

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«ДНІПРОВСЬКА ПОЛІТЕХНІКА»



ФІЗИКА

Навчальний посібник у 2 х частинах
Частина 1. Механіка. Молекулярна фізика. Електрика

Дніпро
НТУ «ДП»
2024

УДК 530.1 (075)
Г 55

*Рекомендовано вченою радою НТУ «Дніпровська політехніка»
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра
спеціальності 015 Професійна освіта
(протокол № 12 від 04.11.2024)*

Рецензенти:

О. Й. Соколовський – д-р фіз.-мат. наук, проф. (Дніпропетровський Національний університет ім. О. Гончара),

Е. П. Штапенко – д-р фіз.-мат. наук, проф. (Український державний університет науки і технологій).

Гаркуша І.П.

Г 55 Фізика [Електронний ресурс]: навч. посіб. у 2-х ч.: Ч.1. Механіка. Молекулярна фізика. Електрика. / І. П. Гаркуша, В. М. Горєв; М. О. Журавльов, А. В. Подляцька; М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка». – Дніпро : НТУ «ДП», 2024. – 154 с.

Посібник складено відповідно до програми нормативної дисципліни «Фізика», яку вивчають здобувачі ступеня бакалавра спеціальності 015 Професійна освіта.

Головну увагу приділено роз'ясненню фізичного змісту законів і понять механіки, молекулярної фізики та електрики. Посібник відрізняється також відносно невеликим обсягом.

Може бути корисним студентам денної і заочної форм навчання інших технічних спеціальностей, а також викладачам технічних закладів вищої освіти.

УДК 530.1(075)

©І. П. Гаркуша, В. М. Горєв,
М. О. Журавльов, А. В. Подляцька, 2024
© НТУ «Дніпровська політехніка», 2024

ЗМІСТ

Частина перша

Засоби вираження фізичних величин. Скаляри і вектори. Додавання і розкладання векторів. Скалярний і векторний добуток векторів.....6

Система одиниць вимірювання фізичних величин.....8

1. Механіка.....12

1.1. Кінематика12

1.1.1. Основні поняття кінематики матеріальної точки.....12

1.1.2. Швидкість..... 13

1.1.3. Прискорення15

1.1.4. Кінематика обертального руху.....16

1.2. Динаміка.....17

1.2.1. Перший закон Ньютона (закон інерції).....18

1.2.2. Сила і маса. Другий закон Ньютона.....19

1.2.3. Третій закон Ньютона.....22

1.2.4. Природа механічних сил. Сила тяжіння і вага.....23

1.2.5. Сили пружності.....26

1.2.6. Сили тертя.....28

1.2.7. Закон збереження імпульсу.....30

1.2.8. Робота і потужність.....33

1.2.9. Консервативні та неконсервативні сили.....34

1.2.10. Потенціальна енергія.....35

1.2.11. Кінетична енергія.....37

1.2.12. Закон збереження механічної енергії.....38

1.2.13. Момент сили та момент імпульсу. Рівняння моментів.....39

1.2.14. Кінетична енергія обертання твердого тіла. Момент інерції43

1.2.15. Обертальний рух твердого тіла відносно нерухомої осі.....45

1. Контрольні питання до розділу 1.....46

2. Молекулярна фізика і термодинаміка49

2.1. Основи молекулярно-кінетичної теорії та статистичної механіки49

2.1.1. Предмет молекулярної фізики.49

2.1.2. Молекулярно-кінетичні уявлення про речовину.....50

2.1.3. Рівняння стану ідеального газу.....54

2.1.4. Основне рівняння кінетичної теорії ідеальних газів. Тиск газу на стінку

| | |
|---|-----------|
| посудини..... | 56 |
| 2.1.5. Фізичний зміст абсолютної температури..... | 57 |
| 2.1.6. Довжина вільного пробігу молекул | 58 |
| 2.2. Основи термодинаміки..... | 58 |
| 2.2.1. Внутрішня енергія. Кількість теплоти. Робота газу. Перший закон термодинаміки..... | 58 |
| 2.2.2. Застосування першого закону термодинаміки до газових процесів. Внутрішня енергія і теплоємність ідеального газу..... | 62 |
| 2.2.3. Адіабатний процес..... | 67 |
| 2.2.4. Теплові машини та їхній ККД. Максимальний ККД. Другий закон термодинаміки..... | 68 |
| 2.2.5. Цикл Карно | 70 |
| 2.2.6. Поняття про ентропію..... | 72 |
| 2.3. Явища переносу в газах..... | 73 |
| 2.3.1. Дифузія..... | 74 |
| 2.3.2. Теплопровідність..... | 75 |
| 2.3.3. В'язкість..... | 75 |
| 2.4. Рідини..... | 78 |
| 2.4.1. Будова рідин. Поверхневий натяг..... | 78 |
| 2.4.2. Умови рівноваги на межі рідина-тверде тіло. Змочування | 81 |
| 2.4.3. Тиск під викривленою поверхнею. Формула Лапласа..... | 83 |
| 2.4.4. Капілярні явища..... | 83 |
| 2.4.5. Випаровування та кипіння рідин..... | 84 |
| 2.4.6. Поняття про рідкі кристали | 88 |
| 2.5. Тверді тіла..... | 89 |
| 2.5.1. Особливості кристалічного стану. Фізичні типи кристалів..... | 89 |
| 2. Контрольні питання до розділу 2..... | 94 |
| 3. Електрика і магнетизм..... | 96 |
| 3.1 Електростатика..... | 96 |
| 3.1.1. Електричний заряд..... | 94 |
| 3.1.2. Закон Кулона..... | 98 |
| 3.1.3. Електричне поле. Напруженість електричного поля..... | 98 |
| 3.1.4. Лінії вектора напруженості | 102 |
| 3.1.5. Робота переміщення заряду в електростатичному полі. Потенціал поля | 104 |
| 3.1.6. Еквіпотенціальні поверхні. Зв'язок між напруженістю і потенціалом.... | 107 |
| 3.1.7. Обчислення різниці потенціалів за напруженістю поля..... | 109 |

| | |
|---|------------|
| 3.1.8. Типи діелектриків. Диполь у зовнішньому електричному полі. Поляризація діелектриків..... | 110 |
| 3.1.9. Поляризованість. Діелектрична сприйнятливість..... | 115 |
| 3.1.10. Провідники в електричному полі . Рівновага зарядів на провіднику.... | 116 |
| 3.1.11. Електроємність відокремленого провідника..... | 118 |
| 3.1.12. Конденсатори..... | 120 |
| 3.1.13. З'єднання конденсаторів..... | 122 |
| 3.1.14. Енергія взаємодії точкових електричних зарядів..... | 123 |
| 3.1.15. Енергія зарядженого провідника | 124 |
| 3.1.16. Густина енергії електростатичного поля..... | 125 |
| • | |
| 3.2. Постійний струм..... | 126 |
| 3.2.1. Постійний електричний струм, його характеристики та умови існування..... | 126 |
| 3.2.2. Сторонні сили, ЕРС і напруга..... | 128 |
| 3.2.3. Закон Ома для однорідної ділянки кола. Електричний опір провідника..... | 132 |
| 3.2.4. Послідовне й паралельне з'єднання провідників | 136 |
| 3.2.5. Робота, потужність і теплова дія струму. Закон Джоуля – Ленца..... | 138 |
| 3.2.6. Закон Ома для неоднорідної ділянки кола | 140 |
| 3.2.7. Закон Ома для замкненого кола..... | 142 |
| 3.2.8. Правила Кірхгофа..... | 142 |
| | |
| 3. Контрольні питання до розділу 3..... | 145 |
| Відповіді на контрольні питання..... | 147 |
| Рекомендована література..... | 153 |

Засоби вираження фізичних величин. Скаляри і вектори.

Додавання і розкладання векторів. Скалярний і векторний добутки векторів

Фізичні величини, що описуються тільки власним числовим значенням, називають *скалярами*. Наприклад, довжина, час, маса, густина, енергія, температура, електричний заряд та ін. Ці величини відповідають такій залежності:

$$c = a + b.$$

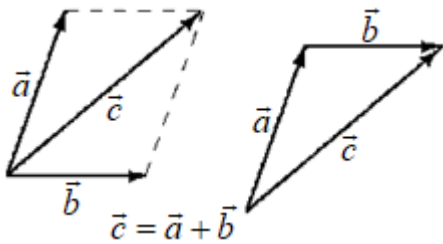


Рис. 1.1

Інші фізичні величини визначаються не тільки числом, а й певним напрямком. **Векторами** називаються величини, які характеризуються числовим значенням, напрямком у просторі і додаються геометрично за правилом паралелограма або трикутника. Правило паралелограма пояснює рис 1.1: сума двох векторів \vec{a} і \vec{b} ($\vec{c} = \vec{a} + \vec{b}$) збігається з діагоналлю паралелограма, побудованого на векторах \vec{a} і \vec{b} , відкладених з однієї точки. Правило трикутника є рівносильним; тобто аби додати вектори \vec{a} і \vec{b} , потрібно початок вектора \vec{b} з'єднати з кінцем вектора \vec{a} . Вектор \vec{c} , проведений з початку вектора \vec{a} в кінець вектора \vec{b} , являє собою суму векторів \vec{a} та \vec{b} .

Мова векторів підходить до пояснення фізичного досліду, крім того, вона є стислою і виразною. До векторних величин відносяться, наприклад, швидкість, прискорення, сила, напруженість електричних і магнітних полів і т. ін.

Числове значення вектора називається його *модулем*.

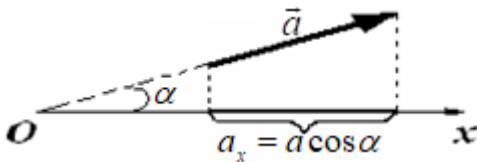


Рис. 1.2

На рисунках вектори зображуються у вигляді прямолінійних відрізків зі стрілкою на кінці, що вказує на їхній напрямок. Вектор характеризується точкою прикладання його початку.

Довжина відрізка в установленому масштабі має дорівнювати модулю вектора.

Проекцією вектора на будь-яку вісь називається добуток його модуля і косинуса кута між вектором і додатним напрямом осі, тобто $a_x = a \cos \alpha$, (див. рис. 1.2).

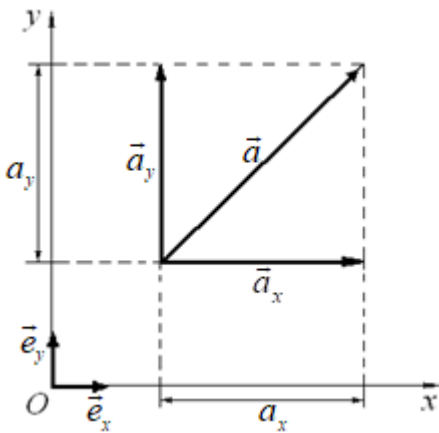


Рис. 1.3

Побудуємо на площині прямокутну систему координат xOy . Будь-який вектор \vec{a} , що лежить у цій площині, можна виразити як суму двох векторів (див. рис 1.3), тобто

$$\vec{a} = \vec{a}_x + \vec{a}_y \quad (0.1)$$

де \vec{a}_x – вектор, спрямований паралельно осі Ox , його називають *складовою вектора \vec{a} на осі Ox* , аналогічно, \vec{a}_y – *складова вектора \vec{a} на осі Oy* .

Ця процедура називається *розкладанням вектора на складові*. Отже, вираз **Ошибка! Источник ссылки не найден.** можна ще записати в такому вигляді

$$\vec{a} = a_x \vec{e}_x + a_y \vec{e}_y, \quad (0.1)$$

де \vec{e}_x, \vec{e}_y – орти осей Ox та Oy , відповідно.

Ортом осі є одиничний безрозмірний вектор, що має з нею спільний напрямок.

Аналогічно в тривимірному просторі вектор може бути розкладений таким чином:

$$\vec{a} = a_x \vec{e}_x + a_y \vec{e}_y + a_z \vec{e}_z, \quad (0.2)$$

де $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – орти осей Ox, Oy, Oz декартової системи координат, a_x, a_y, a_z – проекції вектора \vec{a} на відповідні осі.

Скалярним добутком (\vec{a}, \vec{b}) двох векторів $\vec{a}, \vec{b} \in \text{число}$, задане таким чином:

$$(\vec{a}, \vec{b}) = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z = ab \cos \alpha, \quad (0.3)$$

де a, b – модулі векторів \vec{a}, \vec{b} , відповідно; α – кут між «стрілочками» векторів \vec{a}, \vec{b} . Відповідно, якщо $\vec{a} \perp \vec{b}$, то $(\vec{a}, \vec{b}) = 0$.

Векторним добутком $[\vec{a}, \vec{b}]$ двох векторів \vec{a} , \vec{b} є **вектор**, заданий через

визначник таким чином:

$$[\vec{a}, \vec{b}] = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \end{vmatrix}. \quad (0.4)$$

Можна показати, що модуль векторного добутку векторів

$$|[\vec{a}, \vec{b}]| = ab \sin \alpha, \quad (0.5)$$

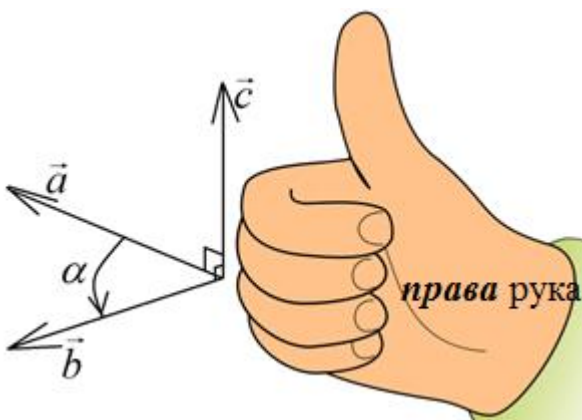


Рис. 1.4

де a, b – модулі векторів \vec{a}, \vec{b} відповідно; α – кут між векторами \vec{a}, \vec{b} . Векторний добуток $\vec{c} = [\vec{a}, \vec{b}]$, він перпендикулярний до обох цих векторів, тобто $\vec{c} \perp \vec{a}$, $\vec{c} \perp \vec{b}$, спрямований за правилом правої руки, див. рис. 1.4. Це тоді, коли чотири пальці правої руки спрямовані у напрямку найкоротшого обертання від

вектора \vec{a} до вектора \vec{b} , великий палець показує напрямок векторного добутку. Скалярний добуток векторів не змінюється при зміні місць «множників», а векторний добуток змінює свій напрямок на протилежний тоді, коли:

$$(\vec{a}, \vec{b}) = (\vec{b}, \vec{a}), \quad [\vec{a}, \vec{b}] = -[\vec{b}, \vec{a}]. \quad (0.6)$$

Система одиниць вимірювання фізичних величин

Зміст фізичних законів зазвичай виражається в математичній формі як залежність між числовими значеннями досліджуваних фізичних величин. Виміряти фізичну величину – означає порівняти її з величиною, прийнятою за одиницю, тобто порівняти з еталоном.

У результаті одержують числове значення вимірюваної величини, разом з яким подають назву виміру. Одиниці виміру розбиваються на два класи – осно-

вні і похідні. У фізиці найбільш широко користуються Міжнародною системою одиниць (СІ), яка є переважною для застосування в усіх галузях науки й техніки. У цій системі прийнято сім основних одиниць, які наведено в таблиці 1.1.

Таблиця 1.1. - Основні одиниці розмірності в СІ.

| <i>Величина</i> | <i>Назва</i> | <i>Позначення</i> |
|----------------------------|--------------|-------------------|
| Довжина | метр | м |
| Маса | кілограм | кг |
| Час | секунда | с |
| Сила струму | ампер | А |
| Термодинамічна температура | кельвін | К |
| Сила світла | кандела | кд |
| Кількість речовини | моль | моль |

Для визначення відповідності основних фізичних величин використовують еталони. Одиниці похідних фізичних величин виражають, користуючись фізичними законами через зв'язок з основними. До 2019 року були чинними наведені нижче визначення основних одиниць СІ.

Метр дорівнює відстані, яку проходить світло у вакуумі за проміжок часу, що дорівнює $1/299792458$ секунди.

Кілограм визначено як маса його міжнародного еталона, що зберігається в Міжнародному бюро мір і ваг (у Севрі, поблизу Парижа). Він являє собою циліндричну гирю діаметром і висотою 39,17 мм з платино-іридієвого сплаву (90 % Pt, 10 % Ir).

Секунда - це інтервал часу, що дорівнює 9192631770 періодам коливань світлової хвилі, яка випромінюється в момент переходу між надтонкими рівнями основного (квантового) стану атома цезію-133 в спокої за температури 0 К, коли не відбувається збурення зовнішніми полями.

Ампером називається сила постійного струму, який, проходячи через два паралельних прямолінійних провідника нескінченної довжини і дуже малого кругового перерізу, розміщених на відстані 1 м один від одного у вакуумі,

створює силу взаємодії між ними, яка дорівнює $2 \cdot 10^{-7}$ ньютонів на кожний метр довжини провідника.

Кельвін дорівнює $1/273,16$ термодинамічної температури потрійної точки води. Початок температурної шкали (0 K) збігається з абсолютним нулем. Перерахунок у градуси Цельсія такий: $^{\circ}\text{C} = \text{K} - 273,15$; температура потрійної точки води дорівнює $0,01 \text{ }^{\circ}\text{C}$.

Кандела дорівнює силі світла, що випускається в заданому напрямку джерелом монохроматичного випромінювання частотою $5,4 \cdot 10^{14}$ герц, енергетична сила світла якого в цьому напрямку становить $(1/683) \text{ Вт/ср}$.

Моль відповідає кількості речовини, яка містить стільки ж елементарних частинок (молекул, атомів, іонів, електронів або будь-яких інших тотожних структурних об'єктів), скільки атомів вміщує $0,012$ кілограм вуглецю-12.

В 2019 році були введені нові підходи до вираження основних одиниць. Тепер передбачено необхідність встановлення таких фундаментальних сталих, які вважаються точними, а саме:

стала Планка $h = 6,62607015 \cdot 10^{-34} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$;

швидкість світла у вакуумі $c = 299792458 \text{ м/с}$;

елементарний електричний заряд $e = 1,602176634 \cdot 10^{-19} \text{ А} \cdot \text{с}$;

стала Больцмана $k = 1,380649 \cdot 10^{-23} \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$;

стала Авогадро $N_A = 6,02214076 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$;

частота надтонкого розщеплення основного стану атома цезію-133

$\Delta\nu_{\text{Cs}} = 9192631770 \text{ с}^{-1}$;

світлова віддача K_{Cd} монохроматичного випромінювання частотою $5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$

точно дорівнює $683 \text{ кд} \cdot \text{ср} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^3$ (ср – стерadian).

При цьому зміст визначення секунди і метра не змінився, тобто секунда відображає фіксоване числове значення частоти надтонкого розщеплення основного стану атома цезію-133, яке точно дорівнює $9192631770 \text{ с}^{-1}$; метр виражено через фіксацію числового значення швидкості світла у вакуумі та використання

секунди. Кілограм визначено через точну величину сталої Планка, вираженою за участю метра і секунди. Ампер встановлюється шляхом фіксації числового значення елементарного електричного заряду з використанням секунди. Кельвін виражено через встановлення фіксованого числового значення сталої Больцмана за участю кілограма, метра та секунди. Один моль містить рівно $6,02214076 \cdot 10^{23}$ елементарних частинок, що зумовлено точним значенням сталої Авогадро. Кандела відповідає фіксованому числовому значенню величини K_{Cd} , де використано кілограм, метр і секунду.

1. Механіка

1.1. Кінематика

1.1.1. Основні поняття кінематики матеріальної точки

Кінематика вивчає рух тіл, не цікавлячись причинами, які його визивають, і оперує такими величинами, як переміщення, шлях, час, швидкість, прискорення.

Положення тіла в просторі можна визначити тільки по відношенню до якихось інших тіл. Тіла, які служать для визначення положення рухомого тіла, називаються тілами відліку. У повсякденній практиці природним тілом відліку служить Земля. Сукупність тіла відліку і жорстко пов'язаних з ним системи координат і годинника називається **системою відліку**.

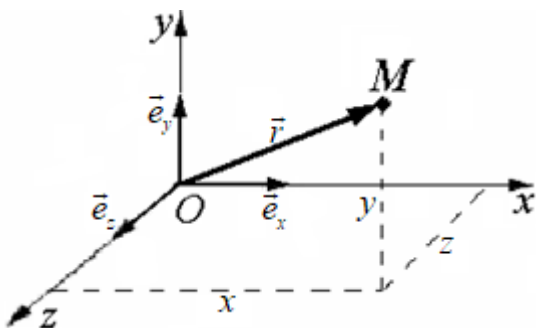


Рис. 1.5

Однією з фізичних моделей, що використовуються в кінематиці, є матеріальна точка. Під **матеріальною точкою** розуміють тіло, що має масу, розмірами якого можна знехтувати в порівнянні з розмірами інших тіл або відстанями до них в умовах даної задачі. Так, наприклад, в задачі про рух Землі

навколо Сонця Землю можна розглядати як точку в фізичному сенсі, оскільки діаметр Землі набагато менше відстані від Землі до Сонця. Надалі, кажучи про тіло або частинку, ми будемо розуміти під ними матеріальну точку.

Положення точки M в прямокутній системі координат можна задати не тільки за допомогою трьох координат x, y, z , але також за допомогою однієї векторної величини \vec{r} – **радіус-вектора** точки M , проведеного в цю точку з початку системи координат, див. рис. 1.5. Компоненти радіус-вектора x, y, z є його проєкціями на координатні осі, ці величини дорівнюють координатам точки M . Через орти осей декартової системи координат радіус-вектор виражається таким чином:

$$\vec{r} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y + z\vec{e}_z. \quad (0.7)$$

Під час руху частинки її радіус-вектор і координати змінюються з часом t . Тому для завдання закону руху матеріальної точки необхідно вказати або вид функціональної залежності всіх трьох її координат від часу:

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t), \quad (0.8)$$

або залежність від часу радіус-вектора цієї точки:

$$\vec{r} = \vec{r}(t). \quad (0.9)$$

Три скалярних рівняння (0.8) або еквівалентне до них одне векторне рівняння (0.9) називаються *кінематичними рівняннями руху матеріальної точки*.

Лінія, яку описує точка при своєму русі, називається *траєкторією*. Траєкторією є положення кінців радіус-вектора \vec{r} в усі моменти часу. Залежно від форми траєкторії розрізняють прямолінійний і криволінійний рухи точки. Якщо всі ділянки траєкторії точки лежать в одній площині, то рух точки називають плоским.

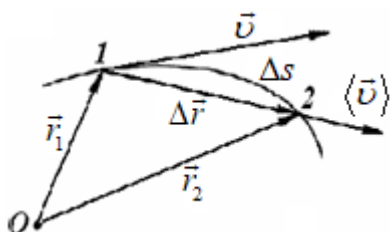


Рис. 1.6

Розглянемо рух частинки уздовж довільної кривої з початкової точки 1 траєкторії в кінцеву точку 2, див. рис. 1.6. Вектор $\Delta\vec{r}$, проведений з початкового положення частинки в кінцеве положення, називається *переміщенням*. З рисунка випливає, що за правилом три-

кутника додавання векторів $\vec{r}_1 + \Delta\vec{r} = \vec{r}_2$ або $\Delta\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$. *Переміщення є векторною величиною*. Від переміщення слід відрізняти пройдений частинкою шлях. *Шлях* Δs – *скалярна* величина, що дорівнює довжині ділянки траєкторії, пройденого частинкою. Модуль вектора переміщення $|\Delta\vec{r}|$ між двома точками в загальному випадку не збігається зі шляхом. Наприклад, при русі частинки по колу за один оборот переміщення дорівнює нулю, а пройдений частинкою шлях – довжині кола. Тільки при нескінченно малому переміщенні, а також у разі прямолінійного руху з незмінною за напрямком швидкістю $|\Delta\vec{r}| = \Delta s$.

1.1.2. Швидкість

Розрізняють шляхову швидкість і фізичну швидкість. Шляхова швидкість – це скаляр, *середня шляхова швидкість* дорівнює відстані, яку пройшло тіло за одиницю часу, тобто дорівнює пройденому шляху, поділеному на час

$$\langle v \rangle = \frac{\Delta s}{\Delta t}, \quad (0.10)$$

кутові дужки позначають середню величину. Наприклад, авто вийшло з гаражу вранці, через 5 годин знов зайшло в гараж і за цей час пройшло за спідометром шлях 250 км. Середня шляхова швидкість $\langle v \rangle = 250/5 = 50$ (км/год).

Інакше визначається *фізична швидкість*. Введемо поняття *швидкості* частинки. Нехай за проміжок часу Δt частинка перемістилася з точки 1 у точку 2, див. рис. 1.6. Відношення вектора переміщення $\Delta \vec{r}$ до величини інтервалу часу Δt називають *середньою швидкістю* $\langle \vec{v} \rangle$ руху точки за час Δt :

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}, \quad (0.11)$$

При діленні вектора $\Delta \vec{r}$ на скаляр Δt виходить вектор $\langle \vec{v} \rangle$, напрям якого збігається з напрямом переміщення $\Delta \vec{r}$. Якщо у виразі (0.11) перейти до границі при $\Delta t \rightarrow 0$, то отримаємо вираз для швидкості частинки в момент проходження її через точку 1 траєкторії (її називають також *миттєвою швидкістю* або *просто швидкістю в даний момент часу*):

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\vec{r}}, \quad (0.12)$$

у фізиці похідні за часом позначають зазвичай не штрихом, а точкою.

Швидкістю називається векторна величина, що характеризує швидкість і напрямок руху і дорівнює похідній радіус-вектора за часом. У процесі зменшення проміжку часу Δt , точка 2 наближається до точки 1, див. рис 1.6. При цьому довжина дуги Δs зближується з довжиною хорди, яка дорівнює $|\Delta \vec{r}|$. Граничним станом січної є дотична до траєкторії в точці 1. Тому *вектор швидкості рухомої точки спрямований за дотичною до траєкторії в кожній точці траєкторії в бік руху*.

Числове значення швидкості (тобто модуль швидкості) можна визначити з рівняння (0.12):

$$v = |\vec{v}| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left| \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt} = \dot{s}, \quad (0.13)$$

Іншими словами, модуль швидкості дорівнює похідній шляху за часом.

1.1.3. Прискорення

Швидкість частинки може змінюватися як за величиною, так і за напрямом. Щоб охарактеризувати зміну швидкості з часом вводиться поняття прискорення. **Прискоренням** називається векторна величина \vec{a} , яка характеризує швидкість зміни швидкості рухомої точки і дорівнює першій похідній від швидкості за часом:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt}, \quad (0.14)$$

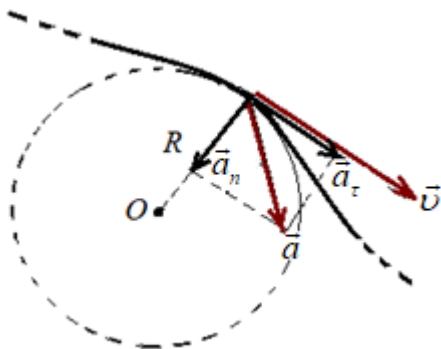


Рис. 1.7

Вектор прискорення у загальному випадку утворює деякий кут з траєкторією руху. Якщо через певну точку траєкторії провести коло, яке має з траєкторією спільну дотичну в даній точці, а також яке наближується до траєкторії з найкращою точністю, то таке коло називається *дотичним*, а його радіус R - *радіусом кривизни траєкторії* в даній точці.

Прийнято розкладати вектор прискорення на дві взаємно перпендикулярні складові, див. рис. 1.7:

$$\vec{a} = \vec{a}_n + \vec{a}_\tau. \quad (0.15)$$

Вектор \vec{a}_τ спрямований по дотичній до траєкторії. Він характеризує зміну швидкості тільки за величиною і називається **тангенціальним прискоренням**. Вектор \vec{a}_n спрямований по нормалі до траєкторії, він характеризує зміну швидкості тільки за напрямом і називається **нормальним прискоренням**.

Можна показати, що модулі цих прискорень задаються виразами

$$a_n = \frac{v^2}{R}, \quad a_\tau = \frac{d|v|}{dt}, \quad a = \sqrt{a_n^2 + a_\tau^2}, \quad (0.16)$$

де R – радіус кривизни траєкторії в даній точці.

У випадку, коли напрям руху не змінюється (прямолінійний рух) $a_n = 0$, а прискорення постійне $a_\tau = a = \text{const}$ швидкість змінюється тільки за величиною, маємо важливі співвідношення:

$$v = v_0 + at, \quad s = v_0 t + \frac{at^2}{2}, \quad v^2 - v_0^2 = 2as, \quad (0.17)$$

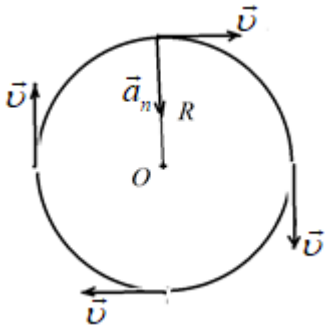


Рис. 1.8

v_0 – початкова швидкість. Інший окремий випадок має місце, коли тіло рівномірно рухається по колу, див. рис. 1.8. В цьому випадку швидкість не змінюється за величиною, $a_\tau = 0$, а змінюється тільки за напрямом. Нормальне прискорення $a_n = v^2/R$ називають також *доцентровим прискоренням*.

1.1.4. Кінематика обертального руху

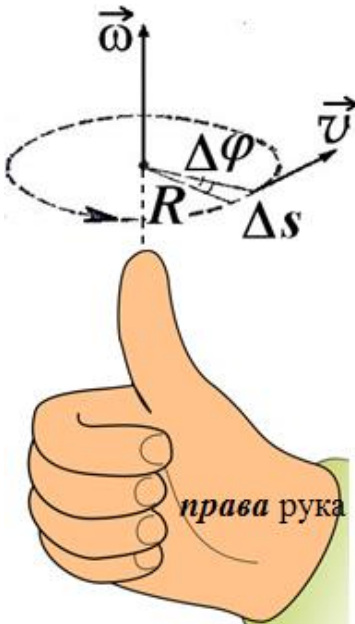


Рис. 1.9

Розглянемо окремий випадок криволінійного руху – рух матеріальної точки по колу, див. рис. 1.9. Переміщення точки по колу характеризується кутом φ повороту радіуса кола. Довжина дуги кола

$$\Delta s = R\Delta\varphi. \quad (0.18)$$

Поділивши цю рівність на проміжок часу Δt і перейшовши до границі при $\Delta t \rightarrow 0$, отримаємо співвідношення

$$\frac{ds}{dt} = R \frac{d\varphi}{dt}, \quad \text{або } v = \omega R \quad (0.19)$$

Кутовою швидкістю називають вектор $\vec{\omega}$, модуль якого дорівнює похідній від кута повороту за часом, а напрям задається правилом правої руки, див. рис. 1.9. Чотири пальці зігнуті у напрямку обертання, великий палець показує напрям вектора $\vec{\omega}$;

$$\omega = d\varphi/dt. \quad (0.20)$$

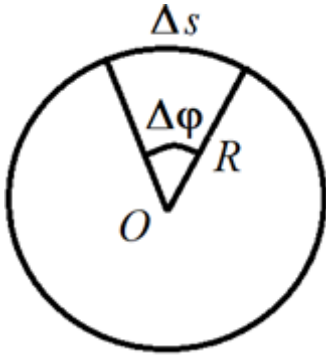


Рис. 1.10

Оскільки напрям кутової швидкості $\vec{\omega}$ певним чином зв'язується з напрямом обертання, вектор $\vec{\omega}$ називають **псевдовектором**, або **осьовим вектором**. Кут повороту радіуса кола зручно вимірювати в так званих **радіанах**. Один радіан – це центральний кут $\Delta\varphi$, довжина дуги якого Δs дорівнює радіусу кола R , див. рис. 1.10.

Довжина кола $2\pi R$. Очевидно, що навколо центру O повний центральний кут, під яким видна довжина кола, становить 360° , або в радіанах $2\pi R/R = 2\pi$ радіан. Отже $1\text{радіан} = \frac{360^\circ}{2\pi} \approx 57,3^\circ$ Одиницею кутової швидкості є радіан за секунду (рад/с), або просто $1/\text{с} = \text{с}^{-1}$. Кутова швидкість **рівномірного** обертання

$$\omega = \frac{\varphi}{t} = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f, \quad (0.21)$$

де T – період обертання, f – частота обертання ($f = T^{-1} = N/t$, де N – число обертів, що зроблено тілом за час t).

Модуль кутового прискорення задається виразом

$$\varepsilon = d\omega/dt. \quad (0.22)$$

У випадку обертального руху з постійним кутовим прискоренням ε кут повороту φ та кутова швидкість ω залежать від часу таким чином:

$$\omega = \omega_0 + \varepsilon t, \quad \varphi = \omega_0 t + \frac{\varepsilon t^2}{2}, \quad \omega^2 - \omega_0^2 = 2\varepsilon\varphi, \quad (0.23)$$

ω_0 – початкова кутова швидкість.

Можна показати, що зв'язок між лінійними і кутовими величинами задається виразами

$$s = R\varphi, \quad v = \omega R, \quad a_\tau = \varepsilon R, \quad a_n = \omega^2 R, \quad a = R\sqrt{\varepsilon^2 + \omega^4}. \quad (0.24)$$

1.2. Динаміка

Закони динаміки описують рух тіл під дією прикладених до них сил. Під тілом будемо, як і раніше, розуміти матеріальну точку. Основні положення динаміки матеріальної точки були сформульовані видатним англійським ученим І. Нью-

тоном у вигляді трьох законів руху. Ці закони виникли в результаті узагальнення даних великого числа дослідів і є, отже, експериментальними.

1.2.1. Перший закон Ньютона (закон інерції)

Згідно першого закону Ньютона *всьяке тіло зберігає стан спокою або рівномірного прямолінійного руху, поки вплив з боку інших тіл не змусить його змінити цей стан.*

Як випливає з цього закону, тіло, на яке не діють сили, зберігає постійну швидкість. Отже, для того, щоб тіло рухалося, двигун не потрібен. Але з повсякденного життя відомо, що для руху автомобіля з постійною швидкістю повинен безперервно працювати його мотор. Однак тут вплив двигуна необхідний для врівноваження сили тертя. Рівномірний і прямолінійний рух – це природний стан всякого тіла, звільненого від зовнішніх впливів. Властивість тіла зберігати стан спокою або рівномірного і прямолінійного руху називається *інерцією*.

Поставити прямі досліди, які б підтверджували перший закон, не можна. Не можна поставити тіло в такі умови, щоб на нього не діяли ніякі інші тіла, хоча б тому, що на всі тіла на Землі діє сила притягування до Землі. Однак, можна послабити деякі дії. Як приклад наведемо такий уявний дослід: на горизонтальному столі зі скляною поверхнею лежить полірована залізна куля. Такі умови підібрані для того, щоб заздалегідь зменшити сили тертя кочення рухомої кулі.

1. Куля лежить на столі нерухома. На кулю діють Земля і стіл. Їхні дії врівноважені, і куля зберігає стан спокою.

2. Куля після поштовху рухається майже рівномірно і прямолінійно. Якщо збоку піднести до неї магніт, куля завертає. Дія з боку магніту змінює стан рівномірного і прямолінійного руху.

3. Куля після поштовху через деякий час зупиняється. Сила тертя змінює стан рівномірного і прямолінійного руху кулі. Якби з боку скляної поверхні на кулю не діяла сила тертя, то куля рухалася б після поштовху рівномірно і прямолінійно скільки завгодно довго.

4. Космічний корабель розганяють у напрямі планети Марс і вимикають двигуни. Корабель рухається практично у вакуумі вздовж прямої за інерцією протягом 7-8 місяців. Він пролітає сотні мільйонів кілометрів, доки не попадає у сферу притягання Марса.

Таким чином ми переконуємося, що дія сили потрібна не для підтримки руху, а для *зміни* стану руху тіла.

Виникає питання – відносно якої системи відліку справедливий перший закон Ньютона? Проведемо дослід зі склом і кулею у вагоні. Якщо вагон буде завертати, прискорювати або сповільнювати хід, то куля, яка покоїлася, почне рухатися, хоча ніяких інших тіл, які могли б змінити стан спокою, не з'явилося. Отже, в системі координат, пов'язаній з вагоном, що прискорено рухається, перший закон Ньютона не справедливий. Система відліку, в якій виконується перший закон Ньютона, називається *інерціальною системою*.

Перший закон Ньютона є узагальненням дослідних фактів і стверджує, що *інерціальні системи існують*. З великим ступенем точності інерціальною системою є геліоцентрична система. Початок координат її знаходиться в майже центрі Сонця, а осі координат направлені на три нерухомі зірки на небосхилі. Будь-яка інша система відліку, що рухається рівномірно і прямолінійно відносно геліоцентричної системи, також є інерціальною, тобто їх існує безліч. Взагалі кажучи, система відліку, пов'язана з Землею, не є інерціальною, тому що Земля обертається навколо своєї осі і обертається навколо Сонця. Але при вирішенні більшості інженерних завдань цю систему відліку можна з хорошою точністю вважати інерціальною.

1.2.2. Сила і маса. Другий закон Ньютона

На досліді виявляється, що в інерціальних системах відліку всяке прискорення тіла викликається дією на нього будь-яких інших тіл. Для опису впливу вводять поняття сили. *Сила* – це векторна величина, що є мірою механічної дії на тіло з боку інших тіл або полів, в результаті якої тіло набуває прискорення або деформується.

Сила визначена, якщо задано її числове значення, напрям в просторі і точка прикладення. Пряму, проведену через точку прикладання сили в напрямку дії сили, називають лінією дії сили. Дві сили називаються чисельно рівними і протилежними за напрямком, якщо одночасне прикладання цих сил в одній і тій же точці тіла не викликає зміни його механічного руху. Зокрема, якщо до прикладання таких двох сил тіло покоїлося, то воно продовжує залишатися в спокої і після їх прикладання. Тому говорять, що дві чисельно рівні і протилежно направлені сили, прикладені в одній і тій же точці тіла, взаємно врівноважуються.

Якщо на тіло одночасно діє кілька сил, прикладених в одній точці тіла, то їх можна замінити однією еквівалентної силою, що дорівнює їх геометричній сумі і прикладеною в тій же точці. Ця сила називається *результуючою* або *рівнодіючою* силою. Вимірювання сил засноване на їх властивості викликати деформацію пружних тіл і здійснюється за допомогою динамометрів.

