum l + \frac{8}{g\pi^2 d^4} \sum \zeta \right) \cdot Q^2.$$

Позначивши вираз, що стоїть в дужках, буквою R , отримаємо

$$H_{nom} = R \cdot Q^2.$$

Величина R називається *опором трубопроводу* і залежить від його довжини, діаметру, місцевих опорів, а при квадратичному законі опору і від шорсткості, причому в останньому випадку для даного трубопроводу $R = const$.

НАПІРНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРУБОПРОВОДОВ



Розглянемо простий трубопровід насосної установки. Для визначення напору, необхідного на переміщення рідини в цьому трубопроводі, скористаємося рівнянням Бернуллі. Проведемо площину порівняння $O - O$ і перетину $II - II$, $III - III$, $IV - IV$. Позначимо абсолютні тиску на вході в трубопровід p_n і виході з трубопроводу p_k , а відстані від площини порівняння до поверхні рідини в нижньому резервуарі $H_{вс}$ (геометрична висота всмоктування) і до поверхні рідини в верхньому резервуарі H_n (геометрична висота нагнітання). Суму цих двох висот позначимо $H_{вс} + H_n = H_g$ і назвемо її *геометричною висотою*. У загальному випадку геометрична висота це різниця відміток рівнів рідини в місцях входу і виходу її з трубопроводу.

Повний напір, необхідний для переміщення рідини по трубопроводу (підйому її та подолання протитиску і опорів в трубопроводі), створюється в даному випадку насосом і може бути виражений різницею повних напорів в перетинах $III - III$ і $II - II$ трубопроводу (на виході і вході в насос):

$$H = H_3 - H_2.$$

Якщо скористатися рівнянням Бернуллі і провести відповідні перетворення отримаємо рівняння напірної характеристики трубопроводу:

$$H = \frac{p_k - p_n}{\rho g} + H_g + RQ^2.$$

З рівняння видно, що повний натиск витрачається в трубопроводі на подолання статичного протипротиводавлення $H_{ст} = \frac{p_k - p_n}{\rho g}$, підйом рідини на висоту H_g і подолання опорів $H_{nom} = RQ^2$.

Характеристикою трубопроводу називається залежність сумарної втрати напору (або тиску) в трубопроводі від витрати:

$$\sum h = f(Q).$$

Ця характеристика має непростий вид. При дуже малих витратах

рідини, коли в трубопроводі спостерігається ламінарний режим руху, це буде пряма, потім - крива з показником ступеня m у Q , що змінюються від 1 до 2, і, нарешті, при значних витратах рідини, коли в трубопроводі має місце турбулентний режим і труби є гідравлічно шорсткими, - квадратична парабола.

Але так як при виконанні розрахунків водопроводів, шахтних водовідливних трубопроводів, пневматичних повітропроводів, вентиляційних мереж та ін. Доводиться мати справу, як правило, тільки з останньою ділянкою кривої, то умовно вважаємо її всю квадратичної параболою.

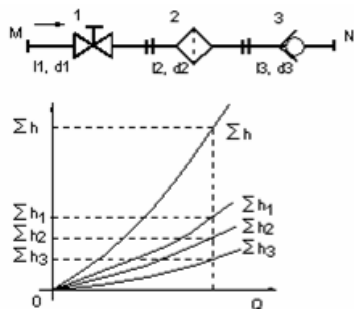
В струмі перетину кривої потрібного напору і характеристики насоса є рівність між потрібним напором і напором, створюваним насосом. Ця точка називається *робочою точкою*, так як завжди реалізує режим роботи насоса, їй відповідний.

СКЛАДНІ ТРУБОПРОВОДИ ПОСЛІДОВНЕ З'ЄДНАННЯ ТРУБОПРОВІДІВ

Розглянемо складний трубопровід, який складається з декількох простих трубопроводів, з'єднаних послідовно і мають опору R_1, R_2, R_3 .

На підставі рівняння нерозривності потоку витрата рідини по кожному з цих ділянок трубопроводу буде однаковий і рівний Q , а втрати напору в них будуть:

$$H_{nom1} = R_1 \cdot Q^2, \quad H_{nom2} = R_2 \cdot Q^2, \quad H_{nom3} = R_3 \cdot Q^2.$$



Втрати напору в даному трубопроводі відповідно до принципу накладення втрат можуть бути обчислені в такий спосіб:

$$H_{nom} = \sum_{i=1}^n H_{nom i} = \sum_{i=1}^n R_i \cdot Q^2.$$

Таким чином, опір складного трубопроводу при послідовному з'єднанні труб збільшується.

