

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ,
МОЛОДІ ТА СПОРТУ УКРАЇНИ**

**ХАРКІВСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ХАРЧУВАННЯ ТА ТОРГІВЛІ**

М. І. ПОГОЖИХ А. О. ПАК

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ОБРОБКИ СИРОВИНИ

Навчальний посібник

Харків

2011

УДК 664.727 (075.8)
ББК 36.812

П 43

Рецензенти:

д-р техн. наук, проф. В. О. Потапов;

д-р техн. наук, проф. О. М. Сафонова

Рекомендовано вченою радою Харківського державного університету харчування та торгівлі, протокол №11 від 7 липня 2011 р.

П 43 **Погожих, М. І.** Фізичні основи обробки сировини [Текст] : навчальний посібник / М. І. Погожих, А. О. Пак ; Харк. держ. ун-т харч. та торгівлі. – Х., 2011. – 82 с.

ISBN

Навчальний посібник спрямовано на поглиблення розуміння фізичних явищ, є продовженням та більш прикладним курсом, який пропонується викладати на основі таких курсів, як «Фізика», «Вища математика», «Теплотехніка», які становлять основу теоретичної та прикладної підготовки інженерів, є фундаментальною базою, без якої не можлива успішна діяльність майбутнього інженера.

У посібнику розглянуто фізичні основи змін властивостей сировини під час проведення наступних класів процесів: гідромеханічних, механічних, теплових та масообмінних.

УДК 664.727 (075.8)
ББК 36.812

© Погожих М. І., Пак А. О.
© Харківський державний
університет харчування
та торгівлі, 2011

ISBN

ВСТУП

Процес – це послідовні й закономірні зміни в системі (продукті, матеріалі), що приводять до виникнення в ній нових властивостей.

Класифікація процесів дозволяє чітко підрозділити досліджуваний предмет на окремі розділи, що поєднують явища або об'єкти, в основі яких лежать загальні закономірності.

Необхідність класифікації процесів полягає в тому, що на її основі можна розрізнені й на перший погляд незв'язані між собою процеси об'єднати в класи, групи, види й розглядати їх на основі єдиних наукових закономірностей. Це дозволяє застосовувати загальні методи аналізу.

Виділяють три види (системи) класифікації процесів харчових виробництв. Перший вид класифікації заснований на організаційно-технічній структурі процесів, другий – на зміні параметрів процесу в часі, третій – на кінетичних закономірностях процесів.

Відповідно до класифікації за організаційно-технічними ознаками всі процеси підрозділяють на три класи: періодичної дії, безперервної й комбіновані.

Визначальними параметрами процесів харчових виробництв, які класифікуються за зміною параметрів процесу з часом, є температура, швидкість, концентрація, консистенція продукту й т. ін. Залежно від зміни цих параметрів всі процеси підрозділяються на стаціонарні і нестаціонарні. У стаціонарних процесах значення кожного з параметрів є постійними в часі й залежать лише від положення даної точки системи в просторі. У загальному виді це можна представити наступним чином:

$$П = f(x, y, z),$$

де $П$ – параметр системи, що приймає участь в процесі; x, y, z – координати системи.

У нестаціонарних процесах параметри стану залежать не тільки від положення даної точки системи в просторі, але й від часу:

$$P = f(x, y, z, \tau),$$

де τ – час.

За класифікацією процесів за кінетичними закономірностями, у загальному виді кінетичні закономірності характеризуються наступною залежністю (виконується поблизу стану рівноваги): швидкість процесу прямо пропорційна рушійній силі й обернено пропорційна опору. Це положення може бути представлене у вигляді загального рівняння

$$I = \frac{x}{R} = Kx,$$

де I – швидкість процесу; R – опір; K – провідність (величина, зворотна опору); x – рушійна сила процесу.

Всі процеси технології хімічної, харчової і технології продуктів харчування можна підрозділити на наступні сім класів: гідромеханічні, механічні, теплові, масообмінні, хімічні, мікробіологічні, електрофізичні.

До гідромеханічних процесів відносяться ті процеси, які протікають у рідинних або газових системах під зовнішнім впливом. Швидкість цих процесів визначається законами гідро- і аеродинаміки. Рушійною силою гідромеханічних процесів є перепад тисків $X_z = \Delta p$.

Механічні процеси описуються законами механіки твердих тіл. Рушійною силою механічних процесів є різниця зусиль у різних точках оброблюваного об'єкта $X_m = \Delta F$.

До теплових процесів відносяться процеси, швидкість яких підкоряється законам теплопередачі. Рушійна сила теплових процесів – різниця температур $X_T = \Delta t$.

Масообмінні процеси, які часто називають дифузійними, характеризуються переносом (переходом) одного або декількох компонентів вихідної речовини з однієї фази в іншу. Наприклад, при сушінні матеріалів вода переходить у пару, що

у свою чергу надходить у сушильний агент і навколишнє середовище. Рушійна сила різноманітних масообмінних процесів являє собою різницю хімічних потенціалів або концентрацій.

Хімічні процеси, їх ще називають реакційними, підкоряються законам хімічної кінетики.

Мікробіологічні процеси проходять відповідно до біологічних законів життєдіяльності мікроорганізмів. Прикладом цих процесів можуть служити процес готування дріжджового тесту, процеси квашення молока, квашення капусти й т.п.

Електрофізичні процеси протікають під впливом електричного струму. Рушійною силою цих процесів є різниця потенціалів $X_{en} = \Delta U$.

У посібнику даються фізичні основи наступних класів процесів: гідромеханічних, механічних, теплових та масообмінних.

1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ МЕХАНІЧНИХ ПРОЦЕСІВ

1.1. Робота та енергія

1.1.1. Енергія, робота, потужність

Енергія – універсальна міра різних форм руху та взаємодії. З різними формами руху матерії зв'язують різні форми енергії: механічну, теплову, електромагнітну, ядерну й ін. В одних явищах форма руху матерії не змінюється (наприклад, гаряче тіло нагріває холодне), в інших – переходить в іншу форму (наприклад, у результаті тертя механічний рух перетворюється в тепло). Однак у всіх випадках енергія, віддана (у тій або іншій формі) одним тілом іншому, дорівнює енергії, отриманій останнім тілом.

Зміна механічного руху тіла викликається силами, що діють на нього з боку інших тіл. Щоб кількісно характеризувати процес обміну енергією між взаємодіючими тілами, в механіку вводиться поняття роботи сили.

Якщо тіло рухається прямолінійно та на нього діє постійна сила F , що утворює деякий кут α з напрямком переміщення, то робота цієї сили дорівнює добутку проекції сили F_s на напрямок переміщення ($F_s = F \cos \alpha$), помножену на переміщення точки прикладання сили:

$$A = F_s s = F s \cos \alpha . \quad (1.1)$$

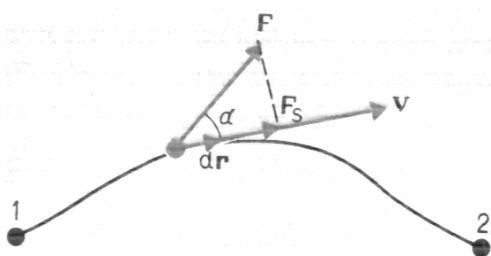


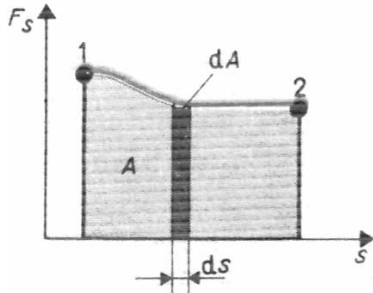
Рис.1.1 – Дія сили на ділянці 1-2

У загальному випадку сила може змінюватися як за модулем, так і за напрямком, тому формулою (1.1) користуватися не можна. Однак, якщо розглянути елементарне переміщення dr , то силу F можна вважати постійною, а рух точки її прикладання – прямолінійним. Елементарною роботою сили F на переміщенні dr називається скалярна величина

$$dA = \vec{F} d\vec{r} = F \cos \alpha ds,$$

де α – кут між векторами F і dr ; ds – елементарний шлях.

Робота сили на ділянці траєкторії від точки 1 до точки 2 (Рис.1.1) дорівнює алгебраїчній сумі елементарних робіт на окремих нескінченно малих ділянках шляху. Ця сума приводиться до інтеграла



$$A = \int_1^2 F \cos \alpha ds = \int_1^2 F_s ds. \quad (1.2)$$

Рис.1.2 – Графічна залежність сили від переміщення

Для обчислення цього інтегралу необхідно знати залежність сили F від шляху s уздовж траєкторії 1-2. Нехай ця залежність представлена графічно (Рис.1.2), тоді робота A визначається на графіку площею зафарбованої фігури. Якщо, наприклад, тіло рухається прямолінійно, сила $F = \text{const}$ і $\alpha = \text{const}$, то отримаємо

$$A = \int_1^2 F \cos \alpha ds = F \cos \alpha \int_1^2 ds = Fs \cos \alpha$$

де s – пройдений тілом шлях.

З формули слідує, що за $\alpha < \pi/2$ робота сили позитивна, у цьому випадку складова F_s збігається за напрямком з вектором швидкості руху v . Якщо $\alpha > \pi/2$, то робота сили негативна. При $\alpha = \pi/2$ (сила спрямована перпендикулярно переміщенню) робота сили дорівнює нулю.

Щоб охарактеризувати швидкість здійснення роботи, вводять поняття потужності:

$$N = \frac{dA}{dt}. \quad (1.3)$$

Одиниця потужності – ват (Вт): 1 Вт – потужність, при якій за час 1 с виконується робота в 1 Дж (1 Вт=1 Дж/с).

1.1.2. Кінетична та потенціальна енергії. Закон збереження механічної енергії

Кінетична енергія механічної системи – це енергія механічного руху цієї системи.

Сила F , діючи на тіло, що покоїться, й викликаючи його рух, виконує роботу, а енергія тіла, що рухається, зростає на величину виконаної роботи. Таким чином, робота A сили F на шляху, що тіло пройшло за час зростання швидкості від 0 до v , іде на збільшення кінетичної енергії dW_k тіла, тобто

$$dA = dW_k.$$

Використовуючи другий закон Ньютона $F = m \frac{dv}{dt}$ та помноживши обидві частини рівняння на переміщення dr , одержимо

$$Fdr = m \frac{dv}{dt} dr = dA.$$

Оскільки $v = \frac{dr}{dt}$, то

$$dA = mv dv = dW_k,$$

звідки

$$W_k = \int_0^v mv dv = \frac{mv^2}{2}.$$

Таким чином, тіло масою m , що рухається зі швидкістю v , має кінетичну енергію

$$W_k = \frac{mv^2}{2}. \quad (1.4)$$

З формули (1.4) видно, що кінетична енергія залежить тільки від маси й швидкості тіла, тобто кінетична енергія системи є функція стану її руху.

Під час виведення формули (1.4) передбачалося, що рух розглядається в інерціальній системі відліку, тому що інакше не можна було б використати закони Ньютона. У різних інерціальних системах відліку, що рухаються одна відносно іншої, швидкість тіла, а отже, і його кінетична енергія будуть неоднакові. Таким чином, кінетична енергія залежить від вибору системи відліку.

Потенціальна енергія – механічна енергія системи тіл, обумовлена їхнім взаємним розташуванням і характером сил взаємодії між ними.

Нехай взаємодія тіл здійснюється за допомогою силових полів. Силове поле – це частина простору, в кожній точці якого діє однозначно обумовлена за величиною та природою сила. Поле пружних сил або поле гравітаційних сил характеризуються тим, що робота, виконується силами при переміщенні тіла з одного положення в інше, не залежить від того, по якій траєкторії це переміщення відбулося, а залежить тільки від початкового й кінцевого положень. Такі поля називаються потенціальними, а сили, що діють у них, – консервативними. Якщо ж виконана робота залежить від траєкторії переміщення тіла з однієї токи в іншу, то така сила називається дисипативною; її прикладом є сила тертя.

Тіло, перебуваючи в потенціальному полі сил, має потенціальну енергію W_p . Робота консервативних сил при елементарній (нескінченно малій) зміні конфігурації системи дорівнює збільшенню потенціальної енергії, взятій зі знаком мінус, тому що робота відбувається за рахунок зменшення потенціальної енергії:

$$dA = -dW_p. \quad (1.5)$$

Робота A виражається як скалярний добуток сили F на переміщення dr і вираження (1.5) можна записати у вигляді

$$Fdr = -dW_p. \quad (1.6)$$

Отже, якщо функція $W_p(r)$ відома, то з формули (1.6) можна знайти силу F по модулю й напрямку.

Потенціальна енергія може бути визначена виходячи з (1.6) як

$$W_p = -\int Fdr + C,$$

де C – постійна інтегрування, тобто потенціальна енергія визначається з точністю до деякої довільної константи. Це, однак, не відбивається на фізичних законах, тому що в них входить або різниця потенціальних енергій у двох положеннях тіла, або похідна W_p по координатах. Тому потенціальну енергію тіла в деякому визначеному положенні вважають рівною нулю (вибирають нульовий рівень відліку), а енергію тіла в інших положеннях вираховують щодо нульового рівня. Для консервативних сил

$$F_x = -\frac{dW_p}{dx}, \quad F_y = -\frac{dW_p}{dy}, \quad F_z = -\frac{dW_p}{dz},$$

або у векторному вигляді

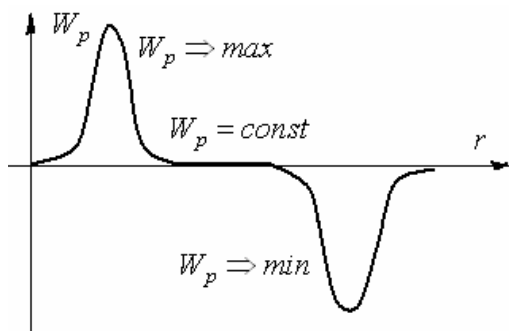
$$F = -\text{grad}W_p, \quad (1.7)$$

де

$$\text{grad}W_p = i\frac{dW_p}{dx} + j\frac{dW_p}{dy} + k\frac{dW_p}{dz}$$

(i, j, k – одиничні вектори координатних осей).

Потенціальна енергія визначає рівновагу у системі взаємодіючих тіл та полів:



$$\frac{dW_p}{dr} = 0,$$

Рис.1.3 – Потенціальна енергія

тобто, якщо має місце екстремум для W_p (Рис.1.3). Якщо W_p мінімальна, то рівновага стійка, якщо W_p максимальна – рівновага

нестійка, а якщо W_p постійна – байдужа рівновага.

Тобто взаємодія елементів будь-яких структур, що утворені у просторі, може призвести до їх стійкого або нестійкого існування на протязі технологічного часу.

Повна механічна енергія системи – енергія механічного руху й взаємодії:

$$W = W_k + W_p,$$

тобто дорівнює сумі кінетичної й потенціальної енергій.

Повна механічна енергія системи тіл, між якими діють тільки консервативні сили залишається постійною, тобто не змінюється з часом – закон збереження механічної енергії:

$$W_k + W_p = W = \text{const}.$$

Механічні системи, на тіла яких діють тільки консервативні сили (внутрішні і зовнішні), називаються консервативними системами. Закон збереження механічної енергії можна сформулювати так: у консервативних системах повна механічна енергія зберігається.

1.2. Механіка твердого тіла

1.2.1. Момент інерції. Теорема Штейнера

Під час вивчення обертання твердого тіла користуються поняттям моменту інерції. Моментом інерції системи (тіла) щодо осі обертання називається фізична величина, що дорівнює сумі добутків мас n матеріальних точок системи на квадрати їх відстаней до осі обертання:

$$I = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2$$

У випадку безперервного розподілу мас ця сума зводиться до інтеграла

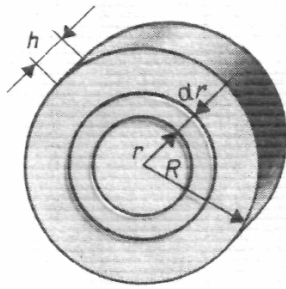
$$I = \int r^2 dm ,$$

де інтегрування проводиться по всьому об'єму тіла. Величина r у цьому випадку є функцією положення точки з координатами x, y, z .

Як приклад знайдемо момент інерції однорідного суцільного циліндра висотою h і радіусом R щодо його геометричної осі (Рис.1.4). Розіб'ємо циліндр на окремі порожні концентричні циліндри нескінченно малої товщини Δr із внутрішнім радіусом r і зовнішнім $r + \Delta r$. Момент інерції кожного порожнього циліндра $dI = r^2 dm$ (оскільки $dr \ll r$, то вважаємо, що відстань всіх точок циліндра від осі дорівнює r), де dm – маса всього елементарного циліндра; його об'єм $2\pi r h dr$. Якщо ρ – густина матеріалу, то $dm = \rho 2\pi r h dr$ й $dI = 2\pi h \rho r^3 dr$. Тоді момент інерції суцільного циліндра

$$I = \int dI = 2\pi h \rho \int_0^R r^3 dr = \frac{1}{2} \pi h R^4 \rho ,$$

оскільки $\pi R^2 h$ – об'єм циліндра, то його маса $m = \pi R^2 h \rho$, а момент інерції



$$I = \frac{1}{2} mR^2 .$$

Рис.1.4 – Розрахунок моменту інерції суцільного циліндра

Якщо відомо момент інерції тіла відносно осі, що проходить через його центр мас, то момент інерції відносно будь-якої іншої паралельної осі визначається теоремою Штейнера: момент інерції тіла I відносно будь-якої осі обертання дорівнює моменту його інерції I_C відносно паралельної осі, що проходить через центр мас C тіла, складеному з добутком маси m тіла на квадрат відстані a між осями:

$$I = I_C + ma^2 , \quad (1.8)$$

Значення моментів інерції для деяких тіл (тіла вважаються однорідними, m – маса тіла) наведені в таблиці.