Дослід показує, що всяке тіло «чинить опір» при будь-яких спробах змінити його швидкість, як за величиною, так і за напрямком. Цю властивість, що виражає ступінь опору тіла до зміни його швидкості, називають *інертністю*. У різних тіл воно проявляється в різному ступені. *Міра інертності тіла називається масою*. Тіло з більшою масою є більш інертним, і навпаки. З іншого боку, в законі всесвітнього тяжіння встановлюється, що сили тяжіння пропорційні масам тіл. Таким чином, маса тіла характеризує також гравітаційні властивості речовини. *Маса* - фізична величина, що визначає *інертні* (інертна маса) і *гравітаційні* (гравітаційна маса) властивості тіла. У сучасній фізиці з великим ступенем точності встановлено рівність цих мас, тому їх не розрізняють.

Густиною тіла називається маса одиниці об'єму тіла

$$\rho = \frac{m}{V}. \quad (0.25)$$

Векторна величина, що дорівнює добутку маси матеріальної точки на її швидкість, називається імпульсом матеріальної точки:

$$\vec{p} = m\vec{v}. \quad (0.26)$$

Другий закон Ньютона (основний закон динаміки поступального руху) стверджує, що *швидкість зміни імпульсу тіла дорівнює силі, що діє на тіло*

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}. \quad (0.27)$$

Під швидкістю зміни імпульсу розуміють похідну від імпульсу за часом. Рівняння (0.27), що виражає другий закон Ньютона, називається *рівнянням руху тіла*.

У такій самій загальній формі другий закон Ньютона справедливий і при русі тіл зі змінною масою. Маса може не залишатися постійною, наприклад, у літака, з двигунів якого викидаються продукти горіння, у поливальної машини і т.д. А при русі елементарних частинок зі швидкостями, близькими до швидкості світла, маса частинок зростає залежно від швидкості руху. У випадку, коли маса m тіла передбачається постійною, математичний вираз другого закону Ньютона можна представити у формі

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{dm\vec{v}}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{a}. \quad (0.28)$$

Тут враховано, що прискорення дорівнює похідній від швидкості за часом, див. (0.14). Звідси випливає формулювання другого закону Ньютона у випадку тіл сталої маси: *прискорення, яке набувається тілом, збігається за напрямом з діючою на нього силою і дорівнює відношенню цієї сили до маси тіла*

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m}, \quad (0.29)$$

або інакше: *добуток маси тіла на його прискорення дорівнює діючій на тіло силі:*

$$m\vec{a} = \vec{F}, \quad (0.30)$$

Маса в СІ вимірюється в кілограмах, одиниця сили – ньютон. 1 Н – це сила, яка тілу масою 1 кг надає прискорення 1 м/с² в напрямку дії сили: 1Н = 1кг · м/с². Якщо на тіло діють декілька сил, то прискорення тіла пропорційно векторній сумі діючих на нього сил (рівнодіючій силі):

$$\vec{a} = \frac{1}{m} \sum_i \vec{F}_i, \quad (0.31)$$

Другий закон Ньютона, як і всі інші, справедливий тільки в інерціальній системі відліку, тобто в такій системі відліку, яка сама не має прискорення. Земля є хорошим наближенням до інерціальної системи відліку для більшості практичних завдань. Для розуміння другого закону Ньютона слід пам'ятати, що всі сили спричиняються тілами, діючими на дане. Якщо немає тіла, що викликає силу, то немає і сили, а якщо сила наявна, то обов'язково має бути тіло, яке її спричиняє. Наприклад, трамвай повертає за рахунок сили тиску з боку рейки на колесо трамвая. Ця сила надає трамваю нормального (або доцентрового) прискорення.

1.2.3. Третій закон Ньютона

Третій закон Ньютона відображає той факт, що сила є результатом взаємодії двох різних тіл. Якщо тіло A надає прискорення тілу B , то виявляється, що і тіло B надає прискорення тілу A . **Сили, з якими взаємодіють дві матеріальні точки, рівні за модулем і спрямовані в протилежні сторони вздовж прямої, що з'єднує ці точки.**

Якщо \vec{F}_{12} – сила, що діє на першу точку з боку другої, а \vec{F}_{21} – сила, що діє на другу точку з боку першої, то відповідно до третього закону Ньютона

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}, \quad (0.32)$$

У формулюванні самого Ньютона цей закон звучить коротко: *дії є рівна і протилежна протидія*. Таким чином, сили завжди виникають попарно як результат взаємодії між двома тілами. Важливо підкреслити, що ці сили прикладені до різних тіл, тому їх не можна складати, вони не можуть урівноважити одна одну.

Приклади. 1. На долоні лежить гиря, див. рис. 1.11. Долоня діє на гирю з силою $\vec{F}_{ГД}$, спрямованою вгору і прикладеною до гирі, а гиря, в свою чергу, діє на долоню з такою ж за величиною силою $\vec{F}_{ДГ}$, але спрямованою вниз і прикладеною

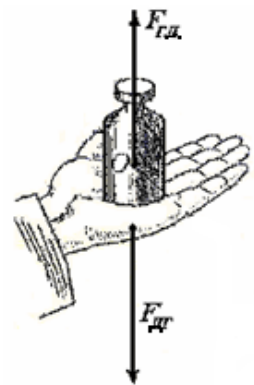


Рис.1.11

до долоні.

2. Рука розтягує пружину, див. рис.1.12. Сила, з якою рука діє на пружину - зовнішня сила. Деформована пружина діє на руку з силою, рівною зовнішній силі за величиною, але протилежною за напрямком. Ця сила називається силою пружності: $\vec{F}_{\text{зовнішня}} = -\vec{F}_{\text{пружності}}$.

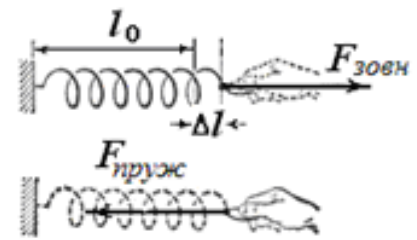


Рис. 1.12

3. Під час ходьби ми відштовхуємо назад Землю з деякою силою, Земля з рівною і протилежною силою діє на нас.

У третьому законі Ньютона передбачається, що обидві сили рівні за модулем у будь-який момент часу незалежно від руху точок. Згідно з уявленнями Ньютона взаємодія між тілами поширюється миттєво. Інакше кажучи, якщо змінити положення одного тіла, то відразу ж відбуваються зміни у взаємодіючих з ним тілах, як би далеко вони не знаходилися. Насправді взаємодії поширюються з кінцевою швидкістю. Максимальна швидкість поширення взаємодій дорівнює швидкості світла у вакуумі. При контакті тіл взаємодія поширюється зі швидкістю пружних хвиль в тілах і закони Ньютона справедливі лише тоді, коли час протікання процесу значно більше часу встановлення напруженого стану в тілах. Тому третій закон Ньютона має певні межі застосування. Однак при швидкостях тіл, значно менших швидкості світла, з якими має справу класична механіка, закон виконується з дуже великою точністю. Про це свідчать, наприклад, розрахунки траєкторій планет і штучних супутників, які проводяться за допомогою законів Ньютона.

1.2.4. Природа механічних сил. Сила тяжіння і вага

Сучасній фізиці відомі чотири типи фундаментальних взаємодій: гравітаційна, що виникає між усіма тілами, електромагнітна, - між тілами або частинками, що мають електричні заряди, сильна - між ядерними частинками і слабка, що діє в процесах перетворення деяких елементарних частинок. В основі всіх механічних явищ лежать сили гравітаційні (сила тяжіння і вага тіла) і електромагнітні (сили пружності і сили тертя). Два інших фундаментальних види взаємодії – слабка і

сильна – діють на таких малих відстанях (слабка – порядку 10^{-18} м, сильна – 10^{-15} м), що в класичній механіці ролі не грають.

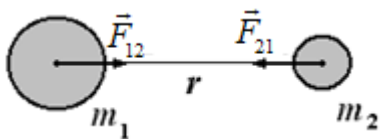


Рис. 1.13

Походження **сили тяжіння** пов'язано з *гравітаційним притяганням*. Згідно з **законом всесвітнього тяжіння** будь-які дві матеріальні точки притягуються одна до одної з силами, пропорційними добу-

тку їх мас, обернено пропорційними квадрату відстані між ними і спрямованими вздовж прямої, що з'єднує ці точки:

$$F_{12} = F_{21} = \frac{Gm_1m_2}{r^2}, \quad (0.33)$$

тут G – *гравітаційна стала*, $G \approx 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$. У такій формі закон тяжіння Ньютона справедливий для матеріальних точок і для куль (рис. 1.13) з сферично симетричним розподілом речовини. Маси, що фігурують у цьому законі, називають *гравітаційними* на відміну від *інертної* маси, що входить в другий закон Ньютона. За допомогою сучасних експериментів встановлено, що гравітаційна і інертна маси будь-якого тіла пропорційні одна одній з дуже високою точністю (відносна точність до 10^{-12}). Тому їх можна вважати рівними.

Дослідним шляхом встановлено, що внаслідок тяжіння всі тіла поблизу поверхні Землі падають з однаковим прискоренням, тобто прискорення вільного падіння не залежить від маси падаючого тіла. Прискорення, що надано тілу силою тяжіння Землі - *прискорення вільного падіння* – на рівні моря на середній географічній широті становить $g \approx 9,81 \text{ м/с}^2$. Тоді з другого закону Ньютона випливає, що на будь-яке тіло (матеріальну точку), що знаходиться поблизу поверхні Землі, діє сила тяжіння

$$\vec{F}_{\text{тяж}} = m\vec{g}, \quad (0.34)$$

Якщо знехтувати неінерціальністю системи відліку, пов'язаній з Землею, і обумовленій її обертанням, то силу тяжіння можна вважати рівною силі, з якою тіло притягається до Землі.

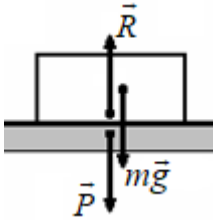


Рис. 1.14

Розглянемо сили, що діють на лежаче на столі тіло, див. рис. 1.14. Нагадаємо, що всі сили виникають попарно, тобто всякій силі, прикладеній до тіла, можна знайти рівну їй за модулем і протилежну по напрямку силу, яка прикладена до іншого тіла, що взаємодіє з даними. Дія з боку Землі характеризується силою тяжіння

$m\vec{g}$. Вона прикладена в центрі мас тіла. Рівна їй за модулем і протилежна сила прикладена до центра Землі, її, природно, можна не враховувати внаслідок вкрай незначного впливу на рух Землі.

Інша пара взаємодіючих тіл – тіло і опора (стіл). Тіло тисне на опору, ця сила \vec{P} прикладена до опори. **Вагою** тіла називається сила, з якою воно діє опору (або підвіс) внаслідок притягання до Землі. При цьому передбачається, що тіло і опора (або підвіс) нерухомі відносно системи відліку, в якій визначається вага тіла. Підкреслимо, що вага \vec{P} прикладена не до самого розглянутого тіла, а до опори або підвісу, які утримують його від вільного падіння. Опора, в свою чергу, діє на тіло. Ця сила називається **реакцією опори** \vec{R} , і вона прикладена до тіла. За третім законом Ньютона $\vec{P} = -\vec{R}$. Тіло перебуває в спокої відносно Землі, отже, прикладені до нього сили тяжіння $m\vec{g}$ і реакція опори \vec{R} врівноважують одна одну: $m\vec{g} = -\vec{R}$. Порівнюючи обидва співвідношення, отримуємо

$$\vec{P} = m\vec{g}, \quad (0.35)$$

тобто вага \vec{P} дорівнює силі тяжіння $m\vec{g}$ (для тіла, яке покоїться). Важливо відзначити, що ці сили прикладені до різних тіл – вага до опори, сила тяжіння – до самого тіла. Діючі на тіло сила тяжіння $m\vec{g}$ і реакція опори \vec{R} створюють тиск частинок тіла одна на одну. Людський організм відчуває цей тиск як «вагомість».

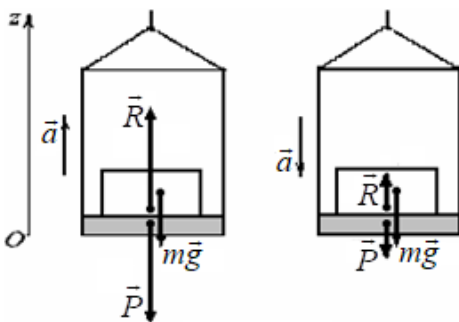


Рис. 1.15

Розглянемо тепер тіло, що лежить на підлозі ліфта, див. рис. 1.15, який рухається з прискоренням вгору або вниз. З таким же прискоренням рухається і тіло. Отже, тепер сили тяжіння $m\vec{g}$ і реакції опори \vec{R} , прикладені до тіла, не врівноважуються, а сума цих сил надає

тілу необхідне прискорення: $m\vec{a} = m\vec{g} + \vec{R}$. Враховуючи, що $\vec{R} = -\vec{P}$, отримаємо $m\vec{a} = m\vec{g} - \vec{P}$, звідки вага тіла \vec{P} в ліфті, що рухається з прискоренням \vec{a} ,

$$\vec{P} = m(\vec{g} - \vec{a}). \quad (0.36)$$

Вага P вже не дорівнює силі тяжіння, а в залежності від напрямку прискорення може бути або меншою, або більшою сили тяжіння. При русі ліфта вгору з прискоренням a вага за модулем дорівнює: $P = m(g + a)$, при русі вниз: $P = m(g - a)$. Якби ліфт вільно падав з прискоренням $a = g$, то вага тіла стала би дорівнювати нулю. Тіло перестало б діяти на опору, вага зникла, зникла б і реакція опори, яка спричиняла разом з силою тяжіння тиск частинок одна на одну. Такий стан називають *станом невагомості*.

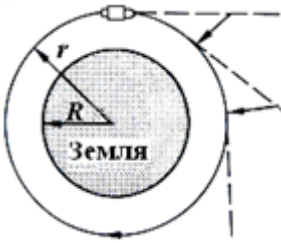


Рис. 1.16

Подібний стан спостерігається для тіл, що знаходяться в космічному кораблі на орбіті Землі. Космічний корабель на навколосемній орбіті, отримавши відповідну початкову швидкість, рухається під дією сил тяжіння з непрацюючими двигунами. Можна вважати, що корабель безперервно «вільно падає», див. рис. 1.16, і замість того, щоб продовжувати рух

за інерцією по дотичним до орбіти, він продовжує рухатися уздовж орбіти. Взагалі будь-яке тіло, розміри якого дуже малі в порівнянні з Земним радіусом, здійснюючи вільний поступальний рух в полі тяжіння Землі, буде, за відсутності інших зовнішніх сил, знаходитися в стані невагомості.

1.2.5. Сили пружності

При деформації тіла виникають сили пружності, що перешкоджають цієї деформації. Природа цих сил – електромагнітна взаємодія. Під впливом зовнішніх сил частинки твердого тіла зміщуються з положення рівноваги. Цьому зміщенню частинок протидіють сили електричної взаємодії між зарядами всередині атомів і молекул.

Якщо після припинення дії зовнішніх сил відновлюються колишні форма і розміри тіла, то деформація називається *пружною*. Деформації, що не зникають після припинення дії сил, називаються *пластичними*.

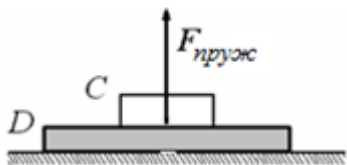


Рис. 1.17

Пружні сили виникають при безпосередньому зіткненні тіл. Пружною силою буде, наприклад, та сила, з якою діє розтягнута або стиснута пружина на дотичні з нею тіла. Отже, щоб створити в тілі пружну силу, його треба попередньо деформувати. Розглянемо, наприклад, брусок *C*, що лежить на дошці *D*, див. рис. 1.17. З боку пружно деформованої дошки на брусок, що лежить на ній, діє сила пружності $\vec{F}_{\text{пруж}}$. У цьому випадку сила пружності називається силою реакції опори.

Р. Гук дослідним шляхом установив закон, за яким *при пружній деформації пружини видовження пружини пропорційне зовнішній силі*:

$$\Delta x = \frac{1}{k} F_{\text{зовн}}, \quad (0.37)$$

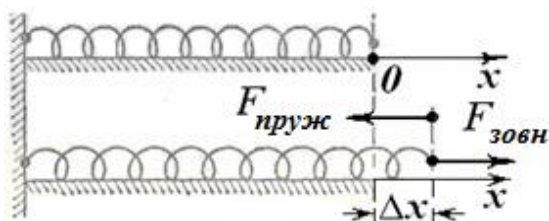


Рис. 1.18

величина *k* називається *жорсткістю* пружини.

Якщо, наприклад, розтягувати пружину рукою, то за третім законом Ньютона в розтягнутій (або стиснутій) пружині виникає

протидіюча сила - *пружна сила*, яка врівноважує зовнішню силу, див. рис. 1.18. Пружна сила відрізняється від зовнішньої тільки знаком (напрямком). Зовнішня сила прикладена до пружини, пружна – до руки.

Тому, замінюючи зовнішню силу пружною, для закону Гука можна записати

$$F_x = -k\Delta x, \quad (0.38)$$

тобто *пружна сила пропорційна величині деформації і спрямована до положення рівноваги*. Тут F_x – проекція пружної сили на вісь *x*, *k* - жорсткість пружини, Δx – величина розтягу (стиску) пружини.

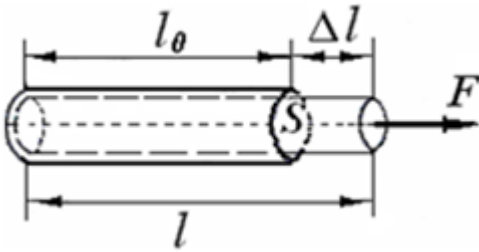


Рис. 1.19

Жорсткість k пружини залежить від матеріалу, розмірів витка і довжини пружини. Жорсткість чисельно дорівнює силі, яка потрібна для розтягування пружини на одиницю довжини. Одиницею жорсткості в СІ являється Н/м.

Сила, прикладена до стрижня (рис. 1.19), призводить до виникнення в ньому пружних сил і спричиняє зміну його довжини. Деформація розтягування (стиснення) стрижня характеризується *абсолютним* видовженням $\Delta l = l - l_0$ і *відносним* видовженням $\varepsilon = \Delta l / l_0$, де l_0 і l – початкова та кінцева довжина стрижня. Пружні сили прийнято характеризувати *механічним напруженням* σ , яке визначається як модуль сили F , що припадає на одиницю площі S поперечного перерізу стрижня:

$$\sigma = F/S, \quad (0.39)$$

Одиниця механічного напруження, що дорівнює ньютону на квадратний метр, називається *Паскалем* ($1 \text{ Н/м}^2 = 1 \text{ Па}$).

Закон Гука для стрижня стверджує, що *відносне подовження стрижня прямо пропорційне напруженню і обернено пропорційне модулю Юнга*:

$$\varepsilon = \sigma/E. \quad (0.40)$$

Модулем Юнга E (модулем поздовжньої пружності) називають величину, що характеризує опір матеріалу розтягуванню або стисненню при пружній деформації. Наприклад, для гуми модуль Юнга дорівнює 10 МПа, дерева $E = 10$ ГПа, свинцю $E = 18$ ГПа, міді $E = 110$ ГПа, сталі $E = 220$ ГПа і т.д.

1.2.6. Сили тертя

Сили тертя за своєю природою також є електромагнітними. При зіткненні шорстких поверхонь порушується рівноважний розподіл зарядів всередині молекул і атомів, з яких складаються тіла. Це призводить до появи електричних сил взаємодії між цими зарядами. Розрізняють три види тертя при дотиканні тіл: *тертя спокою, тертя ковзання і тертя кочення*.

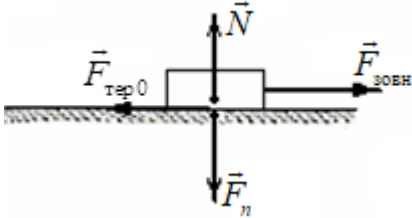


Рис. 1.20

Подіємо на брусок, що лежить на горизонтальному столі, зовнішньою силою $\vec{F}_{\text{зовн}}$, безперервно збільшуючи її, див. рис. 1.20. При зміні $F_{\text{зовн}}$ від нуля до деякого значення, при якому починається рух, руху бруска не виникає. Звідси випливає висновок, що на

брусок з боку столу діє рівна і протилежно спрямована сила $\vec{F}_{\text{тер}0}$, що врівноважує силу $\vec{F}_{\text{зовн}}$. Силу $\vec{F}_{\text{тер}0}$ називають *силою тертя спокою*. Вона спрямована по дотичній до поверхонь, що труться, і існує між тілами, які не рухаються одне щодо одного. Сила тертя спокою «автоматично» приймає значення, що дорівнює значенню зовнішньої сили $F_{\text{зовн}}$ від нуля до деякого максимального $F_{\text{тер}0}^{\text{max}}$, при якому брусок починає ковзати. За умови $F_{\text{зовн}} > F_{\text{тер}0}^{\text{max}}$ виникає відносний рух бруска.

Коли брусок почне ковзати, тертя спокою змінюється тертям ковзання. Сила тертя ковзання спрямована уздовж поверхні зіткнення тіл так, щоб перешкоджати відносному проковзуванню дотичних тіл (протилежно відносній швидкості). Силу \vec{N} , що діє на брусок з боку опори перпендикулярно до його поверхні, називають *силою нормальної реакції*, а силу \vec{F}_n , яка діє з боку бруска на опору – *силою нормального тиску*.

Дослідним шляхом встановлено, що *сила тертя ковзання* не залежить від площі зіткнення тіл і *пропорційна силі нормального тиску*, що притискає поверхні, які труться, одну до одної

$$F_{\text{тер}} = \mu F_n, \quad (0.41)$$

тут μ – безрозмірний *коефіцієнт тертя ковзання*. За третім законом Ньютона модуль сили, що притискає, дорівнює модулю сили нормальної реакції \vec{N} . Тому частіше записують

$$F_{\text{тер}} = \mu N. \quad (0.42)$$

Відповідно, максимально можливе значення сили тертя спокою

$$F_{\text{тер}0}^{\text{max}} = \mu_0 N, \quad (0.43)$$

μ_0 – безрозмірний коефіцієнт тертя спокою. Наведемо деякі значення коефіцієнта тертя спокою (коефіцієнт тертя ковзання менше коефіцієнта тертя спокою, $\mu < \mu_0$, хоча в багатьох випадках незначно менше): дерево по дереву $\mu_0 = 0,65$, резина по асфальту $\mu_0 = 0,55$, сталь по пластмасі $\mu_0 = 0,3$, сталь по сталі $\mu_0 = 0,15$, сталь по льоду $\mu_0 = 0,015$.

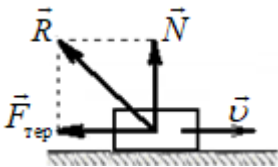


Рис. 1.21

Сила тертя $\vec{F}_{\text{тер}}$ і нормальна сила реакції \vec{N} є складовими однієї сили реакції \vec{R} , з якою поверхня діє на тіло, див. рис. 1.21.

Тертя кочення виникає через деформації матеріалу перед тілом, що котиться, і через розрив молекулярних зв'язків в місці контакту. Сила тертя кочення обернено пропорційна радіусу тіла, що котиться. Ця сила набагато менше за сил тертя спокою і ковзання.

1.2.7. Закон збереження імпульсу

Розглянемо систему тіл (матеріальних точок), імпульси яких дорівнюють $\vec{p}_1, \vec{p}_2, \dots, \vec{p}_N$, відповідно, див. рис. 1.22. Імпульсом системи частинок називається векторна сума імпульсів $\vec{p}_i = m_i \vec{v}_i$ окремих частинок.

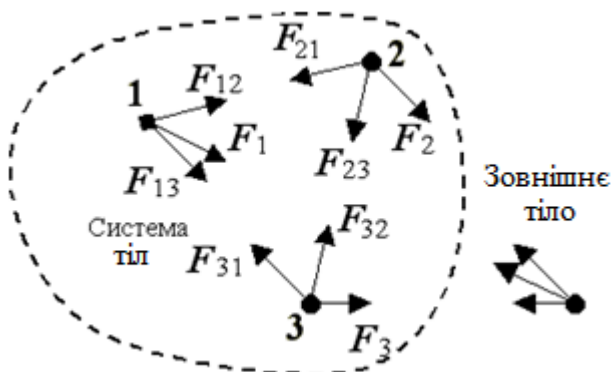


Рис. 1.22

Будемо розрізняти *внутрішні сили* між тілами, які входять у систему, і *зовнішні сили*, що діють на систему з боку зовнішніх тіл. Внутрішні сили позначені на рисунку буквою з подвійними індексами \vec{F}_{ij} . Зовнішню силу позначимо одним індексом \vec{F}_i .

Користуючись законами Ньютона, можна показати, що

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i, \quad (0.44)$$

де $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \dots + \vec{p}_N$. Тобто *похідна за часом від сумарного імпульсу системи дорівнює сумі зовнішніх сил, що діють на тіла системи*. Висновок – *імпульс системи може змінюватися під дією тільки зовнішніх сил*. Внутрішні сили не можуть змінити імпульсу системи. Тому, наприклад, неможливо підняти самого себе за волосся, як це робив веселий літературний герой барон Мюнхгаузен. Безплідними будуть також спроби привести в рух автомобіль, перебуваючи всередині нього і чинячи тиск на його стінки.

Замкненою або ізолюваною називається система, на яку не діють зовнішні сили, або їх векторна сума дорівнює нулю. На практиці систему тіл можна вважати замкненою, якщо зовнішні сили набагато менші, ніж внутрішні. Наприклад, людина на візку утворює приблизно замкнену систему, тому що сила тяжіння врівноважується реакцією опори, а тертя кочення коліс дуже мале. Один з основних законів природи є закон збереження імпульсу. Він впливає з властивостей простору (так званої *однорідності простору*) і полягає в тому, що **векторна сума імпульсів всіх тіл замкненої системи в інерціальній системі відліку залишається сталою, тобто не змінюється з часом:**

$$\sum_{i=1}^N m_i \vec{v}_i = m_1 \vec{v}_1 + m_2 \vec{v}_2 + \dots + m_N \vec{v}_N = \text{const}, \quad (0.45)$$

вираз (0.45) є наслідком виразу (0.44).

Імпульси окремих тіл системи можуть змінюватися при їх взаємодії. Наприклад, при зіткненнях тіл імпульс може передаватися від одного тіла до іншого. Однак завжди приріст імпульсу одного тіла дорівнює убутку імпульсу другого тіла, а повний імпульс системи залишається постійним.

Найважливішим прикладом застосування закону збереження імпульсу є *принцип реактивного руху*. При згорянні палива двигун літака викидає з великою швидкістю газу в одну сторону, а літак отримує такий самий імпульс в протилежну сторону так, що сума імпульсів літака і газів залишається постійною величиною. Іншим прикладом може служити ходьба людини, рух усіх видів транспорту. Так, при обертанні ведучих коліс автомобіля за рахунок сили тертя автомобіль рухається в одну сторону, Земля – у протилежну (природно, з мізерно малою швид-

кістю). Точно так само рухається судно: його гвинт захоплює воду і відкидає її за корму, завдяки чому судно рухається вперед.

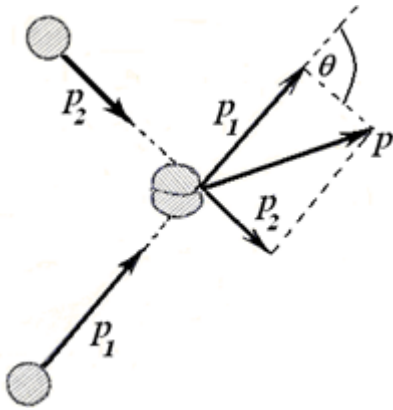


Рис. 1.23

Застосування закону збереження імпульсу допомагає розв'язати задачу про пружні і непружні зіткнення тіл, розпад елементарних частинок і т.д. Розглянемо найпростіший випадок, коли замкнена система складається усього з двох тіл. Нехай дві пластилінових кулі з імпульсами \vec{p}_1 та \vec{p}_2 , кут між якими дорівнює θ , стикаються абсолютно непружно і далі летять як одне тіло, див. рис. 1.23. Вважаючи систему замкненою,

визначимо модуль імпульсу тіла, що утворилося. Згідно з законом збереження імпульсу $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$. За правилом додавання векторів будемо паралелограм імпульсів. Скориставшись теоремою косинусів, отримаємо:

$$p = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 - 2p_1p_2 \cos(180^\circ - \theta)} = \sqrt{p_1^2 + p_2^2 + 2p_1p_2 \cos \theta}.$$

Іноді в незамкненій системі існує такий напрям, для якого проекція зовнішніх сил на цей напрям дорівнює нулю. Тоді систему тіл називають *замкненою за певним напрямом*.

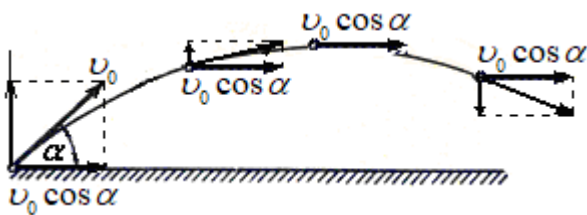


Рис. 1.24

Приклад. Під час руху тіла, кинутого під кутом до горизонту, (рис. 1.24) на нього не діють ніякі зовнішні сили, крім сили тяжіння, спрямованій вертикально (опором повітря нехтуємо). Проекція сили тяжіння на горизонтальний напрям дорівнює нулю. Тому горизонтальна складова імпульсу тіла, а отже і швидкості, залишається постійною протягом усього польоту.

Закон збереження імпульсу для матеріальних точок є універсальним, тобто виконується при будь-яких взаємодіях і не знає жодних винятків.

1.2.8. Робота і потужність

Якщо сила, що діє на тіло, постійна ($\vec{F} = \text{const}$), а траєкторія прямолінійна (див. рис. 1.25), то роботою сили F на шляху s називають скалярну величину

$$A = Fs \cos \alpha = F_s s, \quad (0.46)$$

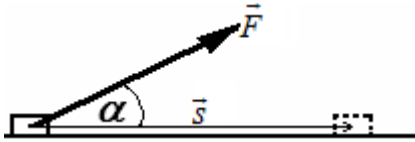


Рис. 1.25

де F – модуль сили, s – модуль переміщення, що здійснює тіло під дією сили, α – кут між «стрілочками» сили і переміщення, $F_s = F \cos \alpha$ – проекція сили на напрям переміщення.

У загальному випадку сила може змінюватися як за модулем, так і за напрямом. Для того, щоб підрахувати роботу такої змінної сили, треба розбити весь шлях на окремі малі переміщення ds , на кожному з яких силу можна вважати постійною. Тоді елементарна робота dA сили F на нескінченно малому переміщенні ds тіла дорівнює

$$dA = F \cos \alpha ds = F_s ds. \quad (0.47)$$

Робота сили \vec{F} на кінцевому переміщенні визначається як сума елементарних робіт на окремих нескінченно малих ділянках шляху і виражається криволінійним інтегралом від сили уздовж даної ділянки траєкторії:

$$A = \int_0^s F \cos \alpha ds = \int_0^s F_s ds. \quad (0.48)$$

Знак роботи залежить від знаку величини $\cos \alpha$. Робота є додатною, якщо кут α гострий ($\cos \alpha > 0$), від'ємною, якщо тупий ($\cos \alpha < 0$), і дорівнює нулю, якщо сила перпендикулярна до переміщення ($\cos(\pi/2) = 0$). Одиницею роботи в СІ є джоуль (Дж). Один джоуль дорівнює роботі постійної сили в один ньютон на переміщенні в один метр за умови, що напрям сили збігається з напрямом переміщення: $1 \text{ Дж} = 1 \text{ Н} \cdot \text{м} = 1 \text{ кг} \cdot \text{м}^2/\text{с}^2$.

Робота, що здійснюється силою в одиницю часу, називається **потужністю**. Потужність P визначається співвідношенням

$$P = A/t. \quad (0.49)$$

Якщо тіло рухається з постійною швидкістю, то переміщення $s = vt$, робота становитиме $A = F_s vt$, та потужність

$$P = \frac{A}{t} = \frac{F_s \nu t}{t} = F_s \nu. \quad (0.50)$$

Одиницею потужності в СІ є Ват (Вт), рівний джоулю в секунду (Дж/с).

1.2.9. Консервативні та неконсервативні сили

Сили, що зустрічаються в механіці, можна розділити на два класи. До одного класу відносять сили, робота яких не залежить від шляху, по якому відбулося переміщення частинки, а залежить тільки від початкового і кінцевого положення частинки. Ці сили називаються *консервативними (потенціальними)*. Для сил іншого класу робота переміщення між двома точками залежить від шляху, вздовж якого відбулося це переміщення. Ці сили називаються *неконсервативними*.

Наведемо приклади консервативних і неконсервативних сил.

1. Відомо, що поблизу поверхні Землі всі тіла падають з постійним прискоренням \vec{g} , спрямованим до центра Землі. Якщо розглядати рух в області, лінійні розміри якої значно менше радіуса Землі, земну поверхню можна вважати

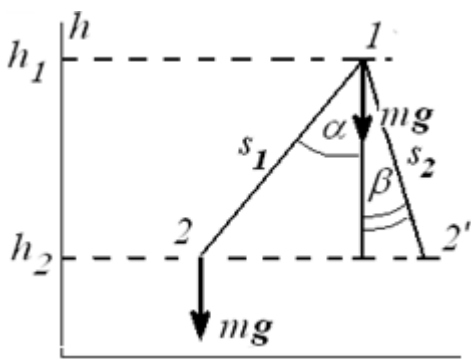


Рис. 1.26

плоскою. Тоді сили, що діють на тіло масою m в будь-якій точці, мають однаковий напрям і величину $\vec{F} = m\vec{g}$. Їх називають *однорідними*.

Покажемо, що однорідні сили тяжіння є консервативними. Позначимо через h висоту від поверхні Землі, див. рис. 1.26. Обчислимо роботу, яку здійснює сила тяжіння $m\vec{g}$ при переході мате-

ріальної точки з положення 1 в положення 2 вздовж прямолінійного відрізка 12 (наприклад, матеріальна точка зісковзує з похилої площини без тертя):

$$A_{12} = mgs_1 \cos \alpha = mg(h_1 - h_2) = mgh_1 - mgh_2. \quad (0.51)$$

Очевидно, що робота сили тяжіння по шляхам 12 і 12' однакова, бо

$$A_{12'} = mgs_2 \cos \beta = mg(h_1 - h_2) = mgh_1 - mgh_2. \quad (0.52)$$

Таким чином, робота сили тяжіння не залежить від шляху, по якому рухається тіло, а визначається тільки початковим і кінцевим положенням тіла в просторі. Отже, однорідна сила тяжіння є консервативною.

Формула (0.51) є справедливою і при переміщенні уздовж довільної кривої. При криволінійному русі траєкторію можна представити як сукупність нескінченно малих прямолінійних переміщень. Робота на кожній з цих ділянок дорівнює $A_i = mgs_i \cos \alpha_i$, отже, сумарна робота, як і раніше, розраховується згідно з рівнянням (0.51).

2. Як приклад неконсервативної сили наведемо силу тертя, яка виникає при ковзанні одного тіла по поверхні іншого. Для неї на будь-якій ділянці траєкторії вектор сили спрямований проти вектора швидкості, який у свою чергу паралельний елементарному переміщенню i , отже, на кожній ділянці траєкторії і на всьому переміщенні робота від'ємна. Ясно також, що робота сили тертя пропорційна довжині траєкторії і тому залежить від траєкторії, по якій відбувається переміщення.

До неконсервативних сил відносяться також сили опору, які діють на тіло при русі в рідинах і газах.

Сила тертя ковзання і сила опору називаються *дисипативними* силами. Сумарна робота таких сил при будь-яких переміщеннях завжди від'ємна. У системах, де діють такі сили, повна механічна енергія при русі зменшується, переходячи в теплоту.

1.2.10. Потенціальна енергія

Для системи тіл, в якій діють тільки внутрішні консервативні сили, можна ввести поняття потенціальної енергії. Для цього скористаємося розглянутим вище прикладом. Щоб підняти тіло, наприклад, камінь, на деяку висоту, потрібно затратити роботу зовнішніх сил, що дорівнює $mg(h_1 - h_2)$. Ця робота може бути повернута назад і виконана силою тяжіння, якщо дати каменю можливість падати. Отже, піднятий камінь має певний *запас роботи*, яку він може здійснити. Такий запас роботи визначається положенням тіл в даній системі, або, як кажуть, конфігурацією тіл. Для сил тяжіння запас роботи визначається висотою підйому тіла.

Здатність тіла здійснювати роботу називається *енергією*.

Запас роботи, обумовлений взаємним розташуванням взаємодіючих матеріальних точок, що складають систему, називається потенціальною енергією си-

стемі. Поняття потенціальної енергії можна ввести *тільки для консервативних сил*, робота яких не залежить від траєкторії руху і визначається тільки початковим і кінцевим положеннями тіла. Таким чином потенціальна енергія є *функцією стану системи і залежить тільки від координат*.

З рівняння (0.51) випливає, що робота сили тяжіння дорівнює зменшенню функції mgh : $A_{12} = mgh_1 - mgh_2$. Позначимо цю функцію W_p і назовемо її *потенціальною енергією*:

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2}. \quad (0.53)$$

Підкреслимо, що робота A_{12} сили тяжіння дорівнює *зменшенню* потенціальної енергії, тобто різниці значень потенціальної енергії тіла в початковій і кінцевій точках шляху. Тоді потенціальну енергію W_p тіла, піднятого над Землею, на будь-яку висоту h ($h \ll R_3$, де R_3 – радіус Землі) можна записати так

$$W_p = mgh + C. \quad (0.54)$$

Тут C – деяка постійна величина, що має розмірність енергії. Таким чином, потенціальна енергія може бути визначена з точністю до деякої адитивної постійної. Ця постійна має зміст потенціальної енергії на нульовому рівні ($h = 0$). Зазвичай приймають, що на рівні $h = 0$ потенціальна енергія тіла дорівнює нулю, тоді з (0.54) випливає, що $C = 0$. За такої умови, формула потенціальної енергії тіла масою m поблизу поверхні Землі буде

$$W_p = mgh. \quad (0.55)$$

У деяких задачах для зручності рішення висота відраховується від інших рівнів. Вибір рівня для відліку висот, а отже і потенціальних енергій, неістотний, оскільки важлива не потенціальна енергія, а її зміни, якими визначається здійснена робота. Зміни ж потенціальної енергії будуть однаковими, яким би не вибрали рівень для відліку енергії, лише б він був однаковий у всіх розрахунках, які стосуються даної задачі. У всі фізичні співвідношення входить або різниця потенціальних енергій у двох точках, необхідна для визначення роботи, або похідна функції W_p за координатами, що служить для визначення сили. Тому довільна стала випадає.