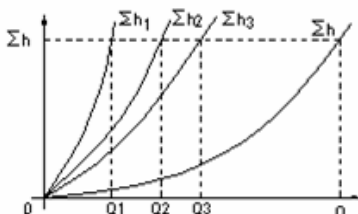
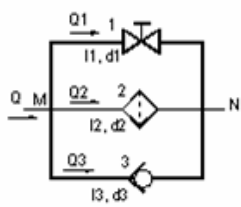
Характеристика такого складного трубопроводу може бути побудована безпосередньо за рівнянням трубопроводу

$$H = \frac{p_k - p_n}{\rho g} + H_c + RQ^2,$$

де R підраховується з $R = \sum_{i=1}^n R_i$, або графічним шляхом підсумовування ординат напірних характеристик окремих ділянок трубопроводу при однакових Q .

ПАРАЛЕЛЬНЕ З'ЄДНАННЯ ТРУБОПРОВОДІВ

Розглянемо складний трубопровід, який складається з декількох простих трубопроводів, з'єднаних паралельно. Нехай опору трубопроводів рівні R_1, R_2, R_3 , а витрати рідини по ним Q_1, Q_2, Q_3 .



Відповідно до рівняння нерозривності потоку загальна витрата рідини за таким трубопроводом буде

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3.$$

Втрати напору в кожному з трубопроводів підраховуються по

$$H_{nom1} = R_1 \cdot Q_1^2, H_{nom2} = R_2 \cdot Q_2^2, H_{nom3} = R_3 \cdot Q_3^2.$$

Втрати напору в будь-якому з простих трубопроводів, а також загальні втрати напору в даному складному трубопроводі дорівнюватимуть і рівні різниці повних напорів в перетинах A і B.

Витрати в будь-якому з простих трубопроводів обернено пропорційні кореню квадратному опору трубопроводу.

Втрати напору в даному трубопроводі будуть

$$H_{nom} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\sqrt{R_1}} + \frac{1}{\sqrt{R_2}} + \frac{1}{\sqrt{R_3}} \right)^2} \cdot Q^2.$$

Таким чином, опір складного трубопроводу при паралельному з'єднанні зменшується і становить

$$R = \frac{1}{\left(\sum_{i=1}^n \frac{1}{\sqrt{R_i}} \right)^2}.$$

Характеристика такого складного трубопроводу може бути побудована безпосередньо за рівнянням трубопроводу, або графічно шляхом підсумовування абсцис напірних характеристик окремих простих трубопроводів при однакових H .

ТРУБОПРОВІД З КОЛІЙНОЮ ВИТРАТОЮ РІДИНИ

Трубопроводом з колійною витратою рідини називається такий трубопровід, в якому рідина лунає в ряді пунктів по його довжині. При великому числі таких пунктів можна з достатньою точністю вважати, що розбір рідини здійснюється рівномірно по довжині l з інтенсивності

$$q = Q_n / l, \quad [(\text{м}^3/\text{с}) / \text{м}].$$

Завдання, як і в попередніх випадках, зводиться до визначення втрат напору в трубопроводі, але відмінність полягає в тому, що в даному трубопроводі витрата рідини є змінним.

ОСНОВИ РОЗРАХУНКУ ГАЗОПРОВОДІВ

У порівнянні з рухом крапельних рідин рух газів відрізняється рядом особливостей, зумовлених відмінністю фізичних властивостей цих рідин (зокрема, залежністю щільності газів від тиску і температури).

При відсутності теплової ізоляції газопроводу (що характерно для шахтних пневматичних і дегазаційних трубопроводів) і зміні швидкості по його довжині не більше ніж в 2 рази температура газу по довжині залишається практично однаковою ($T \approx \text{const}$) і дорівнює приблизно температурі навколишнього середовища, тобто в газопроводі має місце ізотермічний процес.