Тіло	Положення осі обертання	Момент інерції
Порожній тонкостінний циліндр радіусом R	Вісь симетрії	mR^2
Суцільний циліндр або диск радіусом R	Вісь симетрії	$\frac{1}{2}mR^2$
Прямий тонкий стрижень довжиною L	Вісь перпендикулярна стрижню й проходить через його середину	$\frac{1}{12}ml^2$
Прямий тонкий стрижень довжиною L	Вісь перпендикулярна стрижню й проходить через його кінець	$\frac{1}{3}ml^2$
Куля радіусом R	Вісь проходить через центр кулі	$\frac{2}{5}mR^2$

1.2.2. Кінетична енергія обертання

Розглянемо абсолютно тверде тіло, що обертається біля нерухомої осі z , що проходить через нього (Рис.1.5).

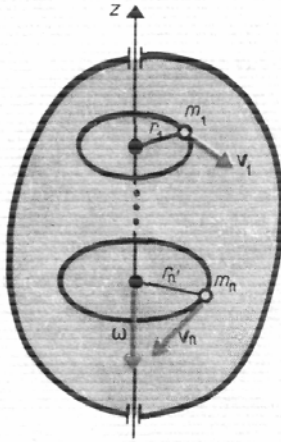


Рис.1.5 – Розрахунок кінетичної енергії обертання

Розіб'ємо це тіло на маленькі об'єми з елементарними масами m_1, m_2, \dots, m_n , що знаходяться на відстані r_1, r_2, \dots, r_n від осі обертання. При обертанні твердого тіла відносно нерухомої осі окремі його елементарні об'єми масами m_i опишуть окружності різних радіусів r_i і матимуть різні лінійні швидкості v_i . Оскільки розглядається абсолютно тверде тіло, то

кутова швидкість обертання цих об'ємів однакова:

$$\omega = \frac{v_1}{r_1} = \frac{v_2}{r_2} = \dots = \frac{v_n}{r_n}. \quad (1.9)$$

Кінетичну енергію тіла, що обертається, знайдемо як суму кінетичних енергій його елементарних об'ємів:

$$W_{k.rot.} = \frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} + \dots + \frac{m_n v_n^2}{2}$$

або

$$W_{k.rot.} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i v_i^2}{2}.$$

Використовуючи рівняння (1.9), отримаємо

$$W_{k.rot.} = \sum_{i=1}^n \frac{m_i \omega^2}{2} r_i^2 = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 = \frac{I \omega^2}{2},$$

де I – момент інерції тіла відносно осі z . Таким чином, кінетична енергія тіла, що обертається

$$W_{k.rot.} = \frac{I\omega^2}{2}. \quad (1.10)$$

З порівняння даної формули (1.10) з рівнянням для кінетичної енергії тіла, що рухається поступально $W_k = \frac{mv^2}{2}$, витікає, що момент інерції обертального руху – міра інертності тіла. Формула (1.10) справедлива для тіла, що обертається навколо нерухомої осі.

У випадку плоского руху тіла, наприклад циліндра, що скачується з похилої площини без ковзання, енергія руху складається з енергії поступального руху й енергії обертання:

$$W_k = \frac{mv_C^2}{2} + \frac{I_C\omega^2}{2}, \quad (1.11)$$

де m – маса тіла, що котиться; v_C – швидкість центра мас тіла; I_C – момент інерції тіла відносно осі, що проходить через його центр мас; ω – кутова швидкість тіла.

1.3. Подрібнювання

1.3.1. Способи подрібнювання

У загальному виді процес подрібнювання можна визначити як розподіл твердого (або умовно-твердого) матеріалу на частини. Будь-який процес подрібнювання супроводжується збільшенням поверхні контакту вихідного матеріалу з навколишнім середовищем, збереженням об'єму матеріалу й збільшенням кількості частин або часток матеріалу.

Процеси подрібнювання, які часто називають процесами дезінтеграції, різного роду сировини й матеріалів широко використовують в технології

харчових продуктів. У технології харчування подрібнювання здійснюють у наступних цілях: для підготовки сировини до готування їжі, додавання продукту необхідної консистенції, порціонування продукту, утилізації відходів сировини й залишків їжі.

Для характеристики процесу подрібнювання сировини, продуктів, матеріалів використовують визначення лінійного й об'ємного ступенів подрібнювання. Лінійний ступінь подрібнювання являє собою відношення:

$$i = \frac{d_H}{d_K} \quad (1.12)$$

де i – лінійний ступінь подрібнювання; d – розмір шматків вихідного матеріалу, м; d_K – розмір шматків (часток) подрібненого матеріалу, м.

Об'ємний ступінь подрібнювання визначається за формулою

$$a = i^3 = \frac{d_H^3}{d_K^3} \quad (1.13)$$

де a – об'ємний ступінь подрібнювання.

У формулах (1.12 і 1.13) під розмірами шматків вихідного й подрібненого матеріалу розуміють визначальний розмір, що характеризує їх середній лінійний розмір, який визначається за формулою:

$$d_{cp} = \sqrt[3]{lbh}, \quad (1.14)$$

де l – максимальна довжина шматка; b – максимальна ширина; h – максимальна висота, м.

Способи подрібнювання (Рис.1.6) підрозділяють на наступні: роздавлювання, розколювання, розламування, різання, розпилування, стирання, подрібнювання за допомогою удару.

При роздавлюванні під дією навантаження, створюваного силою F на натискну плиту, матеріал деформується по всьому об'єму. При цьому внутрішнє напруження в ньому поступово підвищується. При підвищенні внутрішнього напруження вище межі міцності стиску матеріал руйнується. При цьому утворюються частки різного розміру й різної форми.

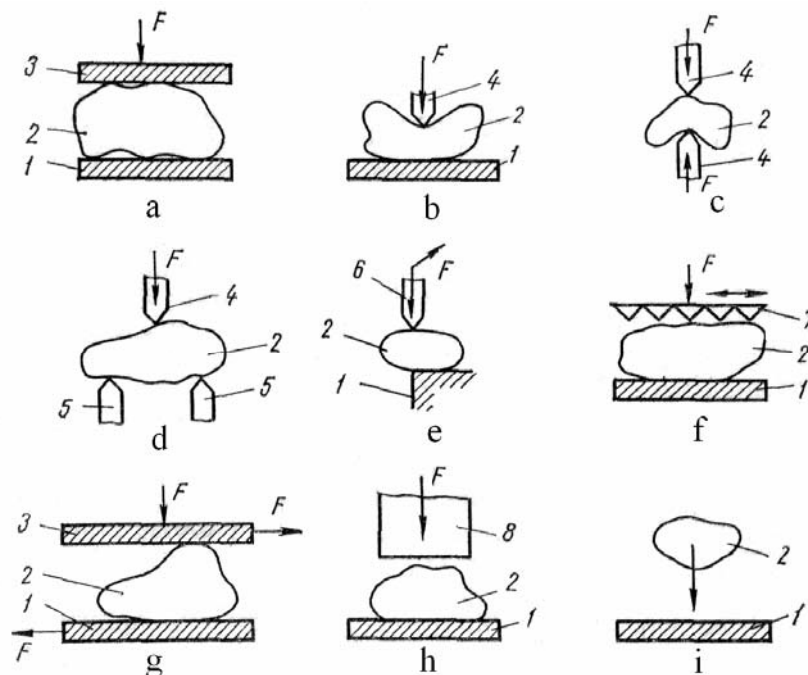


Рис.1.6 – Способи подрібнювання: а – роздавлювання; б, с – розколювання, d – розламування; е – різання; f – розпилювання; g – стирання; h, і – подрібнювання за допомогою удару (1 – опорна плита; 2 – матеріал; 3 – натискна плита; 4 – клиноподібний робочий елемент; 5 – опори; 6 – ніж; 7 – пила; 8 – ударний інструмент)

Процес розколювання здійснюється за рахунок створення більших концентрацій навантажень у місцях контакту матеріалу із клиноподібним робочим елементом, на який діє сила F .

Процес розламування здійснюється за рахунок впливу згинаючих сил F . Розміри й форма одержуваних часток приблизно такі ж, як і при розколюванні.

Процес різання здійснюється лезами (ножами), під дією яких створюється зусилля F , спрямоване під певним кутом до матеріалу, що подрібнюється. Крім

того, ножі роблять рух, у площині, паралельній площині розділення матеріалу. При різанні матеріал можна подрібнювати на частини обраних розмірів і форм.

Розпилювання здійснюється за рахунок використання пил, зуби яких являють собою ножі. Дія пилки здійснюється шляхом натиску її на матеріал, що подрібнюється, а також переміщення пилки в площині подрібнювання. Процес розпилювання легко керований, що дозволяє одержати шматки необхідних розмірів.

Процес стирання застосовується при тонкому й колоїдному помелі. Цей процес здійснюється під дією на матеріал сил, що виникають за рахунок переміщення опорної й натискної плит у протилежні сторони.

Процес дроблення за рахунок удару може бути здійснений у двох варіантах: стиснутим ударом, здійснюваним яким-небудь твердим інструментом, що вдаряє, і вільним ударом за рахунок зіткнення матеріалу, що подрібнюється, із твердою поверхнею опорної плити.

1.3.2. Деформації твердого тіла

У всіх розглянутих способах подрібнювання в матеріалі спочатку виникають об'ємні деформації, які приводять до того, що він починає руйнуватися з утворенням нових поверхонь. У зв'язку із цим можна затверджувати, що корисна робота на дроблення витрачається на об'ємну деформацію матеріалу, що руйнується, і на утворення нових поверхонь.

Деформація називається пружною, якщо після припинення дії зовнішніх сил тіло приймає первісні розміри й форму. Деформації, які зберігаються в тілі після припинення дії зовнішніх сил, називаються пластичними (або залишковими). Деформації реального тіла завжди пластичні, тому що вони після припинення дії зовнішніх сил ніколи повністю не зникають. Однак якщо залишкові деформації малі, то ними можна знехтувати й розглядати пружні деформації, що ми й будемо робити.

У теорії пружності доводиться, що всі види деформацій (розтягання або стиск, зсув, згин, крутіння) можуть бути зведені до деформацій розтягання, зсуву або стиску, що відбуваються одночасно.

Розглянемо однорідний стрижень довжиною l і площею поперечного перерізу S (Рис.1.7), до кінців якого прикладені спрямовані уздовж його осі сили F_1 і F_2 ($F_1=F_2=f$), у результаті чого довжина стрижня міняється на величину Δl . При розтяганні Δl позитивне, а при стисканні – негативне.

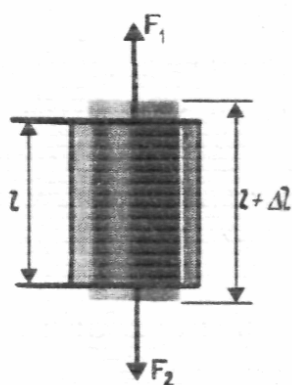


Рис.1.7 – Розтягання однорідного стрижня

Сила, що діє на одиницю площі поперечного перерізу, називається напругою:

$$\sigma = \frac{F}{S}. \quad (1.15)$$

Якщо сила спрямована по нормалі до поверхні, напруга називається нормальною, якщо ж по дотичній до поверхні – тангенціальною.

Кількісною мірою, що характеризує ступінь деформації тіла, є його відносна деформація. Так, відносна зміна довжини стрижня (поздовжня деформація):

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}, \quad (1.16)$$

відносне поперечне розтягання (стиск)

$$\varepsilon^{\perp} = \frac{\Delta d}{d},$$

де d – діаметр стрижня.

Деформації ε і ε' завжди мають різні знаки (при розтяганні Δl позитивне, а негативне, при стиску Δl негативно, а Δd позитивне). З досвіду випливає взаємозв'язок ε і ε' :

$$\varepsilon' = -\mu\varepsilon,$$

де μ – позитивний коефіцієнт, що залежить від властивостей матеріалу, який називається коефіцієнтом Пуассона.

Англійський фізик Р. Гук експериментально встановив, що для малих деформацій відносне подовження ε і напруга σ прямо пропорційні один одному:

$$\sigma = E\varepsilon, \quad (1.17)$$

де коефіцієнт пропорційності E називається модулем Юнга. З рівняння (1.17) видно, що модуль Юнга визначається напругою, що викликає відносне подовження, рівне одиниці. З формул (1.17), (1.16) і (1.15) випливає, що

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} = \frac{\sigma}{E} = \frac{F}{ES}$$

або

$$F = \frac{ES}{l}\Delta l = k\Delta l \quad (1.18)$$

де k – коефіцієнт пружності. Вираження (1.18) також задає закон Гука, відповідно до якого подовження стрижня при пружній деформації пропорційно діючій на стрижень силі.

Деформації твердих тіл підкоряються закону Гука до визначеної межі. Зв'язок між деформацією й напругою представляється у вигляді діаграми напруг, яку розглянуто для металевого зразка (Рис.1.8).

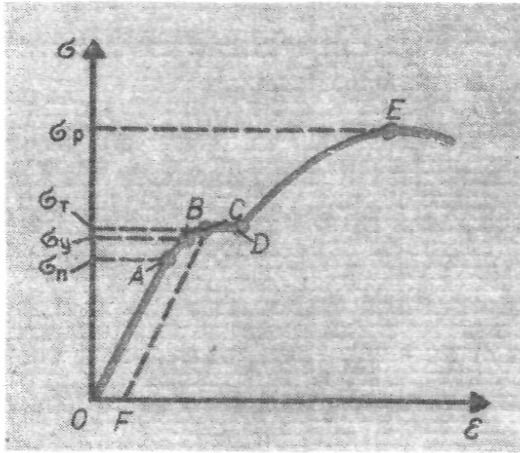


Рис.1.8 – Діаграма напруг для металевого зразка

З діаграми видно, що лінійна залежність $\sigma(\epsilon)$, встановлена Гуком, виконується лише в дуже вузьких межах до так званої межі пропорційності (σ_n). При подальшому збільшенні напруги деформація ще пружна (хоча залежність $\sigma(\epsilon)$ вже нелінійна) і до межі пружності (σ_y) залишкові деформації не виникають. За межею пружності в тілі виникають залишкові деформації й графік, що описує повернення тіла в первісний стан після припинення дії сили, зобразиться не кривою BO, а паралельною їй – CF. Напруга, при якому з'являється помітна залишкова деформація ($\approx 0,2\%$), називається границею текучості (σ_T) – точка C на кривій. В області CD деформація зростає без збільшення напруги, тобто тіло ніби «тече». Ця область називається ділянкою плинності (або областю пластичних деформацій). Матеріали, для яких область плинності значна, називаються в'язкими, для яких же вона практично відсутній – крихкими. При подальшому розтяганні (за точку D) відбувається руйнування тіла. Максимальна напруга, що виникає в тілі до руйнування, називається межею міцності (σ_p).

Діаграма напруг для реальних твердих тіл залежить від різних факторів. Те саме тверде тіло може при короткочасній дії сил проявляти себе як крихке, а при тривалих, але слабких силах є текучим.

Розрахуємо потенціальну енергію пружно розтягнутого (стиснутого) стрижня, що дорівнює роботі, виконаній зовнішніми силами під час деформації:

$$W = A = \int_0^{\Delta l} F dx$$

де x – абсолютне подовження стрижня, що змінюється в процесі деформації від 0 до Δl . Відповідно до закону Гука (1.18), $F = kx = \frac{ESx}{l}$. Тому

$$W = \int_0^{\Delta l} \frac{ESx}{l} dx = \frac{1}{2} \frac{ES}{l} (\Delta l)^2, \quad (1.19)$$

тобто потенціальна енергія пружнорозтягнутого стрижня пропорційна квадрату деформації $(\Delta l)^2$.

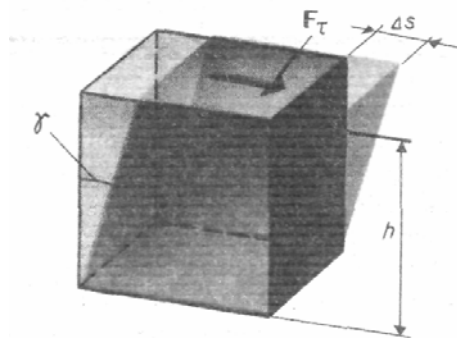


Рис.1.9 – Деформація зсуву

Деформацію зсуву найпростіше здійснити, якщо взяти брусок (Рис.1.9), що має форму прямокутного паралелепіпеда, і прикласти до нього силу, дотичну до його поверхні (нижня частина бруска закріплена нерухомо). Відносна деформація зсуву визначається з формули

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{\Delta s}{h}, \quad (1.20)$$

де Δs – абсолютний зсув паралельних шарів тіла один відносно одного; h – відстань між шарами.

Контрольні запитання

1. Надати визначення поняттям енергія, робота, потужність.
2. Надати визначення поняттям кінетична та потенціальна енергія.
3. Поняття повної механічної енергії. Закон збереження енергії.
4. Надати визначення моменту інерції тіла. Пояснити його фізичний зміст.
5. Теорема Штейнера.
6. Навести приклади розрахунку моменту інерції тіл правильної геометричної форми.
7. Вивести формулу для розрахунку кінетичної енергії обертання тіла.

8. Коротко охарактеризувати способи подрібнювання харчової сировини.
9. Надати визначення лінійного й об'ємного ступенів подрібнювання та навести формули для їх розрахунку.
10. Надати визначення відносної деформації.
11. Навести зв'язок між поздовжньою деформацією та поперечним розтяганням.
12. Сформулювати закон Гука.
13. Вивести формулу для розрахунку енергії пружнорозтягнутого стрижня.

Приклади розв'язання задач

1. Яку роботу A необхідно виконати, щоб змусити тіло масою $m=2\text{кг}$: а) збільшити швидкість $v_1=2\text{ м/с}$ до $v_2=5\text{ м/с}$; б) зупинитися при початковій швидкості $v_0=8\text{ м/с}$?

Розв'язання

Виконана робота піде па приріст кінетичної енергії:

$$\text{а) } A_1 = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2}; A_1 = \frac{m(v_2^2 - v_1^2)}{2}; A_1 = 21 \text{ Дж.}$$

б) $A_2 = W_{k2} - W_{k1}$. Оскільки $W_{k2} = 0$ то $A_2 = -W_{k1} = -mv_0^2 / 2$; $A = -6,4$. Знак «-» свідчить про те, що робота здійснюється силою тертя.