Введене таким чином поняття потенціальної енергії має одну загальну властивість: W_p – це функція конфігурації системи (взаємного розташування тіл).

Потенціальна енергія – деяка функція, що залежить від взаємного розташування тіл, які входять в систему, убуток якої дорівнює роботі внутрішніх консервативних сил, здійснюваній при переході системи з одного стану в інший: $A = -\Delta W_p$. Формула для розрахунку потенціальної енергії для кожного типу взаємодії є різною і залежить від характеру взаємодії тіл.

Наведемо інші приклади потенціальної енергії.

Потенціальна енергія розтягнутої пружини:

$$W_p = \frac{1}{2} kx^2, \quad (0.56)$$

де x – видовження (стискування) пружини, k – її жорсткість.

Потенціальна енергія кулонівської взаємодії двох точкових зарядів:

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r}, \quad (0.57)$$

$\epsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ А}^2 \text{ с}^4 \text{ м}^{-3} \text{ кг}^{-1}$ – електрична стала, r – відстань між частинками, q_1, q_2 – заряди частинок. Знак потенціальної енергії залежить від знаків зарядів. У разі відштовхування зарядів ($q_1 q_2 > 0$) потенціальна енергія є додатною, у разі притягання ($q_1 q_2 < 0$) – від’ємною.

1.2.11. Кінетична енергія

Тіла можуть мати запас роботи, тобто мати енергією не тільки тому, що вони займають певне положення, але й тому, що вони мають деяку швидкість. Запас роботи, яку може виконати тіло, що рухається, до повної зупинки, є *кінетичною енергією* тіла. Фізична величина, яка характеризує тіло, що рухається і дорівнює половині добутку маси частинки на квадрат її швидкості, називається *кінетичною енергією цієї частинки*:

$$W_k = \frac{1}{2} m v^2, \quad (0.58)$$

Зміна кінетичної енергії пов'язана з роботою: *приріст кінетичної енергії* частинки при її переміщенні з положення 1 в положення 2, що відбувається під дією прикладених до системи зовнішніх і внутрішніх сил, дорівнює *сумі робіт всіх сил* на даному переміщенні:

$$\Delta W_k = W_{k2} - W_{k1} = \sum A_{\text{зовн}} + \sum A_{\text{внутр}}. \quad (0.59)$$

1.2.12. Закон збереження механічної енергії

Повною механічною енергією W частинки називається сума її кінетичної W_k і потенціальної W_p енергії

$$W = W_k + W_p. \quad (0.60)$$

Нехай частинка рухається в полі консервативних сил, яке не змінюється з часом, наприклад частинка вільно падає з висоти h . Спочатку її кінетична енергія дорівнювала нулю, а потенціальна дорівнювала mgh . Наприкінці падіння швидкість частинки можна визначити за формулами кінематики, які дають значення $v = \sqrt{2gh}$. Отже, наприкінці падіння кінетична енергія частинки буде дорівнювати $W_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2}(\sqrt{2gh})^2 = mgh$, а потенціальна енергія в кінці падіння дорівнює нулю. Таким чином, потенціальна енергія перетворилася в кінетичну, а *повна механічна енергія частинки залишається постійною*. Сума енергій в обох положеннях дорівнює mgh . Це твердження виражає закон збереження механічної енергії для системи, що складається з однієї частинки.

Аналогічно формулюється закон збереження механічної енергії для системи тіл. *Повна механічна енергія системи тіл, що знаходяться під дією тільки консервативних сил, залишається постійною:*

$$W = W_k + W_p = \text{const}. \quad (0.61)$$

Відзначимо, що цей закон справедливий як для замкненої, так і незамкненої систем. Важливо тільки, щоб система була консервативною, тобто в ній діяли тільки потенціальні (консервативні) сили. Закон збереження енергії – фундаментальний закон природи. В основі цього закону лежить така властивість простору - часу як *однорідність часу*, тобто незмінність фізичних законів *відносно* зміни по-

чатку відліку часу. Наприклад, під час вільного падіння тіла зміна кінетичної і потенціальної енергій, а також швидкість падіння і пройдений шлях залежать тільки від початкової швидкості і часу падіння, але не залежать від вибору початкового моменту відліку часу.

При наявності сил тертя і сил опору середовища, робота яких від'ємна, повна механічна енергія системи зменшується, переходячи у внутрішню енергію тіл, що призводить до їх нагрівання. Такий процес називається *дисипацією* енергії. Сили, що призводять до дисипації енергії, називаються дисипативними.

Закон збереження енергії - один з основних законів природи. Він має загальний характер і застосовується до всіх без винятку процесів, що відбуваються в природі. Повна кількість енергії в ізольованій системі тіл і полів завжди залишається постійною; енергія ні за яких процесів не зникає і не створюється знову, вона лише може переходити з однієї форми руху матерії в іншу.

1.2.13. Момент сили та момент імпульсу. Рівняння моментів.

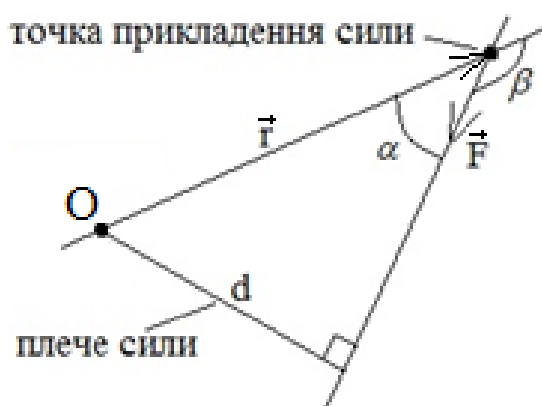


Рис. 1.27

Нехай точка O – *точка, відносно якої* розглядаємо момент імпульсу та момент сили, див. рис. 1.27. Проведемо з точки O радіус-вектор до точки прикладення сили. Тоді за визначенням **моментом сили** є векторний добуток $\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}]$. **Плече сили** – відстань від точки O до лінії дії сили. **Лінія дії сили** – пряма, що містить вектор цієї сили. Коли об-

числюють векторний добуток, вектори співставляють так, щоб їх початок був в одній точці, див. рис. 1.28

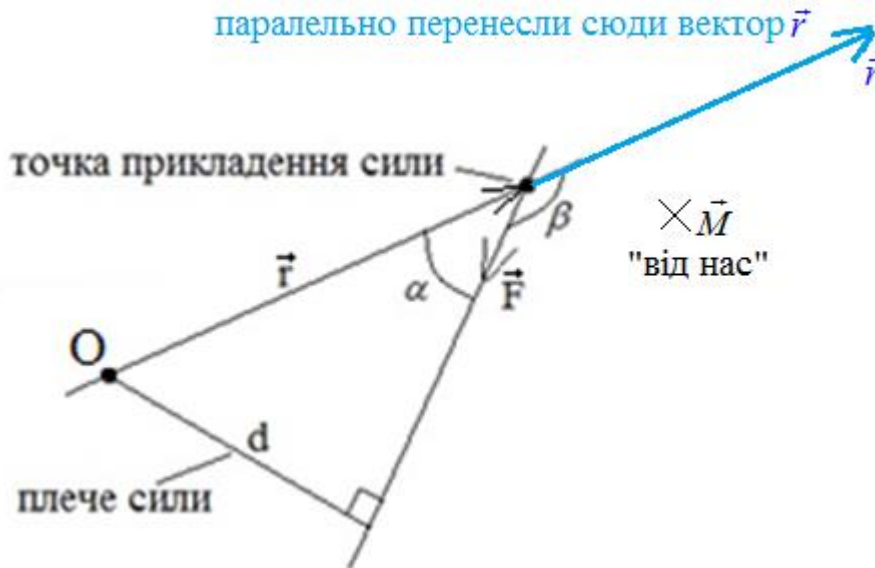


Рис. 1.28

Згідно (0.5) матимемо

$$|\vec{M}| = |\vec{F}||\vec{r}|\sin \beta = |\vec{F}||\vec{r}|\sin(\pi - \alpha) = |\vec{F}||\vec{r}|\sin \alpha = |\vec{F}|d, \quad (0.62)$$

тож *модуль моменту сили дорівнює добутку модуля сили на плече.*

Момент імпульсу матеріальної точки **відносно точки** O є векторний добуток $\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}]$, де \vec{r} – радіус-вектор, проведений з точки O до матеріальної точки, \vec{p} – імпульс цієї матеріальної точки. Відповідно, якщо точкове тіло рухається під дією певної сили \vec{F} , то

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \left[\frac{d\vec{r}}{dt}, \vec{p} \right] + \left[\vec{r}, \frac{d\vec{p}}{dt} \right] = [\vec{v}, m\vec{v}] + [\vec{r}, \vec{F}] = m[\vec{v}, \vec{v}] + [\vec{r}, \vec{F}]. \quad (0.63)$$

Очевидно, що $[\vec{v}, \vec{v}] = 0$, бо $\vec{v} \parallel \vec{v}$, та кут між векторами \vec{v} та \vec{v} дорівнює нулю, див. (0.5). З урахуванням цього факту та визначення моменту сили на основі (0.63) приходимо до висновку

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}. \quad (0.64)$$

Вираз (0.64) називають *рівнянням моментів*. *Рівняння моментів є основним законом динаміки обертального руху матеріальної точки.*

Розглянемо систему матеріальних точок (в системі n тіл, система може бути під впливом зовнішніх сил). Сила, що діє на i -те тіло:

$$\vec{F}_i = \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \vec{F}_{ji} + \vec{F}_i^e, \quad (0.65)$$

де \vec{F}_{ji} – внутрішні сили, що діють з боку j -го тіла на i -те; \vec{F}_i^e – зовнішня результуюча сила, що діє на i -те тіло. Сумарний момент імпульсу системи

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, \vec{p}_i] = \sum_{i=1}^n \vec{L}_i. \quad (0.66)$$

Згідно рівнянню моментів та виразу (0.65) матимемо

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{L}}{dt} &= \sum_{i=1}^n \frac{d\vec{L}_i}{dt} = \sum_{i=1}^n \vec{M}_i = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, \vec{F}_i] = \sum_{i=1}^n \left[\vec{r}_i, \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \vec{F}_{ji} + \vec{F}_i^e \right] = \\ &= \sum_{i=1}^n \left[\vec{r}_i, \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \vec{F}_{ji} \right] + \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, \vec{F}_i^e] = \sum_{\substack{i,j=1 \\ j \neq i}}^n [\vec{r}_i, \vec{F}_{ji}] + \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, \vec{F}_i^e]. \end{aligned} \quad (0.67)$$

Розпишемо перший доданок отриманого результату:

$$\begin{aligned} \sum_{\substack{i,j=1 \\ j \neq i}}^n [\vec{r}_i, \vec{F}_{ji}] &= ([\vec{r}_1, \vec{F}_{21}] + [\vec{r}_2, \vec{F}_{12}]) + ([\vec{r}_1, \vec{F}_{31}] + [\vec{r}_3, \vec{F}_{13}]) + \dots \\ &+ ([\vec{r}_{n-1}, \vec{F}_{n,n-1}] + [\vec{r}_n, \vec{F}_{n-1,n}]). \end{aligned} \quad (0.68)$$

Згідно третього закону Ньютона

$$[\vec{r}_1, \vec{F}_{21}] + [\vec{r}_2, \vec{F}_{12}] = [\vec{r}_1, \vec{F}_{21}] - [\vec{r}_2, \vec{F}_{21}] = [\vec{r}_1 - \vec{r}_2, \vec{F}_{21}]. \quad (0.69)$$

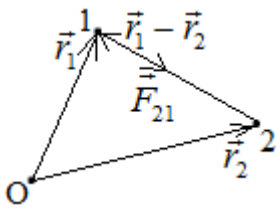


Рис. 1.29

Сила \vec{F}_{21} спрямована вздовж прямої, що з'єднує тіла (один з можливих випадків – див. рис. 1.29). Тож $\vec{F}_{21} \parallel (\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ та $[\vec{r}_1 - \vec{r}_2, \vec{F}_{21}] = 0$, при цьому не важливо, чи сила \vec{F}_{21} спрямована від точки 2 до точки 1 або навпаки. Аналогічно кожен з

доданків суми (0.68) дорівнює нулю, тож $\sum_{\substack{i,j=1 \\ j \neq i}}^n [\vec{r}_i, \vec{F}_{ji}] = 0$, та згідно (0.67) бачимо,

що

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}^e, \quad (0.70)$$

де $\vec{M}^e = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_i, \vec{F}_i^e]$ – сума моментів зовнішніх сил, що діють на тіла системи,

$\vec{L} = \sum_{i=1}^n \vec{L}_i$ – сумарний момент імпульсу системи. Вираз (0.70) є **законом зміни моменту імпульсу системи тіл**.

Якщо $\vec{M}^e = 0$ (наприклад, якщо система ізольована), то сумарний момент імпульсу системи буде зберігатись – **закон збереження моменту імпульсу**.

Тверде тіло можна уявити як систему нескінченно великої кількості матеріальних точок, жорстко пов'язаних між собою, тож ці результати також можна

узагальнити і для твердого тіла: $\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}$, \vec{L} – момент імпульсу твердого тіла,

\vec{M} – момент сил, що діють на тверде тіло.

Вище розглянуто поняття моментів відносно точки. Тепер розглянемо їх **відносно осі, що містить цю точку**. Моментом сили відносно осі є проекція моменту сили відносно точки на цю вісь, аналогічно **моментом імпульсу відносно осі** є проекція моменту імпульсу відносно точки на цю вісь.

Відповідно, для моментів відносно певної осі Ox має виконуватись співвідношення $\frac{dL_x}{dt} = M_x$ (так як $\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}$, то точно таке ж відношення має спрацювати і для проекцій). Розпишемо радіус-вектор та вектор сили по координатним осям:

$$\vec{r} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y + z\vec{e}_z, \quad \vec{F} = F_x\vec{e}_x + F_y\vec{e}_y + F_z\vec{e}_z. \quad (0.71)$$

Тоді згідно (0.4) отримаємо

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}] = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ x & y & z \\ F_x & F_y & F_z \end{vmatrix} \Rightarrow M_x = yF_z - zF_y. \quad (0.72)$$

Розіб'ємо кожен з векторів (0.71) на перпендикулярну та паралельну до осі Ox компоненту:

$$\vec{r} = \vec{r}_{\parallel} + \vec{r}_{\perp}, \quad \vec{F} = \vec{F}_{\parallel} + \vec{F}_{\perp}, \quad (0.73)$$

$$\vec{r}_{\parallel} = x\vec{e}_x, \quad \vec{r}_{\perp} = y\vec{e}_y + z\vec{e}_z, \quad \vec{F}_{\parallel} = F_x\vec{e}_x, \quad \vec{F}_{\perp} = F_y\vec{e}_y + F_z\vec{e}_z,$$

\vec{r}_{\parallel} та \vec{F}_{\parallel} – паралельні до осі Ox компоненти, \vec{r}_{\perp} та \vec{F}_{\perp} – перпендикулярні. Тоді

$$[\vec{r}_{\perp}, \vec{F}_{\perp}] = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ 0 & y & z \\ 0 & F_y & F_z \end{vmatrix} \Rightarrow [\vec{r}_{\perp}, \vec{F}_{\perp}]_x = yF_z - zF_y, \quad (0.74)$$

та на основі (0.72) та (0.74) бачимо, що

$$M_x = [\vec{r}_{\perp}, \vec{F}_{\perp}]_x, \quad (0.75)$$

тож при обчисленні моменту сили відносно осі достатньо обчислити векторний добуток лише від перпендикулярних до осі складових радіус-вектора та сили, а потім взяти від нього проекцію на вісь. Аналогічно

$$L_x = [\vec{r}_{\perp}, \vec{p}_{\perp}]_x. \quad (0.76)$$

1.2.14. Кінетична енергія обертання твердого тіла. Момент інерції

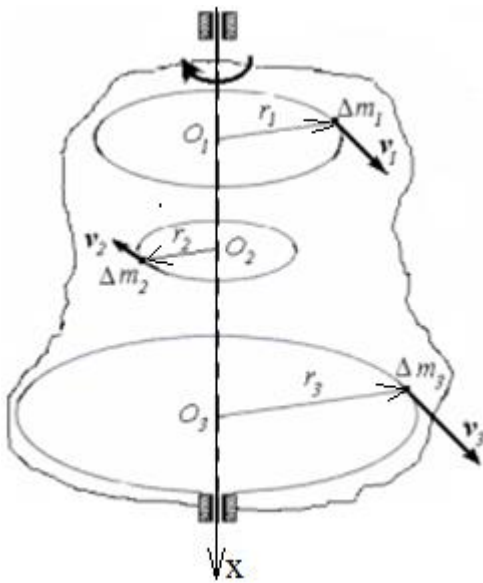


Рис. 1.30

Розглянемо обертання твердого тіла навколо нерухомої осі, див. рис. 1.30. Кожна точка такого тіла рухається по колу, радіус якого є відстанню від цієї точки до осі. Так як все тверде тіло разом за певний час повертається на певний кут, то на точно такий же кут повернуться всі його точки. Тож кутова швидкість кожної точки твердого тіла однакова (позначимо її ω). Розіб'ємо тверде тіло на дуже багато дуже маленьких частин (фактично, точкових). Тоді

$$W_k = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta m_i \cdot v_i^2}{2} = \{v_i = \omega r_i\} = \sum_{i=1}^n \frac{\Delta m_i \cdot \omega^2 r_i^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_{i=1}^n \Delta m_i \cdot r_i^2. \quad (0.77)$$

Величину

$$I = \sum_{i=1}^n \Delta m_i \cdot r_i^2 = \int_V r^2 dm \quad (0.78)$$

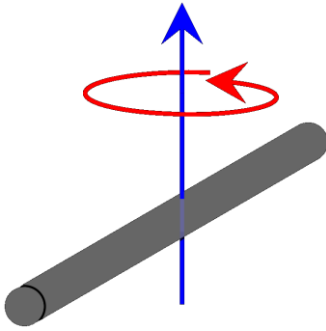


Рис. 1.31

назвали *моментом інерції* твердого тіла. Момент інерції – сума добутків $\Delta m_i \cdot r_i^2$ по всьому твердому тілу, Δm_i – маса відповідної маленької частини цього твердого тіла, r_i – відстань від цієї малої частини до осі обертання (по суті, це – радіус кола, по якому обертається відповідна маленька частина твердого тіла відносно нерухомої осі). Відповідно, ця сума є інтегралом від $r^2 dm$, взятим по всьому об'єму

тіла. Як бачимо з (0.77) та (0.78), *кінетична енергія обертання твердого тіла дорівнює*

$$W_k = \frac{1}{2} I \omega^2. \quad (0.79)$$

Список моментів інерції тіл деяких форм наведено в літературі. Наприклад, момент інерції однорідного тонкого стрижня відносно осі, що проходить через його середину перпендикулярно до нього, дорівнює $I = ml^2/12$, l – довжина стрижня, m – його маса, див. рис. 1.31. Покажемо, звідки взявся цей результат. Розглянемо рис. 1.32.

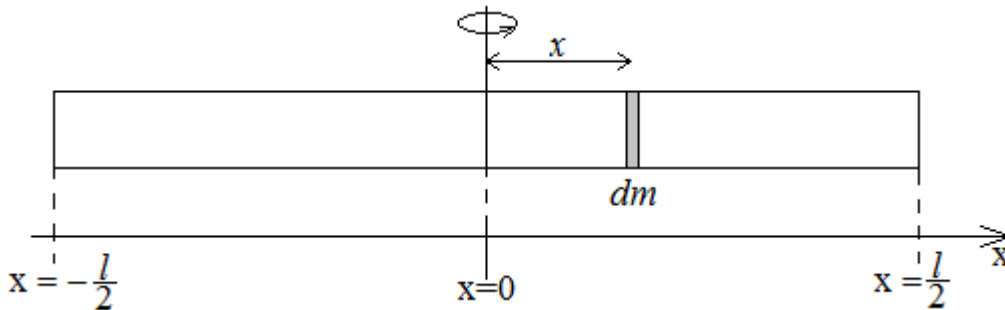


Рис. 1.32

Лінійна густина стрижня (лінійна густина маси) – маса одиниці довжини стрижня, або $\sigma = \frac{dm}{dl}$, dl – малий елемент довжини стрижня, dm – маса цього елемента. Стрижень називається однорідним, якщо його лінійна густина постійна вздовж всієї довжини. Тож

$$I = \int_V r^2 dm = \int_{-l/2}^{l/2} x^2 \sigma dx = \sigma \int_{-l/2}^{l/2} x^2 dx = \sigma \frac{x^3}{3} \Big|_{-l/2}^{l/2} = \frac{\sigma l^3}{12} = \frac{\sigma l \cdot l^2}{12} = \frac{ml^2}{12}, \quad (0.80)$$

що і треба було показати. При цьому виведенні враховано очевидні співвідношення $dm = \sigma dx$ та $m = \sigma l$.

Примітка. Момент інерції матеріальної точки відносно осі, очевидно, дорівнює mr^2 , m – маса матеріальної точки, r – відстань до осі.

1.2.15. Обертальний рух твердого тіла відносно нерухомої осі

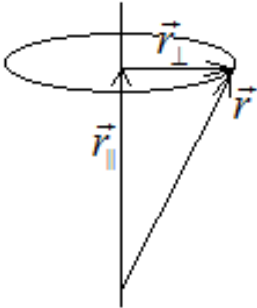


Рис. 1.33

Момент імпульсу твердого тіла – сума моментів імпульсу складових частин: $L_x = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_{\perp i}, \vec{p}_{\perp i}]_x$; $|\vec{r}_{\perp i}| = r_i$ – відстань від даної частини твердого тіла до осі обертання, $\vec{p}_{\perp i} = \vec{p}_i$ – бо швидкість частини твердого тіла знаходиться в площині кола (вона дотична до кола), а ця площина перпендикулярна до осі обертання, див. рис. 1.33.

Таблиця 2.1. Математична аналогія між одновимірним рухом матеріальної точки та обертанням твердого тіла відносно нерухомої осі

| | |
|--|---|
| m – маса | I – момент інерції |
| v – швидкість | ω – кутова швидкість |
| a – прискорення | ε – кутове прискорення |
| x – координата | φ – кут повороту |
| $a = \frac{dv}{dt}, v = \frac{dx}{dt}$ | $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}, \omega = \frac{d\varphi}{dt}$ |
| $p = mv$ – імпульс | $L_x = I\omega$ – момент імпульсу відносно осі |
| F – сила | M_x – момент сили відносно осі |
| $a = F/m$ – другий закон Ньютона | $\varepsilon = M_x/I$ – рівняння обертального руху твердого тіла відносно нерухомої осі |

Вектор $[\vec{r}_{\perp i}, \vec{p}_{\perp i}]$ перпендикулярний площині, в якій лежать і вектор $\vec{r}_{\perp i}$, і вектор $\vec{p}_{\perp i}$. Вісь обертання теж перпендикулярна цій площині. Тобто вектор $[\vec{r}_{\perp i}, \vec{p}_{\perp i}]$ за напрямком є паралельним до осі, тож маж лише складову вздовж цієї осі. Тоді

$$L_x = \sum_{i=1}^n [\vec{r}_{\perp i}, \vec{p}_{\perp i}]_x = \sum_{i=1}^n |\vec{r}_{\perp i}| |\vec{p}_{\perp i}| \sin \frac{\pi}{2} = \sum_{i=1}^n r_i \cdot \Delta m_i \cdot v_i, \quad (0.81)$$

бо між векторами $\vec{r}_{\perp i}$ та $\vec{p}_{\perp i} = \Delta m_i \cdot \vec{v}_i$ кут 90° , бо швидкість спрямована по дотичній до кола, а кут між дотичною і радіусом 90° . Згідно (0.19) та того факту, що кутова швидкість всіх точок твердого тіла є однаковою, маємо $v_i = \omega r_i$, та

$$L_x = \omega \sum_{i=1}^n \Delta m_i \cdot r_i^2 = I \omega, \quad (0.82)$$

тут використане визначення моменту інерції (0.78). На основі (0.82) маємо

$$\frac{dL_x}{dt} = M_x \Rightarrow \frac{d(I\omega)}{dt} = M_x \Rightarrow I\varepsilon = M_x \Rightarrow \varepsilon = \frac{M_x}{I}, \quad (0.83)$$

тут враховано, що кутова швидкість тіла може змінюватись з часом, а момент інерції (при незмінній осі обертання) – ні. *Отриманий вираз (0.83) є рівнянням обертального руху твердого тіла відносно нерухомої осі.* Під дією моменту сил відносно нерухомої осі M_x тверде тіло набуває кутового прискорення $\varepsilon = M_x/I$.

Є певна математична аналогія між одновимірним рухом матеріальної точки та обертанням твердого тіла відносно нерухомої осі. Ця аналогія представлена у таблиці 2.1.

Контрольні питання до розділу 1

1. В якому випадку тіло можна вважати матеріальною точкою?
2. В якому випадку модуль переміщення дорівнює шляху матеріальної точки?
3. В якому випадку можна користуватися формулою шляху для рівнозмінного руху $s = v_{0x}t + a_x t^2/2$?
4. Рухаючись по колу, точка описала півкола. Чи співпадають середня шляхова швидкість і модуль середньої швидкості?
5. Чи можливий випадок, щоб середня швидкість $\langle \mathbf{v} \rangle$ за деякий проміжок часу дорівнювала нулю, а середня шляхова швидкість $v_{\text{сер}}$ була відмінною від нуля? навпаки, $v_{\text{сер}} = 0$, при цьому $\langle \mathbf{v} \rangle \neq 0$?

6. Точка рухається на площині за криволінійною траєкторією. Відомі компоненти швидкості як функції часу: $v_x(t)$, $v_y(t)$. Як визначити шлях, що пройшла точка за деякий час t_1 ?
7. Який фізичний зміст має розкладання вектора прискорення матеріальної точки на тангенціальну і нормальну складові?
8. Як спрямовані кутова швидкість і кутове прискорення коліс автомобіля – вправо чи вліво по відношенню до напрямку руху?
9. Який зв'язок між лінійними і кутовими величинами?
10. Чому дорівнює вага тіла масою m , що лежить на підлозі ліфта, який вільно падає?
11. Чому дорівнює сила тяжіння космонавта, який знаходиться на орбіті штучного супутника Землі?
12. Для яких тіл є справедливим закон всесвітнього тяжіння у запису $F=Gm_1m_2/r^2$?
13. Як змінюється прискорення вільного падіння з глибиною шахти?
14. Якою є природа сили пружності?
15. Як зміниться жорсткість пружини, якщо її довжину зменшити у n разів?
16. За яких умов виконуються: 1) закон збереження імпульсу; 2) закон збереження механічної енергії?
17. Який напрям має сила тертя, що діє на людину під час її руху? Якою тут є робота сили тертя – додатною чи від'ємною?
18. Яким є зв'язок між кінетичною енергією матеріальної точки і роботою прикладених до неї сил?
19. Яким є зв'язок між потенціальною енергією матеріальної точки і роботою консервативних сил?
20. Між двома тілами різної маси розміщена стиснута пружина. Потім пружину відпустили. Як відносяться кінетичні енергії, що набудуть тіла?
21. Чи може тіло рухатись прискорено в деякій системі відліку, якщо на нього не діють інші тіла?

22. Чи має момент імпульсу частинка, що рухається прямолінійно? Якщо так, то за рахунок чого може змінюватися модуль цього вектора?
23. Чи може змінюватися момент імпульсу частинки, що рухається по колу?
24. Навіщо вертоліт обладнують другим гвинтом?
25. Чому дорівнює момент імпульсу твердого тіла відносно нерухомої осі обертання? Якою є ця величина – векторною чи скалярною? Чи може вона зберігатися? За яких умов?

2. Молекулярна фізика і термодинаміка

2.1. Основи молекулярно-кінетичної теорії та статистичної механіки

2.1.1. Предмет молекулярної фізики.

Молекулярна фізика вивчає фізичні властивості тіл в різних агрегатних станах в залежності від їх молекулярної будови, сил взаємодії і характеру теплового руху молекул.

У механіці рух тіла однозначно визначається заданими начальними умовами і силами, що діють на тіло під час його руху, наприклад, силою тяжіння, силами тертя і т.д. Знаючи всі ці величини, можна обчислити положення тіла в будь-який інший момент часу після початкового часу, його швидкість і прискорення. Такі явища описуються *динамічними закономірностями*.

Однак, такий підхід неможливий для опису руху систем, що складаються з дуже великого числа частинок. Наприклад, в 1 см^3 газу за нормальних умов міститься колосальна кількість молекул - $2,69 \cdot 10^{19}$. Кожна молекула при цьому знає приблизно мільярд зіткнень за одну секунду, в результаті чого постійно змінюється її швидкість, а шлях молекули є дуже складною ламаною лінією.

Розрахувати такий шлях практично неможливо, тому що для цього треба було б знати шляхи і швидкості всіх інших молекул. Таке завдання технічно нездійснене. Але якби навіть і вдалося провести такі розрахунки, то ніякої користі від цього не було б, тому що *в фізичних явищах, що визначаються дією величезного числа частинок, виникають нові якісні особливості - статистичні закономірності*.

Закони молекулярної фізики не можна звести до законів механіки. Спостерігати за окремими молекулами неможливо. Ми можемо спостерігати лише результати колективної дії частинок без урахування динаміки окремих частинок.

Існує *два методи* вивчення властивостей речовини і фізичних явищ, що відбуваються в макроскопічних тілах, тобто в тілах, що складаються з дуже великої

кількості частинок (молекул, атомів, електронів, фотонів і ін.) – *статистичний і термодинамічний*.

Статистичний метод для кожного конкретного тіла створює модель молекулярної будови цього тіла. На основі цих моделей методами математичної статистики (внаслідок великої кількості молекул) пояснюються *властивості тіл, які безпосередньо спостерігаються на досліді* (такі як тиск, температура, в'яз-кість, теплопровідність і т.п.) як *сумарний, усереднений результат дії окремих молекул*.

Для теорії, яка описує статистичні закони, притаманно не обчислення точних значень фізичних величин, а середніх значень за часом цих величини

На відміну від статистичного методу **термодинамічний метод** не ставить своїм завданням з'ясування внутрішнього механізму явищ, не розглядає конкретні молекулярні картини. Термодинаміка виходить із загальних, встановлених дослідом положень і оперує величинами, що безпосередньо спостерігаються на досліді. Такий опис є можливим завдяки введенню поняття про енергію, способах її передачі і перетворення з одних видів в інші.

2.1.2. Молекулярно-кінетичні уявлення про речовину

Згідно з молекулярно-кінетичними уявленнями будь-яке тіло (тверде, рідке або газоподібне) складається з найдрібніших відокремлених частинок, що називаються молекулами.

Молекула - це найменша частинка речовини, яка зберігає його хімічні властивості. Молекули перебувають на певних відстанях одна від одної. Вони притягуються на великих відстанях і відштовхуються на малих. Сили молекулярної взаємодії є електромагнітними - електричне притягання та відштовхування заряджених частинок.

Молекули перебувають у безперервному безладному, хаотичному русі, інтенсивність якого залежить від температури тіла. Такий рух молекул називається *теповим*.

Доказом теплового руху є так званий броунівський рух . Англійський ботаник Р. Броун спостерігав у мікроскоп безладні неперервні рухи дрібних частинок (спор папороті) , що зависли у воді. Такий рух є проявом теплового руху молекул води і зумовлений поштовхами оточуючих частинку молекул рідини.

Маса і розміри молекул. Відносна молекулярна маса M_r даної речовини - це безрозмірна величина, що дорівнює відношенню маси молекули цієї речовини до $1/12$ маси атома вуглецю ^{12}C .

Маса, що дорівнює $1/12$ маси атома вуглецю ^{12}C , називається *атомною одиницею маси (а.о.м.)*.

$$1 \text{ а.о.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Таким чином, маса молекули дорівнює

$$m_0 = M_r \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Однією з основних одиниць СІ є одиниця *кількості речовини*, яка називається *молем*.

Моль - *кількість речовини*, в якій міститься число частинок, що дорівнює числу Авогадро N_A :

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ 1/моль.}$$

Цими частинками можуть бути атоми, молекули, електрони, фотони або інші структурні одиниці.

Масу моля позначають грецькими буквами M (або μ) і називають *молярною масою*. Маса моля, яка виражена в грамах, наведена **і** в періодичній системі елементів. Користуючись періодичною таблицею елементів, визначаємо, що один моль H_2 дорівнює 2 г, один моль H_2O 18 г і т.д.

Молярна маса M має в СІ розмірність кг/моль. Наприклад, молярна маса вуглекислого газу CO_2 . $M_{\text{CO}_2} = (12 + 2 \cdot 16) \cdot \text{г/моль} = 44 \cdot 10^{-3} \text{ (кг/моль)}$.

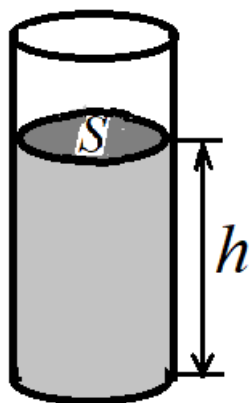
Розміри молекул простих речовин мають величину порядку декілька десятків частин нм. Наприклад, водню 0,3 нм, кисню 0,4 нм та ін..

Термодинамічні параметри. Будемо називати будь-яке макроскопічне тіло або сукупність тіл, що можуть обмінюватися енергією між собою та зовнішнім середовищем, *термодинамічною системою*. Фізичні величини, які характеризу-

ють стан системи, називаються *термодинамічними параметрами* або параметрами стану. Такими величинами є маса m , молярна маса M , об'єм V , тиск p і температура T .

Розглянемо докладніше основні параметри стану газів.

Тиск p . Завдяки тепловому руху своїх частинок газ тисне на стінки посудини, яка містить його. Тиск - одна з основних властивостей газу. Саме своїм тиском газ найчастіше і виявляє свою присутність. Тиском називається скалярний параметр, що вимірюється експериментально, і чисельно дорівнює



середній силі, яка діє на одиницю площі поверхні за нормаллю до неї:

$$p = \frac{F_n}{S},$$

Одиниця тиску в СІ – паскаль (Па):

$$1 \text{ Н/м}^2 = 1 \text{ Па.}$$

Рис. 2.1

Розглянемо циліндр з площею основи S , заповнений рідиною з густиною ρ і висотою h (рис. 2.1)

На дно циліндра діє сила, що дорівнює вазі рідини - масі рідини $m_{\text{рід}}$, помноженій на g :

На дно циліндра діє сила, що дорівнює вазі рідини - масі рідини $m_{\text{рід}}$, помноженій на g :

$$F = m_{\text{рід}} g = \rho (Sh) g .$$

Щоб знайти тиск, треба поділити вагу рідини на площу основи S :

$$p = F/S = \rho gh \dots \dots \dots (2.1)$$

Формула (2.1) виражає тиск на глибині h , обумовлений вагою рідини.

На рис. 2.2 зображений дослід Е. Торрічеллі. Трубка зі ртуттю перевернута та опущена в посудину, заповнену ртуттю. Тиск в точках A і B однаковий за законом Паскаля, згідно з яким зовнішній тиск на рідину передається рідиною в усіх напрямках однаково. Але тиск в точці A створюється стовпчиком ртуті ви-

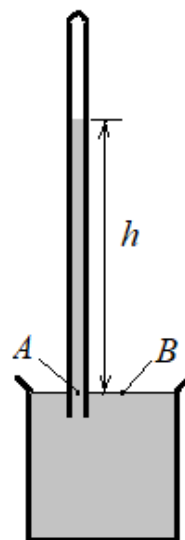


Рис.2.2

сотою h , а тиск у відкритій частині посудини - в точці B – створюється атмосферою Землі. Отже висота стовпчика ртуті пропорційна атмосферному тиску. Такий пристрій названий барометром.

Тиск стовпчика ртуті висотою 760 мм називається нормальним атмосферним тиском (1 атм). Ця позасистемна одиниця дорівнює

$$760 \text{ мм. рт. ст.} = 1 \text{ атм} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па.}$$

Тиск газу має важливу властивість: в стані рівноваги в газі, що не перебуває в зовнішньому полі, тиск p завжди однаковий в усіх ділянках середовища.

Температура T . Це поняття не є простим, хоча в повсякденному житті використовується дуже часто, і до нього ми звикли. Фізичний зміст температури буде викладено в подальшому. Тут же ми зупинимося на одній властивості температури.

Якщо помістити шматок нагрітого металу на лід, то лід буде плавитися, а метал - охолоджуватися. Між двома тілами відбувається теплообмін, внутрішня енергія одного тіла зменшується, а енергія іншого збільшується. У розглянутому прикладі енергія нагрітого металу зменшується, а енергія льоду збільшується.

З двох контактуючих тіл температура більша у того тіла, від якого теплота переходить до іншого. Таким чином підкреслюється *властивість температури визначати напрям теплового обміну*.

При нагріванні змінюються майже всі фізичні властивості тіл: довжина, об'єм, тиск, пружні властивості, електропровідність і т.д. Цим користуються для експериментального вимірювання температури.

Найбільш поширеною в техніці і в побуті є *стоградусна шкала Цельсія*. Ділянка цієї шкали між точками замерзання і кипіння води при нормальному атмосферному тиску ділиться на 100 однакових частин. Така частина називається градусом Цельсія (позначається t °C). Таким чином, точка замерзання води відповідає 0 °C, а точка кипіння + 100 °C.

У США та в деяких інших країнах використовують також *шкалу Фаренгейта* (позначається t °F). За нуль своєї шкали Г. Фаренгейт прийняв найнижчу температуру, яку він міг відтворити в своїй лабораторії - точку плавлення суміші солі

і льоду. Точці замерзання води в цій шкалі відповідає температура + 32 °F, а температура кипіння води + 212 °F. Зв'язок температур в шкалах Фаренгейта і Цельсія дається формулою

$$t\text{ }^{\circ}\text{F} = 1.8 t\text{ }^{\circ}\text{C} + 32$$

У фізиці користуються *абсолютною термодинамічною шкалою температур* T (шкалою Кельвіна), яка не залежить від термометричного тіла, а встановлюється на основі законів термодинаміки. Одиниця термодинамічної температури - кельвін (К) є однією з основних одиниць СІ. Величина одного градуса в шкалі Кельвіна (позначається К) збігається з градусом Цельсія, а за нижню межу шкали – абсолютний нуль - взята температура, за якої припиняється тепловий рух молекул (крім їхніх «нульових» коливань) та зникає тиск речовини на стінки посудини.

Температуру $t\text{ }^{\circ}\text{C}$ за Цельсієм можна перевести в абсолютну температуру за допомогою співвідношення

$$T\text{ К} = t\text{ }^{\circ}\text{C} + 273,16. \quad (2.2)$$

Тут 273,16 - так звана температура потрійної точки води, при якій у рівновазі знаходяться лід, вода і водяна пара.