При розрахунку газопроводів і повітропроводів слід розрізняти два випадки:

1) рух газу відбувається при невеликому відносному зміні тиску $(\Delta p / p_1) \cdot 100\% < 4 - 5\%$, Що спостерігається, наприклад, при русі повітря в шахтній вентиляційній мережі або вентиляційних трубопроводах місцевого провітрювання. В цьому випадку з достатньою для практики точністю (2 - 2,5%) можна знехтувати сжимаемостью газу, тобто вважати його щільність $\rho = \text{const}$, і користуватися звичайною формулою Дарсі-Вейсбаха;

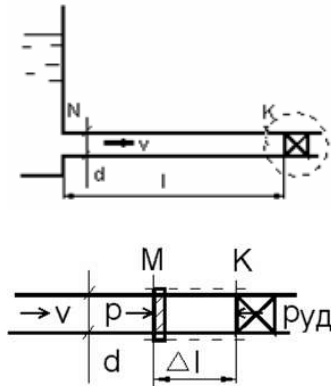
2) рух газу відбувається при значному відносному зміні тиску $(\Delta p / p_1) \cdot 100\% > 4 - 5\%$, що, наприклад, має місце в шахтних пневматичних і дегазаційних трубопроводах. В цьому випадку нехтувати стисливістю не можна.

При вирішенні практичних завдань найчастіше доводиться визначатимуть не витрата газу, а за відомим витраті і падіння тиску підбирати діаметр труб газопроводу. Це завдання вирішується аналітично або графічно по спеціально побудованим для конкретних випадків номограммам.

ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ УДАР В ТРУБОПРОВОДАХ

При різкій зміні швидкості рідини в напірному трубопроводі відбувається уповільнення або прискорення її руху, в результаті чого виникають сили інерції, які призводять відповідно до підвищення або зниження тиску в трубопроводі. Це явище, що супроводжується нерідко

звуком, схожим зі звуком глухого удару твердих тіл, а в ряді випадків і сильним струсом трубопроводу, отримало назву гідравлічного удару.



Незважаючи на те, що з явищем гідравлічного удару, неодноразово приводили до аварій трубопроводів, вчені та інженери були знайомі порівняно давно, правильне пояснення цього складного фізичного процесу було дано лише в 1898 р проф. Н. Е. Жуковським на підставі великих теоретичних і експериментальних досліджень. Теорія гідравлічного удару і розрахункові формули, виведені Н. Е. Жуковським, були використані вченими і інженерами

усього світу при розрахунку трубопроводів і подальшого вивчення цього явища.

Для визначення значення підвищення тиску в трубопроводі при різкій зміні швидкості розглянемо горизонтальний трубопровід діаметром d , за яким із середньою швидкістю v рухається крапельна рідина, що має тиск p . При швидкому (будемо вважати миттєвому) закритті крана частки рідини, що опинилися в цей момент безпосередньо у крана, також миттєво зупиняться, а їх кінетична енергія перетворюється в потенційну - швидкість стане рівною нулю, а тиск рідини підвищиться до значення $p_{уд}$ (ударного тиску), в наслідок чого відбудеться стиснення розташованого у крана шару рідини і розширення стінок оточуючих його труб. Завдяки цьому звільниться деякий (досить малий) обсяг і наступний шар рідини буде мати можливість ще трохи просунутися у напрямку до крана.

Так як модулі пружності рідини і матеріалу стінок труб чималі (наприклад, для води $E \approx 2 \cdot 10^9$, для сталі $E \approx 2 \cdot 10^{11}$ Па, для чавуну $E \approx 1 \cdot 10^{11}$ Па і т. Д.), то зменшенням обсягу в зупиненому шарі рідини внаслідок його малості при виконанні розрахунків цілком можна знехтувати, але для пояснення процесу гідравлічного удару це має дуже важливе значення. Облік стисливості рідини і розширення стінок труб, здійснений вперше Н. Е. Жуковським, дав йому можливість правильно описати картину гідравлічного удару і вивести основні розрахункові залежності.

Нехай за час Δt після миттєвого закриття крана біля нього зупиниться елементарний об'єм рідини $\Delta V = (\pi d^2 / 4) \Delta l$, укладений між перетинами M і K , які розташовані на відстані Δl один від одного. При цьому швидкість рідини в цьому обсязі стане рівною нулю, а тиск - руй, лівіше перетину M рідина ще продовжує рухатися зі швидкістю v і має тиск p .

Таким чином, за час Δt маса рідини Δm в обсязі ΔV втратить кількість руху $\Delta m(v - 0) = \Delta m v = \rho \Delta V v = \rho (\pi d^2 / 4) \cdot \Delta l \cdot v$. На виділений обсяг діють сили тиску,

результуюча яких $P = (p_{y0} - p)\pi d^2 / 4$, і сила тяжіння $\Delta G = \Delta mg$. Імпульси цих сил за час Δt будуть $P \Delta t$ і $\Delta Q \Delta t$.