2. Маховик, момент інерції якого $J = 63,6\text{ кг}\cdot\text{м}^2$ обертається з кутовою швидкістю $\omega = 31,4\text{ рад/с}$. Знайти момент сил гальмування M , під дією якого маховик зупиняється через час $t = 20\text{ с}$. Маховик вважати однорідним диском.

Розв'язання

Момент сил гальмування $M = J \cdot \varepsilon$, де ε – кутове прискорення, яке дорівнює $\varepsilon = \frac{\omega}{t}$, оскільки маховик обертається рівносповільнено. Тоді $M = \frac{\omega \cdot J}{t}$;

$$M \approx 100 \text{ Н}\cdot\text{м}.$$

3. Мідна куля радіусом $R=10$ см обертається з частотою $n=2$ об/с навколо осі, що проходить через її центр. Яку роботу A необхідно виконати, щоб збільшити кутову швидкість ω обертання кулі удвічі?

Розв'язання

Кінетична енергія обертання кулі $W_k = \frac{J\omega^2}{2}$, де момент інерції кулі $J = \frac{2}{5}mR^2$.

Робота зі збільшення кутової швидкості обертання кулі буде дорівнювати приросту її кінетичної енергії. $A = W_{k2} - W_{k1}$, де $W_{k1} = \frac{J\omega_1^2}{2}$; $W_{k2} = \frac{J\omega_2^2}{2} = \frac{4J\omega_1^2}{2}$. Звідси:

$$A = \frac{4J\omega_1^2 - J\omega_1^2}{2} = \frac{3}{2}J\omega_1^2 \quad (1); \quad \omega_1 = 2\pi n \quad (2).$$

Маса кулі $m = V\rho = \frac{4}{3}\pi R^3\rho$, $\rho = 8,6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, тоді $J = \frac{2}{5} \cdot \frac{4}{3}\pi R^3\rho R^2 = \frac{8}{15}\pi R^5\rho$ (3).

Підставивши (2) і (3) в (1), отримаємо $A = \frac{3}{2} \cdot \frac{8}{15}\pi R^5\rho 4\pi^2 n^2 = \frac{16}{15}\pi^3 R^5\rho n^2$;

$A=34,1$ Дж.

2. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ГІДРОМЕХАНІЧНИХ ПРОЦЕСІВ

2.1. Основи гідростатики

2.1.2. Основні поняття та визначення

Молекули газу, знаходячись в безперервному хаотичному русі, не зв'язані або слабо зв'язані силами взаємодії, тому вони рухаються вільно і в результаті зіткнень прагнуть розлетітися в усі сторони, заповнюючи весь наданий їм об'єм, тобто об'єм газу визначається об'ємом тої посудини, в якій він знаходиться.

Як і газ, рідина приймає форму тої посудини, у якій вона знаходиться. Але в рідинах на відміну від газів середня відстань між молекулами залишається практично постійною, тому рідина має практично незмінний об'єм.

Хоча властивості рідин і газів багато в чому відрізняються, у ряді механічних явищ їх властивості визначаються однаковими параметрами й ідентичними рівняннями. Тому гідроаеромеханіка – розділ механіки, що вивчає рівновагу та рух рідин і газів, їх взаємодію між собою, – використовує єдиний підхід до вивчення рідин і газів.

З великим ступенем точності рідини й гази розглядаються як суцільні, безперервно розподілені в зайнятій ними частині простору. Густина рідини мало залежить від тиску. Густина газів істотно залежить від тиску. З досвіду відомо, що стисливістю рідини й газу в багатьох випадках можна знехтувати і користуватися єдиним поняттям нестисливої рідини – рідини, густина якої всюди однакова й не змінюється з часом.

Властивості рідин характеризуються густиною, питомим об'ємом, пружністю, об'ємним розширенням, поверхневим натягом, в'язкістю.

Густина як фізична величина являє собою масу одиничного об'єму речовини. Вона визначається співвідношенням:

$$\rho = \frac{dm}{dV}, \quad (2.1)$$

де m – маса, кг; V – об’єм, м^3 . Одиниця виміру густини $[\rho]=\text{кг}/\text{м}^3$.

Зворотною величиною густини є питомий об’єм речовини:

$$V_{num} = \frac{dV}{dm}. \quad (2.2)$$

Між густиною й питомим об’ємом речовини існує співвідношення:

$$\rho \cdot V_{num} = 1. \quad (2.3)$$

Важливою властивістю рідин є пружність, що характеризує ступінь їх стисливості. Для оцінки цієї властивості використовують коефіцієнт об’ємного стиску, що розраховується за формулою:

$$\beta_{cm} = \frac{dV}{dp} V, \quad (2.4)$$

де β_{cm} – відносна зміна об’єму, м^3 ; V – початковий об’єм, м^3 ; dp – збільшення тиску, Па.

При технічних розрахунках прийнято вважати рідину нестисливою.

Дуже важлива для характеристики в’язкопластичних тіл величина, зворотна коефіцієнту об’ємного стиску, що називається модулем об’ємної пружності:

$$E = \frac{1}{\beta_{cm}}. \quad (2.5)$$

Для характеристики розширенням рідини під час нагрівання користуються так званим тепловим коефіцієнтом об’ємного розширення або коефіцієнтом температурного розширення, середнє значення якого визначають за формулою:

$$\beta_t = \frac{dV}{dt} V, \quad (2.6)$$

де dt – приріст температури, $^{\circ}\text{C}$. Для води в інтервалі температур від 0 до 100°C $\beta_t = 208 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$.

Якщо в рідину, в стані спокою, помістити тонку пластинку, то частини рідини, що перебувають по різні сторони від неї, будуть діяти на кожний її елемент ΔS із силами ΔF , які незалежно від того, як пластинка орієнтована, будуть рівні по модулю й спрямовані перпендикулярно площадці ΔS , тому що наявність дотичних сил змусила б частинки рідини рухатися (Рис.2.1).

Фізична величина, обумовлена нормальною силою, що діє з боку рідини на одиницю площі, називається тиском p рідини:

$$p = \frac{\Delta F}{\Delta S}.$$

Одиниця тиску – паскаль (Па): 1 Па дорівнює тиску, що створює сила 1 Н, спрямована по нормалі до поверхні площею 1 м^2 ($1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$).

Тиск при рівновазі рідин (газів) підкоряється закону Паскаля: тиск у будь-якому місці рідини однаковий в усіх напрямках, причому тиск однаково передається по всьому об'єму, зайнятому рідиною в стані спокою.

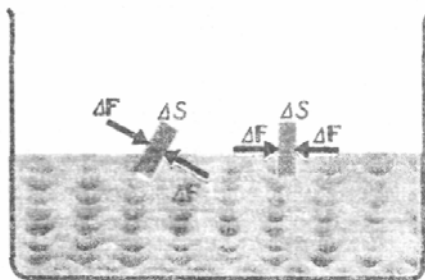


Рис.2.1 – Тиск на пластинку занурену в рідину

Розглянемо, як впливає вага рідини на розподіл тиску усередині нестисливої рідини в стані спокою. При рівновазі рідини тиск по горизонталі завжди однаковий, інакше не було б рівноваги. Тому вільна поверхня рідини в

стані спокою завжди горизонтальна на відстані від стінок посудини. Якщо рідина нестислива, то її густина не залежить від тиску. Тоді при поперечному перерізі S стовпа рідини, його висоті h і щільності ρ вага $P = \rho g S h$, а тиск на нижню основу

$$p = \frac{P}{S} = \frac{\rho g S h}{S} = \rho g h, \quad (2.7)$$

тобто тиск змінюється лінійно з висотою. Тиск $p = \rho g h$ називається гідростатичним тиском.

Відповідно до формули (2.7), сила тиску на нижні шари рідини буде більше, ніж на верхні, тому на тіло, занурене в рідину, діє виштовхуюча сила, що визначається за законом Архімеда: на тіло, занурене в рідину (газ), діє з боку цієї рідини виштовхуюча сила, що дорівнює вазі витиснутої тілом рідини (газу):

$$F_A = \rho g V, \quad (2.8)$$

де ρ – густина рідини, V – об'єм зануреного в рідину тіла.

2.1.2. Поверхневий натяг

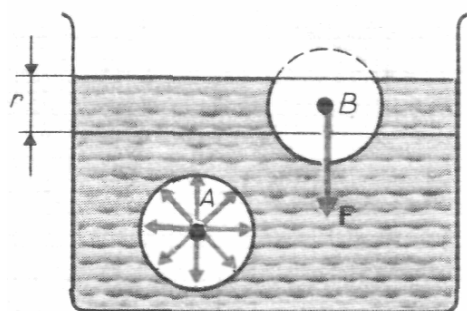
Рідина є агрегатним станом речовини, проміжним між газоподібним і твердим, тому вона має властивості як газоподібних, так і твердих речовин. Рідини, подібно твердим тілам, мають певний об'єм, а подібно газам, приймають форму посудини, в якій вони перебувають. Молекули газу практично не зв'язані між собою силами міжмолекулярної взаємодії, і в цьому випадку середня енергія теплового руху молекул газу набагато більше середньої потенціальної енергії, обумовленої силами притягання між ними, тому молекули газу розлітаються в різні сторони й газ займає наданий йому об'єм.

У твердих і рідких тілах сили притягання між молекулами істотні, тому й утримують молекули на певній відстані одну від одної. У цьому випадку середня енергія хаотичного теплового руху молекул менше середньої потенціальної енергії, обумовленої силами міжмолекулярної взаємодії, і її недостатньо для подолання сил притягання між молекулами, тому тверді тіла й рідини мають певний об'єм.

Рентгеноструктурний аналіз рідин показує, що характер розташування частинок рідини проміжний між газом і твердим тілом. У газах молекули рухаються хаотично, тому немає ніякої закономірності в їхньому взаємному розташуванні. Для твердих тіл спостерігається так званий далекий порядок у розташуванні частинок, тобто їх впорядковане розташування, що повторюється на великих відстанях. У рідинах має місце так званий ближній порядок у розташуванні частинок, тобто їх впорядковане розташування, що повторюється на відстанях, порівнянних з міжатомними.

Розробка ряду проблем у дослідженні складних властивостей рідини належить Френкелю. Тепловий рух у рідині він пояснював тим, що кожна молекула протягом деякого часу коливається біля певного положення рівноваги, після чого стрибком переходить у нове положення, що відстоїть від вихідного на відстані порядку міжатомного. Таким чином, молекули рідини досить повільно переміщуються по всій масі рідини й дифузія відбувається набагато повільніше, ніж у газах. З підвищенням температури рідини частота коливального руху різко збільшується, зростає рухливість молекул, що, у свою чергу, є причиною зменшення в'язкості рідини.

На кожну молекулу рідини з боку навколишніх молекул діють сили притягання, що швидко убувають із відстанню; отже, починаючи з деякої мінімальної відстані силами притягання між молекулами можна знехтувати. Ця відстань



(порядку 10^{-9} м) називається радіусом молекулярної дії r , а сфера радіуса r – сферою молекулярної дії.

Виділимо усередині рідини будь-яку молекулу A (Рис.2.2) і проведемо навколо неї сферу радіуса r . Достатньо, відповідно до визначення, урахувати дію на дану молекулу тільки тих молекул, які перебувають усередині сфери молекулярної дії. Сили, з якими ці молекули діють на молекулу A , спрямовані в різні сторони й у

середньому скомпенсовані, тому результуюча сила, що діє на молекулу усередині рідини з боку інших молекул, дорівнює нулю. Якщо молекула, наприклад молекула B , розташована від поверхні на відстані меншій r , то сфера молекулярної дії лише частково розташована усередині рідини. Оскільки концентрація молекул у розташованому над рідиною газі мала в порівнянні з їхньою концентрацією в рідині, то рівнодіючих сил F , прикладених до кожної молекули поверхневого шару, не дорівнює нулю й спрямована усередину рідини. Таким чином, результуючі сил всіх молекул поверхневого шару чинять на рідину тиск, який називається молекулярним (або внутрішнім). Молекулярний тиск не діє на тіло, поміщене в рідину, тому що воно обумовлено силами, що діють тільки між молекулами самої рідини.

Сумарна енергія частинок рідини складається з енергії їх хаотичного теплового руху й потенціальної енергії, обумовленої силами міжмолекулярної взаємодії. Для переміщення молекули із глибини рідини в поверхневий шар необхідно виконати роботу. Ця робота виконується за рахунок кінетичної енергії молекул і йде на збільшення їх потенціальної енергії. Тому молекули поверхневого шару рідини мають більшу потенціальну енергію, ніж молекули всередині рідини. Ця додаткова енергія, яку мають молекули в поверхневому шарі рідини, що називається поверхневою енергією, пропорційна площі шару ΔS :

$$\Delta E = \sigma \Delta S, \quad (2.9)$$

де σ – поверхневий натяг, обумовлений як густина поверхневої енергії.

Оскільки рівноважний стан характеризується мінімумом потенціальної енергії, то рідина при відсутності зовнішніх сил буде приймати таку форму, щоб при заданому об'ємі вона мала мінімальну поверхню, тобто форму сфери. Дрібні крапельки, зважені в повітрі, дійсно мають форму кульок, але трохи перекошені через дію сил земного тяжіння. В умовах невагомості крапля будь-якої рідини (незалежно від її розмірів) має сферичну форму.

Отже, умовою стійкої рівноваги рідини є мінімум поверхневої енергії. Це означає, що рідина при заданому об'ємі повинна мати найменшу площу поверхні, тобто рідина прагне зменшити площу вільної поверхні. У цьому випадку поверхневий шар рідини можна вподібнити розтягнутій пружній плівці, у якій діють сили натягу.

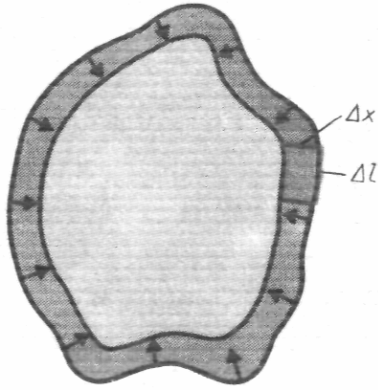


Рис.2.3 – Крапля рідини
ним, виконують роботу

Розглянемо поверхню рідини (Рис.2.3), обмежену замкнутим контуром. Під дією сил поверхневого натягу (спрямованих по дотичній до поверхні рідини й перпендикулярно ділянці контуру, на який вони діють) поверхня рідини скоротилася й розглянутий контур перемістився в положення, відзначене ясно-сірим кольором. Сили, що діють із боку виділеної ділянки на ділянки, що граничать із

$$A = f\Delta l\Delta x,$$

де $f = \frac{F}{\Delta l}$ – сила поверхневого натягу, що діє на одиницю довжини контуру поверхні рідини.

З рисунку видно, що $\Delta A = f\Delta S$, тобто

$$\Delta A = f\Delta S. \quad (2.10)$$

Ця робота відбувається за рахунок зменшення поверхневої енергії, тобто

$$\Delta A = \Delta E. \quad (2.11)$$

З порівняння виражень (2.9) – (2.11) видно, що

$$\sigma = f \quad (2.12)$$

тобто поверхневий натяг σ дорівнює силі поверхневого натягу, що приходиться на одиницю довжини контуру, який обмежує поверхню. Одиниця поверхневого натягу – ньютон на метр (Н/м) або джоуль на квадратний метр (Дж/м²). Більшість рідин при температурі 300 К має поверхневий натяг порядку 10⁻²-10⁻¹ Н/м. Поверхневий натяг з підвищенням температури зменшується, оскільки збільшуються середні відстані між молекулами рідини.

Поверхневий натяг істотно залежить від домішок, наявних у рідинах. Речовини, що послабляють поверхневий натяг рідини, називаються поверхнево-активними. Наприклад, однією з найбільш відомих поверхнево-активних речовин для води є мило. Воно сильно зменшує її поверхневий натяг (приблизно з 7,5·10⁻² до 4,5·10⁻² Н/м). Поверхнево-активними речовинами, що знижують поверхневий натяг води, є також спирти, ефіри, нафта й ін.

Існують речовини (цукор, сіль), які збільшують поверхневий натяг рідини завдяки тому, що їх молекули взаємодіють із молекулами рідини сильніше, ніж молекули рідини між собою. Наприклад, якщо посолити мильний розчин, то в поверхневий шар рідини виштовхується молекул мила більше, ніж у прісній воді. У миловарній техніці мило «вивалюється» цим способом з розчину.

2.1.3. Змочування

Із практики відомо, що крапля води розтікається на склі й приймає форму, зображену на рис.2.4, у той час як ртуть на тій же поверхні перетворюється в трохи сплюснену краплю. У першому випадку говорять, що рідина змочує тверду поверхню, у другому – не змочує її. Змочування залежить від характеру сил, що діють, між молекулами поверхневих шарів дотичних середовищ. Для змочувальної рідини сили притягання між молекулами рідини й твердого тіла більше, ніж між молекулами самої рідини, і рідина прагне збільшити поверхню зіткнення із твердим тілом. Для незмочувальної рідини сили притягання між

молекулами рідини й твердого тіла менше, ніж між молекулами рідини, і рідина прагне зменшити поверхню свого зіткнення із твердим тілом.