Таким чином, *абсолютному нулю температури* $T = 0\text{ К}$ в стоградусній шкалі відповідає температура $t = -273,16\text{ }^{\circ}\text{C}$. Це значення було встановлено дослідним шляхом.

2.1.3. Рівняння стану ідеального газу

Дослід показує, що в звичайних умовах (тобто при далеких від абсолютного нуля температурах і тисках, що не надто перевищують атмосферний) гази, на відміну від рідин і твердих тіл, займають весь наданий їм вільний об'єм і відносно легко стискаються. Отже, сили притягання між молекулами газу повинні бути дуже малими, а самі молекули займають лише невелику частину об'єму посудини. Це дозволяє з хорошою точністю користуватися моделлю ідеального газу.

Ідеальний газ – найпростіша фізична модель реального газу. Газ називається ідеальним, якщо:

1) сумарний об'єм молекул мізерно малий у порівнянні з об'ємом посудини, в якій поміщений газ;

2) взаємодія між молекулами дуже мала, вони взаємодіють між собою тільки під час зіткнень, які носять характер пружного удару

При таких припущеннях молекули можна вважати матеріальними точками, які є абсолютно вільними, тобто рухаються прямолінійно і рівномірно, як завжди рухаються тіла, які не піддаються дії будь-яких сил.

Дослідним шляхом встановлено, що будь-яка система, надана сама собі, через деякий час приходиться в *стан рівноваги*. При цьому вирівнюються температури і тиски окремих частин системи, так що макроскопічні параметри системи приймають певні і постійні значення.

У рівноважному стані між параметрами системи є певний зв'язок.

Експерименти показали, що при звичайних умовах, тобто при кімнатній температурі і атмосферному тиску, параметри стану таких газів, як кисень і азот, підкоряються рівнянню

$$pV = \frac{m}{M} RT. \quad (2.3)$$

Його називають *рівнянням стану ідеального газу* Тут R – *молярна газова стала*:

$$R = 8,314 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}). \quad (2.4)$$

Особливо добре задовольняють це рівняння гелій і водень.

Помножимо і розділимо праву частину рівняння (2.3) на сталу Авогадро N_A :

$$pV = \frac{m}{M} N_A \frac{R}{N_A} T.$$

Число молей $\frac{m}{M}$, помножене на число Авогадро N_A , дасть число молекул N , що містяться в масі m газу

$$N = \frac{m}{M} N_A.$$

Розділивши це число на об'єм V газу, отримаємо число молекул в одиниці об'єму (або концентрацію), яке позначають буквою n .

$$n = \frac{N}{V}.$$

Відношення двох констант R/N_A дає важливу для всіх розділів фізики нову константу k , яку називають *сталою Больцмана*:

$$k = \frac{R}{N_A} = \frac{8,31 \text{ Дж} / (\text{моль} \cdot \text{К})}{6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}} = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} / \text{К}. \quad (2.5)$$

В результаті отримаємо ще одну форму запису рівняння стану ідеального газу:

$$p = nkT. \quad (2.6)$$

2.1.4. Основне рівняння кінетичної теорії ідеальних газів. Тиск газу на стінку посудини

Виходячи з молекулярно-кінетичних уявлень, розкриємо походження і фізичний зміст тиску - параметра, який безпосередньо спостерігається на досліді..

Молекули газу вдаряють об стінку посудини, в якому він міститься, і тим самим створюють тиск газу на стінку..

Використовуючи закони механіки, можна знайти тиск, який обумовлений численними ударами молекул об стінку.

Тиск молекул на стінку є сумарним усередненим результатом дії удару окремих молекул. Оскільки число молекул величезне, і за секунду кожна з них при зіткненні мільярди разів змінює напрям і величину швидкості, то природно використовувати середні значення швидкостей молекул. Зокрема використовується середня квадратична швидкість, яка дорівнює квадратному кореню із середнього квадрата швидкості

$$\langle v^2 \rangle = \frac{v_1^2 + v_2^2 + \dots + v_i^2}{n}, \quad v_{\text{кв}} = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$$

Через середньоквадратичну швидкість зручно виразити кінетичну енергію молекул.

Розрахунки дають

$$p = \frac{1}{3} nm \langle v^2 \rangle. \quad (2.7)$$

Тут p – тиск газу на стінку посудини, n – кількість молекул в одиниці об'єму, m – маса молекули, $\langle v^2 \rangle$ – середнє значення квадрату швидкостей.

Розділивши і помноживши на 2, отримаємо

$$p = \frac{2}{3} n \langle \frac{mv^2}{2} \rangle = \frac{2}{3} n \langle \varepsilon_{\text{пост}} \rangle. \quad (2.8)$$

Величина $\langle \frac{mv^2}{2} \rangle = \langle \varepsilon_{\text{пост}} \rangle$ являє собою середню кінетичну енергію поступального руху однієї молекули газу.

Таким чином, **тиск газу на стінки посудини дорівнює двом третинам середньої кінетичної енергії поступального руху молекул, що містяться в одиниці об'єму газу.**

Як випливає з формули (2.8) тиск газу визначається концентрацією молекул (тобто кількістю ударів об стінку) та енергією поступального руху молекул (тобто силою кожного удару).

Рівняння (2.8) називається **основним рівнянням кінетичної теорії газів.**

2.1.5. Фізичний зміст абсолютної температури

З порівняння отриманих рівнянь

$$p = nkT \text{ і } p = \frac{2}{3} n \langle \varepsilon_{\text{пост}} \rangle$$

маємо

$$\langle \varepsilon_{\text{пост}} \rangle = \frac{3}{2} kT. \quad (2.9)$$

Ця формула розкриває фізичний зміст абсолютної температури T : температура T пропорційна середній кінетичній енергії поступального руху молекул. Таким чином, абсолютна температура T є мірою енергії руху молекул і характеризує інтенсивність їх теплового руху.

Абсолютна температура T не може бути від'ємною, тому що згідно (2.9) вона пропорційна енергії $\langle \varepsilon_{\text{пост}} \rangle$, яка не може бути від'ємною. Значення $T = 0$ називається абсолютним нулем температури. При абсолютному нулі припиняється тепловий рух молекул (згідно з квантовою теорією ще зберігається «нульова енергія»).

Відповідно до сучасних уявлень температура $T = 0 \text{ K}$ недосяжна (так званий *третій закон термодинаміки*).

З формули (2.9) видно, що температура, так само, як тиск, визначається середньою кінетичною енергією молекул ідеального газу. Тому температура, як і тиск, є статистичною величиною. Вона визначається рухом величезної кількості молекул. Не можна говорити про температуру однієї або небагатьох молекул.

2.1.6. Довжина вільного пробігу молекул

Середня відстань, яку проходить молекула між двома послідовними зіткненнями, називається середньою довжиною вільного пробігу молекули $\langle l \rangle$. Вона має залежати, перш за все, від кількості молекул в одиниці об'єму n , і крім того, ясно, що чим більше розмір молекули (так званий ефективний діаметр σ), тим менше буде вільний пробіг.

Розрахунки дають
$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma}. \quad (2.10)$$

2.2. Основи термодинаміки

2.2.1. Внутрішня енергія. Кількість теплоти. Робота газу. Перший закон термодинаміки

Термодинаміка не розглядає мікроскопічної природи та молекулярного механізму явищ, а вивчає загальні властивості макроскопічних систем. Вона оперує величинами, які характеризують систему як ціле (об'єм V , тиск p , температура T) і визначаються на досліді.

В основі термодинаміки лежать декілька експериментально встановлених фундаментальних законів.

Енергію, пов'язану з внутрішнім тепловим рухом, називають *внутрішньою енергією*.

Внутрішня енергія тіла (фізичної системи) є повна енергія всіх частинок тіла. Вона включає в себе енергію хаотичного (теплого) руху (молекул, атомів, іонів, вільних електронів і т.д.) і енергію взаємодії цих частинок.

Кожен раз, коли система виявляється в деякому стані, при тій же температурі і тиску, її внутрішня енергія приймає властиве цьому стану значення, незалежно від того, яким способом система прийшла в цей стан. Тому внутрішня енергія є *функцією стану системи*.

Внутрішню енергію позначають літерою U , а її зміну dU .

Відомо, що середня енергія теплового руху одноатомної молекули ідеального газу визначається формулою $\langle \varepsilon \rangle = \frac{3}{2}kT$. Тоді для газу масою m внутрішня

енергія дорівнює сумі кінетичних енергій хаотичного руху $\frac{m}{M}N_A$ молекул:

$$U = \frac{3}{2}kT \frac{m}{M} N_A = \frac{3}{2} \frac{m}{M} RT. \quad (2.11)$$

З наведеної формули видно, що для зміни температури T газу потрібно змінити його внутрішню енергію. Зміна ж енергії, як це відомо з механіки, пов'язана з роботою: енергія тіла змінюється, якщо тіло здійснює, або над тілом здійснюється робота, і ця зміна якраз дорівнює виконаній роботі.

Звідси нібито випливає, що зміна температури T газу може бути досягнута тільки за рахунок механічної роботи: температуру T тіла дійсно можна змінити шляхом витрати відповідної механічної роботи. Так, наприклад, при терті тіл один про одного вони нагріваються (на цьому заснований древній спосіб добування вогню).

Відомо, однак, що тіло, можна нагріти або охолодити і іншим способом, Спосіб цей полягає в тому, що тіло приводиться в контакт з іншим тілом, що має температуру, відмінну від його власної.!

У цьому випадку замість зміни енергії за рахунок витрати роботи той же результат досягається шляхом передачі енергії від хаотично рухомих молекул одного тіла до молекул іншого.

Однак, в силу обставин, пов'язаних з історією розвитку фізики кажуть, що до тіла підводиться або від нього відводиться деяка *кількість теплоти* Q .

Таким чином, при передачі теплоти ми теж маємо справу з роботою, але роботу в цьому випадку здійснюють не макроскопічні тіла, що рухаються впорядковано, а мікрочастинки, які рухаються безладно.

Жодної іншої різниці між теплотою і роботою (енергією) немає. Тому вони мають вимірюватися в одних і тих же одиницях. В СІ за одиницю кількості теплоти прийнятий 1 джоуль.

Закон збереження енергії у застосуванні до процесів, в яких відбувається передача теплоти, є фундаментальним законом фізики і отримав назву *першого закону термодинаміки*.

Математично він записується так

$$Q = \Delta U + A. \quad (2.12)$$

кількість теплоти Q , переданої системі, іде на приріст ΔU її внутрішньої енергії і на виконання системою роботи A над зовнішніми тілами (рис. 2.3).

Під збільшенням (приростом) внутрішньої енергії розуміють різницю між кінцевим і початковим значеннями, тобто

$$\Delta U = U_2 - U_1.$$

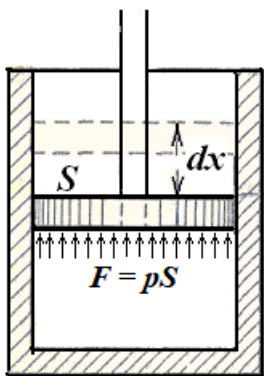


Рис. 2.4

Робота при зміні об'єму газу. Уявімо собі, що газ міститься в циліндрі, закритому рухомих поршнем площею S . Нехай газ розширюється, діючи на поршень з силою F і піднявши його на відстань dx (рис.2.4). Припустимо, що ця відстань dx є настільки малою, що тиск газу p не встигає змінитися і залишається постійним.

Тоді елементарна робота, витрачена на нескінченно ма-

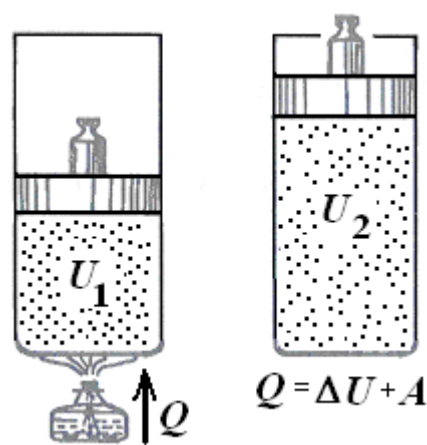


Рис.2.3

ле переміщення dx

поршня, дорівнює добутку сили F на переміщення dx :

$$\delta A = F \cdot dx = p \cdot S \cdot dx = p \cdot dV, \quad (2.13)$$

оскільки $S dx = dV$ - зміна об'єму газу.

Елементарна робота δA зміни об'єму газу дорівнює добутку тиску, під яким перебуває газ, на зміну його об'єму dV .

При скінченній зміні об'єму системи ($V_1 \rightarrow V_2$) робота, що здійснюються газом, дорівнює сумі всіх елементарних робіт δA , тобто інтегралу

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (2.14)$$

Розглянемо pV - діаграму (рис. 2.5). На осі ординат відкладаємо тиск p , на осі абсцис - об'єм V . Стан газу при деяких значеннях його параметрів p , V і T може бути зображений точкою. Крива ж залежності одного параметра від іншого показує зміну стану, який називається процесом в газі.

Елементарній роботі $p dV$ відповідає площа вузької смужки на графіку. Очевидно, що інтеграл (2.14) (повна робота) чисельно дорівнює площі криволінійної трапеції, яка обмежена віссю V , кривою $p = f(V)$ і ординатами V_1 і V_2 .

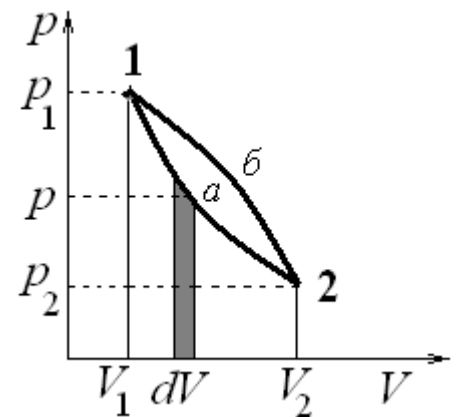


Рис. 2.5

Якщо перехід зі стану 1 в стан 2 відбувається так, що зміна тиску в залежності від об'єму зображується кривою δ (рис. 2.5), то пов'язана з цим переходом робота буде іншою.

Кількість теплоти не можна розглядати як кількість якогось виду енергії, що міститься в тілі. Говорити про кількість теплоти, яка міститься в тілі, так само безглуздо, як говорити про кількість роботи, яка міститься в тілі. Теплота - таке ж динамічний поняття, як робота, і виявляється лише в процесі.

Перехід по кривій δ (рис. 2.5) супроводжується більшою роботою, отже, кількість теплоти δQ , яка надана тілу, є більшою.. А початковий і кінцевий стани

однакові у випадках *a* й *б*. Ясно тому, що не можна говорити про те, що тіло містить більше теплоти.

Історично перший закон термодинаміки пов'язаний з невдачами здійснення такої машини, яка виконувала б роботу, не витрачаючи при цьому ніякого виду енергії і не отримуючи ззовні тепла. Така машина називається *вічним двигуном* (perpetuum mobile) *першого роду*.

Тому перший закон термодинаміки формулюють також так.

Неможливо побудувати вічний двигун першого роду, тобто такий періодично діючий двигун, який виконував би роботу в кількості більшій, ніж кількість отриманої їм ззовні енергії.

Слова «періодично діючий» означають, що в кінці кожного циклу двигун повертається до вихідного стану.

2.2.2. Застосування першого закону термодинаміки до газових процесів. Внутрішня енергія і теплоємність ідеального газу

Терміном «ізопроееси» називають різні процеси в газах, у яких один з параметрів залишається постійним.

1. **Ізохорним** називається процес, що відбувається при сталому об'ємі ($V = \text{const}$, $m = \text{const}$).

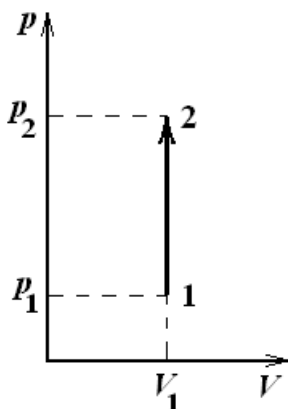


Рис. 2.6

Графік цього процесу в координатах p , V являє собою пряму, паралельну осі тисків (рис. 2.6). Лінія $1 \rightarrow 2$ — зображує процес ізохорного нагрівання).

Рівняння ізохорного процесу можна отримати з рівняння стану ідеального газу $pV = \frac{m}{M}RT$, якщо в ньому покласти масу і об'єм сталими:

$$\frac{p}{T} = \frac{m}{M} \frac{R}{V} = \text{const} \quad (m = \text{const}, V = \text{const}). \quad (2.15)$$

У цьому полягає *закон Гей-Люссака*: при сталому об'ємі і незмінній кількості газу відношення тиску газу до його температури є величина постій-

Рівняння (2.15) є рівнянням ізохорного процесу. Воно показує, що в ізохорному процесі тиск газу прямо пропорційний абсолютній температурі. Графічно на діаграмі процес зображується прямою - ізохорою. Для різних об'ємів газу ізохори утворюють відрізки, що лежать на прямих (рис.2.7), які сходяться в одній точці ($p = 0, T = 0$).

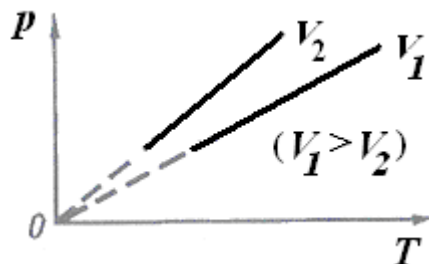


Рис. 2.7

го абсолютного ізохорного процесу. Для графі p, T рою.

Оскільки $V = \text{const}$, то $dV = 0$, і в ізохорному процесі газ не виконує роботи над зовнішніми тілами

$$\delta A = p \cdot dV = 0 \quad (2.16)$$

Це не означає, що ізохорний процес не знаходить застосування. Він може входити як складова частина в цикл, що складається з декількох процесів (наприклад, цикл Дизеля, цикл Отто та ін).

З першого закону термодинаміки $\delta Q = dU + \delta A$ для $\delta A = 0$ отримуємо

$$\delta Q_v = dU \quad (2.17)$$

Отже, в ізохорному процесі кількість теплоти, яка підводиться до тіла, витрачається тільки на приріст внутрішньої енергії.

Різні тіла однакової маси нагріваються по-різному при наданні їм однієї і тієї ж кількості теплоти. Причина в тому, що вони розрізняються теплоємностями.

Теплоємністю тіла $C_{\text{тіла}}$ називається фізична величина, що дорівнює відношенню наданої тілу кількості теплоти δQ до спричиненого цим процесом підвищення температури dT .

$$C_{\text{тіла}} = \frac{\delta Q}{dT} \quad (2.18)$$

Розрізняють *питому теплоємність* c - теплоємність одного кілограма, і *молярну теплоємність* C - одного моля речовини. Очевидні співвідношення:

$$C_{\text{тіла}} = \frac{m}{M} C, \quad C_{\text{тіла}} = mc, \quad c = \frac{C}{M} \quad (2.19)$$

$$\delta Q = \frac{m}{M} C dT = m c dT. \quad (2.20)$$

Тут $\frac{m}{M}$ - кількість молей речовини.

Кількість теплоти, яка необхідна для збільшення температури газу на один градус при незмінному об'ємі, називається теплоємністю при сталому об'ємі і позначається малою літерою c з індексом V (c_V)

Для невеликого температурного інтервалу

$$Q = mc(T_2 - T_1) = \frac{m}{M} C(T_2 - T_1). \quad (2.21)$$

а для внутрішньої енергії газу маси m :

$$U = \frac{m}{M} C_V T \quad (2.22)$$

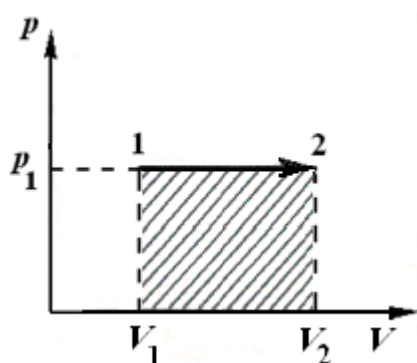


Рис. 2.8

Ізобарним називається процес, що відбувається при сталому тиску ($p = \text{const}$, $m = \text{const}$).

Всі три доданки в першому законі термодинаміки $\Delta Q = \Delta U + \Delta A$ в цьому випадку відмінні від нуля.

Газ отримує теплоту ΔQ від оточуючого середовища і витрачає її частково на зростання внутрішньої енергії ΔU , а частково на виконання механічної роботи ΔA .

Очевидно, що теплоємності при цьому процесі та ізохорному процесі мають відрізнятися. В ізобарному процесі тепло, яке підводиться, витрачається не тільки на нагрівання, але й на виконання роботи. Тому теплоємність при постійному тиску C_p має бути більшою, ніж C_V .

Зокрема, для моля ідеального газу існує співвідношення

$$C_p = C_V + R \quad (2.23)$$

Відношення теплоємностей

$$\gamma = C_p/C_V \quad (2.24)$$

являє собою характерну для кожного газу величину.

Графік ізобарного процесу в координатах p, V являє собою пряму, паралельну осі об'ємів (рис. 2.8, пряма 1 - 2 зображує процес ізобарного розширення).

$$\text{З рівняння стану ідеального газу } pV = \frac{m}{M}RT$$

для $p = \text{const}$ отримуємо

$$\frac{V}{T} = \text{const} \quad (m = \text{const}, p = \text{const}). \quad (2.25)$$

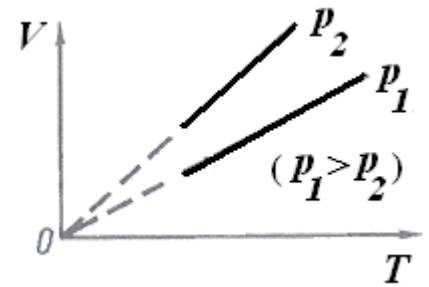


Рис. 2.9

У цьому полягає *закон Шарля*: при постійному об'ємі і незмінній кількості газу відношення об'єму газу до його абсолютної температури є величиною постійною. Графічно на діаграмі V, T процес зображується прямою - *ізобарою* (рис. 2.9).

Робота розширення газу

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p_1 dV = p_1(V_2 - V_1) = \frac{m}{M}R(T_2 - T_1) \quad (2.26)$$

чисельно дорівнює площі заштрихованої фігури на рис. 2.8.

3. Ізотермічним називається процес, що відбувається при сталій температурі системи ($T = \text{const}, m = \text{const}$).

Для здійснення ізотермічного процесу систему зазвичай поміщають в термостат. В термостаті підтримується сталою температура теплоносія, який заповнює термостат. Ізотермічний процес має відбуватися настільки повільно, щоб температура в усіх точках системи була однаковою і рівною температурі термостату.

З рівняння стану $pV = \frac{m}{M}RT$ слід, що при ізотермічному процесі тиск і об'єм пов'язані співвідношенням - добуток тиску на об'єм газу залишається сталим:

$$pV = \text{const}, \quad (2.27)$$

яке називається *рівнянням ізоТЕРМИ* ідеального газу.

У цьому полягає *закон Бойля-Маріотта*: при сталій температурі і незмінній кількості газу добуток тиску газу p на об'єм V є величина стала.

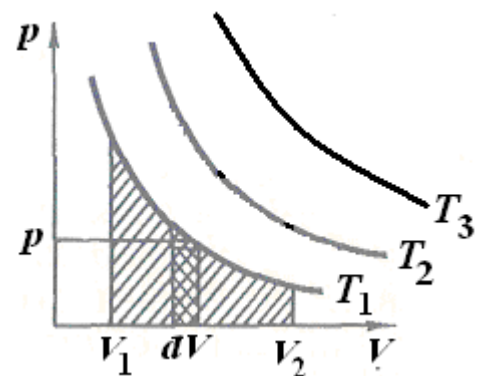


Рис. 2.10.

Графічно в координатах p, V ізотермічний процес зображується гіперболою (рис. 2.10). На цьому ж рисунку приведено сімейство ізотерм при різних постійних температурах $T_1 < T_2 < T_3$.

В ізотермічному процесі ($T = \text{const}, dT = 0$) внутрішня енергія газу не змінюється

$$dU = d\left(\frac{m}{M} C_v T\right) = \frac{m}{M} C_v dT = 0.$$

Тоді з першого закону термодинаміки

$$\delta Q = dU + \delta A$$

слід, що вся кількість теплоти, яка підводиться, повністю йде на здійснення роботи.

$$\delta Q_T = \delta A. \quad (2.28)$$

Щоб визначити роботу газу необхідно обчислити інтеграл

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p(V) dV. \quad (2.29)$$

Тут V_1 і V_2 - об'єми газу в початковому і кінцевому станах.

З рівняння стану випливає, що

$$p = \frac{m}{M} \frac{RT}{V}.$$

Підставляючи цю функцію в вираз для роботи, отримаємо

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} \frac{m}{M} RT \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = \frac{m}{M} RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (2.30)$$

Так як згідно із законом Бойля-Маріотта

$$p_1 V_1 = p_2 V_2,$$

то робота, що здійснюється газом в ізотермічному процесі, може бути записана або через відношення об'ємів, або через відношення тисків.

2.2.3. Адіабатний процес

Процес, який відбувається в системі при її повній тепловій ізоляції ($\Delta Q=0$) називається **адіабатним**.

Оболонка, яка не пропускає теплоту, називається адіабатною оболонкою.

У природі оболонок, які цілком не проводять теплоту, не існує. Тому близькими до адіабатних процесів можуть бути процеси, які протікають достатньо швидко, так що система не встигає обмінюватися теплотою з зовнішніми тілами.

Для адіабатного процесу перший закон термодинаміки приймає вигляд

$$\delta A + dU = 0,$$

тобто робота розширення газу) виконується за рахунок зменшення внутрішньої енергії

$$\delta A = -dU, \quad (2.31)$$

або

$$pdV = -\frac{m}{M}C_v dT$$

З цієї рівності випливає, якщо газ адіабатно розширюється ($dV > 0$), то він охолоджується, ($\Delta T < 0$). Таке охолодження використовують під час **ожиження** газів

А при стискуванні робота над газом веде до зростання його внутрішньої енергії і нагрівання ($\Delta T > 0$), що також широко використовують в техніці. .

Зв'язок між об'ємом V і температурою T ідеального газу при адіабатному процесі виражається формулою

$$TV^{\gamma-1} = \text{const}, \quad (2.32)$$

де γ – показник адіабати, що дорівнює відношенню теплоємностей C_p газу при сталому тиску до його теплоємності C_v при сталому об'ємі. ($\gamma = C_p/C_v$)

Зв'язок між тиском p і об'ємом V газу виражається **рівнянням Пуассона**

$$pV^{\gamma} = \text{const} \quad (2.33)$$

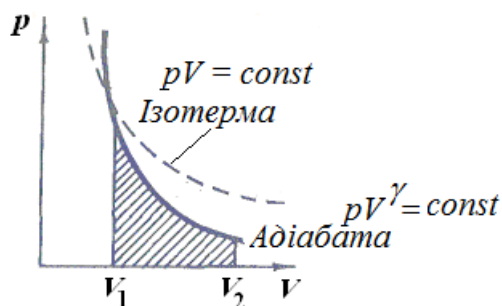


Рис. 2.11.

Графічно адіабатний процес описується на p, V - діаграмі кривими, схожими на ізотерми (рис. 2.11), але які йдуть крутіше, оскільки $\gamma > 1$.

Застосовуючи перший закон термодинаміки до адіабатного процесу, отримаємо вираз для роботи газу в адіабатному процесі:

$$A = \frac{p_1 V_1 - p_2 V_2}{\gamma - 1}. \quad (2.34)$$

2.2.4. Теплові машини та їхній ККД. Максимальний ККД. Другий закон термодинаміки

Найбільший практичний інтерес має *перетворення механічної енергії в теплову і зворотний процес отримання механічної роботи за рахунок теплової енергії*. Свого часу, винахід методів отримання механічної роботи за рахунок теплоти (парова машина) стало початком нової епохи в історії цивілізації. Наш час є епохою використання ядерної енергії для отримання роботи. Але і ядерна енергія в даний час перетворюється в механічну роботу не безпосередньо, а через посередництво знову-таки теплоти.

Дослід показує, що **теплота і робота** як форми передачі енергії є **нерівноцінними**.

Механічна робота може безпосередньо переходити в теплоту, наприклад, під час тертя тіл один об одного вони нагріваються. Так в давнину добували вогонь. При цьому енергія макроскопічного впорядкованого руху **цілком** переходить в енергію мікроскопічних хаотичних рухів молекул речовини.

Зворотний процес перетворення теплоти в роботу такої властивості не має. Результати дослідів показують, що теплоту в роботу перетворити не можна без втрати певної частини теплоти.

Розглянемо, як саме відбувається перетворення теплоти в механічну роботу.

Для того щоб теплота могла бути використана для отримання роботи, необхідно, очевидно, якимось чином забрати її від якого-небудь тіла. Простий обмін

теплом двох дотичних тіл з різними температурами не може привести до здійснення роботи. Необхідне третє проміжне тіло, яке відбирало б тепло від більш нагрітого тіла і здійснювало б роботу переміщення першого тіла в просторі. Таке третє тіло називають тому **робочим тілом**.

Більш нагріте тіло, від якого робоче тіло отримує енергію у формі тепла, називають **нагрівачем**, а холодне тіло, якому тепло передається, - **холодильником (телоприймачем)**.

Періодично діючий двигун, що здійснює роботу за рахунок отриманого ззовні тепла, називається **тепловою машиною**. Схематично теплову машину можна уявити, як показано на рис. 2.12

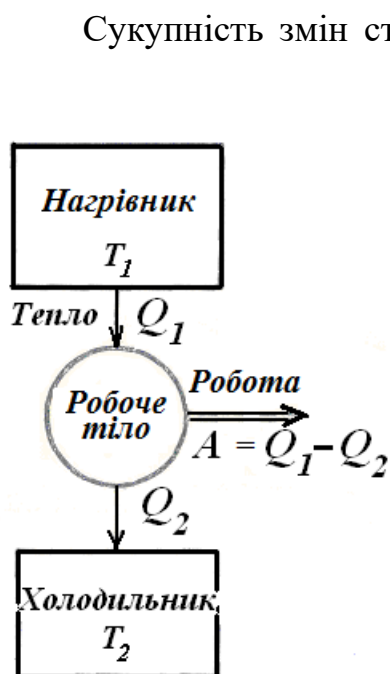


Рис. 2.12.

Сукупність змін стану тіла, в результаті яких стан відновлюється, називається **круговим процесом або циклом**. На p, V - діаграмі цикл зображується замкнутою кривою. (рис. 2.13).

В тепловій машині перетворюється в роботу тільки частина отриманого від нагрівача тепла

$$A = Q_1 - Q_2. \quad (2.35)$$

Виникає питання: чи не може робоче тіло цілком

перетворити в роботу отримане тепло Q_1 ?

Схема такого процесу зображена на рис. 2.14.

Відповідь на таке питання дає другий закон термодинаміки. Другий закон термодинаміки, як і перший, є узагальненням дослідних фактів. Він може бути сформульований в наступному вигляді:

Неможливо здійснити циклічний процес, єдиним результатом якого було б перетворення в роботу теплоти, відібраної у якого-небудь тіла, без того, щоб відбулися якісь зміни в навколишніх тілах.

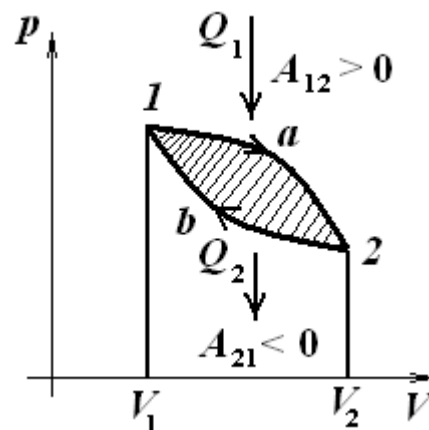


Рис. 2.13

Таким чином, теплота, віднята від джерела, може бути перетворена в роботу за неодмінної умови, що крім цього перетворення має змінитися стан якихось інших тіл. Цими іншими тілами, зокрема, є холодильники, яким робоче тіло віддає частину отриманої теплоти.

Отже, можливість отримувати роботу за рахунок тепла оплачується, взагалі кажучи, високою ціною у вигляді тепла Q_2 , яке марно втрачається і віддається холодильнику.

Якби це було не так, то це означало б, що холодильник не потрібен для перетворення теплоти в роботу. Тоді для отримання роботи можна було б скористатися такими тілами, як вода океану, Земна атмосфера і т.д. від яких можна запозичувати практично необмежену кількість теплоти.

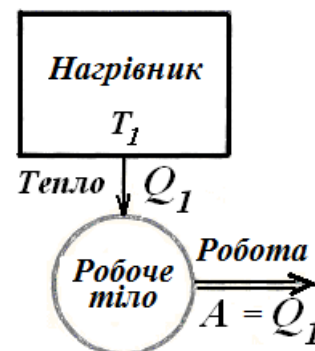


Рис. 2.14

Коефіцієнт корисної дії теплового двигуна, за визначенням, дорівнює відношенню кількості теплоти, перетвореної на роботу за один цикл, до всієї підведеної до робочого тіла кількості теплоти позначається грецькою буквою η («ета»)

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (2.36)$$

де Q_1 — кількість теплоти, отримана від нагрівача, Q_2 — кількість теплоти, віддана холодильнику, A — термодинамічна робота.

Якщо покласти $Q_2 = 0$, то коефіцієнт корисної дії стає рівним 1.

Узагальнення результатів багаточисленних дослідів призвело до висновку, що такий процес є неможливим.

2.2.5. Цикл Карно

Круговий процес, за допомогою якого тепло, забране у якого-небудь тіла, можна **перетворити в роботу** і до того ж **найкращим чином**, тобто так, щоб

отримана робота була максимально можливою, запропонував французький інженер, засновник термодинаміки С. Карно.

Карно показав, що ККД теплових машин не залежить від природи робочого тіла, а визначається цілком температурами нагрівача і холодильника.

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (2.37)$$

. Цикл Карно (рис. 2.15) складається з двох ізотермічних і двох адіабатичних процесів, які послідовно чергуються

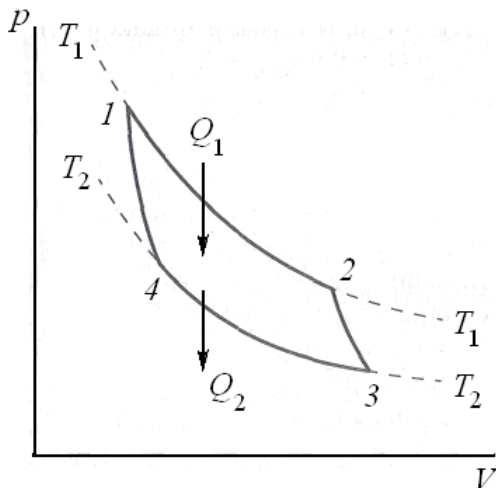


Рис. 2.15.

У циклі Карно - найкращою з мислимих теплових машин - були забезпечені всі умови для використання теплової енергії.

ККД теплової машини завжди менше одиниці і залежить від співвідношення між температурами нагрівача і холодильника.

Більш високий ККД, ніж у циклі Карно, отримати принципово неможливо. ККД реальної теплової машини завжди менше ККД циклу Карно.

рно.

Основне застосування теплові двигуни, в першу чергу турбіни, знаходять на теплових і атомних електростанціях.

Проаналізуємо вираз для ККД. Щоб підвищити ККД, треба або зменшити температуру холодильника T_2 , або збільшити температуру нагрівача T_1 .

Температурою T_2 в формулі (2.37) зазвичай слугує температура навколишнього середовища, так що вона не може бути знижена. Тому для зменшення частки тепла, що марно втрачається, в техніці прагнуть домогтися роботи двигуна по можливості при більш високій температурі нагрівача T_1 . Зокрема, сучасні парові турбіни працюють на перегрітій парі при температурах 600°C та при тисках 100-200 атмосфер.

Для ілюстрації реальних технічних циклів наведемо цикл чотиритактного двигуна внутрішнього згоряння - цикл Отто (рис. П. 13.1, а), що складається з ізобари, двох ізохор і двох адіабат.

ККД циклу дорівнює

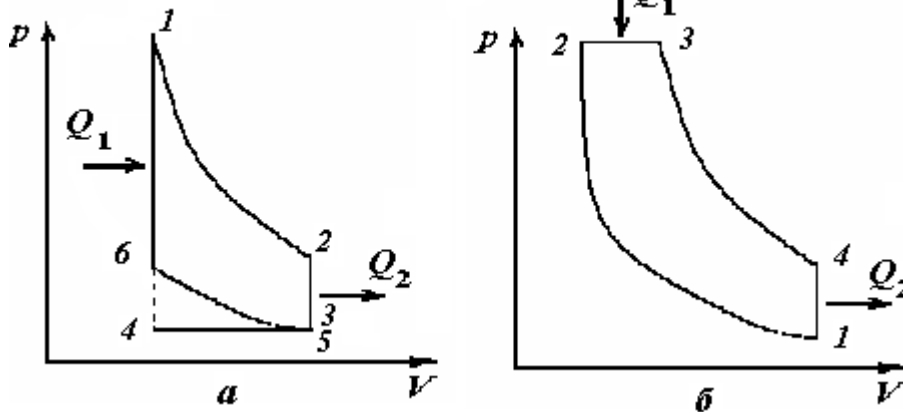


Рис. П.13.1

$$\eta = 1 - \frac{1}{\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1}}$$

Відношення V_2/V_1 називається ступенем стиснення. Чим більше ступінь стиснення, тим більше ККД.

На рис. П. 13.1, б зображений цикл Дизеля, що складається з двох адиабат, ізохори і ізобари.

ККД циклу

$$\eta = 1 - \frac{\left(\frac{V_3}{V_2}\right)^\gamma - 1}{\gamma \left(\frac{V_3}{V_2} - 1\right) \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\gamma-1}}$$

Якщо обернути цикл Карно, то отриманий пристрій

(холодильна машина) буде за рахунок роботи зовнішніх сил відбирати теплоту у більш холодного тіла і передавати його більш нагрітому.

2.2.6. Поняття про ентропію

Існує також інше формулювання другого закону термодинаміки. Воно пов'язане з так званою **ентропією** (мірою ступеня безладу, неупорядкованості молекул речовини).

Австрійський фізик Л. Больцман ввів поняття ентропії як міри хаосу на атомному рівні. а другий закон термодинаміки виразив як *закон про існування ентропії*.