Спроекуємо імпульси зовнішніх сил і зміна кількості руху на вісь потоку і відповідно до теореми про зміну кількості руху прирівняємо ці проекції. Так як сила ΔQ діє нормально до осі потоку, то проекція імпульсу цієї сили буде дорівнює нулю, тому

$$\Delta mv = P \Delta t \quad \text{або} \quad \rho(\pi d^2 / 4) \cdot \Delta l \cdot v = (p_{y0} - p)(\pi d^2 / 4) \cdot \Delta t,$$

звідки

$$\Delta p = p_{y0} - p = \rho v \Delta l / \Delta t.$$

ставлення $\Delta l / \Delta t$ в отриманому рівнянні є швидкість поширення гідравлічного удару з (швидкість поширення ударної хвилі) в трубопроводі, тому

$$\Delta p = \rho v c.$$

Ця формула Н.Є. Жуковського використовується для визначення приросту тиску при так званому прямому гідравлічному ударі.

Швидкість поширення ударної хвилі з залежить від пружних властивостей рідини і трубопроводу і може бути знайдена за формулою

$$c = \frac{\sqrt{E_{жс} / \rho}}{\sqrt{1 + \frac{d}{\delta} \frac{E_{жс}}{E}}},$$

де $E_{жс}$ - модуль пружності рідини; E - модуль пружності матеріалу трубопроводу; δ - товщина стінок труб.

За своїм значенням з близька до швидкості поширення звуку в даній рідини $a = \sqrt{E_{жс} / \rho}$, Так як знаменник $\sqrt{1 + \frac{d}{\delta} \frac{E_{жс}}{E}}$ мало відрізняється від одиниці.

Так, для води $a = 1430$ м/с, для сталевих водопроводів $c = 1050 - 1350$ м/с.

Таким чином, в разі прямого гідравлічного удару при швидкості води в сталевому трубопроводі 1 м / с збільшення тиску? Р складе приблизно 1 МПа. Таке різке підвищення тиску становить небезпеку для трубопроводу, тому для попередження аварії необхідно передбачати захисні заходи.

Нехтуючи гідравлічними втратами в трубопроводі і рядом інших факторів, що відбуваються при гідравлічному ударі процеси можна представити таким чином. Нехай з резервуара значної місткості по трубопроводу довжиною l і діаметром d , рухається крапельна рідина зі швидкістю v . Як було показано вище, при швидкому (миттєвому) перекритті крана також миттєво зупиняється шар рідини, розташований безпосередньо у крана, і тиск в ній підвищується від p до p_{y0} . Внаслідок стиснення рідини і розширення стінок труб в цьому шарі звільняється деякий (досить малий)

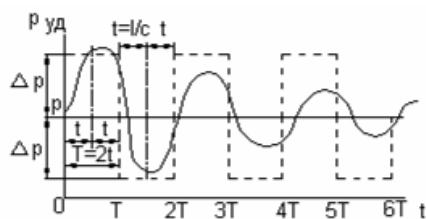
обсяг, завдяки чому зупинка наступного шару відбудеться не одночасно з першим, а через деякий (також вельми малий) проміжок часу. Після зупинки другого шару в ньому відбудуться аналогічні явища (підвищення тиску до $p_{y\partial}$, стиснення рідини, розширення стінок труб і, як наслідок, звільнення деякого елементарного об'єму), потім ці ж явища виникнуть в наступних шарах і так далі по всій довжині трубопроводу l до самого його початку (перетину N).

Таким чином, незважаючи на миттєве закриття крана зупинка всієї рідини в трубопроводі відбудеться не миттєво, а закінчиться через деякий проміжок часу $t = l/c$.

У момент досягнення ударною хвилею вхідного перетину трубопроводу вся рідина в ньому виявиться стислій, швидкості всіх частинок рівними нулю, а тиск - рівним $p_{y\partial}$. Отже, через час t в перерізі N виникає стан, при якому зліва тиск рідини буде p , справа $p_{y\partial} = p + \Delta p$. При таких умовах рівновагу неможливо, тому почнеться переміщення рідини (Внаслідок малої стисливості крапельної рідини переміщення її частинок дуже малі, але саме вони створюють хвильовий процес передачі тиску в рідині) з трубопроводу в резервуар (з області більшого тиску в область меншого) і зниження тиску в трубопроводі до значення p , яке буде поширюватися в сторону крана з тією ж швидкістю c , тобто виникає відбита хвиля, що досягає через проміжок часу t перетину K . Таким чином, підвищений тиск $p_{y\partial}$ у крана після його миттєвого закриття буде існувати протягом часу $2t = T$, званого *фазою гідравлічного удару*.