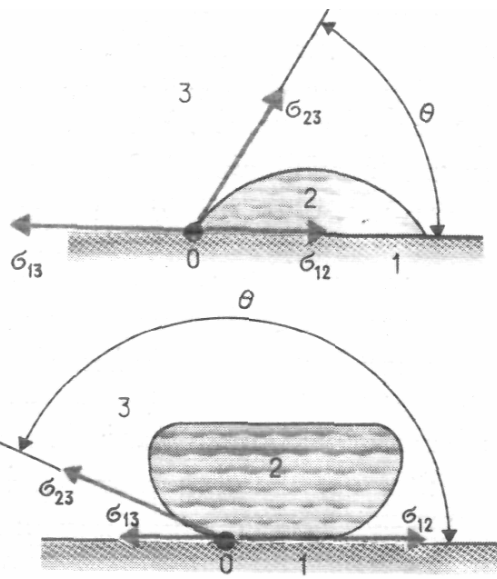


Рис.2.4 – Змочувальна та незмочувальна рідини

До лінії зіткнення трьох середовищ (точка O є їх перетинання із площиною креслення) прикладені три сили поверхневого натягу, які спрямовані по дотичній усередину поверхні зіткнення відповідних двох середовищ (Рис.2.4). Ці сили, віднесені до одиниці довжини лінії зіткнення, рівні відповідним поверхневим натягам σ_{12} , σ_{13} , σ_{23} . Кут θ між дотичними до поверхні рідини й твердого тіла називається крайовим кутом. Умовою рівноваги краплі є рівність нулю суми

проекцій сил поверхневого натягу на напрямок дотичної до поверхні твердого тіла, тобто

$$-\sigma_{13} + \sigma_{12} + \sigma_{23} \cdot \cos \theta = 0,$$

звідки

$$\cos \theta = \frac{(\sigma_{13} - \sigma_{12})}{\sigma_{23}}. \quad (2.13)$$

З умови (2.13) випливає, що крайовий кут може бути гострим або тупим залежно від значень σ_{12} і σ_{13} . Якщо $\sigma_{13} > \sigma_{12}$, то $\cos \theta > 0$ й кут θ – гострий (Рис.2.4), тобто рідина змочує тверду поверхню. Якщо $\sigma_{13} < \sigma_{12}$, то $\cos \theta < 0$ й кут θ – тупий (Рис.2.4), тобто рідина не змочує тверду поверхню.

Крайовий кут задовольняє умові (2.13), якщо

$$\frac{(\sigma_{13} - \sigma_{12})}{\sigma_{23}} \leq 1. \quad (2.14)$$

Якщо умова (2.14) не виконується, то крапля рідини 2 ні при яких значеннях θ не може перебувати в рівновазі. Якщо $\sigma_{13} > \sigma_{12} + \sigma_{23}$, то рідина розтікається по поверхні твердого тіла, покриваючи його тонкою плівкою (наприклад, гас на поверхні скла), – має місце повне змочування (у цьому випадку $\theta=0$). Якщо $\sigma_{12} > \sigma_{13} + \sigma_{23}$, то рідина стягається в кульову краплю, у межі маючи з нею лише одну точку дотику (наприклад, крапля води на поверхні парафіну), – має місце повне незмочування (у цьому випадку $\theta=\pi$).

Змочування й незмочування є поняттями відносними, тобто рідина, що змочує одну тверду поверхню, не змочує іншу. Наприклад, вода змочує скло, але не змочує парафін; ртуть не змочує скло, але змочує чисті поверхні металів.

2.1.4. Тиск під скривленою поверхнею рідини

Якщо поверхня рідини не плоска, а скривлена, то вона чинить на рідину надлишковий (додатковий) тиск. Цей тиск, обумовлений силами поверхневого натягу, для опуклої поверхні позитивний, а для ввігнутої поверхні – негативний.

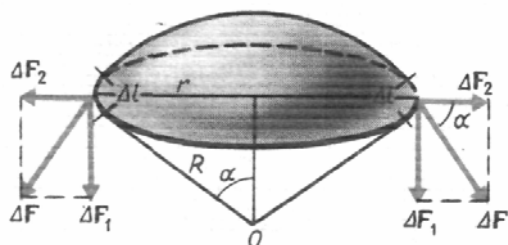


Рис.2.5 – Тиск під скривленою поверхнею рідини

Для розрахунку надлишкового тиску припустимо, що вільна поверхня рідини має форму сфери радіуса R , від якої подумки відсічений кульовий сегмент, що опирається на окружність радіуса $r = R \sin \alpha$ (Рис.2.5). На кожний нескінченно малий елемент довжини Δl цього контуру діє сила поверхневого натягу $\Delta F = \sigma \Delta l$, дотична до поверхні сфери. Розклавши ΔF на дві компоненти (ΔF_1 і ΔF_2), бачимо, що геометрична сума сил ΔF_2 дорівнює нулю, тому що ці сили на протилежних сторонах контуру спрямовані у зворотні сторони й взаємно врівноважуються. Тому рівнодіючих сил поверхневого натягу, що діють на вирізаний сегмент, спрямована перпендикулярно площині перетину усередину рідини й дорівнює алгебраїчній сумі складових ΔF_1 :

$$F = \sum \Delta F_1 = \sum \Delta F \sin \alpha = \sum \sigma \Delta l \frac{r}{R} = \frac{\sigma r}{R} \sum \Delta l = \frac{\sigma r}{R} 2\pi r.$$

Розділивши цю силу на площу поперечного перерізу сегмента πr^2 , обчислимо надлишковий (додатковий) тиск на рідину, створюваний силами поверхневого натягу й обумовлений кривизною поверхні:

$$\Delta p = \frac{F}{S} = \frac{2\sigma \pi r^2}{R \pi r^2} = \frac{2\sigma}{R}. \quad (2.15)$$

Якщо поверхня рідини увігнута, то можна довести, що результуюча сила поверхневого натягу спрямована з рідини й дорівнює

$$\Delta p = -\frac{2\sigma}{R}. \quad (2.16)$$

Отже, тиск усередині рідини під увігнутою поверхнею менше, ніж у газі, на величину Δp .

Формули (2.15) і (2.16) є окремим випадком формули Лапласа, що визначає надлишковий тиск для довільної поверхні рідини двоякої кривизни:

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (2.17)$$

де R_1 й R_2 – радіуси кривизни двох будь-яких взаємно перпендикулярних нормальних перетинів поверхні рідини в даній точці. Радіус кривизни позитивний, якщо центр кривизни відповідного перетину перебуває усередині рідини, і негативний, якщо центр кривизни перебуває поза рідиною.

Для сферичної скривленої поверхні ($R_1 = R_2 = R$) вираження (2.17) переходить в (2.151), для циліндричної ($R_1 = R$ і $R_2 = \infty$) – надлишковий тиск:

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R} + \frac{1}{\infty} \right) = \frac{\sigma}{R}.$$

Для плоскої поверхні ($R_1 = R_2 = \infty$) сили поверхневого натягу надлишкового тиску не створюють.

2.1.5. Капілярні явища

Якщо помістити вузьку трубку (капіляр) одним кінцем у рідину, налиту в

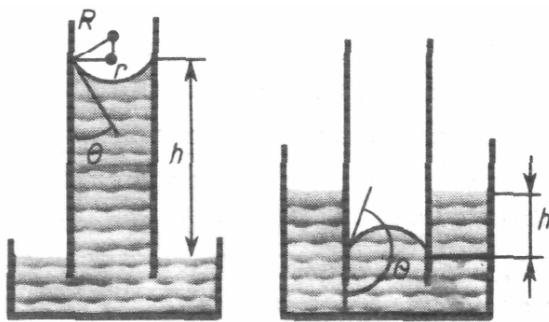


Рис.2.6 – Рідина в капілярі

широку посудину, то внаслідок змочування або незмочування рідиною стінок капіляра кривизна поверхні рідини в капілярі стає значною. Якщо рідина змочує матеріал трубки, то внутрішня поверхня рідини – меніск – має увігнуту форму, якщо не змочує – опуклу (Рис.2.6).

Під увігнутою поверхнею рідини з'являється негативний надлишковий тиск, який можна розрахувати за формулою (2.16). Наявність цього тиску приводить до того, що рідина в капілярі піднімається, тому що під плоскою поверхнею рідини в широкій посудині надлишкового тиску немає. Якщо ж рідина не змочує стінки капіляра, то позитивний надлишковий тиск приведе до опускання рідини в капілярі. Явище зміни висоти рівня рідини в капілярах називається капілярністю. Рідина в капілярі піднімається або опускається на таку висоту h , за якої тиск стовпа рідини (гідростатичний тиск) ρgh урівноважується надлишковим тиском Δp , тобто

$$\frac{2\sigma}{R} = \rho gh,$$

де ρ – густина рідини, g – прискорення вільного падіння.

Якщо r – радіус капіляра, θ – крайовий кут, то з рисунка видно, що $\frac{2\sigma \cos \theta}{r} = \rho gh$, звідки

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}. \quad (2.18)$$

Відповідно до того, що змочувальна рідина по капіляру піднімається, а незмочувальна – опускається, з формули (2.18) при $\theta < \frac{\pi}{2}$ ($\cos \theta > 0$) одержимо позитивні значення h , а при $\theta > \frac{\pi}{2}$ ($\cos \theta < 0$) – негативні. З вираження (2.18) видно також, що висота підняття (опускання) рідини в капілярі обернено пропорційна його радіусу. У тонких капілярах рідина піднімається досить високо. Так, при повному змочуванні ($\theta=0$) вода ($\rho=1000 \text{ кг/м}^3$, $\sigma=0,073 \text{ Н/м}$) у капілярі діаметром 10 мкм піднімається на висоту $h=3 \text{ м}$.

Капілярні явища відіграють велику роль у природі та техніці. Наприклад, вологообмін у ґрунті й у рослинах здійснюється за рахунок підняття води по капілярам. На капілярності заснована дія ґнотів, усмоктування вологи капілярно-пористими тілами і т.ін.

2.2. Основи гідродинаміки

2.2.1. Основні поняття та визначення

Рух рідин називається плином, а сукупність частинок рідини, що рухається, – потоком. Графічно рух рідин зображується за допомогою ліній струму, які

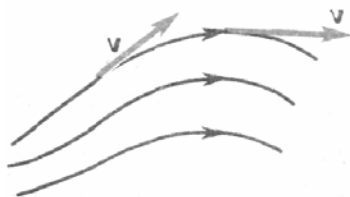


Рис.2.7 – Графічне зображення руху рідини

проводяться так, що дотичні до них збігаються за напрямком з вектором швидкості рідини у відповідних точках простору (Рис.2.7). Лінії струму проводяться так, щоб їх густота, яка характеризується відношенням числа ліній до площі

перпендикулярної їм площадки, через яку вони проходять, була більше там, де більше швидкість плинину рідини, і менше там, де рідина тече повільніше. Таким чином, по картині ліній струму можна судити про напрямок і модуль швидкості в різних точках простору, тобто можна визначити стан руху рідини. Лінії струму в рідині можна «виявити», наприклад, підмішавши в неї які-небудь помітні зважені частинки.

Частину рідини, обмежену лініями струму, називають трубкою струму. Плин рідини називається сталим (або стаціонарним), якщо форма й розташування ліній струму, а також значення швидкостей у кожній точці з часом не змінюються.

Кількість рідини, що протікає в одиницю часу через поперечний переріз потоку, називають її витратою. Виділяють витрату об'ємну і витрату масову. Об'ємну витрату рідини визначають за формулою

$$V = v_{\text{сеп}} S, \quad (2.19)$$

де $v_{\text{сеп}}$ – середня швидкість плинину рідини, м/с; S – поперечний переріз потоку, м².

Масову витрату рідини визначають за рівнянням:

$$M = \rho v_{\text{сеп}} S, \quad (2.20)$$

де ρ – густина рідини, кг/м³.

Відповідно до формули (2.19) середня швидкість плинину рідини являє собою відношення

$$v_{\text{сеп}} = \frac{V}{S}.$$

Іноді використовують поняття масової швидкості рідини, що являє собою добуток:

$$v_M = \rho v_{сep} \quad (2.21)$$

2.2.2. Рівняння нерозривності

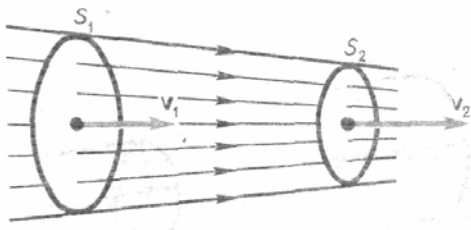


Рис.2.8 – Трубка струму

Розглянемо будь-яку трубку струму. Виберемо два її перерізи S_1 і S_2 , перпендикулярні напрямку швидкості (Рис.2.8).

За час Δt через переріз S проходить об'єм рідини $Sv\Delta t$; отже, за 1 с через S_1 пройде об'єм рідини S_1v_1 , де v_1 – швидкість плинину рідини в місці перетину S_1 . Через переріз S_2 за 1 с пройде об'єм рідини S_2v_2 , де v_2 – швидкість плинину рідини в місці перетину S_2 . Припустимо, що швидкість рідини в перерізі постійна. Якщо рідина нестислива ($\rho = \text{const}$), то через переріз S_2 пройде такий же об'єм рідини, як і через переріз S_1 , тобто

$$S_1v_1 = S_2v_2 = \text{const} \quad (2.22)$$

Отже, добуток швидкості плинину нестисливої рідини на поперечний переріз трубки струму є величина постійна для даної трубки струму. Співвідношення (2.22) називається рівнянням нерозривності для нестисливої рідини.

2.2.3. Рівняння Бернуллі

Виділимо в ідеальній рідині, що тече стаціонарно (фізична абстракція, тобто уявлювана рідина, в якій відсутні сили внутрішнього тертя), трубку струму, обмежену перерізами S_1 і S_2 , по якій зліва на право тече рідина (Рис.2.9). Нехай у місці перерізу S_1 швидкість плинину v_1 , тиск p_1 і висота h_1 , на якій цей перетин розташований. Аналогічно, у місці перетину S_2 швидкість плинину v_2 , тиск p_2 і висота перетину h_2 . За малий проміжок часу Δt рідина переміщається від перерізів S_1 і S_2 до перерізів S_1^1 і S_2^1 .

Відповідно до закону збереження енергії, зміна повної енергії $E_2 - E_1$ ідеальної нестисливої рідини повинна дорівнювати роботі A зовнішніх сил по переміщенню маси m рідини:

$$E_2 - E_1 = A, \quad (2.23)$$

де E_1 і E_2 – повні енергії рідини масою m у місцях перерізів S_1 і S_2 , відповідно.

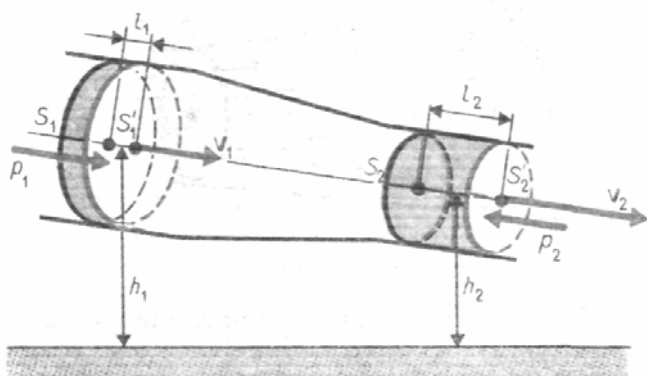


Рис.2.9 – До виведення рівняння Бернуллі

З іншого боку, A – це робота, виконана при переміщенні всієї рідини, що знаходиться між перерізами S_1 і S_2 за розглянутий малий проміжок часу Δt . Для перенесення маси m від S_1 до S_1' рідина повинна переміститися на відстань $l_1 = v_1 \Delta t$ і від S_2 до S_2' – на

відстань $l_2 = v_2 \Delta t$. Відзначимо, що l_1 й l_2 настільки малі, що всім точкам об'ємів, зафарбованих на рис.2.9, можна приписати постійні значення швидкості v , тиску p і висоти h . Отже,

$$A = F_1 l_1 + F_2 l_2, \quad (2.24)$$

де $F_1 = p_1 S_1$ й $F_2 = -p_2 S_2$ (негативна, тому що спрямована убік, протилежний плину рідини (Рис.2.9)).

Повні енергії E_1 і E_2 будуть складатися з кінетичної й потенціальної енергій маси m рідини:

$$E_1 = \frac{mv_1^2}{2} + mgh_1, \quad (2.25)$$

$$E_2 = \frac{mv_2^2}{2} + mgh_2, \quad (2.26)$$

Підставляючи (2.25) і (2.26) в (2.23) та прирівнюючи (2.23) і (2.24), отримаємо

$$\frac{mv_1^2}{2} + mgh_1 + p_1 S_1 v_1 \Delta t = \frac{mv_2^2}{2} + mgh_2 + p_2 S_2 v_2 \Delta t . \quad (2.27)$$

Відповідно до рівняння нерозривності для нестисливої рідини (2.22), об'єм, займаний рідиною, залишається постійним, тобто

$$\Delta V = S_1 v_1 \Delta t = S_2 v_2 \Delta t .$$

Розділивши вираження (2.27) на ΔV , отримаємо

$$\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho g h_1 + p_1 = \frac{\rho v_2^2}{2} + \rho g h_2 + p_2 ,$$

де ρ – густина рідини. Але оскільки перерізи обиралися довільно, то можемо записати

$$\frac{\rho v^2}{2} + \rho g h + p = const . \quad (2.27)$$

Вираження (2.27) називається рівнянням Бернуллі. Як видно з його виведення, рівняння Бернуллі – вираження закону збереження енергії відповідно до сталого плинку ідеальної рідини. Воно виконується і для реальних рідин, внутрішнє тертя яких не дуже велике.

Величина p у формулі (2.27) називається статичним тиском – тиск рідини на поверхню обтічного нею тіла; величина $\frac{\rho v^2}{2}$ – динамічним; $\rho g h$ – гідростатичним тиском.

Для горизонтальної трубки струму ($h_1 = h_2$) вираження (2.27) приймає вид

$$\frac{\rho v^2}{2} + p = const, \quad (2.28)$$

де $\frac{\rho v^2}{2} + p$ називається повним тиском.

2.2.4. В'язкість

В'язкість (внутрішнє тертя) – це властивість реальних рідин чинити опір переміщенню однієї частини рідини відносно іншої. При переміщенні одних шарів реальної рідини відносно інших виникають сили внутрішнього тертя, спрямовані по дотичній до поверхні шарів. Дія цих сил проявляється в тому, що з боку шару, який рухається швидше, на шар, який рухається повільніше, діє прискорювальна сила. З боку ж шару, що рухається повільніше, на шар, що рухається швидше, діє гальмуюча сила.