Нехай деяка система (газ, рідина) спочатку не перебувала в стані рівноваги (наприклад, газ мав температуру або тиск в різних частинах різну) та була надана самій собі (це означає, що вона не піддається зовнішнім впливам), то, як показує досвід, сам по собі відбувається перехід до рівноважного стану - температура (або тиск, концентрація і т.ін.) в усіх частинах газу вирівнюється, підсилюється

хаотичний рух молекул та отже зростає ступінь безладу в системі. Але якщо рівновага вже досягнута, то зворотний процес – самовільний перехід до нерівноважного стану ніколи не спостерігається.

Якщо назвати *ентропією* міру неупорядкованості молекул, або мірою хаосу, то при перебігу процесів в ізольованих системах ця система переходить зі стану з меншою ентропією в стан з більшою ентропією.

Тоді сучасне формулювання другого закону термодинаміки буде таке:

в ізольованій системі ентропія ніколи не зменшується.

Це означає, що в ізольованій системі ентропія або залишається незмінною, або зростає, досягаючи максимуму при встановленні термодинамічної рівноваги.

Другий закон термодинаміки дозволяє встановити напрям протікання процесів – які можливі, а які ні.

При абсолютному нулі температури будь яке тіло матиме найбільшу впорядкованість молекул. Імовірність такого стану $\Omega = 1$. За формулою Больцмана ентропія $S = k \ln 1 = 0$, тобто *ентропія системи при абсолютному нулі має нульове значення*. У цьому полягає так званий **третій закон термодинаміки**.

2.3. Явища переносу в газах

Якщо спочатку газ не знаходився в стані рівноваги (наприклад, різні частини газу мали різні температури або концентрації молекул) і був наданий самому собі, то безладний тепловий рух молекул, безперервні зіткнення між ними призводять до того, що температури або концентрації прагнуть вирівнятися.

Це супроводжується передачею (переносом) від однієї частини газу до іншої маси (*дифузія*), імпульсу (*в'язкість* або внутрішнє тертя) і внутрішньої енергії (*теплопровідність*).

Такі процеси називаються *явищами переносу*.

2.3.1. Дифузія

Якщо різні частини газу мають різні концентрації молекул, то відбувається самовільне перемішування молекул, обумовлене тепловим рухом. При цьому молекули з однієї частини газу проникають в проміжки між молекулами іншої частини.

Процес вирівнювання концентрацій молекул, який супроводжується їх переносом в напрямі убуття концентрації, називається *дифузією*.

Дифузія спостерігається в газах, рідинах і твердих тілах.

Обмежимося газовою сумішшю. Нехай до газу, що займає певний об'єм, додана домішка іншого газу. При однакових в усьому об'ємі тиску і температурі концентрація n_1 домішки в одній частині об'єму буде більше, ніж в інших частинах (рис. 2.16). Для простоти припустимо, що концентрація n_1 змінюється тільки в одному напрямі, наприклад, уздовж осі x . Швидкість цієї зміни характеризується похідною $\frac{dn}{dx}$.

Як показує дослід, через деякий час домішка пошириться по всьому об'єму і суміш газів стане однорідною.

Розмістимо перпендикулярно до осі x уявну площинку S . За рахунок теплового руху через площинку S проходять молекули як зліва направо, так і справа наліво.

Однак число молекул домішки, що проходять через площинку S зліва направо, перевищує число цих молекул, що проходять справа наліво. При цьому така ж кількість молекул основного газу переходить через площинку S в зворотному напрямку, тобто сумарне число молекул обох компонент в одиниці об'єму залишається однаковим. В результаті тепловий рух приводить до спрямованого переносу молекул домішки. Таким чином, відбувається процес вирівнювання концентрації газових молекул - дифузія.

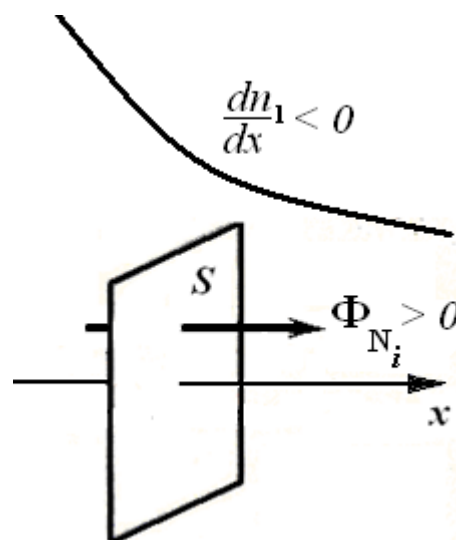


Рис. 2.16.

Інтенсивність процесу дифузії характеризується потоком молекул домішки.

Потоком будь-якої величини (частинок, маси, енергії і т.п.) називається кількість цієї величини, що проходить в одиницю часу через деяку уявну поверхню.

Дослідним шляхом встановлено, що дифузний *потік молекул пропорціональний градієнту концентрації, взятому з протилежним знаком* (закон Фіка).

Градієнтом якої-небудь скалярної величини, яка залежить від координат, називається *вектор*, що характеризує швидкість зміни цієї величини в просторі. Цей вектор направлений в сторону найбільш швидкого зростання величини. Якщо скалярна величина змінюється тільки уздовж якого-небудь одного напрямку, наприклад осі x , то чисельне значення градієнта дорівнює просто похідній

$$(\text{grad} \cdot n_1)_x = \frac{dn_1}{dx}. \quad (2.38)$$

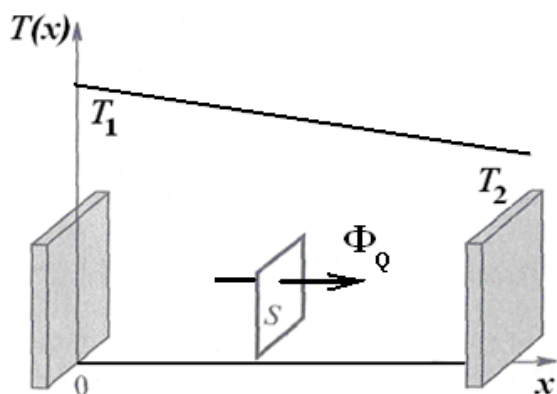
Відповідно до закону А.Фіка потік молекул прямо пропорціональний від'ємному градієнту концентрації

$$\Phi_{N_1} = -D \frac{dn_1}{dx} S. \quad (2.39)$$

Знак мінус у формулі (2.39) вказує, що перенос молекул домішки відбувається проти напрямку градієнта концентрації в напрямку зменшення концентрації.

Коефіцієнт D називається *коефіцієнтом дифузії*. Коефіцієнт дифузії вимірюється в $\text{м}^2/\text{с}$. Типове значення коефіцієнта дифузії газів за нормальних умов $D \sim 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ (повільніше відбувається дифузія в рідинах, наприклад, для кухонної солі у воді $D \sim 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$, ще повільніше - в твердих тілах, наприклад, для золота в свинці $D \sim 10^{-14} \text{ м}^2/\text{с}$).

2.3.2. Теплопровідність



Припустимо, що є два джерела тепла у вигляді широких пластин різної температури T_1 і T_2 , розміщених перпендикулярно до осі x . Між пластинами міститься газ, в

Рис.2.17

початковий момент часу однаково розігрітий по всьому об'єму (рис.2.17).

За рахунок теплового руху через площадку S проходять молекули як зліва направо, так і справа наліво, і якщо тиск газу у всіх точках один і той же, то числа цих молекул однакові.

Але молекули, що рухаються зліва, несуть з собою більшу енергію, ніж молекули, що приходять до площадки з правого боку, тому що вони приходять з області високої температури. В результаті безпосередньої передачі енергії від молекул, що мають більшу енергію, до молекул з меншою енергією виникає потік тепла зліва направо. Він дорівнює різниці енергій, які переносяться молекулами зліва і справа.

Газ, що заповнює зазор між пластинами, *передає внутрішню енергію* від гарячого тіла до більш холодного, внаслідок чого відбувається *вирівнювання температури*. Цей процес називається *теплопровідністю*.

Тепловий потік Φ_Q (кількість теплоти, яка протікає через поверхню S , перпендикулярну до напрямку потоку, в одиницю часу) визначається *законом Ж.Фур'є*

$$\Phi_Q = -\kappa \frac{dT}{dx} S. \quad (2.40)$$

Стала κ називається *теплопровідністю* і має розмірність $[\kappa] = \text{Дж}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К})$. Знак мінус показує, що потік теплоти направлений в сторону зниження температури, тобто проти градієнта температури dT/dx .

2.3.3. В'язкість

В'язкість або внутрішнє тертя – це властивість рідин і газів спричиняти опір переміщенню однієї їх частини відносно іншої, тобто протидіяти текучості.

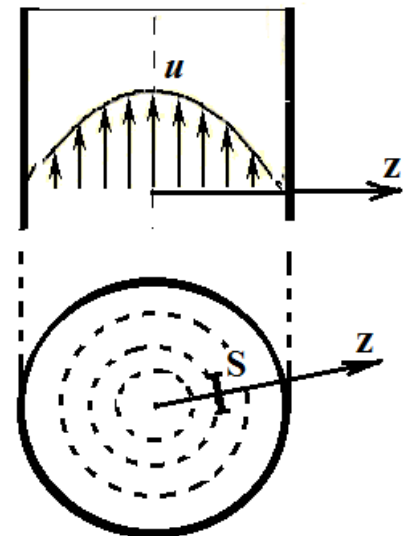


Рис. 2.18.

Розглянемо течію рідини в круглій трубі (рис. 2.18). Швидкості частинок рідини змінюються від нуля (шар, який безпосередньо прилягає до стінок труби є нерухомим) до максимальної швидкості, яка спостерігається в середній частині труби.

Рідина при цьому наче розділена на тонкі циліндричні шари, які рухаються вздовж труби і ковзають один по одному (рис. 2.18).

Між шарами рідини, що переміщуються паралельно один одному з різними за величиною швидкостями, *виникають сили тертя*. Ці сили спрямовані по дотичній до поверхні шарів, які стикаються.

З боку шару, який рухається швидше, на шар, який рухається повільніше, діє прискорювальна сила, спрямована за течією. Навпаки, шар, що рухається повільніше, гальмує шар рідини, який рухається швидше.

Таким чином, цей процес сприяє вирівнюванню швидкостей руху різних шарів рідини.

Рівняння для сили внутрішнього тертя між сусідніми шарами встановлено на досліді І. Ньютоном і називається *законом Ньютона*:

$$F = \eta \left| \frac{du}{dz} \right| S. \quad (2.41)$$

Тут η - *динамічна в'язкість*, S - площа площадки, що лежить на межі між шарами (див. рис. 2.18), du/dz - швидкість зміни швидкості течії рідини або газу в напрямку z , перпендикулярному до напрямку руху шарів (градієнт u).

В'язкість вимірюється в паскаль-секундах ($Па \cdot c$). Вживається також одиниця вимірювання $г/с \cdot см$, так званий *пуаз*.

Як приклад наведемо значення динамічної в'язкості деяких газів і рідин при температурі $20^\circ C$.

Таблиця 2.1

| <i>Речовина</i> | η , Па·с | <i>Речовина</i> | η , Па·с |
|-----------------|----------------------|-----------------|--------------------|
| Водень | $0,88 \cdot 10^{-5}$ | Вода | $1 \cdot 10^{-3}$ |
| Повітря | $1,8 \cdot 10^{-5}$ | Нафта | $25 \cdot 10^{-3}$ |
| Бензол | $6,5 \cdot 10^{-2}$ | Глицерин | 1,5 |

2.4. Рідини

2.4.1. Будова рідин. Поверхневий натяг

За своєю структурою рідини – конденсований агрегатний стан речовини - займають проміжне положення між газами і твердими тілами.

Взаємодія між молекулами рідини здійснюється силами *Ван-дер-Ваальса* (за ім'ям голландського фізика) та так званими силами водневого зв'язку. Як перші, так і другі мають електричну природу. На далеких відстанях між молекулами порядку декількох молекулярних діаметрів Ван-дер-Ваальсові сили проявляються як сили притягання, на близьких – як сили відштовхування..

У газах відстань між молекулами в середньому велика, тому вони швидко змінюють взаємне положення. Молекули газів рухаються абсолютно хаотично, в їх розташуванні відсутній який би то не було порядок.

У рідинах відстань між молекулами набагато менше, ніж в газах. Тому молекули порівняно повільно змінюють своє взаємне положення. Кажуть, що в рідинах спостерігається *ближній порядок* - упорядковане розміщення тільки сусідніх молекул. На великих відстанях порядок «розмивається» і переходить в «безлад».

Молекули рідини виконують теплові коливання навколо тимчасових положень рівноваги. Час від часу молекула після таких коливань перестрибує в нове тимчасове положення рівноваги, віддалене на відстань порядку розмірів самих молекул.

Помітний вплив молекул одна на одну здійснюється в межах невеликої відстані $r_{\text{мд}}$, названої *радіусом молекулярної дії* (рис. 2.19). Радіус

молекулярної дії дорівнює кільком ефективним діаметрам молекули.

Сфера радіуса $r_{\text{мд}}$ називається *сферою молекулярної дії*.

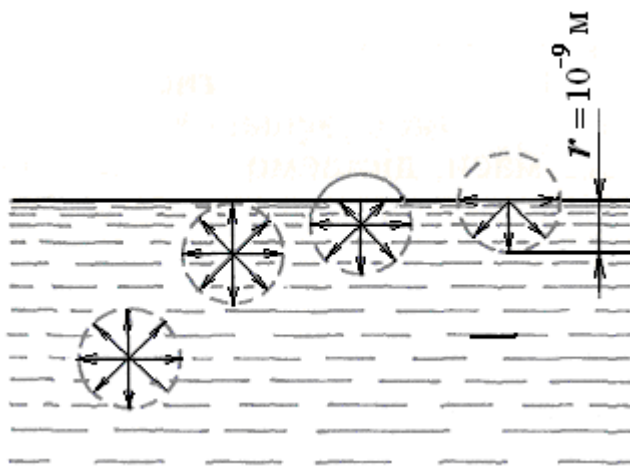


Рис. 2.19.

Таким чином, кожна молекула відчуває притягання з боку всіх молекул, що знаходяться всередині сфери молекулярного дії, центр якої збігається з центром даної молекули.

Коли молекула знаходиться всередині рідини, то її з усіх боків симетрично оточують інші молекули. Результируюча сила притягання до сусідніх молекул в середньому дорівнює нулю (рис. 2.19).

У молекули, яка розміщена в поверхневому шарі рідини, оточення не є симетричним (рис. 2.19). Молекули, які розташовані в поверхневому шарі рідини, товщина якого дорівнює радіусу сфери молекулярного дії, перебувають під дією результируючих сил молекулярних взаємодій, спрямованих всередину рідини. Ці сили створюють *поверхневий молекулярний тиск* на рідину.

Молекулярний тиск поверхневого шару в рідинах досить сильний, наприклад, для води він дорівнює 10^9 Па. Наявністю такого великого молекулярного тиску можна пояснити малу стисливість рідин – рідина вже сильно стиснута.

Переходячи з глибини рідини в поверхневий шар, молекули виконують роботу проти сил поверхневого шару. За рахунок цього потенціальна енергія молекули збільшується. Тому молекули поверхневого шару мають додаткову потенціальну енергію.

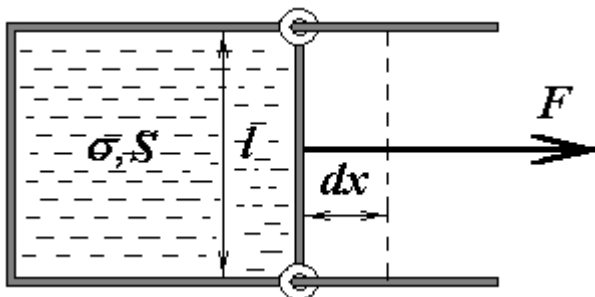


Рис. 2.20.

Положення рівноваги відповідає мінімуму потенціальної енергії. Тому рідина набуває форми з мінімальною поверхнею. В умовах невагомості рідина приймає форму кулі, а в умовах земного тяжіння таку форму приймають тільки невеликі краплі.

Наявність поверхневої енергії обумовлює прагнення рідини до скорочення своєї поверхні. Рідина поводить себе так, нібито вона була вміщена в пружну розтягнуту плівку, яка прагне стиснутися. Природно, що ніякої плівки, яка обмежує рідину зовні, не існує. Поверхневий шар складається з тих же молекул, що і вся рідина.

Наявність поверхневої енергії обумовлює прагнення рідини до скорочення своєї поверхні. Рідина поводить себе так, нібито вона була вміщена в пружну розтягнуту плівку, яка прагне стиснутися. Природно, що ніякої плівки, яка обмежує рідину зовні, не існує. Поверхневий шар складається з тих же молекул, що і вся рідина.

Наявність поверхневої енергії обумовлює прагнення рідини до скорочення своєї поверхні. Рідина поводить себе так, нібито вона була вміщена в пружну розтягнуту плівку, яка прагне стиснутися. Природно, що ніякої плівки, яка обмежує рідину зовні, не існує. Поверхневий шар складається з тих же молекул, що і вся рідина.

Виділимо подумки ділянку поверхні рідини, обмежену замкнутим контуром. Прагнення цієї ділянки до скорочення призводить до того, що вона діє на іншу частину поверхні з дотичними до поверхні силами, перпендикулярними в кожному місці до відповідного елемента контуру. Ці сили називають *силами поверхневого натягу*.

Сила, яка прикладена до одиниці довжини контуру вільної поверхні рідини, називається *поверхневим натягом* і позначається буквою σ . Вимірюють її в ньютонах на метр (Н / м).

Дією сил поверхневого натягу пояснюється скорочення мильної плівки, яка зтягує дротяний каркас з рухомою стороною (рис. 2.20). Щоб утримати перемичку каркаса від переміщення в бік скорочення площі плівки, до неї потрібно прикласти зовнішню силу F , яка зрівноважує силу поверхневого натягу.

У плівки дві поверхні, тому шар рідини межує з перемичкою по контуру довжиною $2l$ і, отже, діє на перемичку з силою, рівною

$$F = 2\sigma l. \quad (2.42)$$

Збільшивши зовнішню силу F на дуже малу величину, змістимо перемичку вправо на відстань dx . При цьому перемичка здійснить над рідкою плівкою роботу

$$dA = F dx = 2\sigma l dx = \sigma dS, \quad (2.43)$$

де dS - приріст площі поверхневого шару плівки.

Результатом здійснення роботи (2.43) є збільшення площі поверхневого шару на dS і, отже, зростання поверхневої енергії на $dE_{\text{пов}}$

$$dA = dE_{\text{пов}}. \quad (2.44)$$

З порівняння виразів (2.43) і (2.44) випливає, що поверхневий натяг σ являє собою додаткову енергію, яку має одиниця площі поверхневого шару. Відповідно до цього σ можна вимірювати не тільки в ньютонах на метр, але також і в джоулях на квадратний метр (Дж/м²).

У більшості рідин поверхневий натяг має при 20° С порядок від 10^{-2} до 10^{-1} Н/м. Наприклад, у ефіру $1,71 \cdot 10^{-2}$, ацетону $2,33 \cdot 10^{-2}$, бензолу $2,89 \cdot 10^{-2}$, глицерину $6,57 \cdot 10^{-2}$, води $7,27 \cdot 10^{-2}$ Н/м. Однак у ртуті $0,465$ Н / м

2.4.2. Умови рівноваги на межі рідина - тверде тіло. Змочування

Якщо на поверхню твердого тіла помістити краплю рідини, то в залежності від співвідношення поверхневих натягів можливі два варіанти (рис. 2.21). Крапля води розтікається на склі, в той же час як ртуть на тій же поверхні перетворюється на сплюснуту краплю.

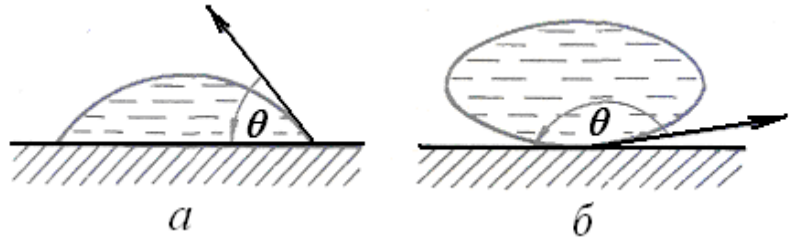


Рис. 2.21

Позначимо через dl елемент довжини, спрямований уздовж лінії дотику трьох середовищ, - твердого, рідкого і газоподібного. Відмітимо, що елемент довжини dl спрямований перпендикулярно до площини креслення.

Позначимо далі поверхневий натяг на межі твердого тіла і рідини через $\sigma_{т,р}$, на межі твердого тіла і газу - через $\sigma_{т,г}$, на межі рідини і газу - через $\sigma_{р,г}$. Сили поверхневого натягу, що діють на елемент довжини, дорівнюють відповідно $\sigma_{т,р} dl$, $\sigma_{т,г} dl$, $\sigma_{р,г} dl$ (рис. 2.22).

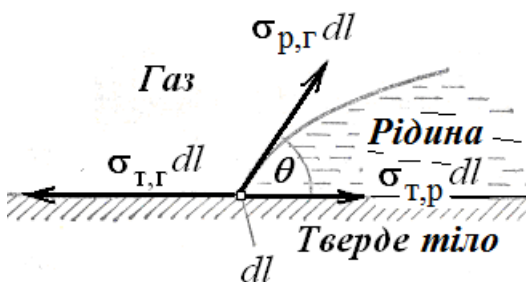


Рис. 2.22

Умовою рівноваги елемента довжини dl є перетворення на нуль дотичної до поверхні складової усіх сил, що діють на елемент :

складової усіх сил, що діють на елемент :

$$\sigma_{т,г} dl = \sigma_{т,р} dl + \sigma_{р,г} dl \cos \theta. \quad (2.45)$$

Кут θ між дотичними до поверхні твердого тіла і рідини відраховується всередині рідини і називається *крайовим кутом*. З рівняння (2.45) випливає, що

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{т,г} - \sigma_{т,р}}{\sigma_{р,г}} \quad (2.46)$$

Залежно від співвідношення між поверхневими натягами крайовий кут може приймати значення від 0 до 180° .

Якщо $\sigma_{т,г} > \sigma_{т,р}$, кут θ виявляється гострим, якщо $\sigma_{т,г} < \sigma_{т,р}$, кут θ - тупий. Перший випадок називається частковим змочуванням (рис.2.21, а), другий випадок - частковим незмочуванням (рис.2.21, б).

Якщо $\sigma_{т,г} - \sigma_{т,р} = \sigma_{р,г}$, крайовий кут дорівнює нулю і рідина розтікається по поверхні твердого тіла тонким шаром.

Має місце повне змочування. Це ж буде спостерігатися і при $\sigma_{т,г} - \sigma_{т,р} > \sigma_{р,г}$.

Відповідно, при

$$\sigma_{т,р} = (\sigma_{т,г} + \sigma_{р,г})$$

крайовий кут дорівнює 180° і рідина повністю відділяється від поверхні твердого тіла, торкаючись її в одній точці - має місце повне незмочування. Воно спостерігається, наприклад, для води на парафіні.

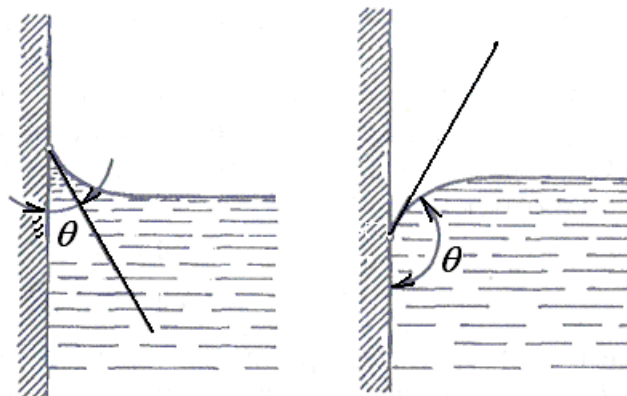


Рис. 2.23

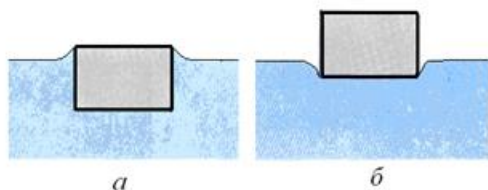


Рис. 2.24

Взаємодія частинок рідини з частинками твердого тіла впливає і на форму поверхні, налитій в посудину. Плоска і горизонтальна поверхня в найширшій частині судини викривляється у самих стін, утворюючи *увігнутий меніск* у змочувальних рідинах і *опуклий* - у незмочувальних (рис. 2.23).

При плаванні тіл у рідині через ефекти змочування і незмочування виникають додаткові сили, які або збільшують підйомну силу, або зменшують її. Коли рідина змочує тверде тіло, то поверхневий натяг направлений проти підйомної сили і прагне занурити брусок в рідину (рис.2 24. а). Коли рідина не змочує тверде тіло, поверхневий натяг направлений вгору і прагне виштовхнути брусок з рідини (рис. 2 24 , б).

На різному змочуванні речовин засноване явище флотації. - один з основних методів збагачення руд, вугілля та інших корисних копалин.

2.4.3. Тиск під викривленою поверхнею. Формула Лапласа

Всяка поверхнева плівка рідини під дією сил поверхневого натягу скорочується до мінімальної площі, тобто прагне стати плоскою. Поверхневий шар рідини можна порівняти з тонкою гумовою плівкою.

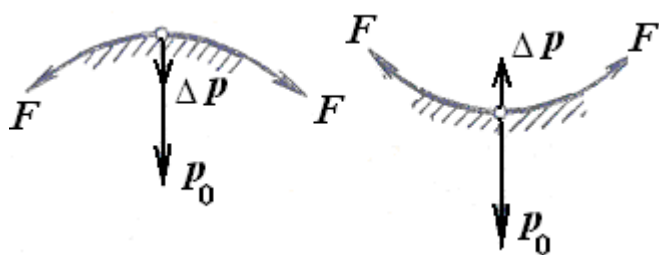


Рис. 2.25

Прагнучи стати плоскою, опукла плівка збільшує тиск на рідину, а увігнута зменшує його (рис. 2.25). Тут p_0 - атмосферний тиск, Δp - додатковий тиск.

У загальному випадку поверхні будь-якої форми додатковий тиск, обумовлений кривизною поверхні, виражається рівнянням (формула Лапласа):

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (2.47)$$

Тут R_1 і R_2 – так звані головні радіуси кривизни поверхні в даній точці. Якщо через нормаль до поверхні провести площини, що розсікають поверхню, то лінії перетину цих площин з поверхнею матимуть якісь радіуси кривизни. *Головні радіуси кривизни поверхні* в даній точці - це R_1 - мінімальний і R_2 - максимальний, які лежать у взаємно перпендикулярних площинах.

2.4.4. Капілярні явища

Якщо відстань між поверхнями, що обмежують рідину, можна порівняти з радіусом кривизни поверхні рідини, то такі посудини називаються *капілярними*.

Наслідком додаткового тиску, викликаного кривизною поверхонь, є так званий *капілярний підйом*.

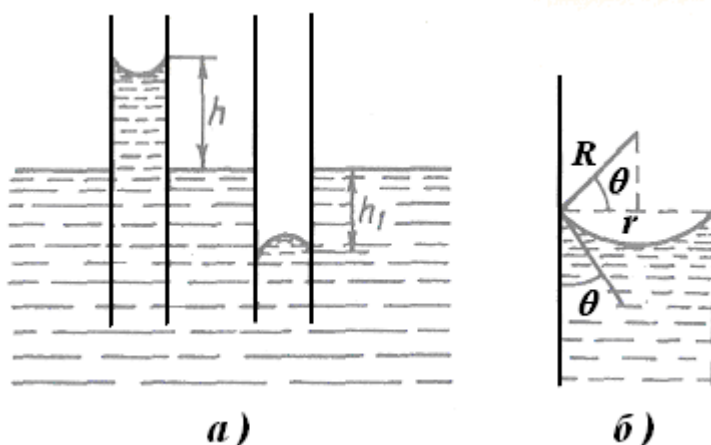


Рис. 2.26.

Підняття (при змочуванні) або опускання (при незмочуванні) рідини пояснюється тим, що тиск під угнутою поверхнею менше, ніж тиск під плоскою поверхнею, а під випуклою - більше (рис. 2.26, *a*).

На рис. 2.26, *б* зображена вузька трубка, опущена в широку посудину з рідиною. Нехай стінки судини змочуються рідиною. Тоді рідина в трубці утворює угнутий меніск, і тиск на рідину стає менше, ніж в широкій посудині. Тому рідина переходить в капіляр і піднімається в ньому до тих пір, поки гідростатичний тиск стовпа рідини висотою h , що дорівнює ρgh (ρ - густина рідини, g - прискорення вільного падіння) не стане рівним лапласівському тиску Δp :

$$\rho gh = \frac{2\sigma}{R}. \quad (2.48)$$

Ця рівність визначає висоту підйому рідини в капілярі. Радіус кривизни меніска R , очевидно, не збігається з радіусом капілярної трубки r . Як видно з рис. 2.26, *б*

$$R = \frac{r}{\cos \theta}. \quad (2.49)$$

Тоді

$$h = \frac{2\sigma}{\rho gr} \cos \theta. \quad (2.50)$$

Капілярним підйомом пояснюється ряд широко відомих явищ, наприклад, підйом ґрунтових вод в ґрунті, підйом води з ґрунту по стовбурах дерев та ін. Так само точно піднімається волога по кам'янистому фундаменту до стін будівлі, якщо не передбачити гідроізоляцію.

2.4.5. Випаровування та кипіння рідин

Процесами, що відбуваються на границі між рідиною і газом або парою, являються *випаровування, кипіння і конденсація*.

Випаровуванням називається процес пароутворення, який відбувається тільки на вільній поверхні рідини. Внаслідок теплового руху молекул випаровування відбувається при будь-якій температурі, але його інтенсивність зростає зі

збільшенням температури. Випаровування пояснюється вильотом з поверхневого шару рідини молекул, що мають найбільшу швидкість (кінетичну енергію), так що в результаті випаровування внутрішня енергія рідини зменшується, і вона охолоджується.

Якщо число молекул, що залишають рідину за деякий час, дорівнює числу молекул, що повертаються в рідину за той же час, настає стан динамічної рівноваги. Пара в стані динамічної рівноваги з рідиною називається *насиченою*.

Очевидно, що з підвищенням температури густина, а отже, і тиск насиченої пари збільшуються.

Кипінням називається процес інтенсивного випаровування рідини не тільки з її вільної поверхні, але і по всьому об'єму рідини всередину бульбашок насиченої пари, які утворюються при кипінні.. Бульбашки утворюються як в об'ємі самої рідини, так і на стінках посудини. У міру випаровування рідини всередину цих бульбашок тиск пари в них підвищується, бульбашки швидко збільшуються в розмірах і, спливаючи на поверхню, прориваються назовні. Внаслідок цього виникає характерне бурління киплячої рідини. Насичена пара, що міститься в бульбашках переходить в парову фазу над рідиною.

Тиск p всередині газової бульбашки являє собою суму зовнішнього (атмосферного) тиску p_0 , гідростатичного тиску рідини p_p і додаткового тиску Δp , зумовленого кривизною поверхні бульбашки:

$$p = p_0 + p_p + \Delta p, \quad (2.51)$$

причому

$$p_p = \rho gh, \quad \Delta p = \frac{2\sigma}{r},$$

де r - радіус бульбашки пари, h - відстань від її центра до поверхні рідини, ρ і σ - густина і поверхневий натяг рідини.

Зростання бульбашок пари, тобто кипіння рідини, можливе тільки в тому випадку, коли температура рідини така, що тиск p_n насиченої пари усередині бульбашки дещо перевищує тиск p , обчислений за формулою (2.51):

$$p_n \geq p_0 + \rho gh + \frac{2\sigma}{r}. \quad (2.52)$$

Якщо умова (2.52) не виконується, відбувається схлопування бульбашки і конденсація пари, яка міститься в ній.

Кипіння виникає при більш низькій температурі, якщо в рідині наявні пилки, бульбашки розчинених газів, горбки шорсткості на стінках посудини і інші *центри пароутворення*.

Якщо рідину внаслідок тривалого кипіння позбавити зародків кипіння у вигляді газових бульбашок, вона не закипає, хоча температура вища за температуру кипіння при даному тиску. Це перегріта рідина.

Якщо тепер внести в рідину неоднорідності, які можуть послужити зародками, то перегріта рідина бурхливо закипає з вибухом, що становить небезпеку.

Якщо кипіння рідини відбувається при постійному тиску p_0 , то її температура - *температура кипіння* - також залишається незмінною.

Для підтримки кипіння до рідини необхідно підводити теплоту. Теплота, що підводиться до рідини, яка кипить, витрачається на відрив молекул від рідини і переведення їх в парову фазу, а також на роботу пари проти зовнішнього тиску при збільшенні об'єму парової фази.

Теплота r_k , необхідна для випаровування одиниці маси рідини при температурі кипіння, називається *питомою теплотою пароутворення*. Для перетворення кілограма води в пару при 100 °С необхідно затратити енергію $2,26 \cdot 10^6$ Дж.

Кипіння рідини і конденсація пари є прикладами *фазових переходів першого роду*. Найбільш типовим прикладом є агрегатні перетворення. Фазовим переходом першого роду називається процес, при якому стрибком змінюється густина, внутрішня енергія і ентропія системи. В цих процесах одночасно *залишаються постійними тиск і температура*, але зате змінюється співвідношення між масами двох фаз.

Другою особливістю цих процесів є те, що для їх здійснення необхідно підводити до системи або відводити від неї деяку кількість теплоти, названою *теплотою фазового переходу*.

$$\Delta Q = r dm,$$

де r – питома теплота фазового перетворення, m - маса перетворюваної речовини.

Іншими прикладами фазових перетворень першого роду є перехід твердого стану в рідкий (*плавлення*), і зворотний перехід (*кристалізація*). Перетворення твердого тіла в газ називається *сублімацією*.

У термодинаміці доводиться, що теплота r фазового переходу одиниці маси речовини виражається таким чином:

$$r = (v_2 - v_1)T \frac{dp}{dT}, \quad (2.53)$$

де v_1 і v_2 - питомі об'єми (об'єми одиниці маси) речовини в початковій і кінцевій фазах, відповідно, T і p - температура і тиск фазового переходу, $\frac{dp}{dT}$ - швидкість зміни тиску з температурою.

Співвідношення (2.53) називається *рівнянням Клапейрона - Клаузіуса*. Воно встановлює зв'язок між зміною тиску і зміною температури по кривій фазового переходу першого роду. Наприклад, випаровування, яке супроводжується збільшенням об'єму, $v_2 - v_1 > 0$, та підведенням теплоти $r > 0$, супроводжується збільшенням тиску насиченої пари (бо $\frac{dp}{dT} > 0$).

Для випадку кипіння рідини рівняння (2.53) переписеться у вигляді

$$r_k = (v_n - v_p)T \frac{dp}{dT},$$

звідки

$$\frac{dp}{dT} = \frac{(v_n - v_p)T}{r_k} \quad (2.54)$$

де v_n , і v_p - питомі об'єми пари і рідини при температурі кипіння T .

Оскільки питомий об'єм газу завжди більше питомого об'єму рідини $v_n > v_p$ і $r_k > 0$, то з (2.54) випливає, що $\frac{dT}{dp} > 0$, тобто температура кипіння зростає при збільшенні тиску.

2.4.6. Поняття про рідкі кристали

Рідкі кристали - це особливий стан деяких органічних речовин, в якому вони мають як властивості рідини (текучість), так і зберігають певну впорядкованість в розташуванні молекул і анізотропію фізичних властивостей, притаманну твердим кристалам.

Особливістю рідких кристалів з молекулярної точки зору є витягнута структура їх молекул. Така форма молекул визначає приблизну паралельність їх взаємного укладання і призводить до анізотропії їх фізичних властивостей.

Розрізняють три основних типи рідких кристалів - *смектичні, нематичні і холестеричні*.

Найменшу впорядкованість мають **нематичні** рідкі кристали. У нематичних рідких кристалах осі молекул упорядковуються вздовж певного напрямку, але молекули зсунуті уздовж своїх осей одна відносно іншої (рис. 2.27).

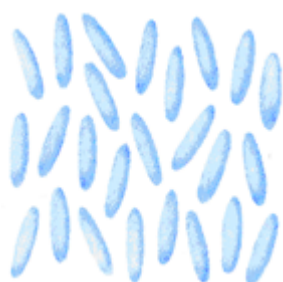


Рис. 2.27.

У *смектичних* рідких кристалах молекули паралельні одна одній і мають чітко виражені «шаренги» - розміщуються шарами (рис. 2.28). Смектики характеризуються одновимірною просторовою впорядкованістю. Молекули в шарах рідини орієнтовані в середньому перпендикулярно до площин, що проходять через кінці молекул перпендикулярно до їхніх осей.

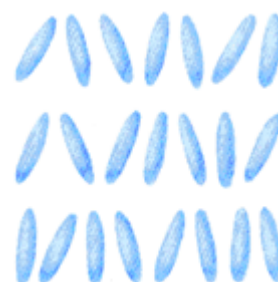


Рис. 2.28.

осей.

Структура *холестеричних* рідких кристалів схожа на структуру нематичних, але відрізняється додатковим закручуванням молекул в напрямку, перпендикулярному їх довгих осей. Вони характеризуються спіральною структурою орієнтації молекул (рис. 2.29).

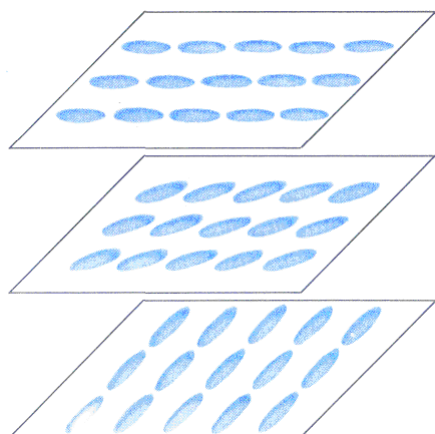


Рис. 2.29

Рідкі кристали мають дуже важливі оптичні властивості. В оптичному відношенні смектики і

нематики є одноосьовими кристалами, властивості яких легко змінюються зовнішніми впливами.

Характерною властивістю рідких кристалів є їх здатність змінювати орієнтацію молекул **під впливом електричних полів**.

Це забезпечило їх широке застосування в системах обробки і відображення інформації.

Найбільш відоме застосування рідких кристалів - *рідиннокристалічні дисплеї*.

Такі дисплеї присутні практично в будь-якому електронному пристрої: телевізорах, моніторах комп'ютерів, цифрових фотокамерах, навігаторах, калькуляторах, електронних книгах, планшетах, смартфонах, електронних годинниках, плеєрах і т.д.