Рідина і стінки труб передбачаються пружними, тому в процесі зниження тиску в трубопроводі до значення p вони повертаються до свого попереднього стану, відповідне цьому тиску. Робота деформації переходить в кінетичну енергію і рідина в трубопроводі набуває первісну швидкість v , але спрямовану в протилежну сторону. З цією швидкістю рідина в трубопроводі прагне відірватися від крана, внаслідок чого виникає негативна ударна хвиля з тиском - Δp , яка направляється від крана до резервуару зі швидкістю c , залишаючи за собою стиснуті стінки труб і розширилася рідина.

У момент досягнення цієї ударною хвилею вхідного перетину трубопроводу (через проміжок часу t) в ньому знову створюється нерівноважний стан - зліва тиск буде p , справа $p - \Delta p$, в результаті чого почнеться відтік рідини з резервуара в трубопровід. Це спричинить виникнення переміщення частинок рідини в трубопроводі зі швидкістю c , підвищення тиску до значення p , повернення стінок труб і рідини до попереднього стану, відповідному тиску p . Весь цей комплекс явищ буде поширюватися в сторону крана зі швидкістю c і через проміжок часу t відбита хвиля досягне крана (перетину K).



У момент досягнення відбитою хвилею крана (тобто через час $4t=2T$ після його закриття) виникне ситуація, вже мала місце в момент закриття крана, і, якщо знехтувати розсіюванням енергії, весь цикл гідравлічного удару повториться знову.

Теоретичний графік зміни тиску в перерізі K (перед краном). Насправді, внаслідок наявності гідравлічних опорів коливання тиску в трубопроводі є затухаючими (амплітуди Δp зменшуються), крім того, тиск наростає (а також падає) не миттєво.

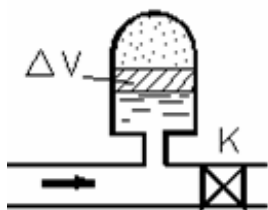
Вище було розглянуто так званий прямий гідравлічний удар, коли час закриття крана було менше фази гідравлічного удару (тобто $t_3 < T = 2l/c$).

У разі непрямого гідравлічного удару (коли закриття крана відбувається порівняно повільно або трубопровід має, малу довжину, в зв'язку з чим відбита хвиля встигає досягти крана до закінчення його закриття, тобто коли $t_3 > T = 2l/c$) приріст тиску може бути орієнтовно визначено по формулі

$$\Delta p = \rho v c \frac{T}{t_3} = \frac{2 \rho l v}{t_3}.$$

Найбільш простими і поширеними пристроями для захисту трубопроводів від гідравлічних ударів є засувки і крани, що забезпечують повільне перекриття прохідного перерізу, що, істотно знижує Δp .

У тих випадках, коли за умовами технології необхідно або можливо швидко перекриття трубопроводу, вдаються до установки повітряних ковпаків, спеціальних гасителів удару і ін.



При наявності перед краном повітряного ковпака в момент перекриття краном K трубопроводу частина рідини заходить в ковпак і стискає що знаходиться там повітря, тому швидкість рідини в трубопроводі буде зменшуватися не миттєво, а поступово; при зниженні тиску в трубопроводі повітря розширюється і витісняє з ковпака надлишок рідини ΔV . При достатньому обсязі ковпака в результаті пружності повітря і поступового зменшення швидкості рідини в трубопроводі підвищення тиску в ньому буде незначним.