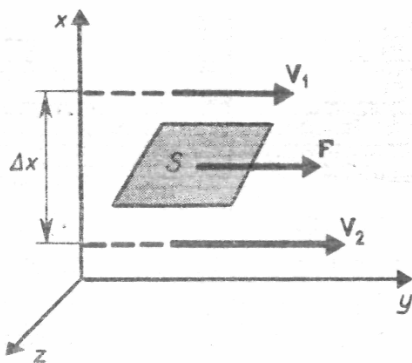


Рис.2.10 – Рух шарів рідини

Сила внутрішнього тертя F тим більше, чим більше розглянута площа поверхні шару S (Рис.2.10), і залежить від того, наскільки швидко міняється швидкість плинину рідини при переході від шару до шару. На рисунку представлені два шари, що відстоять один від одного на відстані Δx і рухаються зі швидкостями v_1 і v_2 , при цьому $v_1 - v_2 = \Delta v$. Напрямок, у якому відлічується

відстань між шарами, перпендикулярний швидкості плинину шарів. Величина $\frac{\Delta v}{\Delta x}$ показує, як швидко міняється швидкість при переході від шару до шару в напрямку x , перпендикулярному напрямку руху шарів, і називається градієнтом швидкості. Таким чином, модуль сили внутрішнього тертя:

$$F = \eta \left| \frac{\Delta v}{\Delta x} \right| S, \quad (2.29)$$

де η – коефіцієнт пропорційності, що залежить від природи рідини, називається динамічною в'язкістю (або просто в'язкістю).

Одиниця в'язкості – паскаль-секунда (Па·с): 1 Па·с дорівнює динамічній в'язкості середовища, в якій за ламінарного режиму течії та градієнті швидкості з модулем, що дорівнює 1 м/с на 1 м, виникає сила внутрішнього тертя в 1 Н на 1 м² поверхні дотичних шарів (1 Па·с=1 Н·с/м²).

Чим більше в'язкість, тим сильніше рідина відрізняється від ідеальної, тим більші сили внутрішнього тертя в ній виникають. В'язкість залежить від температури, причому характер цієї залежності для рідин і газів різний (для рідин зі збільшенням температури в'язкість зменшується, у газів, навпаки, – збільшується), що вказує на розходження в них механізмів внутрішнього тертя.

2.2.5. Режими плинину рідин

Існує два граничних режими плинину рідин. Плин називається ламінарним (шаруватим), якщо уздовж потоку кожний виділений тонкий шар скочає відносно сусідніх, не перемішуючись із ними, і турбулентним (вихровим), якщо уздовж потоку відбувається інтенсивне вихроутворення й перемішування рідини (газу).

Ламінарний плин рідини спостерігається при невеликих швидкостях її руху. Зовнішній шар рідини, що примикає до поверхні труби, у якій вона тече, через сили молекулярного зчеплення прилипає до неї й залишається нерухомим. Швидкості наступних шарів тим більше, чим більше їх відстань до поверхні труби, і найбільшу швидкість має шар, що рухається уздовж осі труби.

При турбулентному плинні частки рідини здобувають складові швидкостей, перпендикулярні плинину, тому вони можуть переходити з одного шару в інший. Швидкість часток рідини швидко зростає по мірі віддалення від поверхні труби, потім змінюється досить незначно. Оскільки швидкості частинок рідини в різних

шарах мало відрізняються одна від одної, то вони можуть переходити із одного

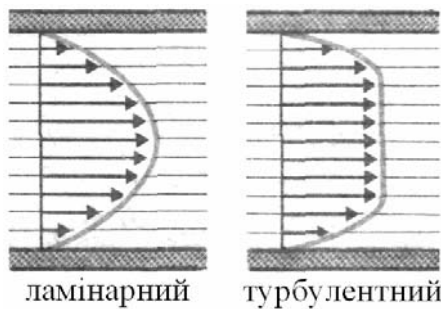


Рис.2.11 – Ламінарний та турбулентний режими плинину рідини

шару в інший. Через великий градієнт швидкостей біля поверхні труби відбувається утворення вихрів.

Профіль усередненої швидкості при турбулентному плинні в трубах (Рис.2.11) відрізняється від параболічного профілю при ламінарному плинні більш швидким зростанням швидкості біля стінок труби й меншою кривизною в центральній частині

плинину.

Англійський вчений Рейнольдс установив, що характер плинину залежить від безрозмірної величини, яка називається числом Рейнольдса:

$$Re = \frac{\rho \langle v \rangle d}{\eta} = \frac{\langle v \rangle d}{\nu}, \quad (2.30)$$

де ν кінематична в'язкість; ρ – густина рідини; $\langle v \rangle$ – середня по перерізу труби швидкість рідини; d – характерний лінійний розмір, наприклад діаметр труби.

При малих значеннях числа Рейнольдса $Re \leq 1000$ спостерігається ламінарний плин, перехід від ламінарного плинину до турбулентного відбувається в області $1000 < Re < 2000$, а при $Re = 2300$ плин – турбулентний. Якщо число Рейнольдса однакове, то режим плинину різних рідин (газів) у трубах різних перерізів однаковий.

Контрольні запитання

1. Навести формули для розрахунку густини, питомого об'єму, коефіцієнту об'ємного стиску, модуля об'ємної пружності, коефіцієнту об'ємного розширення.

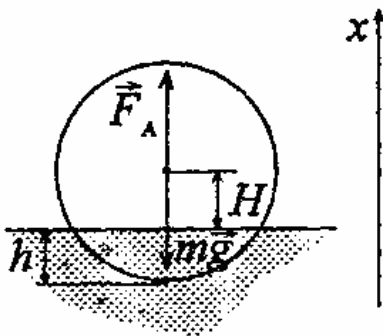
2. Вивести формулу для розрахунку гідростатичного тиску.

3. Сформулювати закон Архімеда.
4. Пояснити природу сил поверхневого натягу та пояснити їх залежність від властивостей речовини.
5. Пояснити механізм змочування та незмочування рідинами твердих поверхонь.
6. Навести рівняння Лапласа для визначення надлишкового тиску для довільної поверхні рідини двоякої кривизни.
7. Вивести рівняння нерозривності.
8. Вивести рівняння Бернуллі.
9. В'язкість та причини її виникнення.
10. Режими плинину рідини.

Приклади розв'язання задач

1. М'яч радіусом $R=10$ см плаває у воді так, що його центр мас знаходиться на $H=9$ см вище за поверхню води. Яку роботу необхідно виконати, щоб занурити м'яч у воду до діаметральної площини?

Розв'язання



М'яч плаває, якщо сила тяжіння, що діє на нього, врівноважується силою Архімеда, тобто $mg = F_A$, або: $mg = \rho_0 V_0 g$ (1), де V_0 – об'єм сегменту заввишки h , що знаходиться у воді в рівновазі, ρ_0 – густина води, m – маса м'яча.

Очевидно, що $H + h = R$, тобто радіусу м'яча.

Якщо тепер занурити м'яч у воду на глибину x , то сила Архімеда перевищить силу тяжіння, що діє на м'яч, і результуюча сила, що виштовхує м'яч з води, буде:

$$F_x = F'_A - mg \quad (2).$$

Проти цієї сили F_x і повинна бути виконана робота. Сила Архімеда: $F'_A = \rho_0 V g$ (3), де V – об'єм сегменту заввишки $h + x$. З (1) - (3) маємо

$F_x = \rho_0 V g - \rho_0 V_0 g = \rho_0 g (V - V_0) = \rho_0 g V_x$, де V_x – об’єм кульового шару висотою x .
Кульовий сегмент заввишки x має об’єм кульового шару

$$V_x = V - V_0 = \frac{\pi(x+h)^2}{3}(3R - (x+h)) - \frac{\pi h^2}{3}(3R - h).$$

Тоді: $F_x = \rho_0 g V_x = \frac{\pi \rho_0 g}{3} (3R(x+h)^2 - (x+h)^3 - h^2(3R-h))$ (4). Робота, яку необхідно

виконати при зануренні м’яча до діаметральної площини, буде: $A = \int_0^H F_x dx$ (5).

Підставимо (4) в (5), проінтегруємо і врахуємо, що $H+h=R$, отримаємо, після підстановки даних завдання, $A=0,74$ Дж.

2. Знайти швидкість v руху вуглекислого газу по трубі, якщо відомо, що за час $t=30$ хв. через поперечний переріз труби протікає маса газу $m=0,51$ кг. Густина газу $\rho=7,5$ кг/м³. Діаметр труби $D=2$ см.

Розв’язання

За час t через поперечний переріз труби проходить деякий об’єм газу циліндричної форми (маса цього об’єму газу нам відома): $V = \pi \frac{D^2}{4} l = \frac{m}{\rho}$ (1).

Швидкість плинину вуглекислого газу $v = \frac{l}{t}$. З рівняння (1) знайдемо $l = \frac{4m}{\pi D^2 \rho}$, тоді

$$v = \frac{4m}{\pi D^2 \rho t}; v=0,12 \text{ м/с.}$$

3. В дні циліндричного посуду діаметром $D=0,5$ м є круглий отвір діаметром $d=1$ см. Знайти залежність швидкості пониження рівня води в посуді від висоти h . Знайти значення цієї швидкості для висоти $h=0,2$ м.

Розв'язання

За теоремою Бернуллі $\frac{\rho v_1^2}{2} + \rho gh = \frac{\rho v_2^2}{2}$ або $v_1^2 + 2gh = v_2^2$ (1), де v_1 – швидкість пониження рівня води в сосуді, v_2 – швидкість витікання води з отвору. В силу нерозривності струменя $v_1 S_1 = v_2 S_2$, звідки $v_2 = \frac{v_1 S_1}{S_2}$ (2), де S_1 – площа поперечного перерізу сосуда, S_2 – площа поперечного перерізу отвору. Підставляючи (2) в (1), отримаємо $v_1 = \frac{S_2 \sqrt{2gh}}{\sqrt{D^4 - d^4}}$. Оскільки $S_1 = \frac{\pi D^2}{4}$ і $S_2 = \frac{\pi d^2}{4}$, то $v_1 = \frac{d^2 \sqrt{2gh}}{\sqrt{D^4 - d^4}}$. Оскільки $d^4 \ll D^4$, то $v_1 \approx \frac{d^2}{D^2} \sqrt{2gh}$. При $h=0,2$ м швидкість $v=0,8$ мм/с.

4. Пробкова кулька радіусом $r=5$ мм спливає в сосуді, наповненому касторовою олією. Знайти динамічну і кінематичну в'язкість касторової олії, якщо кулька спливає з постійною швидкістю $v=3,5$ см/с.

Розв'язання:

Оскільки кулька рухається рівномірно, то за другим законом Ньютона:

$$F_A - F - mg = 0 \quad (1), \text{ де маса кульки: } m = \rho_n V = \rho_n \frac{4\pi r^3}{3} \quad (2). \text{ Сила Архімеда:}$$

$$F_A = \rho_M V g = \rho_M \frac{4\pi r^3}{3} \quad (3). \text{ Сила опору масла за законом Стокса: } F = 6\pi \eta r v \quad (4).$$

Підставляючи рівняння (2) – (4) в (1), після нескладних перетворень отримаємо $18\eta v = 4r^2 g(\rho_n - \rho_M)$, звідки динамічна в'язкість: $\eta = \frac{2r^2 g(\rho_n - \rho_M)}{9v}$; $\eta = 1,09$ Па·с. Кінематична в'язкість масла: $\nu = \eta / \rho_M$; $\nu = 12,1$ см²/с.

3. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ТЕПЛОВИХ ПРОЦЕСІВ

3.1. Загальні відомості про теплові процеси

Під тепловими процесами й тепловою обробкою розуміють нагрівання й охолодження сировини, продуктів, допоміжних матеріалів і засобів. У широкому змісті теплообмін являє собою перенос енергії у формі теплоти, що відбувається між тілами, температура яких різна. Для спрощення сутність процесів теплообміну визначають як перенос теплоти.

Виробництво майже всієї кулінарної продукції на підприємствах харчової промисловості та ресторанного господарства практично не може бути здійснене без теплового впливу на неї. Кулінарна готовність основних продуктів харчування (м'ясних, рибних, молочних, рослинних) визначається їх тепловою обробкою. При готуванні блюд із сирих овочів і фруктів вони також піддаються тепловій обробці (вплив холодом при зберіганні в холодильних камерах, нагрівання або охолодження при мийці).

Таким чином, тепла обробка різних продуктів відноситься до найважливіших прийомів у технологічному процесі виробництва кулінарних виробів. Нагрівання продукту, здійснене різними шляхами, викликає зміни фізико-хімічних, структурно-механічних, органолептичних його властивостей. Зміни цих властивостей у сукупності обумовлюють смак, запах, колір, консистенцію, які характеризують ступінь кулінарної готовності продукту.

Так само як і нагрівання, охолодження продуктів переслідує дві основні цілі. Перша з них полягає в технологічному призначенні. Охолодження здійснюється на окремих етапах технологічного процесу або на його заключній стадії. Так, на проміжних стадіях охолодження необхідно, наприклад, при збиванні продуктів для одержання піни, кремів, для розкочування листового тесту. На заключній стадії охолодження необхідно при готуванні драглів, желе й багатьох кулінарних виробів, уживаних у їжу в охолодженому виді.

Друга мета охолодження пов'язана із санітарно-гігієнічними показниками продукції. Охолодження сповільнює життєдіяльність мікроорганізмів, тому

зберігання сировини або навіть готових кулінарних виробів необхідно здійснювати при температурах не вище 6...8°C.

Розходження цільового призначення теплових процесів, використовуваних у технологіях харчових продуктів, дозволяє підрозділити їх на загальні й специфічні. До числа загальних процесів ставляться ті з них, у яких нагрівання або охолодження здійснюється лише з метою зміни температури й не переслідує інших яких-небудь спеціальних технологічних цілей. Специфічними тепловими процесами є такі, при яких досягається яка-небудь технологічна мета. До числа специфічних теплових процесів, пов'язаних з нагріванням, відносяться варіння, жарка, пастеризація, стерилізація.

При розгляді питань, пов'язаних з тепловою обробкою сировини, тепловими технологічними процесами готування кулінарних виробів, потрібно, насамперед, урахувати умови й режими їх проведення. Ці умови й режими повинні сприяти одержанню виробу найвищої якості, з максимально збереженими харчовими речовинами, без втрат сировини й при мінімальних трудових і енергетичних витратах. У зв'язку з цим необхідно вказати на деякі фактори, які є визначальними при виборі режимів теплової обробки продуктів. Ці фактори пов'язані з тим, що при зайвому термічному впливі на продукт він може втратити свою харчову цінність. Недостатній термічний вплив також може бути причиною небажаних наслідків, головними з яких є неповна кулінарна готовність продукту й збереження в ньому шкідливих мікроорганізмів.

Найважливішими параметрами, що обумовлюють кулінарну готовність їжі, є температура й час витримки продукту за цієї температури. Співвідношення між цими параметрами повинне бути оптимальним.

Однією із найважливіших характеристик, які використовуються під час розглядання теплових процесів є теплоємність. Питома теплоємність речовини величина, яка дорівнює кількості теплоти, необхідній для нагрівання (охолодження) 1 кг речовини на 1 К:

$$c = \frac{\delta Q}{m dT}. \quad (3.1)$$

Одиниця питомої теплоємності – джоуль на кілограм-кельвін (Дж/(кг·К)).

Молярна теплоємність – величина, рівна кількості теплоти, необхідній для нагрівання 1 моля речовини на 1 К:

$$C_m = \frac{\delta Q}{\nu dT}, \quad (3.2)$$

де $\nu = \frac{m}{\mu}$ – кількість речовини, що виражає число молей.

Одиниця молярної теплоємності – джоуль на моль-кельвін (Дж/(моль·К)).

Питома теплоємність c пов'язана з молярною C_m співвідношенням

$$C_m = c\mu, \quad (3.3)$$

де μ – молярна маса речовини.

Наука про теплопередачу розрізняє три принципово різних способи поширення теплоти: теплопровідність, конвекцію, теплове випромінювання (радіація).

Передача теплоти теплопровідністю відбувається за рахунок хаотичного (теплого) руху мікрочастинок, які при цьому безпосередньо стикаються одна з одною. В твердих тілах теплопровідність є основним видом переносу теплоти. Вона являє собою коливання атомів у кристалічних решітках або переміщення вільних електронів у металах. У газах і рідинах теплопровідність здійснюється за рахунок руху молекул. У чистому виді вона спостерігається тільки при відсутності конвекції.

Якщо в одній області газу середня кінетична енергія молекул більше, ніж в іншій, то із часом внаслідок постійних зіткнень молекул відбувається процес

вирівнювання середніх кінетичних енергій молекул, тобто, іншими словами, вирівнювання температур.

Перенос енергії у формі теплоти підкоряється закону Фур'є:

$$j = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (3.4)$$

де j – густина теплового потоку – величина, обумовлена енергією, що переноситься у формі теплоти в одиницю часу через одиничну площадку, перпендикулярну осі x ; λ – коефіцієнт теплопровідності; $\frac{dT}{dx}$ – градієнт температури, рівний швидкості зміни температури на одиницю довжини x у напрямку нормалі до цієї площадки. Знак мінус показує, що при теплопровідності енергія переноситься в напрямку убавання температури dT (тому знаки j і $\frac{dT}{dx}$ протилежні). Теплопровідність λ чисельно дорівнює густині теплового потоку при градієнті температури, рівному одиниці. Можна показати, що

$$\lambda = \frac{1}{3} c_V \rho \langle v \rangle \langle l \rangle, \quad (3.5)$$

де c_V – питома теплоємність газу при постійному об'ємі (кількість теплоти, необхідна для нагрівання 1 кг газу на 1 К при постійному об'ємі); ρ – густина газу; $\langle v \rangle$ – середня швидкість теплового руху молекул; $\langle l \rangle$ – середня довжина вільного пробігу.