Монітор з рідиннокристалічним дисплеєм складається з високоточної електроніки, яка оброблює вхідний відеосигнал, рідиннокристалічної матриці (скляних пластин, між якими розміщуються рідкі кристали), джерел світла для підсвічування (монітори не випромінюють, а використовують світло від зовнішнього джерела), блоку живлення і корпусу з елементами управління.

Прозорі електроди дозволяють змінювати орієнтацію молекул рідкого кристала, а поляризаційні фільтри регулюють ступінь прозорості.

2.5. Тверді тіла

2.5.1. Особливості кристалічного стану. Фізичні типи кристалів

За винятком гелію все речовини при низьких температурах переходять в твердий стан. При цьому швидкості теплових рухів частинок (молекул, атомів, іонів) стають настільки малими, що сили взаємодії між ними обмежують переміщення частинок, і тіло набуває здатності зберігати свою форму.

Агрегатний стан речовини, що характеризується постійністю форми і характером теплового руху атомів, які здійснюють малі коливання навколо положень рівноваги, називається *твердим тілом*.

Кристалами називаються тверді тіла, які складаються з закономірно розміщених атомів, молекул, іонів, які утворюють просторову кристалічну решітку.



Рис. 2.30, а

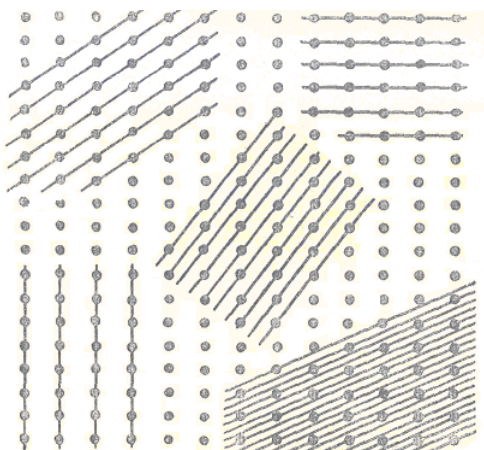
Зовнішня ознака кристала – багатогранник з природними плоскими гранями. Наприклад, кристал гірського кришталю – однієї з модифікацій кремнезему SiO_2 (рис. 2.30, а).

Основні властивості кристалів:

- *Анізотропія* - неоднаковість фізичних властивостей (пружності, питомого електричного опору, магнітної сприйнятливості, показника заломлення тощо) в різних напрямках для того самого кристалу.
- *Однорідність*.
- *Симетрія*.
- *Стала температура плавлення*.

У кристалічних речовин перехід в рідкий стан при підвищенні температури відбувається стрибком, при цілком певній для даної речовини температурі - температурі плавлення.

Властивості **кристалів** обумовлені тим, що атоми (або інші частинки) роз-



міщені в них не хаотично, як в рідинах або газах, а в певному, характерному для кожної речовини порядку. На рис. 2.30 ,б зображена двовимірна модель кристала, атоми зображені точками.

Серії ліній , проведених на рисунку через вузли решітки у різних напрямках, підкреслюють

Рис. 2.30, б.

той факт, що густина розміщення атомів в цих напрямках є різною.

Отже, ті властивості речовини, які залежать від відстаней між частинками (модулі пружності на розтяг або стиск, швидкість поширення звуку, теплопровідність, діелектрична проникність, швидкість поширення світла для прозорих тіл і т.д.), будуть відрізнятися по різним напрямкам.

Правильність зовнішньої огранки і анізотропія кристалів не завжди виявляється. Це пояснюється тим, що під час кристалізації з розплаву або розчину виникає велика кількість центрів кристалізації. Ці зерна орієнтовані хаотично, їх розміри малі – 1-2 мкм . Потім дрібні зерна - кристалики виростають, зрощуються і утворюють так званий *полікристал* (на відміну від *монокристала* – окремого кристала).

Тому кристалічні тіла зустрічаються, як правило, у вигляді полікристалів. Полікристалами виявляються багато природних і штучних матеріалів. Такі всі природні камені і метали, сплави, кераміки та ін.

Великі монокристали нечасто зустрічаються в природі. Монокристали вирощують з розплавів (найпоширеніший спосіб) і розчинів штучно, шар за шаром із кристалічних зародків.

Більшість напівпровідникових приладів виготовляється із монокристалів силіцію, вирощених за допомогою спеціальних технологій. Методами кристалізації з розплаву вирощують елементарні напівпровідники та метали, оксиди, галогеніди, халькогеніди, вольфрамат, ванадати, ніобати й ін. речовини.

Розрізняють чотири типи кристалів в залежності від природи частинок у вузлах решітки і від характеру сил взаємодії між частинками. Це іонні, атомні, металічні та молекулярні кристали.

1. Іонні кристали. Деякі атоми легко втрачають електрони, в результаті чого утворюється позитивний іон. Інші атоми, навпаки, захоплюють електрон і перетворюються в негативно заряджений іон. Між різнойменно зарядженими іонами діють електростатичні сили притягання.

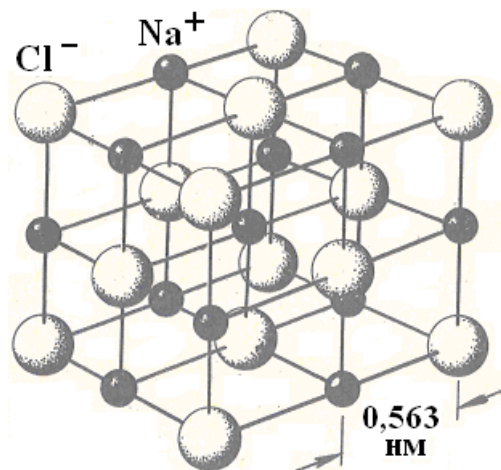


Рис. 2.31

Сили притягання і відштовхування між іонами визначають стан рівноваги і характерні для кожного кристала міжйонні відстані. На рис. 2.31 зображена решітка кам'яної солі (NaCl) - типовий приклад іонної решітки. Ця решітка належить до кубічної системи. В її вузлах розміщені позитивні іони Na^+ і негативні іони Cl^- , які правильно чергуються. Найближчими сусідами іона даного знака є іони протилежного знака. Весь кристал можна розглядати, як одну гігантську молекулу.

Інші приклади іонних кристалів MgO , LiF та ін.;

2. Атомні кристали. У вузлах решітки цих кристалів розміщені нейтральні однакові атоми.

У сусідніх атомів перекриваються валентні електронні хмари. Ці атоми ділять між собою одну чи більше спільних пар електронів, які і спричиняють їх взаємне притягання, Такий хімічний зв'язок називається **ковалентним**.

Строге пояснення ковалентного зв'язку може бути дано тільки на основі квантової теорії. Ковалентний зв'язок здійснюється електронними парами - в ній бере участь по одному електрону від кожного атома.

Типові приклади атомних кристалів - це графіт і алмаз. Обидва вони складаються з атомів вуглецю, але різко відрізняються кристалічною будовою (рис. 2.32). На відміну від алмазу (зліва), атоми

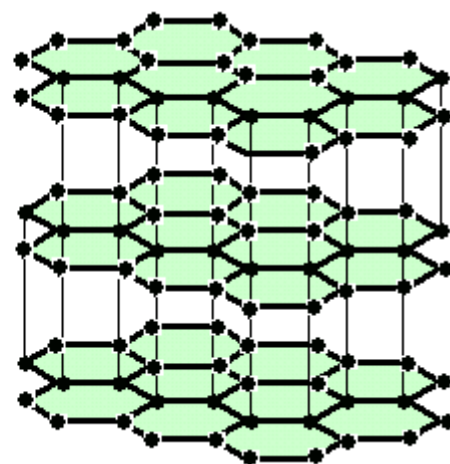
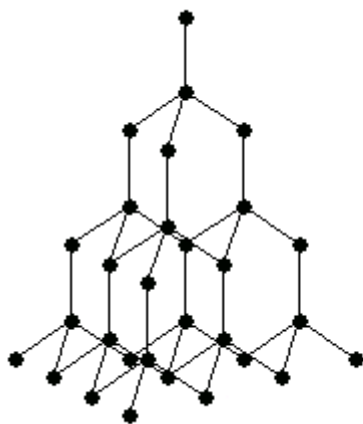


Рис. 2.32.

вуглецю в графіті розміщені шарами (справа). Відстань між сусідніми шарами в 2,3 рази перевищує відстань між сусідніми атомами вуглецю всередині шару. Це спричиняє сильний вплив на відмінність властивостей графіту і алмазу. Алмаз - найтвердіший мінерал, графіт, навпаки, легко розшаровується і кришиться.

Інший важливий приклад ковалентного кристалу – напівпровідниковий кристал силіцію Si .

3. Металічні кристали. В основному це кристали, побудовані з атомів од-

ного елементу - *Na, Al, Cu, Ag, Zn, Fe* та ін. У вузлах решітки цих кристалів розміщені позитивні іони. Простір між ними заповнений електронним газом – колективізованими валентними електронами.

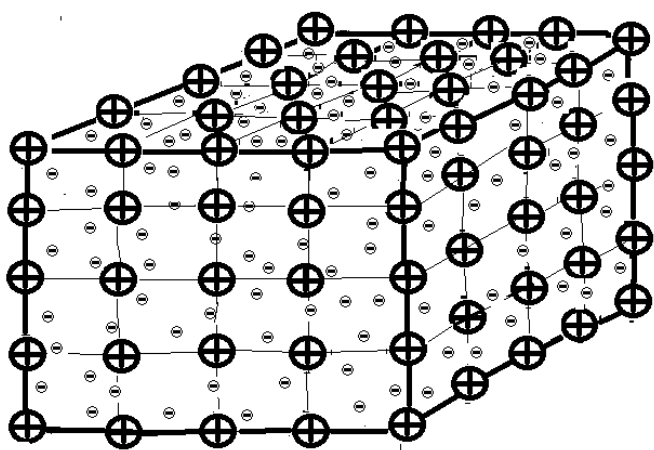


Рис. 2.33.

Вільні електрони притягуються до позитивних іонів і тим самим компенсують сили відштовхування між іонами, утримуючи їх разом на певних

відстанях (рис. 2.33). У протилежному випадку решітка просто розпалася б. При цьому і сама електронна хмара утримується в межах решітки і не може її покинути.

За рахунок високої концентрації вільних електронів металічні кристали характеризуються високою електро- і теплопровідністю.

4. Молекулярні кристали. У вузлах решітки цих кристалів розміщуються певним чином орієнтовані молекули. Молекули в такому кристалі пов'язані одна з одною слабкими ван-дер-ваальсовими силами або водневим зв'язком.

Водневий зв'язок здійснюється за участю атома водню, розміщеного між атомами всередині молекули. Наприклад, молекулярну решітку утворює лід H_2O .

Один з типів льоду показаний на рис. 2.34, тут великі кулі - атоми кисню, малі кулі - атоми водню.

Електрон атома водню має слабкий зв'язок з протоном і може легко зміщуватися до найближнього атома кисню. В результаті протон майже «оголюється» і створюються умови для притягання атомів кисню.

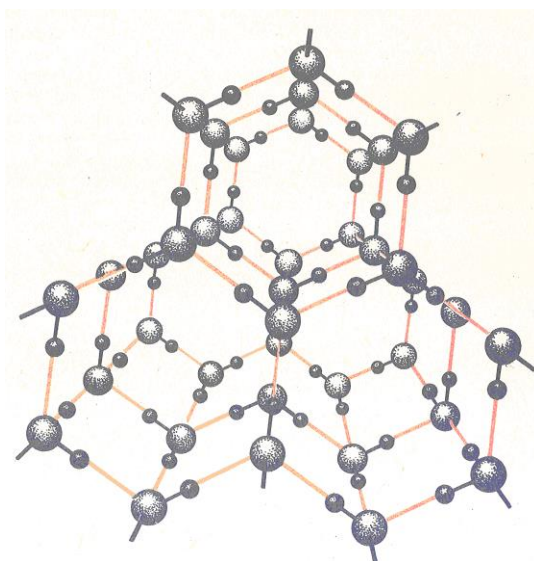


Рис. 2.34.

Молекулярні решітки утворюють також вуглекислота (CO_2) - сухий лід, азот (N_2), кисень (O_2), водень (H_2), аргон - у твердому стані.

Більшість молекулярних кристалів - це кристали органічних з'єднань (нафталін і ін.), полімерів, білків, нуклеїнових кислот (біологічні кристали).

Молекулярним кристалам притаманні властивості ізоляторів.

Існують, однак, речовини, які за ознакою збереження форми мають бути віднесені до твердих тіл, але які в усьому іншому не відрізняються від рідин. До числа таких речовин, названих *аморфними речовинами*, відносяться скло, різні смоли, пластмаси. Вони поведуть себе як рідини з аномально великою в'язкістю, завдяки якій вони за звичайних умов не можуть текти.

Аморфні речовини не мають певної точки плавлення: при підвищенні температури аморфні речовини поступово розм'якшуються і переходять в рідкий стан.

Особливістю аморфних тіл є відсутність так званого далекого порядку, тобто відсутність властивого кристалам строгого повторення у всіх напрямках одного і того ж елемента структури. В аморфних тілах впорядковане розміщення частинок поширюється тільки на сусідні атоми (*ближній порядок*). На відміну від кристалів аморфні речовини не тверднуть з утворенням кристалічних граней.

Аморфні речовини ізотропні, тобто їх фізичні властивості однакові в усіх напрямках.

Контрольні питання до розділу 2

1. Чи є сталою величиною молярний об'єм ідеального газу?
2. Чому розподіл молекул за швидкостями дає змогу лише визначити, яка частина молекул має швидкості, що лежать у деякому інтервалі швидкостей, а не яка частина молекул має точно задану швидкість?
3. Швидкості газових молекул є близькими до швидкості звуку в тому самому газі. Що це означає фізично?
4. Як змінюється склад повітря зі збільшенням висоти?
5. Який механізм передачі теплоти від гарячого до холодного тіла?

6. Відомо, що температура пропорційна середній енергії поступального руху молекул. За допомогою прискорювача був отриманий пучок заряджених частинок, що рухаються в одному напрямі з однаковою великою швидкістю. Чи буде пучок еквівалентним газу, нагрітому до високої температури?

7. Який стан термодинамічної системи визначається як рівноважний?

8. Який з наведених процесів є зворотним: ізохорний, ізобарний, ізотермічний, адіабатний?

9. Чому робота газу залежить від виду процесу розширення?

10. Піч нагріває повітря в кімнаті, і його температура зростає. Чи змінюється при цьому внутрішня енергія повітря в кімнаті?

11. Назвіть основні властивості ентропії.

12. Як змінюється ентропія ідеального газу під час його ізотермічного розширення? Яке статистичне тлумачення можна надати цьому процесу?

13. Як змінюється ентропія ідеального газу під час його ізохорного нагрівання? Яке статистичне тлумачення можна надати цьому процесу?

14. Як змінюється ентропія ідеального газу під час його адіабатного розширення? Яке статистичне тлумачення можна надати цьому процесу?

15. При ізотермічному розширенні ідеального газу вся теплота, що одержав газ, повністю перетворюється в роботу. Чи не порушується при цьому другий закон термодинаміки?

16. Який механізм виникнення сил тертя в газах і рідинах?

3. Електрика

3.1. Електростатика

3.1.1. Електричний заряд

Всі тіла в природі утворені з атомів і молекул, які, в свою чергу, складаються з ядер і електронів, що мають електричний заряд.

Електричний заряд, подібно до маси, є властивістю елементарних частинок, їх внутрішньою характеристикою. *Електричний заряд – величина, що визначає інтенсивність електромагнітної взаємодії заряджених частинок.*

Розрізняють два види електричних зарядів, умовно названих *позитивними і негативними*. Електрони є негативно зарядженими частинками, а протони, що входять до складу атомного ядра, – позитивними. Однойменні заряди (заряди одного знака) відштовхуються один від одного, різнойменні (заряди різних знаків) – притягуються.

Найменший за величиною експериментально виявлений в природі заряд – це заряд електрона

$$q_e = -e; \quad e \approx 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.} \quad (3.1)$$

Електричний заряд, що дорівнює e , називається *елементарним зарядом*. Носіями елементарних зарядів і нейтральними, тобто такими, заряд яких дорівнює нулю, є такі елементарні частинки (таблиця 3.1):

Таблиця 3.1.

| | |
|------|--|
| $+e$ | протон, позитрон , позитивний мюон μ^+ , позитивний піон π^+ |
| $-e$ | електрон, антипротон, негативний мюон μ^- , негативний піон π^- |
| 0 | нейтрон, нейтрино, фотон, нейтральний піон π^0 |

В кожному атомі сумарний позитивний і негативний заряди однакові, тому в будь-якому елементарному об'ємі тіла алгебраїчна сума зарядів дорівнює нулю. Внаслідок цього тіла є електрично нейтральними або незарядженими.

Однак, якщо відірвати електрони від одних тіл і передати їх іншим тілам, то ці тіла стають відповідно позитивно і негативно зарядженими. Наприклад, якщо натирати скляну паличку шматком гуми, скло заряджається позитивно, гума в такій же кількості - негативно. Заряд пластмасової палички, що наелектризована об шерсть, є негативним.

Електричний заряд q будь-якого тіла є цілим кратним електричному заряду e , тобто змінюється дискретно, або, як кажуть, *квантується*:

$$q = \pm Ne, \quad (3.2)$$

де N - ціле число.

Експериментально встановлено, що *сумарний електричний заряд ізольованої системи залишається постійним* при всіх взаємодіях і перетвореннях частинок цієї системи. Це твердження називається *законом збереження електричного заряду*.

Електричні заряди можуть виникати і зникати, однак при цьому виникають або зникають одночасно два елементарних заряди різних знаків. Наприклад, якщо стикаються електрон із зарядом $-e$ і його античастинка позитрон з зарядом $+e$, то в результаті анігіляції народжуються два гамма-фотони:

$$e^- + e^+ = \gamma + \gamma.$$

Повний заряд до і після реакції дорівнює нулю.

І навпаки, пролітаючи поблизу атомного ядра, гамма-фотон може перетворитися в пару частинок – електрон ($-e$) і позитрон ($+e$).

Ще однією властивістю електричного заряду, що встановлена експериментально, є незалежність заряду від його швидкості.. Цю обставину називають *релятивістською інваріантністю заряду*.

3.1.2. Закон Кулона

Якщо розміри заряджених тіл є значно меншими в порівнянні з відстанню між ними, тіла можна вважати матеріальними точками, або *точковими зарядами*.

Французький фізик Ш. Кулон експериментально встановив:

сила взаємодії двох точкових нерухомих зарядів у вакуумі пропорційна добутку зарядів q_1 і q_2 , обернено пропорційна квадрату відстані r між ними і спрямована вздовж прямої, що з'єднує ці заряди:

$$F = k \frac{|q_1||q_2|}{r^2}. \quad (3.3)$$

Ця формула визначає *модуль* сили. Коефіцієнт пропорційності k в СІ дорівнює:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}, \quad (3.4)$$

де ϵ_0 – електрична стала,

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ А}^2 \cdot \text{с}^4 / \text{м}^3 \cdot \text{кг}. \quad (3.5)$$

Зручним для розрахунків є наближене значення k :

$$k \approx 9 \cdot 10^9 \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{Кл}^2.$$

Як випливає з 3-го закону Ньютона, кулонівські сили напрямлені вздовж прямої, яка з'єднує точкові заряди, що взаємодіють

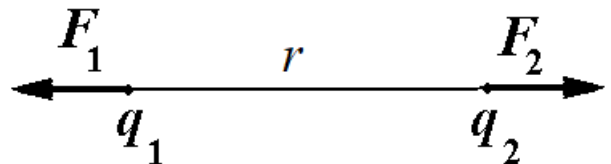


Рис. 3.1.

3.1.3. Електричне поле. Напруженість електричного поля

Згідно з уявленнями класичної фізики взаємодія між зарядами здійснюється через поле. Всякий електричний заряд змінює певним чином властивості простору навколо нього - створює *електромагнітне поле*.

Окремим проявом електромагнітного поля є поле нерухомих зарядів - електростатичне поле .

Це поле проявляє себе в тому, що на поміщений в будь-яку його точку інший, «пробний» заряд діє деяка сила, тобто взаємодія електричних зарядів здійснюється через «посередника» - електромагнітне поле.

Електричне поле поряд з речовиною є формою існування матерії. Йому притаманні енергія і імпульс, поле є фізичною реальністю.

Зауважимо, що рухомі заряди, крім електричного поля створюють також магнітне поле.

Швидкість поширення електромагнітного поля в вакуумі дорівнює $c = 299\,792,458 \text{ км/с} \approx 300\,000 \text{ км/с}$.

Для вивчення поля розглядають дві його фізичні характеристики - силу і енергетичну.

Помістивши в відповідну точку поля пробний заряд, можна виявити силу, діючу на нього. Величина сили, що діє на заряд, характеризує «інтенсивність» поля. Ця сила залежить як від поля, так і від самого пробного заряду.

Напруженістю E електричного поля називається векторна величина, що дорівнює в кожній точці відношенню сили F , що діє на пробний заряд, поміщений в цю точку, до величини заряду $q_{пр}$:

$$E = \frac{F}{q_{пр}} . \quad (3.6)$$

Вектор E - силова характеристика електричного поля - чисельно дорівнює і збігається за напрямом з силою, що діє з боку поля на вміщений у розглянуту точку одиничний позитивний пробний заряд. Звідси випливає просте правило - для визначення напрямку вектора напруженості електричного поля в різних точках простору в ці точки треба подумки помістити плюс одиницю заряду. На рис. 3.2 і

3.3 показані картини полів, створених точковим позитивним (рис. 3.2) і точковим негативним (рис. 3.3) зарядами. Вектор напруженості E має радіальний напрям: він спря-

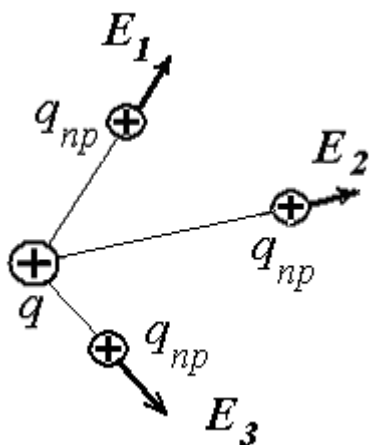


Рис. 3.2

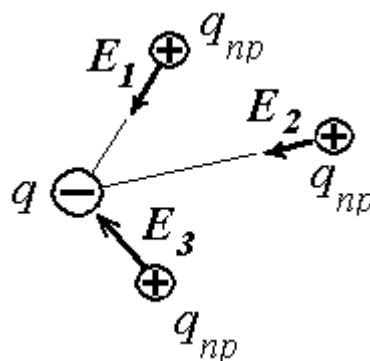


Рис. 3.3.

мований *від* заряду q , що створює поле, якщо це позитивний заряд, і *до* заряду q , якщо він негативний.

Модуль E напруженості поля точкового заряду q в точці, віддаленій на відстані r від нього:

$$E = k \frac{|q|}{r^2}. \quad (3.7)$$

Одиниця вимірювання напруженості електричного поля в СІ - ньютон на кулон (Н/К) або вольт на метр (В/м) - дорівнює напруженості такого поля, в якому на заряд в 1 Кл діє сила в 1 Н.

Знаючи напруженість електричного поля, можна знайти силу, що діє на будь-який заряд q , поміщений в дану точку поля. Відповідно до (3.6) вираз для цієї сили має вигляд

$$F = q E \quad (3.8)$$

Принцип суперпозиції. Дослідним шляхом встановлено, що напруженість поля, створюваного декількома зарядами, дорівнює векторній сумі напруженостей полів, створених кожним зарядом окремо:

$$E = E_1 + E_2 + \dots = \sum E_i. \quad (3.9)$$

Додавання напруженостей електричних полів за правилом додавання векторів виражає так званий *принцип суперпозиції (незалежного накладання) електричних полів*.

Це означає, що присутність інших електричних зарядів ніяк не позначається на полі, створеному даними зарядом. Окремі заряди діють незалежно, «не заважаючи» один одному, не впливають один на одного, і тому сумарне поле можна визначити як векторну суму полів від кожного з них окремо.

Принцип суперпозиції дозволяє розрахувати напруженість поля, створеного будь-яким розподілом нерухомих електричних зарядів.

Приклад . Поле *диполя*. Електричним диполем називається система двох однакових за модулем і протилежних за знаком точкових зарядів $+q$ і $-q$, відстань l між якими (плече диполя) є малою в порівнянні з відстанями r до тих точок, в яких розглядається поле системи.

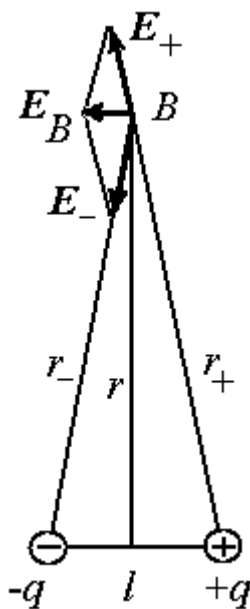


Рис.П 1.2

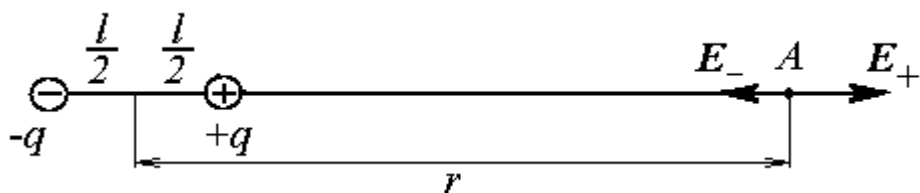


Рис. П.3.1.

Визначимо напруженість електричного поля диполя:

- 1) в точці A , що лежить на продовженні плеча l на відстані r від його середини (при $r \ll l$) (рис. П.3.1);
- 2) в точці B на перпендикулярі до плеча диполя, проведеному через його середину (рис. П.3.2);

1). За принципом суперпозиції:

$$E_A = E_+ + E_-.$$

Тут E_+ – напруженість поля, створеного зарядом $+q$, а E_- – зарядом $-q$ в точці A . Оскільки в точці A ці вектори спрямовані в протилежні боки, використовуючи формулу (3.7) можна написати:

$$E_A = E_+ - E_- = k \frac{q}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - k \frac{q}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} = k \frac{2qlr}{\left(r^2 - \frac{l^2}{4}\right)^2}.$$

За умовою $r \gg l$, тому $r^2 \gg \frac{l^2}{4}$ і в знаменнику останньої формули можна знехтувати $\frac{l^2}{4}$ в порівнянні з r^2 . Тоді для напруженості поля в точці A отримаємо

$$E_A = k \frac{2ql}{r^3}. \quad (\text{П. 3.1})$$

2). Для точки B на прямій, перпендикулярній до осі диполя, вектори E_+ та E_- мають однакові модулі, що дорівнюють

$$E_+ = E_- = k \frac{q}{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2} \approx k \frac{q}{r^2}. \quad (\text{П. 3.2})$$

Із подібності рівнобедрених трикутників, що спираються на відрізок l і на вектор E_B , випливає

$$\frac{E_B}{E_+} = \frac{l}{r_+} = \frac{l}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{l}{2}\right)^2}} \approx \frac{l}{r}.$$

Підставивши значення E_+ (П 3.2), отримаємо

$$E_B = k \frac{ql}{r^3} = k \frac{p}{r^3}. \quad (\text{П. 3.3})$$

3.1.4. Лінії вектора напруженості

Для графічного зображення електричних полів використовують *лінії вектора напруженості* або *силові лінії*. Ці лінії проводяться таким чином, щоб в кожній точці дотична до лінії збігалася за напрямом з вектором напруженості в цій точці (рис. 3.4). Силу ліній приписують напрям: вони виходять з позитивних зарядів або приходять з нескінченності. Вони або закінчуються на негативних зарядах, або йдуть в нескінченність. На рисунках цей напрям позначають стрілками на силовій лінії.

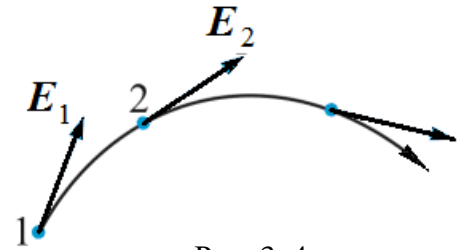


Рис. 3.4

Домовилися густоту ліній пов'язувати з модулем напруженості поля E . А саме, через одиничну площинку, перпендикулярну силовим лініям, проводять таку кількість ліній, яка чисельно дорівнює в цьому місці напруженості поля. Таким чином лінії проводять густіше в тих місцях, де напруженість поля більше, і рідше там, де вона є меншою.

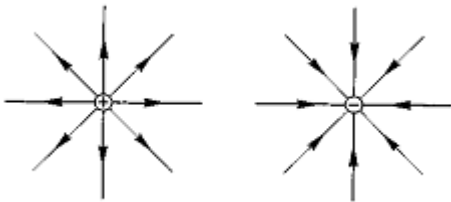


Рис. 3.5.

На рис. 3.5 показані силові лінії поля відокремлених позитивного і негативного точкових зарядів. Вони є радіальними прямими, розподіленими з однаковою густиною в усіх напрямках.

На рис. 3.5 показані силові лінії поля відокремлених позитивного і негативного точкових зарядів.

Вони є радіальними прямими, розподіленими з однаковою густиною в усіх напрямках.

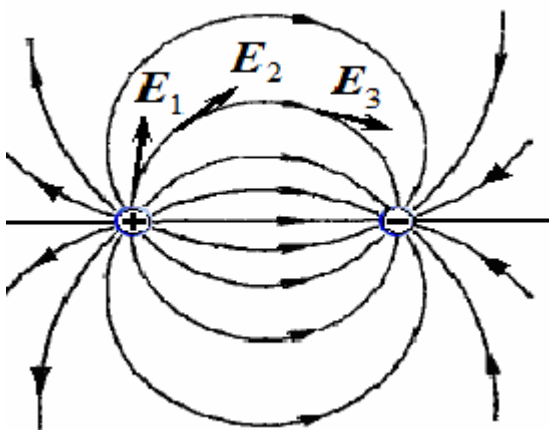


Рис. 3.6.

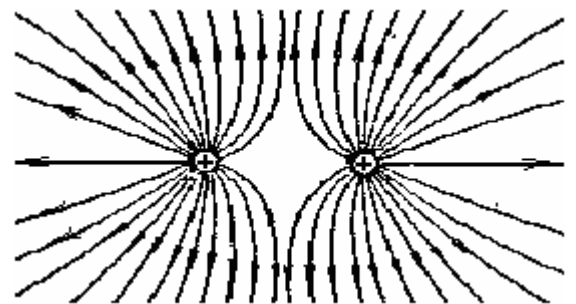


Рис. 3.7.

Більш складний вид має картина ліній поля, створеного двома зарядами протилежних (рис. 3.6) або однакових знаків (рис 3.7).

Поле називається *однорідним*, якщо величина і напрям вектора E однакові у всіх точках поля. Очевидно, що однорідне поле зображується прямими паралельними силовими лініями однакової густоти (рис. 3.8).

Рис. 3.8 ілюструє принцип суперпозиції (накладання) полів. Нехай існує тільки ліва позитивно рівномірно заряджена пластина. Поле позитивно зарядженої пластини зображено суцільними лініями. Вони починаються на позитивних зарядах, йдуть перпендикулярно до пластини (яка вважається великою) і уходять на нескінченність.

Схожий вигляд має поле негативної пластини (зображено штриховими лініями) з тією різницею, що силові лінії мають обернений напрям - лінії навпаки йдуть з нескінченності і закінчуються на негативних зарядах.

При накладанні полів вони компенсують одне одного поза пластинами і подвоюються між пластинами.

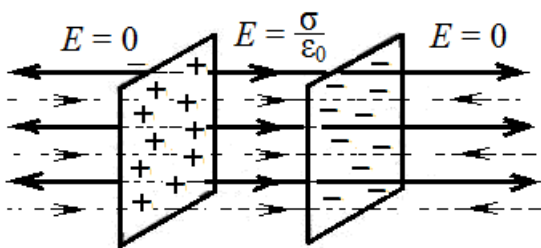


Рис. 3.8

$= Q/S$, і можна показати, що напруженість електричного поля конденсатора $E = \sigma/\epsilon_0$

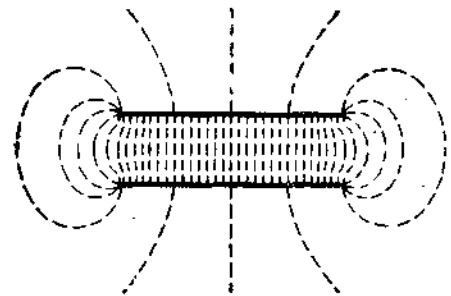


Рис. 3.9 .

Поширеним елементом багатьох електричних схем являється конденсатор (рис 3.9).

Плоский конденсатор складається з двох пластин площею S кожна , заряд однієї пластини $+ Q$,а іншої $- Q$. Поверхнева густина зарядів σ

Окремо доказується, що напруженість поля нескінченної рівномірно зарядженої нитки (рис. 3.10) з лінійною густиною зарядів $\lambda = Q/l$ становить

$$E(r) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \frac{\lambda}{r}. \quad (3.10)$$

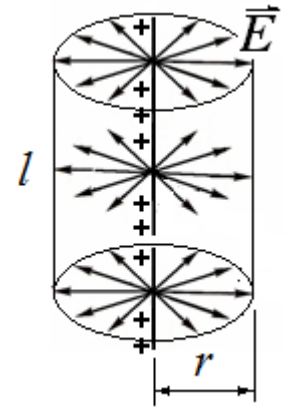


Рис. 3.10.

3.1.5. Робота переміщення заряду в електростатичному полі. Потенціал поля

Нехай електростатичне поле створюється нерухомим точковим зарядом q . Визначимо, яку роботу виконують сили поля при переміщенні іншого заряду q_1 з точки 1 в точку 2 цього поля (рис. 3.11).

Сила F , що діє з боку поля на заряд q_1 , є різною в різних точках поля. Тому

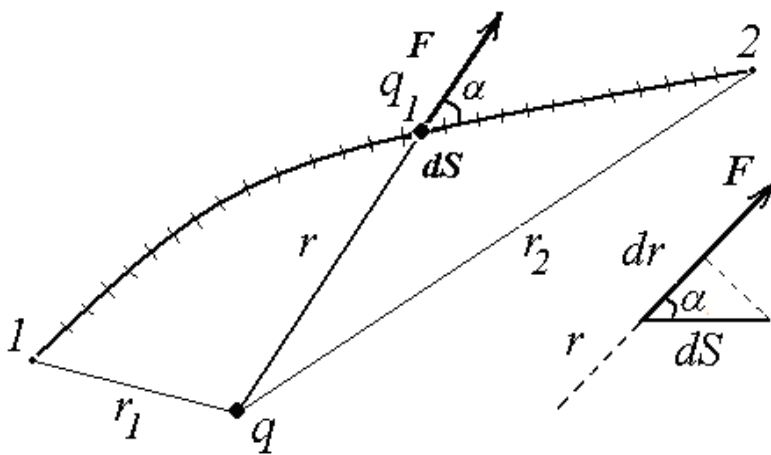


Рис. 3.11.

розіб'ємо подумки криволінійний шлях $1 \rightarrow 2$ на елементарні прямолінійні ділянки dS , в межах яких силу можна вважати постійною.

За визначенням елементарна робота сили на елементарному шляху dS дорівнює $dA = F \cdot dS \cdot \cos\alpha$,

де α - кут між напрямом сили F і елементарного переміщення dS .

Тоді повна робота електричних сил на всьому шляху виразиться сумою елементарних робіт, тобто криволінійним інтегралом

$$A = \int_{1 \rightarrow 2} F dS \cos\alpha.$$

Як видно з рисунка

$$dS \cdot \cos\alpha = dr,$$

де dr - проекція елемента довжини контура dS на напрям радіус-вектора r .

Виразимо силу F через напруженість E електричного поля

$$F = Eq_1.$$

Тоді елементарна робота на ділянці dS

$$dA = F \cdot dS \cdot \cos\alpha = E \cdot q_1 \cdot dr, = kq_1 \frac{dr}{r^2}, \quad (3.11)$$

і повна робота

$$A = kq_1 \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = kq_1 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right). \quad (3.12)$$

З формули (3.12) випливає:

- робота не залежить від форми шляху, по якому відбувається переміщення заряду q_1 , а залежить тільки від початкового і кінцевого положень зарядів (від r_1 і r_2);
- в тому випадку, коли рух заряду відбувається по замкнутому шляху, тобто кінцева точка переміщення збігається з початковою, робота дорівнює нулю.

Поля, які задовольняють ці умови, називаються *потенціальними*.

У таких полях робота сил поля відбувається за рахунок зменшення потенціальної енергії. Тому роботу (3.12) можна подати як різницю значень потенціальної енергії W , які має заряд q_1 в точках 1 і 2:

$$A_{12} = k \frac{qq_1}{r_1} - k \frac{qq_1}{r_2} = W_{p1} - W_{p2}. \quad (3.13)$$

Звідси для потенціальної енергії заряду q_1 в полі заряду q отримуємо

$$W_p = k \frac{qq_1}{r} + const \quad (3.14)$$

Як і в механіці, потенціальна енергія визначається неоднозначно, а з точністю до довільної сталої $const$. Це пов'язано з тим, що фізичний зміст має тільки різниця потенціальних енергій в двох точках простору, що виражає роботу, здійснену при переході з однієї точки в іншу. При знаходженні ж цієї різниці довільна стала виключається.

Значення const зазвичай вибирається таким чином, щоб при віддаленні заряду на нескінченність ($r = \infty$) потенціальна енергія (3.14) перетворювалась на нуль. Для цього необхідно покласти довільну сталу $\text{const} = 0$.

За цієї умови виходить, що

$$W_p = k \frac{qq_1}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq_1}{r} \quad (3.15)$$

Потенціальна енергія (3.15) є взаємною енергією. Обидва взаємодіючих заряди входять у вираз (3.15) симетрично. Тому з однаковим правом можна вважати, що або заряд q_1 знаходиться в електричному полі заряду q , або заряд q знаходиться в електричному полі заряду q_1 .

При однойменних зарядах q і q_1 , тобто при відштовхуванні, потенціальна енергія є додатною і убуває при розведенні зарядів. При різнойменних зарядах, тобто при притягуванні потенціальна енергія є від'ємною і зростає при розведенні зарядів.

Величина

$$\varphi = \frac{W_p}{q_1}, \quad (3.16)$$

що чисельно дорівнює *потенціальній енергії, яку має в даній точці поля позитивний одиничний заряд*, називається **потенціалом поля** в цій точці. Потенціал є енергетичною характеристикою поля.