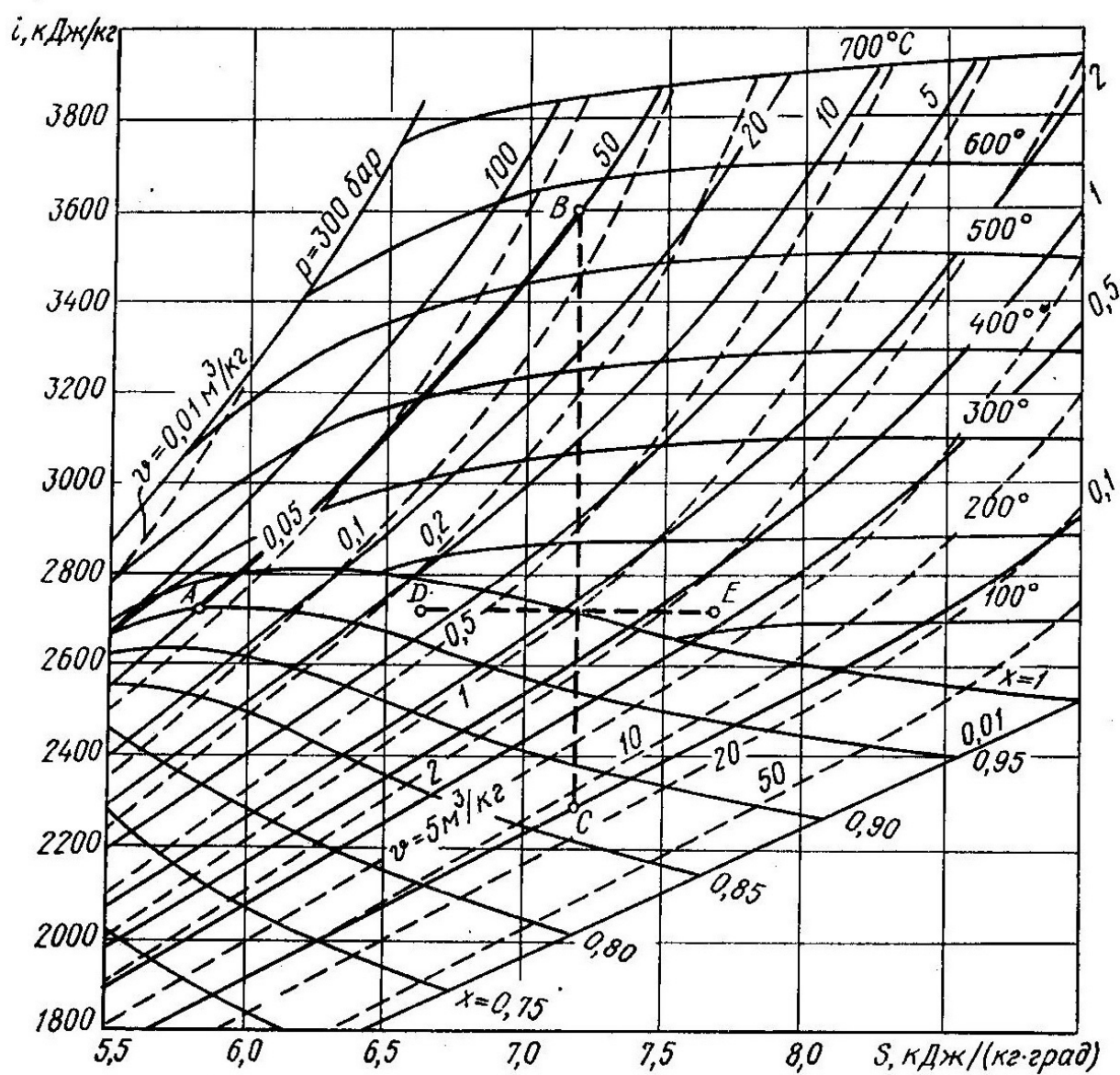
Поряд з пристроями для захисту трубопроводів від гідравлічних ударів існують спеціальні пристрої (гідравлічні тарани, гідроімпульсатори), в яких гідравлічний удар створюється штучно з метою його подальшого використання.

Гідравлічний таран є водопідйомний пристрій, яке має приводить двигуна, а використовує для підйому води (Q_2) на певну висоту (H_2) енергію води ($Q_1 > Q_2$), що спускається в бак тарана з меншої висоти (H_1) і частково скидається ($Q_1 - Q_2$) через ударний клапан, розташований в цьому баку.

Для підвищення тиску жене рідини використовуються штучно

викликані і діючі з певною частотою гідравлічні удари.

Гідроімпульсатор знаходить застосування в гідромоніторах, використовуваних при гідромеханізації видобутку корисних копалин і розкривних робіт. За допомогою гідроімпульсатора на ділянці трубопроводу певної довжини безпосередньо перед гідромонітором штучно створюються незгасаючі гідравлічні удари (автоколебання тиску), що забезпечують підвищення тиску води перед стволом гідромонітора в 1,5 - 2 рази і отримання пульсуючого струменя. Це, в свою чергу, призводить до підвищення продуктивності гідроотбойки і зниження енергоємності гідромонітора.