Перенос теплоти конвекцією має місце між поверхнею твердого тіла й навколишнім середовищем. Він відбувається за рахунок переміщення, перемішування макрочасток в об'ємі газу або рідини. Конвекцію підрозділяють на вільну, або природну, і змушену. При вільній конвекції переміщення часток обумовлене винятково різницею густин газу або рідини в різних точках займаного

ними об'єму. Змушена конвекція виникає при примусовому переміщенні рідини або газу, створюваного насосами, компресорами, мішалками й т.п.

Конвективний теплообмін у випадку, коли тепло від рідини або газу передається до стінки або навпаки, досить точно характеризується законом Ньютона й описується наступним рівнянням:

$$dQ = \alpha(t_{cm} - t_p) dS d\tau, \quad (3.6)$$

звідки

$$Q = \alpha(t_{cm} - t_p) S \tau,$$

де Q – кількість переданої конвекцією теплоти, Дж; α – коефіцієнт тепловіддачі від рідини (газу) до стінки або від стінки до рідини (газу), Вт/(м²·К); S – поверхня стінки, м²; τ – час, с; t_{ct} – температура стінки, °С; t_p – температура рідини або газу, °С. Коефіцієнт тепловіддачі показує кількість теплоти, відданої або поглинутої 1 м² поверхні за 1 с при різниці температур в 1 °С. Значення коефіцієнта α залежить від багатьох параметрів, що характеризують процес теплопередачі.

Теплове випромінювання, або променистий теплообмін, являє собою перенос теплоти електромагнітними хвилями різної довжини. При тепловому випромінюванні відбувається перетворення теплової енергії в променисту й променистої в теплову. Цей спосіб переносу теплоти можливий між твердими, рідкими й газоподібними тілами. Довжини хвиль теплового випромінювання лежать у невидимій (інфрачервоної) частині спектра в межах 0,8...800 мкм.

3.2. Основні поняття та визначення

3.2.1. Перший початок термодинаміки

Розглянемо термодинамічну систему, для якої механічна енергія не змінюється, а змінюється лише її внутрішня енергія. Термодинамічна (макроскопічна) система – велика кількість (порядку числа Авогадро $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ 1/моль) взаємодіючих або не взаємодіючих між собою частинок

(або тіл), які мають загальну поверхню розділу з оточенням. Поверхня розділу – геометричне місце точок на поверхні термодинамічної системи де відбувається різка зміна або стрибок однієї або декількох фізичних або хімічних властивостей.

Основна властивість термодинамічних систем будь-яких за хімічною природою або станом – це температура. Дві або декілька термодинамічних систем за умов рівноваги обов'язково мають хоча б одну однакову властивість – температуру.

Внутрішня енергія системи може змінюватися в результаті різних процесів, наприклад, здійснення над системою роботи й передачі їй теплоти. Так, всуваючи поршень у циліндр, у якому знаходиться газ, ми стискаємо цей газ, у результаті чого його температура підвищується, тобто таким чином змінюється (збільшується) внутрішня енергія газу. З іншого боку, температуру газу і його внутрішню енергію можна підвищити за рахунок передачі йому деякої кількості теплоти – енергії переданої системі зовнішніми тілами шляхом теплообміну (процес обміну внутрішніми енергіями при контакті тіл з різними температурами).

Таким чином, можна говорити про дві форми передачі енергії від одних тіл до інших: шляхом роботи або підведенням теплоти. Енергія механічного руху може перетворюватися в енергію теплового руху й навпаки. При цих перетвореннях виконується закон збереження й перетворення енергії: щодо термодинамічних процесів цим законом і є перший початок термодинаміки, установлений в результаті узагальнення великої кількості дослідних даних.

Припустимо, що деяка система (газ в циліндрі під поршнем), маючи внутрішню енергію U_1 одержала деяку кількість теплоти Q і, перейшовши в новий стан, що характеризується внутрішньою енергією U_2 , виконав роботу A над зовнішнім середовищем, тобто проти зовнішніх сил. Кількість теплоти вважається позитивною, коли вона підведена до системи, а робота позитивна, коли система виконує її проти зовнішніх сил. Досвід показує, що відповідно до закону збереження енергії при будь-якому способі переходу системи з першого стану в другий зміна внутрішньої енергії $\Delta U = U_2 - U_1$ буде однаковою і рівною різниці

між кількістю теплоти Q , отриманою системою, і роботою A , виконаною системою проти зовнішніх сил:

$$\Delta U = Q - A,$$

або

$$Q = \Delta U + A. \quad (3.7)$$

Рівняння (3.7) виражає перший початок термодинаміки: теплота, передана системі, витрачається на зміну її внутрішньої енергії й на здійснення нею роботи проти зовнішніх сил.

Закон (3.7) у диференціальній формі буде мати вигляд:

$$\delta Q = dU + \delta A, \quad (3.8)$$

3.2.2. Ентропія, її статистичний зміст та зв'язок з термодинамічною вірогідністю

Поняття ентропії уведене в 1865 р. Клаузиусом. Для з'ясування фізичного змісту цього поняття розглядають відношення теплоти Q , яка називається приведеною кількістю теплоти, отриманої тілом в ізотермічному процесі, до температури T тіла, що віддає теплоту.

Приведена кількість теплоти, передана тілу на нескінченно малій ділянці процесу, дорівнює $\frac{\delta Q}{T}$. Теоретичний аналіз показує, що наведена кількість теплоти, передана тілу в будь-якому оборотному круговому процесі, дорівнює нулю:

$$\oint \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (3.9)$$

З рівності нулю інтеграла (3.9), взятого по замкнутому контуру, витікає, що підінтегральний вираження $\frac{\delta Q}{T}$ є повним диференціалом деякої функції, яка

визначається тільки станом системи й не залежить від шляху, яким система прийшла в цей стан. Таким чином,

$$\frac{\delta Q}{T} = dS. \quad (3.10)$$

Функція стану, диференціалом якої є $\frac{\delta Q}{T}$, називається ентропією й позначається S .

З формули (3.10) витікає, що для оборотних процесів зміна ентропії

$$dS = 0. \quad (3.11)$$

У термодинаміці доводиться, що ентропія системи, яка здійснює необоротний цикл, зростає:

$$dS > 0. \quad (3.12)$$

Вираження (3.11) і (3.12) відносяться тільки до замкнутих систем, якщо ж система обмінюється теплотою із зовнішнім середовищем, то її ентропія може поводитися будь-яким чином. Співвідношення (3.11) і (3.12) можна представити у вигляді нерівності Клаузиуса

$$dS \geq 0, \quad (3.13)$$

тобто ентропія замкнутої системи може або зростати (у випадку необоротних процесів) або залишатися постійною (у випадку оборотних процесів).

Якщо система здійснює рівноважний перехід зі стану 1 у стан 2, то, згідно (3.10), зміна ентропії

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{dU + \delta A}{T}, \quad (3.14)$$

де підінтегральне вираження та межі інтегрування необхідно виразити через величини, що характеризують досліджуваний процес. Формула (3.14) визначає ентропію лише з точністю до адитивної константи, але фізичний зміст має не сама ентропія, а різниця ентропій.

Виходячи з вираження (3.14), знайдемо зміну ентропії в процесах ідеального газу. Оскільки $dU = \frac{m}{\mu} C_V dT$, $\delta A = pdV = \frac{m}{\mu} RT \frac{dV}{V}$, то

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{\mu} C_V \int_1^2 \frac{dT}{T} + \frac{m}{\mu} R \int_1^2 \frac{dV}{V},$$

або

$$\Delta S_{1 \rightarrow 2} = S_2 - S_1 = \frac{m}{\mu} \left(C_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \right), \quad (3.15)$$

тобто зміна ентропії $\Delta S_{1 \rightarrow 2}$ ідеального газу при переході його зі стану 1 у стан 2 не залежить від виду процесу переходу $1 \rightarrow 2$.

Оскільки для адіабатичного процесу $\delta Q = 0$, то $\Delta S = 0$ й, отже, $S = const$, тобто адіабатичний оборотний процес протікає при постійній ентропії. Тому його часто називають ізоентропійним процесом. З формули (3.15) витікає, що при ізотермічному процесі ($T_1 = T_2$)

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} R \ln \frac{V_2}{V_1};$$

при ізохорному процесі ($V_1 = V_2$)

$$\Delta S = \frac{m}{\mu} C_V \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Ентропія має властивість адитивності: ентропія системи дорівнює сумі ентропії тіл, що входять у систему. Властивістю адитивності володіють також внутрішня енергія, маса (температура й тиск такою властивістю не володіють).

Більш глибокий зміст ентропії розкривається в статистичній фізиці, ентропія зв'язується з термодинамічною ймовірністю стану системи. Термодинамічна ймовірність W стану системи – це число способів, якими може бути реалізований даний стан макроскопічної системи, або число мікростанів, що здійснюють даний макростан (по визначенню, $W > 1$, тобто термодинамічна ймовірність не є ймовірність у математичному змісті (остання ≤ 1)).

Згідно Больцману, ентропія S системи й термодинамічна ймовірність зв'язані між собою наступним чином:

$$S = k \ln W, \quad (3.16)$$

де k – постійна Больцмана. Таким чином, ентропія визначається логарифмом числа мікростанів, за допомогою яких може бути реалізований даний макростан. Отже, ентропія може розглядатися як міра ймовірності стану термодинамічної системи. Формула Больцмана (3.16) дозволяє дати ентропії наступне статистичне тлумачення: ентропія є мірою неупорядкованості системи. Чим більше число мікростанів, що реалізують даний макростан, тим більше ентропія. У стані рівноваги – найбільш імовірного стану системи – число мікростанів максимальне, при цьому максимальна і ентропія.

Оскільки реальні процеси необоротні, то можна стверджувати, що всі процеси в замкнутій системі ведуть до збільшення її ентропії – принцип зростання ентропії. При статистичному тлумаченні ентропії це означає, що процеси в замкнутій системі йдуть у напрямку збільшення числа мікростанів, іншими словами, від менш імовірних станів до більш імовірних, до тих пір, поки ймовірність стану не стане максимальною.

З порівняння виражень (3.13) і (3.16), видно, що ентропія й термодинамічна ймовірність станів замкнутої системи можуть або зростати (у випадку

необоротних процесів), або залишатися постійними (у випадку оборотних процесів).

Відзначимо, однак, що ці твердження мають місце для систем, що складаються з дуже великої кількості часток, але можуть порушуватися в системах з малим числом часток. Для «малих» систем можуть спостерігатися флуктуації, тобто ентропія й термодинамічна ймовірність станів замкнутої системи на певному відрізку часу можуть убувати, а не зростати, або залишатися постійними.

3.2.3. Другий початок термодинаміки

Перший початок термодинаміки, виражаючи закон збереження й перетворення енергії, не встановлює напрямок протікання термодинамічних процесів. Крім того, можна представити безліч процесів, що не суперечать першому початку, у яких енергія зберігається, а в природі вони не здійснюються. Поява другого початку термодинаміки – необхідність дати відповідь на питання, які процеси в природі можливі, а які ні – визначає напрямок розвитку процесів.

Використовуючи поняття ентропії й нерівність Клаузиуса, другий початок термодинаміки можна сформулювати як закон зростання ентропії замкнутої системи при необоротних процесах: будь-який необоротний процес у замкнутій системі відбувається так, що ентропія системи при цьому зростає.

Можна дати більш коротке формулювання другого початку термодинаміки: у процесах, що відбуваються в замкнутій системі, ентропія не убиває. Тут важливим є те, що мова йде про замкнуті системи, тому що в незамкнених системах ентропія може поводитися будь-яким чином (убувати, зростати, залишатися постійною). Крім того, відзначимо ще раз, що ентропія залишається постійною в замкнутій системі тільки при оборотних процесах. При необоротних процесах у замкнутій системі ентропія завжди зростає.

Формула Больцмана (3.16) дозволяє пояснити зростання ентропії в замкнутій системі при необоротних процесах: зростання ентропії означає перехід системи з менш імовірних у більше ймовірні стани. Таким чином, формула

Больцмана дозволяє дати статистичне тлумачення другого початку термодинаміки. Воно, будучи статистичним законом, описує закономірності хаотичного руху великої кількості часток, що становлять замкнуту систему.

Вкажемо ще два формулювання другого початку термодинаміки:

1) по Кельвіну: неможливий круговий процес, єдиним результатом якого є перетворення теплоти, отриманої від нагрівача, в еквівалентну їй роботу;

2) по Клаузиусу: неможливий круговий процес, єдиним результатом якого є передача теплоти від менш нагрітого тіла до більш нагрітого.

Перші два початки термодинаміки дають недостатньо відомостей про поведінку термодинамічних систем при нулі Кельвіна. Вони доповнюються третім початком термодинаміки, або теоремою Нернста-Планка: ентропія всіх тіл у стані рівноваги прагне до нуля по мірі наближення температури до нуля Кельвіна:

$$\lim_{T \rightarrow 0} S = 0. \quad (3.17)$$

3.3. Фазові перетворення

3.3.1. Загальні відомості

У термодинаміці фазою називається сукупність однорідних, однакових за своїми властивостями частин системи. Пояснимо поняття фази на наступних прикладах. У закритій посудині перебуває вода й над нею суміш повітря й пари води. У цьому випадку ми маємо справу із системою, що складається із двох фаз: одну фазу утворює рідка вода, другу – суміш повітря й пара води. Якщо у воду додати кілька шматочків льоду, то всі ці шматочки утворять третю фазу. Різні кристалічні модифікації будь-якої речовини також являють собою різні фази. Так, наприклад, алмаз і графіт є різними твердими фазами вуглецю.

За певних умов різні фази тієї ж самої речовини можуть перебувати в рівновазі одна з одною, стикаючись між собою. Рівновага двох фаз може мати місце лише в певному інтервалі температур, причому кожному значенню температури T відповідає цілком певний тиск p , за якого можлива рівновага.

Таким чином, стани рівноваги двох фаз будуть зображатися на діаграмі (p, T) лінією

$$p = f(T) \quad (3.18)$$

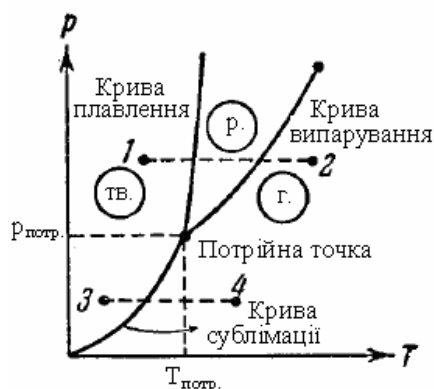


Рис.3.1 – Потрійна точка

Три фази однієї тієї ж речовини (тверда, рідка і газоподібна, або рідка й дві тверді) можуть перебувати в рівновазі тільки при певних значеннях температури й тиску одночасно, яким на діаграмі (p, T) відповідає точка, яка називається потрійною. Ця точка лежить на перетині кривих рівноваги фаз, узятих попарно (Рис.3.1)

У термодинаміці доводиться, що рівновага більш ніж трьох фаз однієї тієї ж речовини неможлива.

Перехід з однієї фази в іншу супроводжується поглинанням або виділенням деякої кількості теплоти, що називається прихованою теплотою переходу, або просто теплотою переходу. Існують переходи з однієї кристалічної модифікації в іншу, які не пов'язані з поглинанням або виділенням тепла. Такі переходи називаються фазовими переходами другого роду на відміну від звичайних переходів, які називаються фазовими переходами першого роду. Ми обмежимося розглядом тільки переходів першого роду.

3.3.2. Випарування та конденсація

У рідких і твердих тілах за будь-якої температури є деяка кількість молекул, енергія яких виявляється достатньою для того, щоб подолати притягання до інших молекул, покинути поверхню рідини або твердого тіла й перейти в газоподібну фазу. Перехід рідини в газоподібний стан називається випаруванням, перехід у газоподібний стан твердого тіла називається сублімацією.

Всі тверді тіла без винятку в том або іншому ступені сублімують. В одних речовин, таких, наприклад, як вуглекислота, процес сублімації протікає з

помітною швидкістю, в інших – цей процес при звичайних температурах настільки незначний, що практично не виявляється.

При випаруванні й сублімації тіло залишають найбільш швидкі молекули, внаслідок чого середня енергія молекул, що залишилися, зменшується й тіло охолоджується.

Щоб підтримувати температуру тіла, що випаровується (або сублімується), незмінною, до нього потрібно безперервно підводити теплоту. Теплота q , яку необхідно передати одиниці маси речовини для того, щоб перетворити її в пару, яка перебуває за тієї ж температури, яку мала речовина до випарування, називається питомою теплотою випарування (або сублімації).

Під час конденсації теплота, витрачена на випарування, віддається назад: рідина, що утвориться під час конденсації (або тверде тіло) нагрівається.

Проведемо оцінку теплоти випарування рідини. При випаруванні деякої кількості рідини, що переходить в газоподібну фазу, молекули повинні виконати роботу проти сил, що діють у поверхневому шарі. Ці сили діють на шляху, рівному товщині шару r . Позначивши середню величину сили на цьому шляху f , а число молекул в одиниці маси через n , роботу проти сил, що діють у поверхневому шарі, можна представити у вигляді nfr . Процес випарування супроводжується збільшенням об'єму речовини, внаслідок чого він зв'язаний з необхідністю здійснення роботи проти зовнішніх сил. Якщо випарування відбувається при постійному зовнішньому тиску p , робота проти зовнішніх сил дорівнює $p(V_n - V_p)$, де V_n й V_p – питомі об'єми пари й рідини. Обидві зазначені вище роботи відбуваються за рахунок теплоти випарування q . Таким чином,

$$q = nfr + p(V_n - V_p). \quad (3.19)$$

Як видно з вираження (3.19) теплота випарування зменшується з температурою. З підвищенням температури густина насиченої пари росте, що приводить до зменшення сил, які діють на молекулу в поверхневому шарі.

Зменшується також розходження в питомих об'ємах насиченої пари й рідини. Отже, при підвищенні температури обидва доданки в (3.19) убувають. При критичній температурі теплота випарування дорівнює нулю.