Підставляючи в (3.16) значення потенціальної енергії (3.15), отримуємо для потенціалу поля точкового заряду вираз

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}. \quad (3.17)$$

Використовуючи поняття потенціалу, вираз для роботи, яка здійснюється полем при переміщенні заряду q_1 з точки 1 в точку 2 можна записати у вигляді

$$A = q_1 (\varphi_1 - \varphi_2). \quad (3.18)$$

Робота, що здійснюється електростатичним полем при переміщенні заряду, дорівнює добутку величини заряду на різницю потенціалів початкової та кінцевої точок шляху.

Якщо заряд q_1 з точки з потенціалом φ_1 видаляється на нескінченність (де за умовою потенціал дорівнює нулю), робота сил поля буде дорівнювати

$$A_{1\infty} = q_1 \varphi_1.$$

Тоді можна дати друге визначення потенціалу.

Потенціал чисельно дорівнює роботі, яку здійснюють сили поля над позитивним одиничним зарядом при видаленні його з цієї точки на нескінченність:

$$\varphi_1 = \frac{A_{1\infty}}{q_1} \quad (3.19)$$

Таку ж за величиною роботу необхідно здійснити проти сил електростатичного поля при перенесенні позитивного одиничного заряду з нескінченності в дану точку поля.

Фізичний зміст має тільки різниця потенціалів між будь-якими точками, а не самі значення потенціалів в цих точках.

Якщо поле створюється декількома зарядами, то в силу принципу суперпозиції потенціал довільної точки поля дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів, створюваних в цій точці усіма зарядами:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots = \sum_{i=1}^n \varphi_i \quad (3.20)$$

Потенціали вимірюються в вольтах. Різниця потенціалів між двома точками поля дорівнює одному вольту, якщо при перенесенні заряду в 1 Кл з однієї точки в іншу поле здійснює роботу в 1 Дж.

$$1 \text{ В} = 1 \text{ Дж} / \text{Кл}.$$

3.1.6. Еквіпотенціальні поверхні. Зв'язок між напруженістю і потенціалом

Для графічного зображення поля поряд із силовими лініями використовують *еквіпотенціальні поверхні*. Геометричне місце точок, що мають однаковий потенціал, називається поверхнею рівного потенціалу або еквіпотенціальною поверхнею $\varphi = \text{const}$.

У разі відокремленого точкового заряду, як випливає з формули (3 17) $\varphi = \text{const}$ при $r = \text{const}$, тобто екіпотенціальні поверхні являють собою концентричні сфери.

Обидві характеристики поля - векторна (напруженість E) і скалярна (потенціал φ) пов'язані між собою.

Щоб встановити зв'язок потенціалу з напруженістю поля розглянемо дві точки поля 1 і 2, що належать двом близьким екіпотенціальним поверхням $\varphi_1 = \text{const}$ і $\varphi_2 = \text{const}$ (рис. 3 12). Припустимо, що пробний заряд переходить з точки 1 в точку 2 уздовж прямолінійного відрізка Δl . Обидві точки потрібно вибрати досить близько одна від одної, щоб можна було вважати напруженість поля, і, отже, силу, що діє на пробний заряд, на відрізку Δl постійною.

Для роботи сил електростатичного поля по переміщенню пробного заряду $q_{\text{пр}}$ на шляху Δl можна написати два вирази.

З одного боку, робота сили $F = q_{\text{пр}} E$ на переміщенні Δl за визначенням дорівнює

$$A = q_{\text{пр}} E \Delta l \cos \alpha = q_{\text{пр}} E_l \Delta l .$$

Як видно з рис. 3 12

$$E_l = E \cos \alpha$$

- проекція вектора E на напрям відрізка Δl .

З іншого боку, робота переміщення заряду в електростатичному полі

$$A = q_{\text{пр}} (\varphi_1 - \varphi_2).$$

Прирівняємо обидва вирази для роботи. Після скорочення на величину пробного заряду отримаємо

$$E_l \Delta l = (\varphi_1 - \varphi_2).$$

Звідси

$$E_l = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\Delta l} = -\frac{\Delta \varphi}{\Delta l} \quad (3 21)$$

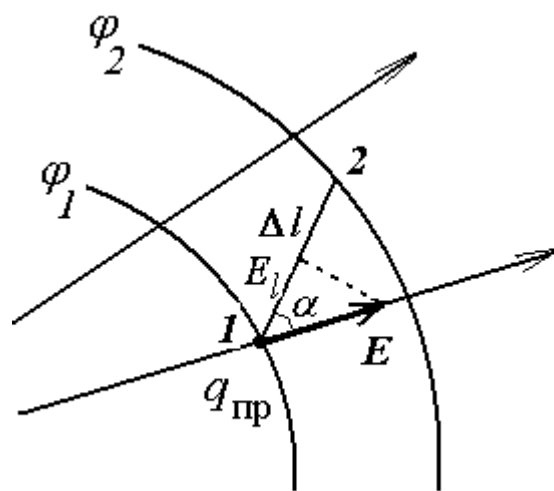


Рис. 3.12

Мінус в цій формулі обумовлений тим, що $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ - це *приріст* потенціалу (від кінцевого значення віднімається початкове), а $\varphi_1 - \varphi_2 = -\Delta\varphi$ - це *зменшення* потенціалу (від початкового значення віднімається кінцеве).

Переходячи в виразі (3.21) до границі за умови, що переміщення Δl прагне до нуля, отримаємо

$$E_l = -\frac{\partial\varphi}{\partial l} \quad (3.22)$$

Похідна $\frac{\partial\varphi}{\partial l}$ виражає *швидкість зміни потенціалу в даному напрямі*. Отже, *проекція вектора напруженості електростатичного поля на довільний напрям чисельно дорівнює швидкості убуття потенціалу поля на одиницю довжини в цьому напрямі*.

Градiєнтом деякої скалярної величини, що є функцією просторових координат, є вектор, спрямований у бік найбільш швидкого зростання цієї величини і чисельно рівний швидкості її зростання в цьому напрямі. Тому зв'язок між напруженістю і потенціалом електростатичного поля можна представити як

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi. \quad (3.23)$$

Напруженість в будь-якій точці електростатичного поля дорівнює градієнту потенціалу в цій точці, взятому з протилежним знаком.

Формула (3.22) дозволяє за відомими значеннями φ знайти напруженість поля в кожній точці. Можна вирішити і зворотну задачу - за заданим значенням \mathbf{E} в кожній точці знайти різницю потенціалів між двома довільними точками поля. З (3.22) випливає

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{1 \rightarrow 2} E_l dl. \quad (3.24)$$

Інтеграл можна брати вздовж будь-якої лінії, що з'єднує точки 1 і 2, оскільки робота сил поля не залежить від форми шляху переміщення.

3.1.7. Обчислення різниці потенціалів за напруженістю поля

1. *Поле відокремленого точкового заряду.*

Напруженість поля відокремленого точкового заряду у вакуумі дається формулою (3.7)

$$E_r = k \frac{q}{r^2}.$$

Зв'язок між напруженістю і потенціалом запишеться у вигляді

$$E_r = -\frac{d\varphi}{dr}.$$

Тоді потенціал поля точкового заряду

$$\varphi = -\int E_r dr = -kq \int \frac{dr}{r^2} = k \frac{q}{r} + const.$$

На нескінченності потенціал прийнято вважати рівним нулеві ($\varphi = 0$ для $r = \infty$), і сталу інтегрування слід покласти рівною нулеві, тобто потенціал поля точкового заряду

$$\varphi = k \frac{q}{r}.$$

Звідси різниця потенціалів між двома точками, що лежать на відстанях r_1 і r_2 від точкового заряду

$$\varphi_1 - \varphi_2 = kq \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (3.25)$$

2. Поле плоского конденсатора.

Для електростатичного поля у вакуумі між двома паралельними площинами, зарядженими різнойменно (поле плоского конденсатора) (рис. 3.8) отримаємо різницю потенціалів (або напругу) між двома нескінченними зарядженими пластинами (обкладками конденсатора)

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_0^d \frac{\sigma}{\varepsilon_0} dx = \frac{\sigma d}{\varepsilon_0} \quad (3.26)$$

3.1.8. Типи діелектриків. Диполь у зовнішньому електричному полі.

Поляризація діелектриків

Всі речовини в природі можна умовно розділити на дві категорії: *провідники*, що добре пропускають електричний струм, і *діелектрики* (ізолятори), які

практично не пропускають струм. Проміжне становище займають напівпровідники, які пропускають струм за певних умов.

З точки зору класичної фізики в металевих провідниках існує багато так званих вільних електронів, що відірвалися від іонів кристалічної ґратки. Вмикання як завгодно малого зовнішнього електричного поля викликає спрямований рух електронів - електричний струм.

Діелектрики - це речовини, що погано проводять електричний струм. Це пояснюється тим, що в діелектриках, на відміну від металів, практично відсутні вільні електрони, всі електрони пов'язані з атомами. Електричне поле не відриває електрони від атомів, а тільки зміщує їх на малі (порядку міжатомних) відстані, тобто на відстані порядку 10^{-7} - 10^{-8} см.

Діелектрик може розглядатися як система електричних диполів, а дія зовнішнього електричного поля розглядається як дія на цю систему.

Розглянемо поведінку жорсткого електричного диполя, вміщеного в однорідне електричне поле.

Введемо вектор \mathbf{p} електричного моменту диполя, який спрямований від негативного заряду $-q$ до позитивного $+q$, за модулем рівний добутку ql , де l - відстань між зарядами.

Як поводить себе диполь у зовнішньому полі \mathbf{E} ?

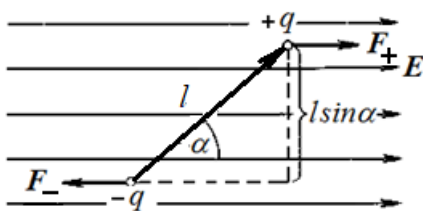


Рис. 3.13.

Нехай вектор \mathbf{p} дипольного моменту спрямований під кутом α до напрямку зовнішнього поля \mathbf{E} (рис. 3.13).

На позитивний заряд $+q$ діє сила, що збігається за напрямом із вектором \mathbf{E} і яка дорівнює $\mathbf{F}_{\pm} = q\mathbf{E}$, а на негативний заряд - протилежного напрямку $\mathbf{F}_{-} = -$

$q\mathbf{E}$.

Ці сили є рівними за величиною і спрямованими в протилежні боки, вони утворюють так звану пару сил. Механічний крутний момент цієї пари чисельно дорівнює добутку модуля сили на плече пари $l \sin \alpha$:

$$M = Fl \sin \alpha = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha. \quad (3.27)$$

Вектор \mathbf{M} моменту пари дорівнює векторному добутку векторів \mathbf{p} і \mathbf{E}

$$\mathbf{M} = [\mathbf{pE}]. \quad (3.28)$$

Момент сил \mathbf{M} прагне повернути диполь так, щоб його електричний момент \mathbf{p} встановився у напрямі зовнішнього поля \mathbf{E} .

Для того, щоб повернути диполь на малий кут $d\alpha$ проти годинникової стрілки навколо осі, перпендикулярної до напрямку поля, зовнішні сили мають виконати певну роботу.

$$dA = M d\alpha = pE \sin \alpha d\alpha. \quad (3.29)$$

Ця робота витрачається на збільшення потенціальної енергії W , яку має диполь в електричному полі

$$dW = dA = pE \sin \alpha d\alpha. \quad (3.30)$$

Інтегруючи, отримуємо

$$W = -pE \cos \alpha + \text{const} = -\mathbf{pE} + \text{const} \quad (3.31)$$

Якщо покласти $\text{const} = 0$, то енергія диполя буде дорівнювати нулю тоді, коли диполь встановиться перпендикулярно до поля ($\alpha = \pi/2$). Мінімальне значення енергії, що дорівнює $-\mathbf{pE}$, виходить, коли $\alpha = 0$, тобто коли диполь орієнтований своїм моментом уздовж поля.

Це відповідає положенню стійкої рівноваги. При відхиленні диполя від цього положення знову виникає механічний момент зовнішніх сил, який повертає диполь в початкове положення.

Всі діелектрики можна поділити на такі три групи.

1. Діелектрики з полярними молекулами.

Молекули деяких речовин, наприклад рідин - води H_2O , соляної кислоти HCl , бензолу C_6H_6 та ін., твердих тіл - H_2S , газів - SO_2 , мають власний дипольний момент.

Це означає, що в таких молекулах «центри тяжіння» позитивних і негативних зарядів зміщені відносно один одного. Подібні молекули називаються **полярними**.

Електричне поле полярної молекули можна представити як поле деякого еквівалентного електричного диполя з постійним дипольним моментом $p = ql$, де l - відстань між електричними центрами.

Коли зовнішнє електричне поле відсутнє, дипольні моменти молекул в полярних діелектриках через наявність теплового руху орієнтовані хаотично (рис. 3.14). На рис. 3.14 позитивно заряджена частина молекули зафарбована в чорний колір, негативна - в білий.

За наявності зовнішнього поля найбільш стійким є стан, що відповідає мінімуму потенціальної енергії, тобто стан, при якому дипольні моменти молекул p були б паралельні напруженості поля E .

Внаслідок сумісної дії обох факторів (сил поля і хаотичного теплового руху) в діелектрику встановлюється орієнтація дипольних моментів полярних молекул в напрямку поля (рис. 3.14).

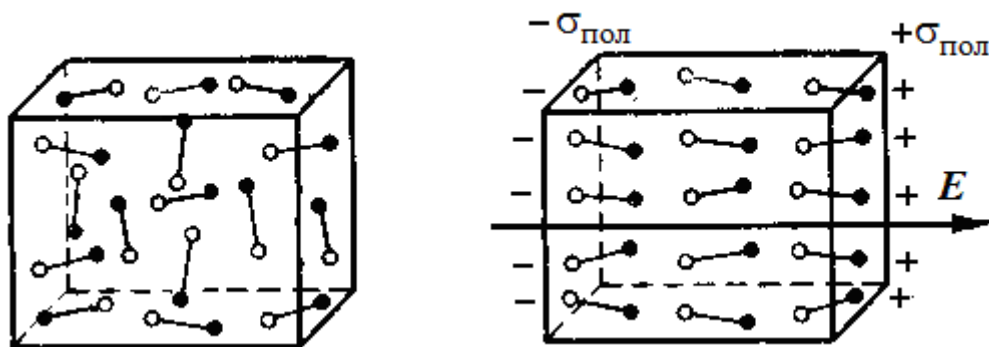


Рис. 3.14.

Процес зміщення зв'язаних заряджених частинок діелектрика під дією зовнішнього електричного поля називається **поляризацією діелектрика**.

В розглянутому випадку зовнішнє поле спричиняє поляризацію, вишиковуючи, орієнтуючи дипольні моменти молекул у напрямі поля. Така поляризація називається **орієнтаційною**.

На торцеві поверхні діелектричного зразка виступають некомпенсовані позитивні і негативні заряди - кінці молекул-диполів. Їх називають **поляризаційними або зв'язаними зарядами** (на рис. 3.14 $+σ_{пол}$ і $-σ_{пол}$).

Тепловий рух, зрозуміло, заважає вишиковуванню молекул, так що орієнтаційна поляризація зменшується з ростом температури.

2. Діелектрик з неполярними молекулами

До другої групи можна віднести діелектрики, в молекулах яких «центри тяжіння» позитивних і негативних частинок співпадають (рис. 3.15).

Молекули таких діелектриків називаються **неполярними**. Зокрема, до діелектриків цієї групи належать водень H_2 , азот N_2 , кисень O_2 , окис вуглецю CO , CCl_4 , парафін, бензол і ряд інших вуглеводнів. У відсутності зовнішнього електричного поля дипольний момент таких молекул дорівнює нулеві.

Якщо у зовнішнє поле внести діелектрик з неполярними молекулами, то електронні орбіти деформуються, і тому зміщується «центр тяжіння» електронів щодо «центра тяжіння» атомних ядер.

Молекули стають електричними диполями, орієнтованими позитивно зарядженими кінцями в напрямку електричного поля - неполярні молекули стають полярними (рис. 3.15). У цьому полягає механізм **електронної** поляризації.

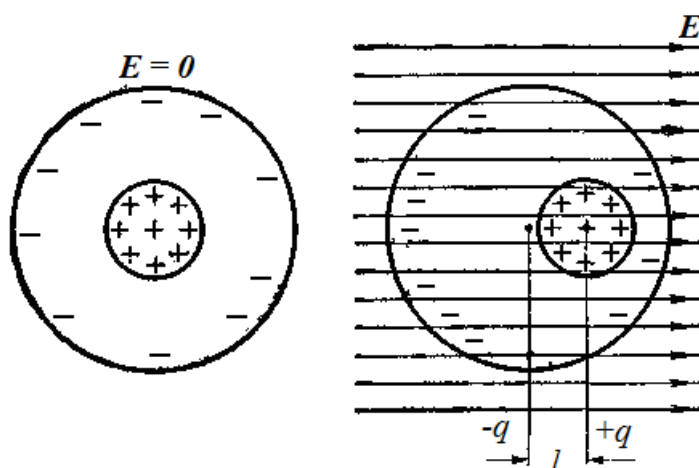


Рис. 3.15.

У цьому полягає механізм **електронної** поляризації.

3. Іонні діелектрики

До третьої групи діелектриків належать **іонні кристали**, у яких в просторових ґратках правильно чергуються позитивні і негативні іони (наприклад, $NaCl$, KCl , $CsCl$). У таких кристалах не можна виділити окремі молекули, їх можна розглядати як сукупність двох іонних ґраток, вставлених одна в одну (рис. 3.16). Одна ґратка побудована з позитивних іонів, інша - з негативних.

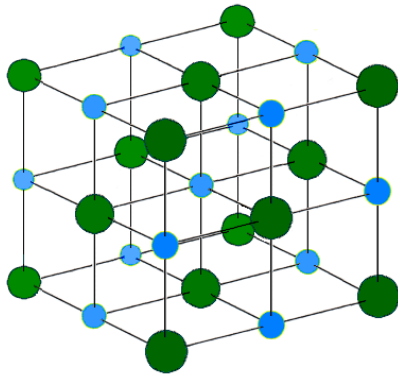


Рис. 3.16.

На рис. 3.16 зображена схема кристалічної ґратки кухонної солі NaCl; тут маленькі кульки - позитивні іони натрію, великі - негативні іони хлору. Всі кристали кухонної солі мають однакову кубічну форму

Коли зовнішнє електричне поле відсутнє, електричні сили взаємодії заряджених іонів у вузлах ґратки взаємно врівноважуються, і на кожній грані кристала

розміщується однакова кількість позитивних і негативних іонів. Якщо такий кристал внести в електричне поле, то під дією сил поля позитивні іони зміщуються в напрямі вектора напруженості, а всі негативні іони - в протилежному напрямі. Тому на протилежних гранях кристала переважають іони одного знака, і кристал буде поляризованим.

Таким чином, для всіх трьох типів діелектрика характерною ознакою поляризації є виникнення електричного дипольного моменту в будь-якому макроскопічно малому об'ємі діелектрика.

3.1.9. Поляризованість. Діелектрична сприйнятливість

Для кількісної оцінки поляризації діелектрика вводиться поняття **вектора поляризації (поляризованості)**. Під поляризованістю розуміють суму електричних дипольних моментів молекул одиниці об'єму поляризованого діелектрика, іншими словами, поляризованість визначається *електричним дипольним моментом одиниці об'єму поляризованого діелектрика*.

$$P = \frac{\sum p_i}{\Delta V}, \quad (3.32)$$

де p_i - дипольний момент i -ї молекули, а підсумовування здійснюється по всім молекулам, що містяться в об'ємі ΔV .

Дослід показує, що зовнішнє електричне поле або створює дипольні моменти, які орієнтовані по полю (пружна поляризація), або орієнтує дипольні моменти

молекул (орієнтаційна поляризація), внаслідок чого діелектрик набуває макроскопічний дипольний момент

Отже, поляризованість P має бути пропорційною напруженості зовнішнього поля

$$P = \kappa \epsilon_0 E, \quad (3.33)$$

де коефіцієнт κ носить назву *діелектричної сприйнятливості*. Ця величина характеризує здатність середовища до поляризації.

Безрозмірна величина

$$\epsilon = 1 + \kappa \quad (3.34)$$

називається *діелектричною проникністю* даної речовини.

У вакуумі $\kappa = 0$, $\epsilon = 1$.

$$E = \frac{E_0}{1 + \kappa} = \frac{E_0}{\epsilon}. \quad (3.35)$$

величина діелектричної проникності показує, у скільки разів напруженість електричного поля в діелектрику E менше, ніж напруженість поля E_0 , яке створюється тим самим розміщенням вільних зарядів у вакуумі.

3.1.10. Провідники в електричному полі. Рівновага зарядів на провіднику

Тіла, в яких є великою кількістю вільних зарядів, називаються провідниками. У провідниках електричні заряди можуть вільно переміщатися під дією як завгодно малої сили. Рідини і гази в звичайному стані є поганими провідниками електрики. Якщо ж газ іонізувати, а в рідині розчинити будь-яку сіль, кислоту або луг (такий розчин, що є провідним, називається *електролітом*), то провідність їх збільшується.

Якщо провідниками є рідини і гази, то в них рухаються як позитивні, так і негативні заряджені частинки: позитивні і негативні іони і електрони.



Рис. 3.17

У металах же, які є кращими провідниками, ніж рідини і гази, провідність обумовлена тільки рухом електронів. Позитивно заряджені іони металу утворю-

ють кристалічну ґратку і утримуються поблизу положень рівноваги силами взаємодії з «газом вільних електронів». Електронний газ утворюється за рахунок одного або декількох електронів, відданих кожним атомом.

Розглянемо незаряджений металевий провідник, внесений у зовнішнє електричне поле (рис. 3.17).

Під дією поля вільні заряди почнуть переміщатися і будуть продовжувати рухатися до тих пір, поки додаткове поле E' , викликане розділенням зарядів всередині провідника (рис. 3.18), не компенсує повністю зовнішнє поле E_0 так, щоб

$$E' + E_0 = 0. \quad (3.36)$$

Тільки в цьому випадку буде відсутня сила, що діє на заряди, а отже, припиниться їх напрямлений рух. При рівновазі зарядів їх напрямлений рух всередині провідника припиняється.

У стані рівноваги напруженість електричного поля всередині провідника дорівнює нулеві.

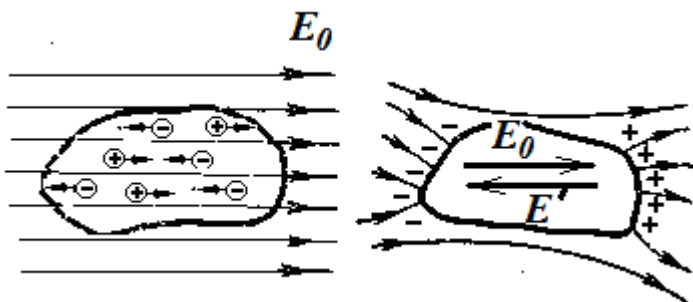


Рис. 3.18.

Оскільки всередині провідника $E = 0$, зі співвідношення

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \int_{1 \rightarrow 2} E_l dl$$

впливає, що для довільних точок 1 і 2, узятих всередині провідника, $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$. Іншими словами, в стані рівноваги потенціал всіх точок всередині провідника є однаковим:

$$\varphi = \text{const} \quad (3.37)$$

Зауважимо, що час, протягом якого в провіднику відбувається переміщення зарядів і встановлюється рівновага, для металів є надзвичайно малим.

Наступна умова рівноваги зарядів на провіднику: *напруженість поля на поверхні провідника має бути в кожній точці спрямована за нормаллю до поверхні,*

$$E = E_n. \quad (3.38)$$

У протилежному випадку під дією дотичної складової напруженості електрони продовжували б переміщатися уздовж поверхні, що також суперечить умові рівноваги.

З огляду на те, що силові лінії є завжди перпендикулярними до екіпотенційної поверхні, робимо висновок, що в разі рівноваги зарядів поверхня провідника буде екіпотенціальною.

Перерозподіл зарядів в провіднику під впливом зовнішнього електричного поля називається *електростатичною індукцією*. Заряди, що виникають при цьому на провіднику, які чисельно доівноють один одному, але є протилежними за знаками, називаються *індукованими* або *наведеними* зарядами.

Якщо провіднику надати деякого заряду q , то він розподіляється так, щоб дотримувалися умови рівноваги.

При рівновазі наданий заряд розміщується на поверхні провідника з деякою поверхневою густиною σ . Це відбувається тому, що однойменні заряди відштовхуються і прагнуть розташуватися якомога далі один від одного.

Тому видалення речовини з деякого об'єму всередині провідника ніяк не вплине на рівноважний розподіл зарядів.

Практичним застосуванням цієї властивості провідників є електростатичний захист (екранування) чутливих приладів і людей від дії зовнішніх електричних полів, за якого вони оточуються провідною оболонкою (зазвичай її виконують у вигляді густої металевої сітки).

Густина зарядів на поверхні провідника залежить від кривизни поверхні, вона зростає на виступах і вістрях і убуває на увігнутих ділянках. На вістрі зарядженого провідника поверхнева густина може стати настільки великою, що заряди починають «стікати», утворюючи так званий електричний вітер.

3.1.11. Електроємність відокремленого провідника

Розглянемо провідник, заряд якого дорівнює q , а потенціал поверхні (однаковий у всіх її точках) дорівнює ϕ . Заряд q розподіляється на поверхні таким чи-

ном, щоб усюди всередині провідника виконувалися умови рівноваги – напруженість поля мала б дорівнювати нулю.

Надамо провіднику додатково ще такий самий заряд q . Оскільки всередині провідника поле, як і раніше, має залишитися рівним нулю, додатковий заряд розподіляється на поверхні **точно таким же чином**, як і попередній, створить всюди точно таке ж поле і змінить потенціал кожної точки на таку ж величину φ

Таким чином, заряд і потенціал відокремленого провідника пропорціональні один одному: $\varphi \sim q$. Отже, для кожного відокремленого провідника відношення заряду до потенціалу провідника є величиною постійною

$$C = \frac{q}{\varphi} \quad (3.39)$$

Коефіцієнт C називається електроємністю відокремленого провідника.

Електроємність відокремленого провідника чисельно дорівнює величині заряду, який потрібно надати цьому провіднику, щоб змінити його потенціал на одиницю:

В СІ одиницею електроємності є *фарад* (Ф) - ємність провідника, потенціал якого змінюється на 1 В, якщо надати йому заряд в 1 Кл.

Електроємність - характеристика провідника, кількісна міра його здатності утримувати електричний заряд. Чим більше електроємність, тим більший заряд може накопичити провідник при даному φ . Електроємність визначається геометричними розмірами провідника, його формою і електричними властивостями доколишнього середовища (його діелектричною проникливістю) і не залежить від матеріалу провідника.

Наприклад, ємність відокремленої кулі пропорційна її радіусу і діелектричній проникності оточуючого середовища.

$$C = \frac{q}{\varphi} = 4\pi\varepsilon\varepsilon_0 R. \quad (3.40)$$

3.1.12. Конденсатори

Розглянемо заряджений, наприклад, позитивно $+q$, провідник A і наблизимо до нього незаряджений провідник B (рис. 3.19).

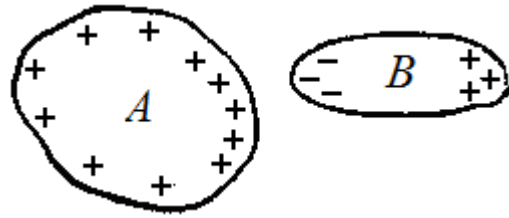


Рис. 3.19.

Під дією поля, створеного зарядженим провідником A , в провіднику B виникнуть індуковані заряди. На ближньому кінці про-

відника B виникне індукований заряд іншого знака, ніж заряд провідника A , в даному випадку негативний $-q$. Однойменний з q позитивний заряд $+q$ виникне на дальньому кінці провідника B (рис. 3.19).

Тепер потенціал провідника A будуть створювати не тільки його власні заряди $+q$, а й індуковані в провіднику B . Обидва індукованих заряди $-q$ і $+q$ є рівними за абсолютним значенням. Вони обидва будуть впливати на потенціал провідника A , але більший вплив чинять ті заряди, які розташовані ближче до нього, в даному випадку $-q$.

Оскільки ближчими виявляються негативні заряди, то при піднесенні до зарядженого провідника A незарядженого провідника B потенціал провідника A спадає. Відповідно до формули ємності $C = \frac{q}{\phi}$ це означає збільшення ємності провідника A .

Система двох провідників, ємність яких збільшена за рахунок їх взаємного розташування, називається конденсатором.

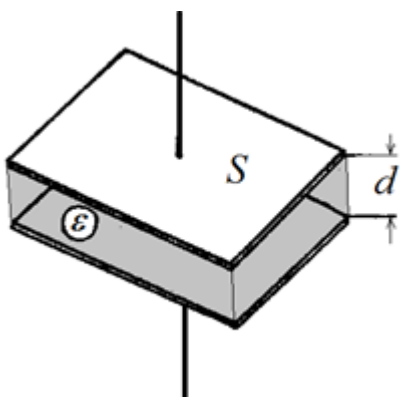


Рис. 3.20.

Конденсатори виготовляють у вигляді двох провідників, які називаються обкладками, розділених тонким шаром діелектрика. Обкладки несуть

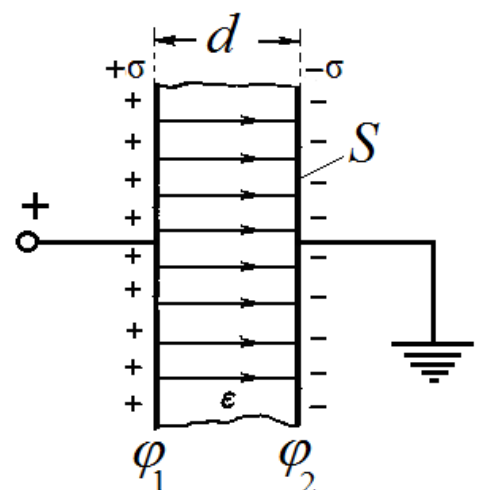


Рис. 3.21.

однакові за величиною, але протилежні за знаком заряди.

Обкладкам надають таку форму, щоб поле було зосереджено всередині конденсатора. Електроємність конденсатора (взаємна ємність його обкладок)

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2}, \quad (3.41)$$

де q - заряд однієї з обкладок, $\varphi_1 - \varphi_2$ - різниця потенціалів (напруга) між обкладками. Електроємність конденсатора практично не залежить від наявності навколишніх тіл і може досягати дуже великої величини за малих геометричних розмірів.

Скористаємося виведеним раніше виразом (3.26) для різниці потенціалів (напруги) між обкладками

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\sigma d}{\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{q d}{\varepsilon \varepsilon_0 S}.$$

Тоді ємність плоского конденсатора

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d}. \quad (3.42)$$

Циліндричний конденсатор складається з двох розміщених один усередині іншого коаксіальних (із спільною віссю) провідних циліндрів, розділених діелектриком (рис. 3. 22). Можна, показати для циліндричного конденсатора, що має довжину l і радіуси коаксіальних циліндрів R_1 і R_2 :

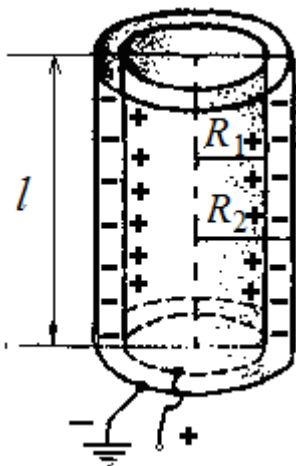


Рис. 3.22.

$$C = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 l}{\ln \frac{R_2}{R_1}}. \quad (3.43)$$

В електролітичних циліндричних конденсаторах в якості діелектрика використовують тонку оксидну плівку, що утворюється на поверхні одного з електродів (металевого) - анода, а в ролі другого електрода - катода - виступає

електроліт. За рахунок дуже малої товщини оксидної плівки радіуси циліндрів близькі за значенням, тобто $R_2/R_1 \rightarrow 1$, $\ln \frac{R_2}{R_1} \rightarrow 0$, і, як випливає з формули (3.43), ємність циліндричного конденсатора C досягає значної величини.

Існують мініатюрні танталові електролітичні конденсатори. Вони мають досить малі розміри і призначені для монтажу на друкованих платах мініатюрних плеєрів, мобільних телефонів, материнських платах ноутбуків та комп'ютерів.

3.1.13. З'єднання конденсаторів

При практичному використанні конденсатори часто об'єднують в батареї.

При *паралельному* з'єднанні обкладки конденсаторів з'єднують в дві групи, потенціали яких φ_1 і φ_2 (рис.3.23).

Різниця потенціалів між обкладками всіх конденсаторів є однаковою і рівною $\varphi_1 - \varphi_2$. При заряджанні такої батареї наданий їй заряд q частково потрапляє на обкладки всіх конденсаторів.

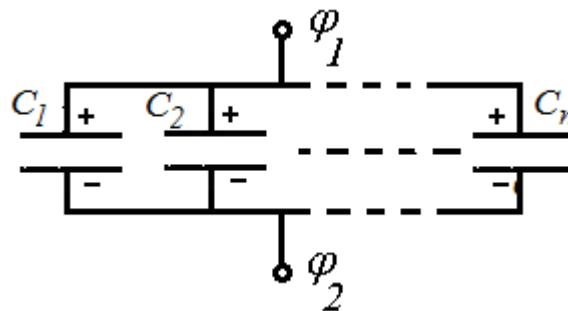


Рис. 3.23

Сумарний заряд батареї дорівнює сумі зарядів окремих конденсаторів:

$$q = q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n \quad (3.44)$$

Таким чином, в разі паралельного з'єднання конденсаторів

$$C_{нар} = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_2} = \frac{q_1}{\varphi_1 - \varphi_2} + \frac{q_2}{\varphi_1 - \varphi_2} + \dots + \frac{q_n}{\varphi_1 - \varphi_2} = C_1 + C_2 + \dots + C_n \quad (3.45)$$

При паралельному з'єднанні ємність батареї дорівнює сумі ємностей окремих конденсаторів.

Паралельне з'єднання застосовують для того, щоб отримати більшу ємність, ніж ємність одного конденсатора.

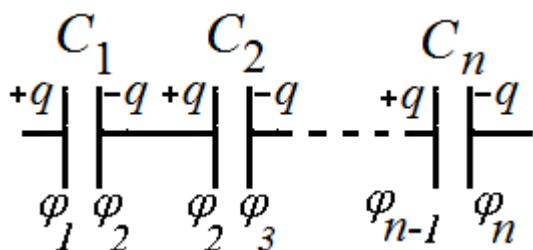


Рис. 3.24

При *послідовному* з'єднанні конденсаторів (рис. 3.24) обкладки окремих конденса-

торів мають заряди, які є чисельно рівними, але протилежними за знаком.

Якщо першій обкладці надати заряду $+q$, то на другій обкладці батареї з'явиться індукований заряд $-q$. Оскільки ця обкладка з'єднана з першою обкладкою другого конденсатора і утворює з нею єдиний провідник, то відповідно до закону збереження заряду, на останній з'явиться заряд $+q$. У свою чергу, це призведе до появи заряду $-q$ на другій обкладці другого конденсатора і т.д. В результаті всі послідовно з'єднані конденсатори будуть заряджені однаково. При цьому батареї надано тільки заряду q .

Повна різниця потенціалів на клеммах всієї батареї $\varphi_1 - \varphi_n$ дорівнює сумі різниць потенціалів між обкладками кожного з конденсаторів

$$\varphi_1 - \varphi_n = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + \dots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n). \quad (3.46)$$

Згідно з визначенням ємності

$$C_{\text{посл}} = \frac{q}{\varphi_1 - \varphi_n}.$$

або

$$\frac{1}{C_{\text{посл}}} = \frac{\varphi_1 - \varphi_n}{q} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{q} + \frac{\varphi_2 - \varphi_3}{q} + \dots + \frac{\varphi_{n-1} - \varphi_n}{q} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}. \quad (3.47)$$

При послідовному з'єднанні конденсаторів додаються обернені величини ємностей.

3.1.14. Енергія взаємодії точкових електричних зарядів

Розглянемо систему, що складається з розміщених на відстані r один від одного двох точкових зарядів q_1 і q_2 . Величина

$$W = q_1 \frac{q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} = q_1\varphi_1 \quad (3.48)$$

(через φ_1 позначений потенціал поля заряду q_2 в тій точці, де знаходиться заряд q_1), як відомо, дорівнює потенціальній енергії першого заряду q_1 в полі другого заряду q_2 . Очевидно, що цей вираз можна також записати у вигляді потенціальної енергії другого заряду в полі першого

$$W = q_2 \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \frac{q_1}{r} = q_2\varphi_2. \quad (3.49)$$

Тут φ_2 - потенціал поля заряду q_1 в точці, де знаходиться заряд q_2 .

Щоб підкреслити той факт, що енергію має не кожен заряд окремо, а енергія належить одразу двом зарядам, енергію W називають *енергією взаємодії*. Отже, потенціальна енергія взаємодії двох зарядів дорівнює

$$W = q_1\varphi_1 = q_2\varphi_2.$$

Вираз для потенціальної енергії взаємодії двох зарядів зручно записати в симетричному вигляді

$$W = \frac{1}{2}(q_1\varphi_1 + q_2\varphi_2). \quad (3.50)$$

Для нерухомих зарядів енергія взаємодії зарядів є енергією електричного поля.

3.1.15. Енергія зарядженого провідника

Розглянемо відокремлений провідник з зарядом q , потенціалом φ і електроємністю C . Щоб збільшити заряд цього провідника на dq , необхідно перенести з нескінченності на поверхню провідника додатковий заряд dq , виконавши проти сил кулонівського відштовхування між однойменними зарядами роботу

$$dA = (\varphi - \varphi_\infty) dq = \varphi dq = C \varphi d\varphi. \quad (3.51)$$

Щоб зарядити провідник від нульового потенціалу до потенціалу, рівному φ , треба виконати повну роботу

$$A = \int_0^\varphi C \varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2}. \quad (3.52)$$

В силу закону збереження енергії збільшення потенціальної енергії провідника дорівнює роботі, що виконана над ним. Якщо вважати потенціальну енергію незарядженого провідника рівною нулю, ми отримуємо для *енергії зарядженого відокремленого провідника* вираз

$$W = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (3.53)$$

Беручи до уваги, що $q = CU$, отримуємо для електричної енергії зарядженого конденсатора

$$W = \frac{qU}{2} = \frac{q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2}. \quad (3.54)$$

3.1.16. Густина енергії електростатичного поля

Фізичними експериментами було показано, що змінні в часі електричні і магнітні поля можуть існувати відокремлено, незалежно від зарядів, що збудили їх, і поширюються в просторі у вигляді електромагнітних хвиль. Такі хвилі здатні переносити енергію, що підтверджує висновок про те, що *носієм енергії є поле*.