Диаграмма is для водяного пара.

Література

Базова література

1. Гідравліка : навч. посіб. / В. І. Дуганець та ін. ; за ред. В. І. Дуганця, І. М. Бендери, В. А. Дідура. Кам'янець-Подільський : ФОП Сисин О.В., 2021. 572 с.
2. Гідравліка, гідро- та пневмоприводи : конспект лекцій / уклад. Е. В. Колісніченко, А. С. Мандрика, В. О. Панченко. Суми : Сумський державний університет, 2021. 176 с. URL: https://essuir.sumdu.edu.ua/bitstream-download/123456789/84530/1/Kolisnichenko_hidravlika.pdf;jsessionid=91163E47F2826F1FE0069DFF121C048
3. Дідур В. А., Палішкін Д. П., Журавель М. А., Борхаленко Ю. О. Гідравліка : підручник / за ред. В.А. Дідура. Херсон : Олді-Плюс, 2015. 624 с.
4. Дідур В. А., Савченко О. Д., Журавель Д. П., Мовчан С. І. Гідравліка та її використання в агропромисловому комплексі : підручник. Київ : Аграрна освіта, 2018. 577 с.
5. Дідур В. А., Савченко О. Д., Пастушенко С. І., Мовчан С. І. Гідравліка, сільськогосподарське водопостачання та гідропневмопривод. Запоріжжя : Прем'єр, 2021. 464 с.
6. Журавель Д. П., Паламарчук І. П., Уманський С. М., Паламарчук В. І. Гідравліка, гідро- та пневмоприводи : підручник / за ред. Д. П. Журавля. Київ : ЦП «Компринт», 2021. 449 с. URL: <http://elar.tsatu.edu.ua/bitstream/123456789/15686/1/Гідравліка%20та%20гідро-пневмоприводи.pdf>
7. Ратушний О. В., Гусак О. Г. Гідравліка : підручник. 2-ге вид., перероб. Суми : Сумський державний університет, 2022. 251 с. URL: https://essuir.sumdu.edu.ua/bitstream-download/123456789/89403/3/Ratushniy_Gusak.pdf
8. Федоров В. Г., Мамелюк Н. С., Кепко О. І., Пушка О. С. Гідравліка і гідропривод : довідник / за ред. В. Г. Федорова. Умань :

Видавничополіграфічний центр «Візаві», 2021. 135 с. URL: <https://pmoapv.udau.edu.ua/assets/files/2021/metodichni-vkazivki/gidravlika-i-gidroprivod-pidruchnik.pdf>

Допоміжна література

1. Корець М. Гідравліка, пневматика, термодинаміка : навчальний посібник. Київ : НПУ імені М. П. Драгоманова, 2020. 323 с. URL: <https://enpuir.npu.edu.ua/bitstream/handle/123456789/36274/Korets.pdf?sequence=1&isAllowed=y>.
2. Технічна термодинаміка, гідравліка і гідромашини : навчальний посібник. У 2 ч. Ч. I. Технічна термодинаміка та гідростатика / В. Е. Дранковський, К. А. Миронов, Н. М. Фатєєва, К. С. Рєзва, Є. С. Крупа. Харків : НТУ «ХП», 2020. 194 с. URL: <https://repository.kpi.kharkov.ua/server/api/core/bitstreams/e5e869f3-f27a-4c16-b1ff-967fc1e5ca21/content>

Інформаційні ресурси

1. Матеріали з навчальної дисципліни узагальнено у освітній платформі Moodle. URL: <https://moodle.mnau.edu.ua/course/view.php?id=665>.
2. Бібліотека Миколаївського національного аграрного університету. URL: <https://lib.mnau.edu.ua/>.
3. Репозитарій Миколаївського національного аграрного університету. URL: <http://dspace.mnau.edu.ua/jspui/>

Навчальне видання

Теплотехніка та гідравліка

Конспект лекцій

Укладач: **Сидорика** Ігор Миколайович

Формат 60x84 1/16. Ум. друк. арк. 5,0.
Тираж 20 прим. Зам. № _____

Надруковано у видавничому відділі
Миколаївського національного університету
54020, м. Миколаїв, вул. Георгія Гонгадзе, 9

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4490 від 20.02.2013 р.