Розглянемо процес встановлення рівноваги між рідиною і її паром. Візьмемо герметичну посудину, частково заповнену рідиною, і припустимо, що спочатку із простору над рідиною речовина була повністю вилучена. Внаслідок процесу випарування простір над рідиною стане наповнюватися молекулами. Молекули, що перейшли в газоподібну фазу, рухаючись хаотично, ударяються об поверхню рідини, причому частина таких ударів буде супроводжуватися переходом молекул у рідку фазу. Кількість молекул, що переходять в одиницю часу в рідку фазу, очевидно, пропорційно кількості молекул, що вдаряються об поверхню, що, як ми знаємо, у свою чергу пропорційно nv , тобто росте з тиском p . Отже, поряд з випаром протікає зворотний процес переходу молекул з газоподібної в рідку фазу, причому інтенсивність його росте по мірі збільшення густини молекул у просторі над рідиною. При досягненні деякого, цілком визначеного (для даної температури) тиску, кількості молекул, що залишають рідину й вертаються в неї, стануть рівні. Починаючи із цього моменту, густина пари перестане змінюватися. Між рідиною й паром встановиться рухлива рівновага, що буде існувати до тих пір, поки не зміниться об'єм або температура системи.

Тиск, що відповідає рухливій рівновазі, є тиском насиченої пари $p_{н.п.}$. Якщо збільшити об'єм посудини, тиск пари зменшиться, і рівновагу буде порушено. У результаті перетвориться в пару додаткова кількість рідини, така, щоб тиск знову став дорівнювати $p_{н.п.}$. Аналогічне зменшення об'єму приведе до перетворення деякої кількості пари в рідину.

Кількість молекул, що залишають рідину в одиницю часу, сильно росте з температурою. Кількість молекул, що вдаряються об поверхню рідини, залежить від температури в меншому ступені (через v як \sqrt{T}). Тому при підвищенні температури рівновага між фазами порушується й протягом деякого часу потік молекул у напрямку рідина \rightarrow пара буде перевищувати потік у напрямку пара \leftarrow

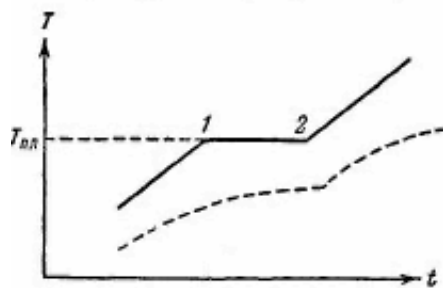
рідина. Це триває до тих пір, поки зростання тиску не приведе знову до встановлення рухливої рівноваги. Таким чином, тиск, за якого встановлюється рухлива рівновага між рідиною й парою, тобто тиск насиченої пари, виявляється залежним від температури.

Все сказане про рівновагу між рідиною й газом справедливо і для системи тверде тіло – газ. Кожній температурі відповідає певне значення тиску, за якого встановлюється рухлива рівновага між твердим тілом і газом. Для багатьох тіл, таких, наприклад, як тверді метали, цей тиск за звичайних температур настільки малий, що не може бути виявлений самими чутливими приладами.

3.3.3. Плавлення та кристалізація

Перехід кристалічного тіла в рідкий стан відбувається при певній для кожної речовини температурі й вимагає витрати деякої кількості теплоти, яка називається теплотою плавлення.

Якщо речовині, що спочатку знаходилась у кристалічному стані, передавати щосекунди визначену кількість теплоти, то зміна температури тіла буде такою, як показано на рис.3.2. Спочатку температура тіла зростає. При досягненні



температури плавлення $T_{пл}$ (точка 1 на рис.3.2), незважаючи на те, що тілу як і раніше передається теплота, температура його перестає змінюватися. Одночасно починається процес плавлення твердого тіла, у ході якого речовина

перетворюється в рідину. Після того як процес плавлення закінчиться і вся речовина повністю перейде в рідкий стан (точка 2 на рис.3.2), температура знову почне підвищуватися.

Крива нагрівання аморфного тіла виглядає інакше (пунктирна лінія на рис.3.2). При рівномірному підведенні теплоти температура аморфного тіла безупинно росте. Для аморфних тіл немає певної температури переходу в рідкий стан. Цей перехід відбувається безупинно, а не стрибком. Можна лише вказати

інтервал температур, у межах якого відбувається розм'якшення тіла. Це пояснюється тим, що рідини й аморфні тіла відрізняються лише ступенем рухливості молекул (аморфні тіла являють собою сильно переохолоджені рідини).

Температура плавлення залежить від тиску. Перехід із кристалічного в рідкий стан відбувається за визначених умов, що характеризуються тиском і температурою. Сукупності цих значень відповідає крива на діаграмі (p, T) , яку прийнято називати кривою плавлення. Крива плавлення йде дуже круто. Для того, наприклад, щоб змінити на 1° температуру плавлення льоду, необхідно змінити тиск на 132 ат.

Точки кривої плавлення визначають умови, за яких кристалічна й рідка фази можуть перебувати в рівновазі одна з одною. Така рівновага можлива за будь-якого співвідношення між масами рідини й кристалів, тобто при значеннях об'єму системи, в межах від mV_m до mV_p , де m – маса системи, а V_m й V_p питомі об'єми твердої й рідкої фаз. Тому кожній точці кривої плавлення відповідає на діаграмі

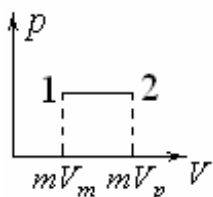


Рис.3.3 – Діаграма (p, V) для процесу плавлення

(p, V) відрізок горизонтальної прямої (Рис.3.3). Оскільки речовина в станах, зображуваних точками цього відрізка, має ту саму температуру, пряма 1 – 2 на рис.3.3. являє собою ділянку ізотерми, що відповідає двофазним станам речовини.

Зворотний плавленню процес кристалізації протікає наступним чином. Під час охолодження рідини до температури, за якої тверда й рідка фази можуть перебувати в рівновазі при даному тиску (тобто до тієї ж температури, за якої відбувалося плавлення), починається одночасний ріст кристаликів навколо так званих зародків або центрів кристалізації. Розростаючись окремі кристалики змикаються один з одним, утворюючи полікристалічне тверде тіло.

Центрами кристалізації можуть служити зважені в рідині тверді частки. Ретельно очищену від таких часток рідину можна охолодити нижче температури кристалізації без утворення кристаликів. Стан такої переохолодженої рідини є метастабільним. Досить потрапити в таку рідину порошині, для того щоб вона

розпалася на рідину й кристали, що перебувають за рівноважної температури. Однак у деяких випадках при великих переохолодженнях рухливість молекул рідини виявляється настільки незначною, що метастабільний стан може зберігатися дуже довго. Рідина в таких випадках має досить малу плинність і являє собою аморфне тверде тіло.

Процес кристалізації супроводжується виділенням такої ж кількості теплоти, яка поглинається при плавленні.

Контрольні запитання

1. Надати визначення поняттям питома та молярна теплоємності. Навести зв'язок між ними.
2. Навести основні способи поширення теплоти та стисло охарактеризувати їх.
3. Сформулювати перший початок термодинаміки.
4. Надати визначення поняттю приведена кількість теплоти.
5. Сформулювати статистичний зміст ентропії. Надати визначення ентропії як термодинамічної вірогідності.
6. Сформулювати другий початок термодинаміки (по Клаузиусу, по Кельвіну).
7. Надайте визначення поняттю фаза.
8. Що таке потрійна точка.
9. Дайте визначення фазових переходів першого та другого року.
10. Дайте визначення поняттям випарування, сублімація, конденсація.
11. Проведіть оцінку теплоти випарування рідини.
12. Дайте визначення поняттям плавлення та кристалізація.
13. Поясніть особливості зміни температури під час плавлення.

Приклади розв'язання задач

1. У закритій посуді об'ємом $V=1 \text{ м}^3$ знаходиться маса $m_1=1,6 \text{ кг}$ кисню і маса $m_2=0,9 \text{ кг}$ води. Знайти тиск p в посуді при температурі $t=500^\circ\text{C}$, знаючи, що при цій температурі вся вода перетворюється на пару.

Розв'язання

За законом Дальтона $p = p_1' + p_2'$, де, згідно рівнянню Менделєєва-Клапейрона, $p_1 = \frac{m_1 RT}{\mu_1 V}$ – парціальний тиск кисню, $\mu_1=0,032 \text{ кг/моль}$; $p_2 = \frac{m_2 RT}{\mu_2 V}$ – парціальний тиск водяної пари, $\mu_2=0,018 \text{ кг/моль}$. Звідки $p = \frac{RT}{V} \left(\frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2} \right)$,
 $p=640 \text{ кПа}$.

2. У посуді об'ємом $V=0,1 \text{ м}^3$ знаходиться азот при тиску $p=0,1 \text{ МПа}$. Яку кількість теплоти Q необхідно передати азоту, щоб: а) при $p=\text{const}$ об'єм збільшився удвічі; б) при $V=\text{const}$ тиск збільшився удвічі?

Розв'язання

а) При $p=\text{const}$ кількість теплоти: $Q = \Delta W + A = \frac{m}{\mu} C_V \Delta T + \frac{m}{\mu} R \Delta T = \frac{m}{\mu} C_p \Delta T$ (1).

Згідно рівнянню Менделєєва-Клапейрона $pV_1 = \frac{m}{\mu} RT_1$ і $pV_2 = \frac{m}{\mu} RT_2$, звідки

$$p\Delta V = \frac{m}{\mu} R \Delta T \text{ або } \frac{m}{\mu} \Delta T = \frac{p\Delta V}{R}. \text{ Тоді з (1) отримаємо } Q = \frac{C_p p \Delta V}{R} = 700 \text{ Дж.}$$

б) При $V=\text{const}$ маємо: $Q = \Delta W = \frac{m}{\mu} C_V \Delta T$ (2). Згідно рівнянню Менделєєва-

Клапейрона $p_1 V = \frac{m}{\mu} RT_1$ і $p_2 V = \frac{m}{\mu} RT_2$, звідки $V\Delta p = \frac{m}{\mu} R \Delta T$ або $\frac{m}{\mu} \Delta T = \frac{V\Delta p}{R}$. Тоді з (2)

отримаємо $Q = \frac{C_V V \Delta p}{R} = 500 \text{ Дж}$.

3. Маса $m=6,5$ г водню, що знаходиться при температурі $t=27^\circ\text{C}$, розширюється удвічі при $p=\text{const}$ за рахунок притоку тепла ззовні. Знайти роботу A розширення газу, зміну ΔW внутрішньої енергії газу і кількість теплоти Q , передану газу.

Розв'язання

Робота розширення газу $A = p \int_V^{2V} dV = p(2V - V) = pV$. Відповідно рівнянню

Менделєєва-Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu} RT$, робота $A = \frac{m}{\mu} RT = 8,1$ Дж. Зміна внутрішньої

енергії $\Delta W = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} RT$, де $i=5$. Оскільки $p=\text{const}$, то $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$, отже, $\frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1} = 2$. Звідси

$T_2 = 2T_1$ і $\Delta T = T_2 - T_1 = 2T_1 - T_1 = T_1$. Тоді $\Delta W = \frac{5}{2} \frac{m}{\mu} RT_1 = 20,25$ кДж. Згідно першому закону термодинаміки $Q = \Delta W + A = 28,35$ кДж.

4. Знайти зміну ΔS ентропії при перетворенні маси $m=1$ г води ($t=0^\circ\text{C}$) в пару ($t_n=100^\circ\text{C}$).

Розв'язання

Загальна зміна ентропії ΔS складається із зміни ентропії ΔS_1 при нагріванні маси m води від температури T до температури T_n і зміни ентропії ΔS_2 при випаровуванні маси m води. $\Delta S_1 = mc \ln \frac{T_n}{T}$, де $c=4,19$ кДж/(кг·К) – питома

теплоємність води. $\Delta S_2 = \frac{mr}{T_n}$, де $r=2,26$ МДж/кг – питома теплота пароутворення.

Тоді $\Delta S = m \left(c \ln \frac{T_n}{T} + \frac{r}{T_n} \right) = 7,4$ Дж/К.

4. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ МАСООБМІННИХ ПРОЦЕСІВ

4.1. Характеристика основних масообмінних процесів

Масообмінні процеси характеризуються переходом одного або декількох речовин з однієї фази в іншу. Вони мають наступні загальні ознаки.

1. Масообмін у гомогенних і гетерогенних системах приводить до поділу цих систем.

2. У будь-якому масообмінному процесі беруть участь як мінімум дві фази: рідка й парова, рідка й газова, тверда й парогазова, тверда й рідка, дві рідкі, дві газові, дві тверді.

3. Перехід однієї фази в іншу здійснюється за рахунок дифузії, у зв'язку із чим масообмінні процеси часто називають дифузійними.

4. Рушійною силою процесу є різниця хімічних потенціалів або концентрації дифундуючих компонентів. Процес протікає в напрямку фази, що має меншу концентрацію компонента.

5. Перенос речовини з однієї фази в іншу відбувається через границю розділу фаз, на якій, як вважається, стан фаз є рівноважним.

6. Перехід речовини з однієї фази в іншу завершується при досягненні рівноважного стану. Обмін молекул через границю розділу фаз при цьому не припиняється, але концентрації компонентів в обох фазах залишаються незмінними й відповідними рівноважному стану.

7. Масообмінні процеси відносяться до оборотних. Це означає, що напрямок процесу, обумовлений законами фазової рівноваги, залежить від фактичної концентрації компонентів в обох фазах і від зовнішніх умов (тиску, температури).

До основних масообмінних процесів відносяться:

1. Абсорбція – поглинання пари або газу рідиною. При цьому відбувається перехід речовини з газової або парової фази в рідку фазу. Зворотний процес, тобто виділення газу з рідини, називається десорбцією.

2. Адсорбція – процес поглинання поверхнею твердого тіла того або іншого компонента з газу або рідини. При адсорбції речовина з парової, газової або рідкої

фази переходить у тверду фазу. Зворотний процес, тобто перехід поглинутого газоподібного або рідкого компонента з поверхні твердого тіла, називається також десорбцією.

Процеси абсорбції й адсорбції часто поєднують загальною назвою – сорбційні процеси.

3. Екстракція (екстрагування) – виборче витягнення речовини з рідини або твердого пористого тіла рідиною. При цьому речовина з рідкої або твердої фази переходить у рідку фазу.

4. Ректифікація – поділ гомогенних рідких сумішей шляхом багаторазового взаємного обміну компонентами рідкої й парової фаз. У процесі ректифікації речовини з рідкої фази переходять у парову фазу, і навпаки.

5. Сушіння – видалення вологи із твердих, пластичних і рідких матеріалів шляхом її випару. При цьому волога з матеріалів переходить у парову або газоподібну фазу з твердого або рідкого стану.

6. Кристалізація – виділення твердої фази з розчинів. Речовина переходить із рідкої фази у тверду фазу. До кристалізації відносяться також процеси перетворення рідких розплавів у тверді кристалічні речовини.

7. Розчинення – перехід твердої фази в рідку. Фактично цей процес може є зворотним процесом кристалізації.

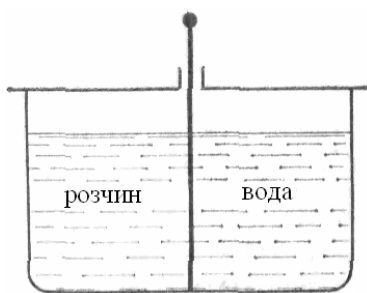


Рис.4.1 – До пояснення сутності процесу дифузії

Масообмінні процеси здійснюються за рахунок дифузії. Сутність процесу дифузії полягає в спонтанному вирівнюванні концентрації компонентів, що втримуються в системі. Якщо з посудини (Рис.4.1), що містить у різних камерах розчин і воду, вийняти перегородку, розчинена речовина буде поступово поширюватися по всьому об'єму посудини й згодом концентрація його стане однаково рівноважною у всіх його частинах.

Дифузія можлива за наступних умов:

$$C_1 \neq C_2, \quad C_1 < C_p < C_2, \quad (4.1)$$

де C_1 – концентрація розчиненої речовини у воді; C_2 – концентрація розчиненої речовини в розчині; C_p – рівноважна концентрація; C_1 і C_2 називаються робочою концентрацією розчиненої речовини (одиниці виміру концентрації: %; кг/м³; моль/м³ і т.д.).

Рушійною силою дифузійного процесу є різниця між робочою й рівноважною концентраціями розчину. Виходячи із цього, можна записати:

$$C_2 - C_p = C_p - C_1 = \Delta C, \quad (4.2)$$

де ΔC – різниця концентрацій.

4.2. Молекулярна дифузія

Вище був наведений приклад дифузії в нерухомій системі. Для цього випадку характерна так звана молекулярна дифузія. Якщо середовище примусити рухатися, то перенос речовин з однієї фази в іншу буде здійснюватися як за рахунок молекулярної, так і за рахунок конвективної дифузії. При турбулентному русі середовищ буде мати місце турбулентна дифузія.

Молекулярна дифузія обумовлена тепловим хаотичним рухом молекул фази й середовища. Цей вид дифузії описується першим законом Фіка:

$$dM = -D \left(\frac{dC}{dn} \right) dS d\tau, \quad (4.3)$$

де M – кількість речовини, дифундууючої через шар, кг; D – коефіцієнт молекулярної дифузії, м²/с; S – поверхня, нормальна до напрямку дифузії, м²; τ –

тривалість процесу, с; $\frac{dC}{dn}$ – градієнт концентрації дифундуючої речовини, кг/(м³·м).

Знак «мінус» перед правою частиною рівняння показує, що дифузія йде в напрямку зменшення концентрації. Коефіцієнт дифузії показує, яка кількість речовини дифундує в одиницю часу через одиницю поверхні при градієнті концентрації, рівному одиниці. За одиницею вимірювання коефіцієнт дифузії аналогічний коефіцієнту температуропровідності.

Необхідно підкреслити, що D являє собою фізичну константу, яка характеризує здатність даної речовини проникати внаслідок дифузії в нерухоме середовище.

Отже, коефіцієнт D не залежить від гідродинамічних умов, у яких протікає процес.

Рівняння (4.3) можна представити також наступним чином:

$$\frac{M}{S\tau} = -D \left(\frac{dC}{dn} \right). \quad (4.4)$$

Звідси легко отримати формулу для визначення питомого потоку речовини:

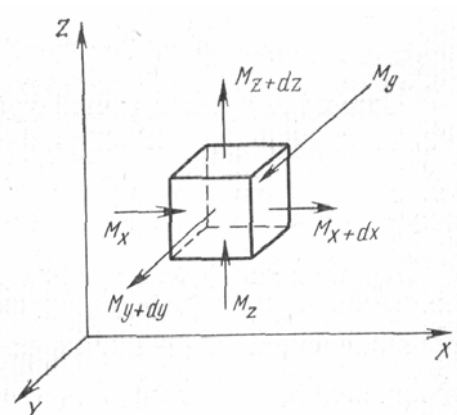


Рис.4.2 – Для виведення диференціального рівняння молекулярної дифузії

$$q = \frac{M}{S\tau}, \quad (4.5)$$

де q – питомий потік речовини, кг/(м²·с).

Питомий потік речовини часто називають швидкістю молекулярної дифузії.

Для виведення диференціального рівняння молекулярної дифузії в нерухомому середовищі або в ламінарному потоці, виділимо елементарний паралелепіпед з ребрами dx , dy , dz

(Рис.4.2). Через кожну з елементарних площадок за час $d\tau$ у паралелепіпед входять кількості речовини M_x, M_y, M_z . Через протилежні грані виходять кількості речовини, відповідно рівні $M_{x+dx}, M_{y+dy}, M_{z+dz}$.

Таким чином, розглянутий елементарний об'єм за час $d\tau$ здобуває речовини, що дифундує, у кількості

$$dM = (M_x - M_{x+dx}) + (M_y - M_{y+dy}) + (M_z - M_{z+dz}). \quad (4.6)$$

При цьому концентрація дифундуючої речовини в напрямку осей координат змінюється в інтервалі від C відповідно до

$$C + \frac{\partial C}{\partial x} dx; \quad C + \frac{\partial C}{\partial y} dy; \quad C + \frac{\partial C}{\partial z} dz.$$

Відповідно до першого закону Фіка для осі x можна записати:

$$M_x = -D \frac{\partial C}{\partial x} dydzd\tau;$$

$$M_{x+dx} = -D \frac{\partial \left(C + \frac{\partial C}{\partial x} dx \right)}{\partial x} dydzd\tau = -D \frac{\partial C}{\partial x} dydzd\tau - D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} dx dydzd\tau. \quad (4.7)$$

Отже,

$$M_x - M_{x+dx} = -D \frac{\partial C}{\partial x} dydzd\tau + D \frac{\partial C}{\partial x} dydzd\tau + D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} dx dydzd\tau = D \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} dx dydzd\tau. \quad (4.8)$$

За аналогією для інших осей легко отримати

$$M_y - M_{y+dy} = D \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} dx dy dz d\tau, \quad (4.9)$$

$$M_z - M_{z+dz} = D \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} dx dy dz d\tau.$$

Додавання правих частин рівнянь (4.8) і (4.9) відповідно до наведеного рівняння (4.6) дозволяє отримати

$$dM = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) dx dy dz d\tau. \quad (4.10)$$

Процес дифузії відбувається в часі. Так, за період $d\tau$ концентрація речовини, що дифундує, в елементарному паралелепіпеді зміниться на $\frac{\partial C}{\partial \tau} d\tau$. Отже, приріст кількості речовини, що дифундує, в елементарному об'ємі можна визначити як добуток об'єму елементарного паралелепіпеда на зміну концентрації за час $d\tau$

$$dM = dx dy dz \frac{\partial C}{\partial \tau} d\tau. \quad (4.11)$$

Прирівнюючи праві частини рівнянь (4.11) і (4.10), легко отримати

$$\frac{\partial C}{\partial \tau} = D \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right) \quad (4.15)$$

Рівняння (4.15) являє собою математичне вираження другого закону Фіка.

4.3. Масопередача, масовіддача, масопровідність

Масопередача, так само як і теплопередача, являє собою складний процес, що включає в себе перенос маси (речовини) у межах однієї фази, перенос через поверхню розділу й перенос у межах іншої фази.

Масопередача за аналогією з теплопередачею характеризується основним рівнянням:

$$M = K_M S \Delta C_{cp} \tau, \quad (4.16)$$

де M – кількість речовини, що дифундує, кг; K_M – коефіцієнт масопередачі, м/с.

Коефіцієнт масопередачі показує кількість речовини, що переходить в одиницю часу з однієї фази в іншу через одиницю міжфазної поверхні.

Перенос речовини з фази до границі розділу фаз або у зворотному напрямку, тобто в межах однієї з фаз, називається масовіддачею. Масовіддача підкорюється наступному закону, математичне вираження якого має вигляд

$$dM = \beta (C_p - C_\phi) dS d\tau, \quad (4.17)$$

де β – коефіцієнт масовіддачі, м/с; C_ϕ – концентрація сприймаючої фази в ядрі потоку, кг/м³; C_p – концентрація сприймаючої фази в поверхні розділу фаз, кг/м³.

При цьому необхідно підкреслити, що концентрація C_p розглядається як рівноважна концентрація.

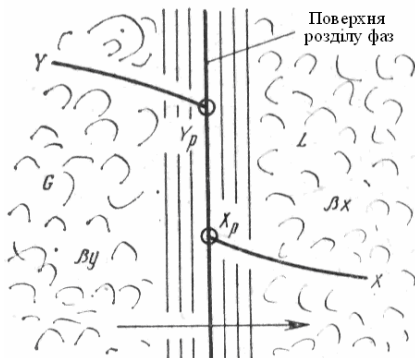


Рис.4.3 – Поверхня розділу фаз

Закон (4.17) по суті аналогічний закону Ньютона для кількості теплоти, переданої конвекцією. Процес масообміну між фазами полягає в наступному. Речовина з фази G (Рис.4.3) переходить у фазу L за рахунок процесів масовіддачі. Коефіцієнт масовіддачі у фазі G позначений як β_y , у фазі L – як β_x . Концентрація дифундуючої речовини у фазі G

зменшується від y в ядрі фази до y_p на границі розділу фаз. Концентрація речовини у фазі L зменшується від x_p на границі розділу фаз до x у ядрі фази. При сталому процесі на границі розділу буде мати рівність $y_p = x_p$.

Для умов готування їжі шляхом теплової її обробки, тобто під час варки й жарки, особливий інтерес представляє масопередача у твердій фазі. У цих процесах крім масовіддачі від поверхні розділу фаз у рідину, пару, жир має місце переміщення речовини у твердій фазі масопровідністю.

Процес масопереносу у твердих тілах іноді називають «стиснутою дифузією». Це «стиснення» пояснюється тим, що кістяк або основа матеріалу, з якого він складається, чинить опір або навіть зупиняє дифузійний потік.

Тут доречно привести рівняння, що виражає закон кінетики переносу дифундуючої речовини. Він звучить так: кількість речовини, що перемістилась у твердій фазі за рахунок масопровідності, пропорційно коефіцієнту масопровідності, градієнту концентрації, площі поверхні, перпендикулярної напрямку потоку речовини, і часу:

$$dM = -D_M \left(\frac{dC}{dx} \right) dS dx, \quad (4.18)$$

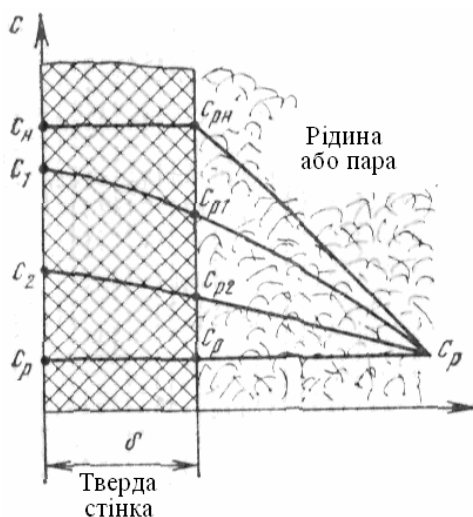


Рис.4.4 – Дифузія із твердої фази в рідку й пароподібну

де D_M – коефіцієнт масопровідності, m^2/c

Рівняння (4.18) ідентично рівнянню Фур'є і першому закону Фіка. Очевидно, що коефіцієнти масопровідності й дифузії також ідентичні між собою.

Фізичну сутність процесу дифузії або переміщення дифундуючої речовини із твердої фази в рідку й пароподібну фазу розглянемо на прикладі схеми, наведеної на рис.4.4. Для простоти за тверду фазу

прийmemo необмежену пластину, що має товщину 2δ . Розглянемо процес із правої половини пластини. У початковий момент концентрація речовини постійна по об'єму пластини й дорівнює C_H . На границі розділу концентрація $C_{pH} = C_H$. Згодом у зв'язку з омиванням продукту рідиною або паром починається дифузія. При цьому падіння концентрації характерно не тільки для поверхневих шарів, але й усередині пластини. Концентрація падає до C_1, C_2 і стає рівноважною. Очевидно, що $C_{p1} < C_1; C_{p2} < C_2$.

4.4. Термодифузія

У процесах варіння, жарки, як уже вказувалося, виникає відмінність в напрямку зміни температури й концентрації дифундуючої речовини. Температурний градієнт спрямований від периферії продукту до його центру, а градієнт концентрації – від центра до периферії. У цьому випадку дифундуєча важка речовина переміщається в напрямку градієнта температур, а легка дифундуєча речовина – у напрямку градієнта концентрації. Подібне явище отримало назву термодифузії. Під час термодифузії процес масообміну може бути ускладнений, що пояснюється протилежним напрямком руху, наприклад, вологи й пари при варінні, жарці, сушінні.

Рух вологи в напрямку градієнта температур називається термовологопровідністю. Переміщення вологи в напрямку градієнта концентрації є вологопровідністю, що за своїм фізичним змістом рівнозначно дифузії речовини.

Контрольні запитання

1. Перерахувати основні ознаки масообмінних процесів.
2. Охарактеризуйте основні масообмінні процеси.
3. Надайте визначення поняттю молекулярна дифузія.
4. Сформулювати перший закон Фіка.
5. Вивести другий закон Фіка.

6. Надайте визначення поняттям масопредача, масовіддача, масопровідність.

7. Надайте визначення поняттю термодифузія.

Приклади розв'язання задач

1. Знайти коефіцієнт дифузії D й і в'язкість η повітря при тиску $p=101,3$ кПа і температурі $t=10^\circ\text{C}$. Діаметр молекул повітря $\sigma=0,3$ нм.

Розв'язання

Коефіцієнт дифузії $D = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} \frac{T}{\sqrt{2\pi\sigma^2 p}}$; $D = 1,45 \cdot 10^{-5}$ м²/с. Крім того,

коефіцієнт дифузії $D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda}$, а коефіцієнт в'язкості $\eta = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda} \rho$. Таким чином, $\eta = \rho D$,

де густину ρ можна виразити з рівняння Менделєєва-Клапейрона $pV = \frac{m}{\mu} RT$,

звідки $\rho = \frac{m}{V} = \frac{p\mu}{RT}$. Тоді $\eta = \frac{p\mu}{RT} D = 18,27$ мкПа·с.

2. У сосуді об'ємом $V=2$ л знаходиться $N=4 \cdot 10^{22}$ молекул двоатомного газу. Теплопровідність газу $K=14$ мВт/(м·К). Знайти коефіцієнт дифузії D газу.

Розв'язання

Коефіцієнт теплопровідності $K = c_V \rho \bar{v} \lambda / 3$, а коефіцієнт дифузії $D = \bar{v} \lambda / 3$, отже, коефіцієнти теплопровідності і дифузії зв'язані співвідношенням $K = c_V \rho D$.

Теплоємність при постійному об'ємі $c_V = \frac{i}{2} \frac{R}{\mu}$, де $i=5$, оскільки газ двоатомний.

Число частинок в одиниці об'єму $n = \frac{\rho}{\mu} N_A$, а в об'ємі V – $N = nV = \frac{\rho V N_A}{\mu}$. Тоді

$$K = \frac{5}{2} \frac{R}{\mu} \frac{\rho V N_A}{V} D = \frac{5kND}{2V}; \text{ звідки } D = \frac{2VK}{5kN} = 2,02 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}.$$

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Погожих М.І., Фощан А.Л., Цуркан М.М. Фізика і фізичні методи дослідження сировини та матеріалів: Навчальний посібник. – Харків: ХДУХТ, 2008 р. – 279 с.
2. Кармазін В.В., Семенець В.В. Курс загальної фізики. Навчальний посібник – К.: Кондор, 2008 – 760 с.
3. Садовий А.І., Лега Ю.Г. Основи фізики. Навчальний посібник – К.: Кондор, 2008 – 414 с.
4. Лега Ю.Г., Садовий А.І. Розв'язання задач з елементарної фізики. Навчальний посібник К.: Кондор, 2008 – 400 с.
5. Трофимова Т.И. Курс физики: учебное пособие для вузов / Т.И. Трофимова. – 11-е изд., стер. – М.: Издательский центр «Академия», 2006. – 560 с.
6. Исаков А.Я. Молекулярная физика и термодинамика. Руководство по самостоятельной работе: – Петропавловск-Камчатский: КамчатГТУ, 2007 – 343 с.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Учебное пособие: для вузов. В 5 томах. Т.1. Механика. – 4-е изд., стереот. – М.: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2005г. – 560 с.
8. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Учебное пособие: для вузов. В 5 томах. Т.2. Термодинамика и молекулярная физика. – 4-е изд., стереот. – М.: ФИЗМАТЛИТ; Изд-во МФТИ, 2005г. – 544 с.
9. Трофимова Т.И. Справочник по физике для студентов и абитуриентов / Т.И. Трофимова. – М.: ООО «Издательство Астрель»: ООО «Издательство АСТ», 2001. – 399 с.
10. Механічні процеси і обладнання переробного та харчового виробництва: навч. посібник / П.С. Берник [та ін.]. – Львів: Вид-во Національного ун-ту "Львівська політехніка", 2004. – 336 с.

11. Машина та обладнання переробних виробництв: навч. посібник для студ. вузів / О.В. Дацишин [та ін.]; за ред. О.В. Дацишина. – К.: Вища освіта, 2005. – 159 с.

12. Єресько, Г.О. Технологічне обладнання молочних виробництв: навч. посіб. для студ. вузів / Г.О. Єресько, М.М. Шинкарик, В.Я. Ворощук. – К.: Фірма «ІНКОС», ЦУЛ, 2007. – 344 с.

13. Теплообмінні процеси та обладнання переробного та харчового виробництва : навчальний посібник / І.П. Паламарчук [та ін.]. – Львів: Видавництво "Бескид Біт", 2006. – 368 с.

14. Обладнання підприємств переробної та харчової промисловості : підручник / Мирончук В. Г., Гулий І. С., Пушанко М. М. [та ін.] ; за ред. В. Г. Мирончука. – Вінниця: Нова книга, 2007. – 648 с.

ЗМІСТ

Вступ.....	3
1. Фізичні основи механічних процесів.....	6
1.1. Робота та енергія.....	6
1.1.1. Енергія, робота, потужність.....	6
1.1.2. Кінетична та потенціальна енергії. Закон збереження механічної енергії.....	8
1.2. Механіка твердого тіла.....	12
1.2.1. Момент інерції. Теорема Штейнера.....	12
1.2.2. Кінетична енергія обертання.....	14
1.3. Подрібнювання.....	15
1.3.1. Способи подрібнювання.....	15
1.3.2. Деформації твердого тіла.....	18
Контрольні запитання.....	22
Приклади розв'язання задач.....	23
2. Фізичні основи гідромеханічних процесів.....	25
2.1. Основи гідростатики.....	25
2.1.2. Основні поняття та визначення.....	25
2.1.2. Поверхневий натяг.....	28
2.1.3. Змочування.....	32
2.1.4. Тиск під скривленою поверхнею рідини.....	34
2.1.5. Капілярні явища.....	36
2.2. Основи гідродинаміки.....	37
2.2.1. Основні поняття та визначення.....	37
2.2.2. Рівняння нерозривності.....	39
2.2.3. Рівняння Бернуллі.....	39
2.2.4. В'язкість.....	42
2.2.5. Режими плину рідин.....	43
Контрольні запитання.....	44

Приклади розв'язання задач	45
3. Фізичні основи теплових процесів	48
3.1. Загальні відомості про теплові процеси	48
3.2. Основні поняття та визначення	52
3.2.1. Перший початок термодинаміки	52
3.2.2. Ентропія, її статистичний зміст та зв'язок з термодинамічною вірогідністю	54
3.2.3. Другий початок термодинаміки	58
3.3. Фазові перетворення	59
3.3.1. Загальні відомості	59
3.3.2. Випарування та конденсація	60
3.3.3. Плавлення та кристалізація	63
Контрольні запитання	65
Приклади розв'язання задач	66
4. Фізичні основи масообмінних процесів	68
4.1. Характеристика основних масообмінних процесів	68
4.2. Молекулярна дифузія	70
4.3. Масопредача, масовіддача, масопровідність	73
4.4. Термодифузія	76
Контрольні запитання	76
Приклади розв'язання задач	77
Список літератури	78
Зміст	80

Навчальне видання

ПОГОЖИХ Микола Іванович

ПАК Андрій Олегович

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ОБРОБКИ СИРОВИНИ

Навчальний посібник

В авторській редакції

Підп. до др. 29.08.2011 Формат 60x84 1/16 Папір газет. Друк офс.
Ум. друк арк. 5,2 Обл.-вид. арк. 4,6 Тираж 100 прим. Зам. №

Видавець та виготовлювач
Харківський державний університет харчування та торгівлі
вул. Клочківська 333, Харків, 61051
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
ДК №2319 від 19.10.2005 р.