Відповідно і електростатичне поле має енергію. Назвемо величину

$$w = \frac{W}{V}, \quad (3.55)$$

що дорівнює енергії однорідного електростатичного поля, яка припадає на одиницю займаного ним об'єму, *об'ємною густиною енергії електростатичного поля*.

Для того щоб визначити, чому дорівнює густина енергії електростатичного поля, розглянемо плоский конденсатор. З урахуванням того, що електроємність плоского конденсатора

$$C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d},$$

а різниця потенціалів між його обкладками

$$U = Ed,$$

де E – напруженість (за модулем) поля між обкладками, вираз (3.54) для енергії зарядженого конденсатора можна представити у вигляді

$$W = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d} (Ed)^2 = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 E^2 Sd = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 E^2 V. \quad (3.56)$$

Таким чином, енергія електростатичного поля конденсатора прямо пропорційна об'єму, що міститься між його обкладками, і енергія електричного поля розподілена в просторі з густиною

$$w = \frac{W}{V} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2}. \quad (3.57)$$

Можна показати, що цей вираз справедливий не тільки для поля конденсатора, а й в загальному випадку довільного електричного поля.

3.2. Постійний електричний струм

3.2.1. Постійний електричний струм, його характеристики і умови існування

Електричним струмом називається впорядкований рух електричних зарядів. Носіями струму можуть бути електрони, а також позитивні і негативні іони.

В металевих провідниках позитивні заряди закріплені нерухомо в кристалічній решітці, а вільні електрони можуть вільно переміщуватись вздовж провідника. У розчинах електролітів рухаються позитивні і негативні іони, в плазмі - як електрони, так і позитивні іони.

Силою струму називається скалярна величина, яка дорівнює заряду, що проходить за одну секунду через будь-який поперечний переріз провідника. Якщо за час dt через переріз провідника переноситься заряд dq , то сила струму

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (3.58)$$

Таким чином, сила струму визначається як швидкість переносу заряду через розглянутий переріз провідника.

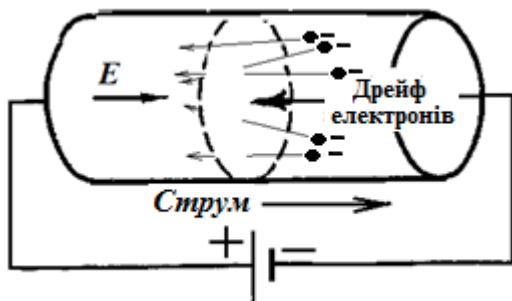


Рис. 3.25

За напрям електричного струму історично прийнято вважати напрям руху позитивних зарядів. Отже електрони провідності в металах рухаються у напрямі, протилежному напрямку струму (рис. 3.25).

Якщо сила і напрям струму не змінюються з часом, струм називається *постійним*. Для постійного струму, очевидно, справедливо співвідношення

$$I = \frac{q}{t} \quad (3.59)$$

Одиницею сили струму в системі СІ є ампер (А). Ампер входить в число основних одиниць системи СІ і вводиться на основі магнітної взаємодії струмів. При силі постійного струму, що дорівнює 1 А, через перетин провідника за 1 с переноситься заряд, рівний 1 Кл.

Струм може бути нерівномірно розподілений по перетину провідника (наприклад, змінний струм високої частоти майже не проникає вглиб провідника), так що необхідно ввести величину, яка характеризує розподіл сили струму за перерізом провідника. Це вектор густини струму \mathbf{j} .

Густина струму \mathbf{j} визначається зарядом, що проходить за одиницю часу через одиничну площадку, перпендикулярну напрямку упорядкованого руху зарядів. Модуль густини струму

$$j = \frac{dI}{dS_{\perp}}, \quad (3.60)$$

а напрям вектора \mathbf{j} збігається з напрямом швидкості упорядкованого руху позитивних зарядів.

Нехай в одиниці об'єму провідника міститься n носіїв струму, заряд кожного з яких q . Позначимо швидкість упорядкованого руху носіїв струму через \mathbf{u} (рис. 3.26). Через одиничну площину пройдуть за секунду тільки ті носії, які на початку цієї секунди знаходилися всередині циліндра з основою одиничної площини і висотою (довжиною бічної поверхні), що чисельно дорівнює швидкості спрямованого руху u . Об'єм циліндра дорівнює u , кількість носіїв - nu , а сумарний заряд - nqu . Отже, для густини струму виходить формула

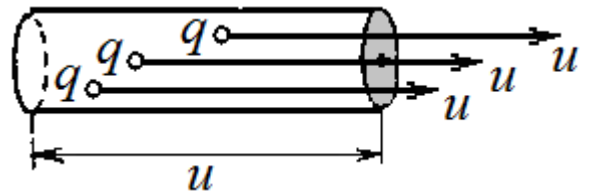


Рис. 3.26.

$$\mathbf{j} = nq\mathbf{u}. \quad (3.61)$$

Як випливає з виразу (3.60), густина струму в системі СІ вимірюється в амперах на квадратний метр (А/м²). На практиці використовується вимірювання густини струму в амперах на квадратний міліметр (А/мм²).

Силу струму крізь будь-яку поверхню S можна визначити інтегруванням

$$I = \int_{(S)} j_n dS \quad (3.62)$$

Для появи і існування електричного струму провідності мають виконуватися *дві умови*.

1. У даному середовищі повинні існувати *носії струму* - здатні вільно переміщатися заряджені частинки. Такими носіями струму в металах є вільні електрони, в напівпровідниках - електрони провідності і дірки, в електролітах - позитивні і негативні іони, в газах - протилежно заряджені іони і електрони.

2. У даному середовищі повинно існувати *електричне поле*, енергія якого витрачається на переміщення електричних зарядів. Для існування постійного струму енергія поля повинна весь час поповнюватися, тобто необхідне *джерело енергії* електричного поля.

3.2.2. Сторонні сили, ЕРС і напруга

Нехай на кінцях провідника AB (рис. 3.27) створена різниця потенціалів $\varphi_A - \varphi_B$, яка створює усередині нього електричне поле E , спрямоване в бік падіння потенціалу. Для зручності міркувань будемо припускати, що носіями струму є позитивні заряди. У реальності в металевих провідниках струм провідності створюється рухом електронів, що, однак, не змінює суті міркувань.

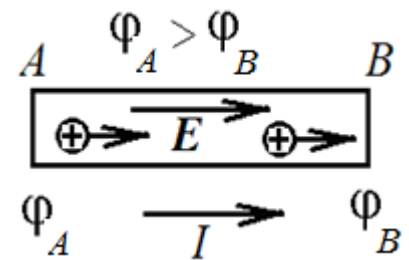


Рис. 3.27

Протягом дуже короткого часу буде відбуватися переміщення зарядів від A до B до тих пір, поки в провіднику встановиться однаковий потенціал; при цьому напруженість електричного поля всередині провідника стане рівною нулю, і струм I припиниться. Таким чином, провідник, в якому діють тільки електростатичні сили, з часом переходить в рівноважний стан.

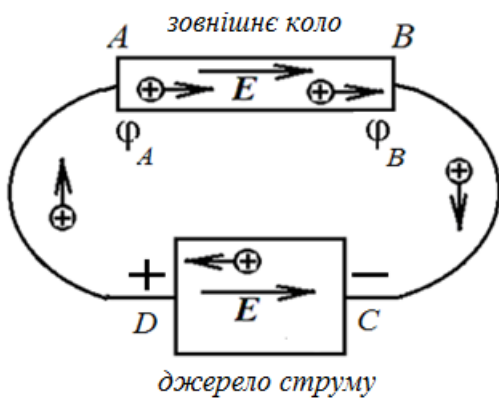


Рис. 3.28

Для того щоб підтримувати струм тривалий час, потрібно від кінця провідника B з меншим потенціалом ϕ_B безперервно відводити принесені сюди струмом заряди, а до кінця A з великим потенціалом ϕ_A безперервно їх підводити (рис. 3.28). Іншими словами, необхідно здійснити круговорот зарядів, при якому вони рухалися б по замкнутому шляху.

У замкненому колі поряд з ділянкою AB , на якій позитивні заряди рухаються в бік зменшення потенціалу ϕ , повинна бути ділянка, на якій перенесення позитивних зарядів відбувається в напрямку зростання ϕ , тобто проти сил електростатичного поля з напруженістю E , існуючого між полюсами джерела (частина кола CD на рис. 3.28).

Переміщення носіїв струму на ділянці CD (проти поля E) можливо лише за допомогою сил неелектростатичного (не кулонівського) походження, які називаються **сторонніми силами**.

Пристрій, що створює і підтримує різницю потенціалів $\Delta\phi = \phi_A - \phi_B$ на кінцях провідника за рахунок роботи сторонніх сил, називається **джерелом струму**.

Джерело струму замикає електричне коло, вздовж якого здійснюється безперервний рух зарядів. Струм проходить по зовнішній частині кола – по провіднику і по внутрішній - джерелу струму. Джерело струму має два полюси (рис. 5.4): позитивний, з більш високим потенціалом, і негативний, з більш низьким потенціалом. При розімкнутому зовнішньому колі на негативному полюсі утворюється надлишок електронів, а на позитивному – нестача.

У зовнішньому колі струм проходить від позитивного полюса до негативного, а всередині джерела струму - від негативного полюса до позитивного. Всередині джерела струму сторонні сили спрямовані проти електричних сил.

Таким чином, **джерело струму** повинно забезпечувати колоподібний рух носіїв струму, подібно до того, як насос забезпечує циркуляцію рідини в якій-небудь замкнутій системі

Походження сторонніх сил може бути різним. Сторонні сили рухають заряджені частинки всередині генераторів, гальванічних елементів, акумуляторів. В генераторах сторонні сили - це або сили, що діють на електрони провідності з боку вихрового електричного поля, що виникає при зміні магнітного поля з часом, або лоренцеві сили, що діють з боку магнітного поля на електрони в рухомому провіднику; в гальванічних елементах і акумуляторах - це хімічні сили і т. д.

Приклад. Розглянемо механізм виникнення ЕРС в найпростішому хімічному джерелі струму - елементі Вольта (рис. П. 5.1). У водний розчин сірчаної кислоти опускають дві металевих пластини: з цинку Zn і міді Cu. При розчиненні цинку в електроліт переходять позитивно заряджені іони цинку Zn^{++} . У цинковій пластині залишаються надлишкові електрони. Молекула сірчаної кислоти у воді розпадається на два іони H^+ і один іон SO_4^{-} :

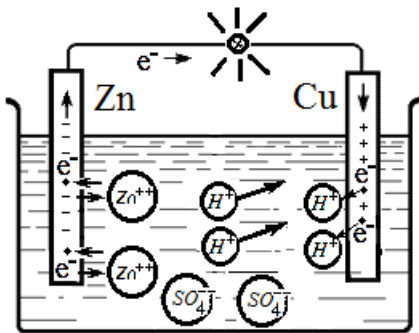


Рис. П.5.1

Позитивно заряджені іони цинку Zn^{++} , переходячи в розчин, відштовхують позитивні іони водню H^+ і відтісняють їх до мідної пластини. Тут кожен водневий іон H^+ забирає у мідної пластини електрон, перетворюючись в нейтральний атом. Атом водню, з'єднуючись з іншим таким же атомом, утворює молекулу газоподібного водню H_2 . Оскільки мідна пластина втрачає електрони, вона заряджається позитивно. (Відмітимо, що на мідній пластині відбуваються подібні реакції, проте цинкова пластина розчиняється швидше мідної).

В результаті між цинковою і мідною пластинами виникає різниця потенціалів 1,1 В. Якщо замкнути коло, вільні електрони, що утворюються, будуть переходити по зовнішньому колу до позитивного електрода. У колі буде проходити постійний струм, джерелом енергії для якого будуть хімічні реакції.

Переміщаючи електричні заряди, сторонні сили здійснюють роботу за рахунок енергії, що витрачається в джерелі струму.

Величина, що чисельно дорівнює роботі сторонніх сил по переміщенню одиничного позитивного заряду, називається **електрорушійною силою** (ЕРС) ε , яка діє в замкнутому колі або на його ділянці.

Невдала назва «сила» збереглася історично, хоча ніякої сили тут немає. ЕРС характеризує перетворення енергії інших видів в електричну енергію.

Отже, якщо робота сторонніх сил над зарядом q дорівнює $A_{ст}$, то

$$\varepsilon = \frac{A_{ст}}{q} \quad (3.63)$$

Із зіставлення цієї формули з формулою роботи сил поля над зарядом ($A = q (\varphi_1 - \varphi_2)$) випливає, що розмірність ЕРС збігається з розмірністю потенціалу. Вимірюється ЕРС в тих же одиницях, що і потенціал, тобто у вольтах (В).

За аналогією з напруженістю електричного поля введемо поняття *напруженості поля сторонніх сил* $\mathbf{E}^{ст}$, під якою будемо розуміти векторну величину, рівну відношенню сторонньої сили $\mathbf{F}^{ст}$, що діє на електричний заряд q , до величини цього заряду.

$$\mathbf{E}^{ст} = \frac{\mathbf{F}^{ст}}{q} \quad (3.64)$$

Сторонню силу, що діє на заряд q , можна представити у вигляді добутку заряду на напруженість поля сторонніх сил $\mathbf{E}^{ст}$:

$$\mathbf{F}^{ст} = q \mathbf{E}^{ст} \quad (3.65)$$

Тоді робота сторонніх сил на ділянці 1-2 кола дорівнюватиме сумі елементарних робіт, тобто криволінійному інтегралу вздовж ділянки кола 1-2

$$A^{ст} = \int_{12} \mathbf{F}_l^{ст} dl = q \int_{12} \mathbf{E}_l^{ст} dl \quad (3.66)$$

Тут $F_l^{ст}$ і $E_l^{ст}$ - проекції векторів сторонньої сили і напруженості поля сторонніх сил на напрям елементарного переміщення dl . Відповідно, ЕРС, яка діє на ділянці 1-2 кола

$$\varepsilon_{12} = \int_{12} \mathbf{E}_l^{ст} dl. \quad (3.67)$$

ЕРС, яка діє в *замкнутому колі*, визначається криволінійним інтегралом по замкнутому шляху L

$$\varepsilon = \oint_L \mathbf{E}_l^{ст} dl \quad (3.68)$$

Інтеграл (3.68) називається *циркуляцією напруженості* по замкнутому контуру L . Таким чином, EPC , яка діє в замкнутому колі, дорівнює циркуляції вектора напруженості поля сторонніх сил.

Крім сторонніх сил, на носії струму діють також кулонівські сили електростатичного поля. Всередині провідника зі струмом напруженість E електричного поля за принципом суперпозиції дорівнює

$$E = E^{\text{кул}} + E^{\text{ст}}, \quad (3.69)$$

де, відповідно, $E^{\text{кул}}$ і $E^{\text{ст}}$ - напруженості електростатичного поля кулоновських сил і поля сторонніх сил.

Отже, результуюча сила, що діє в кожній точці кола на заряд q , дорівнює

$$F = q (E^{\text{кул}} + E^{\text{ст}}). \quad (3.70)$$

Робота, що здійснюється результуючою силою над зарядом q на ділянці 1—2 кола, визначається формулою

$$A_{12} = \int_{12} E_l^{\text{кул}} dl + \int_{12} E_l^{\text{ст}} dl = q(\varphi_1 - \varphi_2) + q\varepsilon_{12}. \quad (3.71)$$

Величина, що чисельно дорівнює роботі, яка здійснюється як електростатичними, так і сторонніми силами при переміщенні вздовж кола з точки 1 в точку 2 одиничного позитивного заряду називається *напругою* U на даній ділянці кола.

Відповідно до формули (3.71)

$$U_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}. \quad (3.72)$$

Ділянка кола, на якій не діють сторонні сили, називається *однорідною*. Ділянка, на якій діють сторонні сили, називається *неоднорідною*. Для однорідної ділянки

$$U_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) \quad (3.73)$$

тобто напруга збігається з різницею потенціалів на кінцях ділянки кола.

3.2.3. Закон Ома для однорідної ділянки кола. Електричний опір провідника

Розглянемо однорідну ділянку кола, тобто ділянку, яка не містить ЕРС, потенціали кінців якої дорівнюють відповідно φ_1 і φ_2 (рис. 3.29).

Відповідно до закону, експериментально встановленому німецьким фізиком

Г.Омом, *сила струму в однорідному металевому провіднику прямо пропорційна напрузі U на кінцях провідника:*

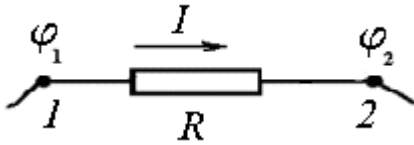


Рис. 3.29.

$$I = \frac{1}{R}U = \frac{1}{R}(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (3.74)$$

Величина R у формулі закону Ома називається *електричним опором провідника*. Одиницею опору служить ом (Ом) – це опір такого провідника, в якому при напрузі в 1 В проходить струм силою 1 А: 1 Ом = 1 В/1 А.

Електричний опір (при не дуже великих струмах) залежить від розмірів і форми провідника, а також від властивостей матеріалу, з якого він зроблений. Для однорідного провідника з постійним перерізом:

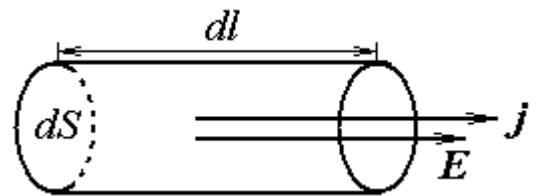


Рис. 3.30

$$R = \rho \frac{l}{S},$$

де l - довжина провідника, S - площа його поперечного перерізу, ρ - коефіцієнт, який залежить від властивостей матеріалу, названий *питомим електричним опором* речовини. Питомий опір ρ - це опір провідника довжиною $l = 1$ м і площею поперечного перерізу $S = 1$ м². Вимірюється ρ в ом-метрах (Ом·м).

Виділимо уявно в провіднику елементарний циліндричний об'єм з твірними, паралельними векторам \mathbf{j} і \mathbf{E} (рис. 3.30).

Опір циліндра дорівнює $\rho dl/dS$. Через поперечний переріз циліндра проходить струм силою $j dS$. Напруга, прикладена до циліндра, дорівнює $E dl$. Підстановка цих значень у формулу закону Ома (3.74) дає, що

$$j dS = \frac{dS}{\rho dl} E dl,$$

звідки

$$j = \frac{1}{\rho} E. \quad (3.75)$$

Оскільки дрейфова швидкість носіїв струму створюється електричним полем, має місце пропорційність $\mathbf{u} \sim \mathbf{E}$, так що і густина струму буде пропорційною вектора напруженості.

Вектори \mathbf{j} і \mathbf{E} мають однаковий напрям. Тому можна написати

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\rho} \mathbf{E} = \sigma \mathbf{E}. \quad (3.76)$$

Ця формула виражає **закон Ома в диференціальній формі**. Він зв'язує в кожній точці провідника густину струму з напруженістю електричного поля. *Густина струму в даній точці провідника прямо пропорційна напруженості електричного поля в цій точці.*

Обернена до питомого опору ρ величина $\sigma = 1 / \rho$ називається *питомою електричною провідністю (електропровідністю)* речовини. Одиниця, зворотна до Ому, називається сіменсом (См). Отже, одиницею електропровідності σ є сіменс на метр (См/м).

Зупинимося на механізмі здійснення постійного струму. Як відомо з електростатики, при рівновазі зарядів поле нерухомих зарядів всередині провідника дорівнює нулю, а у його поверхні вектор \mathbf{E} напруженості поля спрямований по нормалі до поверхні. Наявність струму в провіднику означає, що уздовж провідника потенціал електричного поля змінюється. Отже, в провідниках при наявності струму електричне поле не дорівнює нулю, воно існує і всередині провідника зі струмом. На поверхні провідника існує тангенціальна складова напруженості електричного поля у напрямі поля. Чим же створюється це поле?

Роль джерела струму полягає в тому, щоб розділяти позитивні і негативні заряди. Після розділення заряди переміщуються до полюсів джерела і за законом Кулона діють на заряди провідника поблизу полюсів, які в свою чергу діють на інші заряди і т. д. На місце зарядів, що відходять, безперервно надходять нові.

В результаті цих колективних взаємодій в колі на поверхні провідників виникає такий **розподіл рухомих зарядів**, який забезпечує існування всередині провідників електричного поля.

Таким чином, джерелами електричного поля, яке існує в провіднику і забезпечує наявність постійного струму, є *поверхневі заряди*. Вони розподіляються на поверхні провідників під дією зарядів на полюсах джерела струму.

Оскільки взаємодія між зарядами здійснюється за допомогою електромагнітних сил, процес утворення постійного струму в колі після його замикання характеризується швидкістю поширення електромагнітних хвиль, яка залежить від розподілу ємностей, індуктивностей і інших характеристик кола. У вільному просторі швидкість поширення електромагнітних взаємодій дорівнює швидкості світла.

Дослід показує, що питомий опір, а отже, і опір металів, залежить від температури, лінійно збільшуючись для більшості металів з її зростанням:

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t), \quad (3.77)$$

$$R = R_0 (1 + \alpha t),$$

де ρ_0, ρ - питомі опори речовини провідника відповідно при 0°C і $t^\circ\text{C}$; R_0, R - опори провідника при 0°C і $t^\circ\text{C}$, α - *температурний коефіцієнт опору*, який чисельно дорівнює відносній зміні опору провідника при зміні його температури на 1 кельвін:

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dT}. \quad (3.78)$$

Для чистих металів при не дуже низьких температурах $\alpha \approx (1/273) \text{K}^{-1}$, тобто можна записати

$$R = \alpha R_0 T \quad (3.79)$$

Температурна залежність опору провідника пояснюється тим, що при підвищенні температури зростає інтенсивність розсіювання (число зіткнень) вільних електронів на іонах кристалічної ґратки.

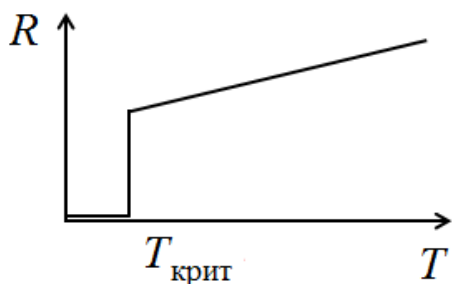


Рис.3.31

Залежність опору металів від температури використовують в термометрах опору. Зазвичай в якості термометричного тіла такого термометра беруть платиновий дріт, залежність опору якого від температури достатньо вивчена. Про зміни температури судять по зміні опору дроту, яку можна

виміряти. Такі термометри дозволяють вимірювати дуже низькі і дуже високі температури, коли звичайні рідинні термометри непридатні.

При певних температурах (0,012 - 20 К), названих «критичними», і при значеннях напруженості магнітного поля (зовнішнього або супровідного струму), меншого певного «критичного» значення, опір деяких металів стрибком зменшується практично до нуля (рис. 3.31), і метал переходить в надпровідний стан.

Надпровідність характеризується не тільки майже повним зникненням електричного опору зразка, а й одночасною зміною його магнітних і теплових властивостей. Внаслідок відсутності опору в надпровідниках можна отримувати дуже великі струми без виділення теплоти.

В даний час надпровідність виявлена у багатьох металів, сплавів і з'єднань. Розроблено кераміки, що переходять в надпровідний стан при температурах, що перевищують 100 К, так звані високотемпературні надпровідники.

3.2.4. Послідовне і паралельне з'єднання провідників

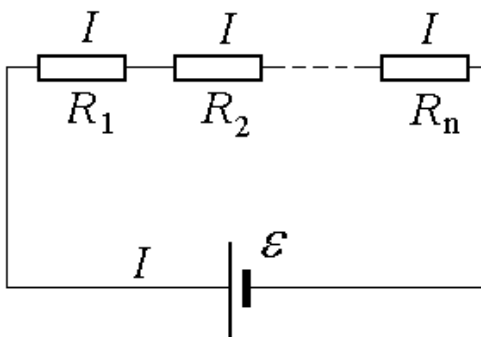


Рис. 3.32

При *послідовному з'єднанні* (рис. 3.32) відповідно до закону збереження заряду через опори проходить за один і той же час однаковий заряд. Тому сила струму в усіх опорах однакова

$$I_1 = I_2 = \dots = I_n = I_1 \quad (3.80)$$

Сума падінь напруги на всіх опорах дорівнює напрузі на кінцях кола:

$$U_1 + U_2 + \dots + U_n = (\varphi_1 - \varphi_2) + (\varphi_2 - \varphi_3) + \dots + (\varphi_{n-1} - \varphi_n) = \varphi_1 - \varphi_n = U. \quad (3.81)$$

Для кожної з напруг за законом Ома можна записати

$$U_1 = I_1 R_1, \quad U_2 = I_2 R_2, \quad \dots, \quad U_n = I_n R_n. \quad (3.82)$$

тоді

$$U = I_1 R_1 + I_2 R_2 + \dots + I_n R_n = I (R_1 + R_2 + \dots + R_n) \quad (3.83)$$

З іншого боку, $U = I R_{\text{посл}}$.

Отже, при послідовному з'єднанні повний опір кола дорівнює сумі окремих опорів,

$$R_{\text{посл}} = \sum_{i=1}^n R_i, \quad (3.84)$$

а падіння напруги на них пропорційне цим опорам.

При *паралельному з'єднанні* (рис. 3.33) напруга на ділянці AB буде однаковою для всіх опорів

$$U_1 = U_2 = U_3 = \dots = U_n \quad (3.85)$$

Із закону збереження заряду випливає, що сила струму на вході і на виході дорівнює сумі сил струмів в окремих гілках паралельного кола

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n = \\ &= \frac{U}{R_1} + \frac{U}{R_2} + \frac{U}{R_3} + \dots + \frac{U}{R_n} = U \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \dots + \frac{1}{R_n} \right) \end{aligned} \quad (3.86)$$

З іншого боку, для всієї ділянки справедливе співвідношення

$$I = \frac{U}{R_{\text{парал}}},$$

де $R_{\text{парал}}$ - загальний опір кола при паралельному з'єднанні. Порівнюючи обидві формули, отримуємо

$$\frac{1}{R_{\text{парал}}} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{R_i} \quad (3.87)$$

При паралельному з'єднанні провідників величина, зворотна загальному опору кола, дорівнює сумі величин, зворотних опорів паралельно включених провідників.

При цьому струм в окремих опорах обернено пропорційний цим опорам.

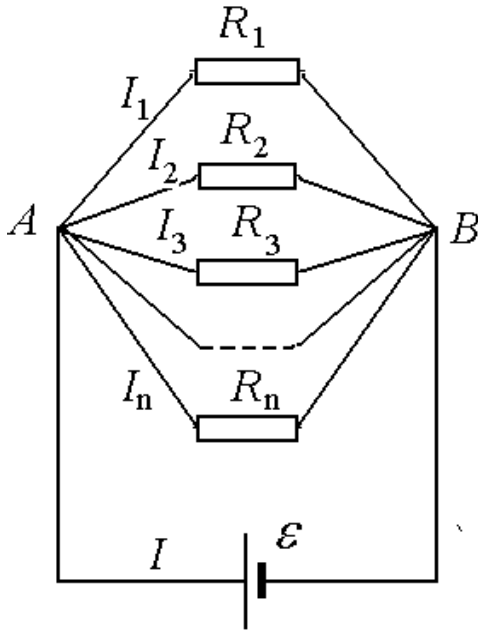


Рис. 3.33

Приклад.. Міст Уінстона. Для точного вимірювання опорів використовуються методи порівняння опорів, які не потребують вимірювань струму і напруги, в основу яких покладена мостова схема Уінстона (рис. П 5.2).

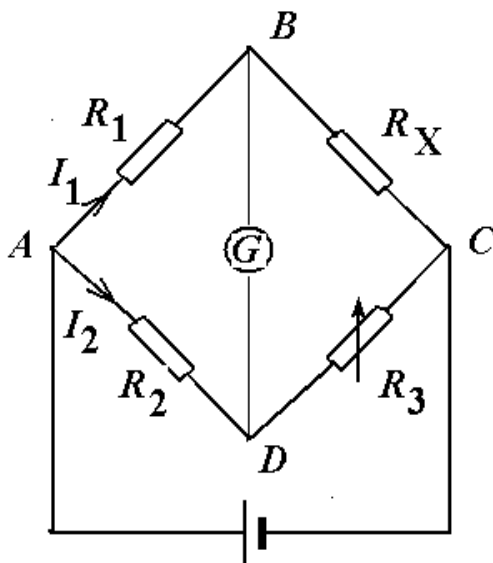


Рис. П. 5.2

Міст складається з чотирьох опорів R_1, R_2, R_3, R_X , один з яких R_X невідомий і який необхідно виміряти.

На одну з діагоналей моста AC подається напруга від джерела живлення, в іншу діагональ BD включений нульовий індикатор G (чутливий гальванометр).

Регулюючи опір одного з плечей R_3 , домагаються рівноваги моста, при якій струм в діагоналі з нульовим індикатором дорівнює нулеві.

Нехай в урівноваженому мосту через опори R_1 і R_X проходить однаковий струм I_1 , а через R_2 і R_3 - теж однаковий струм I_2 . Оскільки різниця потенціалів між точками B і D дорівнює нулю, то напруги на опорах R_1 і

R_2 є однаковими,

$$I_1 R_1 = I_2 R_2 \quad (\text{П.3.1})$$

і напруги на опорах R_X і R_3 є також однаковими:

$$I_1 R_X = I_2 R_3 \quad (\text{П.3.2})$$

Розділивши рівності (П.3.1) і (П.3.2) одна на одну, отримуємо

$$\frac{R_1}{R_X} = \frac{R_2}{R_3}.$$

Звідси

$$R_X = R_3 \frac{R_1}{R_2} \quad (\text{П.3.3})$$

Знаючи значення R_3 і відношення опорів R_1 і R_2 , яке відповідає умові рівноваги, можна обчислити R_X .

Для зручності врівноваження моста і спрощення обчислень за формулою (П.3.3) відношення (R_1/R_2) фіксують і заздалегідь точно вимірюють (наприклад, 0,001; 0,01; 0,1; 1; 10; 100; 1000). Балансування моста здійснюють за допомогою тільки одного змінного опору R_3 (зазвичай використовують магазини опорів). Промислові мости постійного струму дозволяють вимірювати опори від 10^{-6} до 10^{14} Ом з дуже високою точністю.

3.2.5. Робота, потужність і теплова дія струму. Закон Джоуля - Ленца

При проходженні струму, тобто при упорядкованому переміщенні зарядів кулонівські і сторонні сили виконують роботу. Цю роботу називають *роботою електричного струму*.

Визначимо роботу струму в разі *однорідної ділянки* кола, тобто ділянки, що не містить ЕРС (рис. 3.29).

За визначенням напруга U між двома точками провідника у випадку однорідної ділянки кола чисельно дорівнює роботі кулонівських сил по переміщенню одиниці заряду уздовж провідника між цими точками. Тоді при перенесенні заряду $dq = I dt$ виконується *елементарна робота електричного струму*
 $dA = dq U = IU dt$.

При постійному струмі силою I за кінцевий проміжок часу t робота електричного струму

$$A = IU \int_0^t dt = IU t = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t. \quad (3.88)$$

Потужність струму визначається роботою, яка здійснюється за одиницю часу:

$$P = \frac{dA}{dt} = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R} \quad (3.89)$$

Стикаючись з іонами кристалічної ґратки металу, носії струму - електрони - передають їм свою енергію, яку отримують від поля. Тому робота поля над зарядами переходить в енергію теплового руху іонів металу, тобто відбувається нагрівання провідника. Якщо струм проходить по нерухомому металевому провіднику, і в ньому не відбувається хімічних перетворень, то згідно із законом збереження енергії кількість теплоти Q , що виділилася, дорівнює роботі струму A :

$$Q = IU t = I^2 R t = \frac{U^2}{R} t. \quad (3.90)$$

Ця формула виражає *закон Джоуля - Ленца*, який був встановлений **дослідним шляхом**: *кількість теплоти, що виділяється в провіднику зі струмом, пря-*

мо пропорційна квадрату сили струму, опору провідника і часу проходження струму через провідник.

Якщо сила струму змінюється з часом, тобто $I = I(t)$, то кількість теплоти, що виділилася за час t , обчислюється за формулою

$$Q = \int_0^t I^2 R dt . \quad (3.91)$$

Робота і потужність електричного струму вимірюється в тих же одиницях, що і механічна робота, тобто в СІ в джоулях:

$$1 \text{ Дж} = 1 \text{ В} \cdot 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ с},$$

$$1 \text{ Вт} = 1 \text{ Дж/с} = 1 \text{ В} \cdot 1 \text{ А}.$$

Часто використовуються кратні одиниці: 1 кВт (кіловат) = 10^3 Вт, 1 МВт (мегават) = 10^6 Вт. Для роботи використовується позасистемна одиниця 1 кВт-год (кіловат-година) - робота, що здійснюється за 1 годину при потужності, що розвивається, 1 кВт. 1 кВт-год = 3,6 МДж.

Формула (5.33) виражає сумарну кількість теплоти, яка виділилася в провіднику опором R . Ця теплота виділяється по всьому об'єму провідника. Знайдемо кількість теплоти, що виділяється в одиниці об'єму. Для цього знову розглянемо ділянку однорідного провідника у вигляді циліндра довжиною dl і незмінного поперечного перерізу dS (рис. 5.6). Відповідно до закону Джоуля - Ленца за час dt в цьому об'ємі виділиться теплота

$$dQ = I^2 R dt = (j dS)^2 \frac{\rho dl}{dS} dt = \rho j^2 dV dt , \quad (3.92)$$

де $dV = dS dl$ – величина елементарного об'єму. Розділивши останній вираз на $dV dt$, знайдемо кількість теплоти, що виділилася в одиниці об'єму в одиницю часу (густину теплової потужності)

$$w = \rho j^2 \quad (3.93)$$

Прийнявши до уваги закон Ома в диференціальній формі $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ і вираз для питомої електропровідності $\sigma = \frac{1}{\rho}$, формулу (5.36) можна представити у вигляді

$$w = \sigma E^2 \quad (3.94)$$

Вираз (3.94) називається *законом Джоуля - Ленца в диференціальній формі*. Густина теплової потужності прямо пропорційна квадрату напруженості електричного поля в даній точці провідника.

3.2.6. Закон Ома для неоднорідної ділянки кола

Розглянемо тепер *неоднорідну*, тобто таку, на якій діють також і сторонні сили, ділянку електричного кола зі струмом. Оскільки на ділянці кола міститься джерело струму (рис. 3.34), то при перенесенні заряду dq роботу виконують як кулонівські, так і сторонні сили.

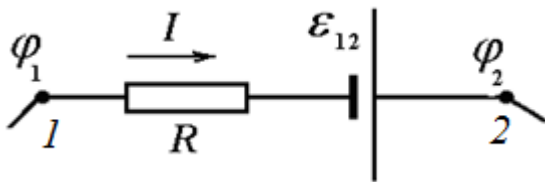


Рис. 3.34

За визначенням напругою U_{12} на ділянці кола називається фізична величина, що чисельно дорівнює роботі, яку здійснює результуюче поле кулонівських і сторонніх сил

при переміщенні з точки 1 в точку 2 одиничного позитивного заряду

$$U_{12} = (\varphi_1 - \varphi_2) + \varepsilon_{12}.$$

Тоді повна робота, що здійснюється як сторонніми, так і кулонівськими силами по переміщенню заряду $dq = Idt$ – *робота струму* на даній ділянці кола – буде дорівнювати:

$$dA = dq U_{12} = I(\varphi_1 - \varphi_2) dt + I \varepsilon_{12} dt. \quad (3.95)$$

Якщо струм постійний, а провідник нерухомий, єдиною формою енергії, в яку перетворюється виконана над зарядом робота dA , є теплота dQ , що виділилася на ділянці:

$$dQ = I^2 R dt = IR Idt = IR dq, \quad (3.96)$$

і, оскільки

$$dA = dQ,$$

отримуємо

$$(\varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2))dq = IRdq,$$

звідки випливає *закон Ома для неоднорідної ділянки кола*

$$I = \frac{\varepsilon_{12} + (\varphi_1 - \varphi_2)}{R} = \frac{U_{12}}{R}. \quad (3.97)$$

Сила струму в провіднику прямо пропорційна напрузі між кінцями розглянутої ділянки кола.

У формулі (3.97) сила струму і ЕРС - величини алгебраїчні. Сила струму позитивна, якщо струм проходить в напрямку від кінця 1 провідника до кінця 2. Скалярну величину ЕРС ε_{12} беруть зі знаком «плюс», якщо вона сприяє руху позитивних зарядів в напрямку $1 \rightarrow 2$, і зі знаком «мінус», якщо перешкоджає.

3.2.7. Закон Ома для замкненого кола

Розглянемо замкнене електричне коло, що складається з джерела струму з

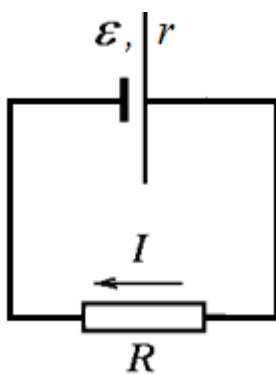


Рис. 3.35

ЕРС ε і внутрішнім опором r , а також навантаженням R (рис. 3.35)

В цьому випадку **закон Ома для замкненого кола** має вигляд

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}. \quad (3.98)$$

Як видно з цієї формули падіння напруги на зовнішньому колі тобто напруга на полюсах джерела струму

$$U = IR = \varepsilon - Ir, \quad (3.99)$$

де Ir - падіння напруги всередині джерела струму. Тому формула (3.99) означає, що ЕРС дорівнює сумі напруг на зовнішній та внутрішній ділянках кола. Напруга U на затискачах працюючого джерела менше ніж його ЕРС.

Якщо з'єднати клеми джерела накоротко, то $R = 0$ (випадок *короткого замикання*). тоді

$$I_{\text{к.з.}} = \frac{\varepsilon}{r} = I_{\text{max}}, \quad U = IR = 0. \quad (3.100)$$

Якщо коло розімкнуте, зовнішній опір $R = \infty$. Тоді струм $I = \frac{\varepsilon}{\infty} = 0$ і за формулою (3.99) напруга на затискачах розімкнутого джерела дорівнює його ЕРС:

$$U = \varepsilon. \quad (3.101)$$

Отже, ЕРС чисельно дорівнює напрузі на клеммах розімкнутого джерела.

3.2.8. Правила Кірхгофа

Правила Кірхгофа дозволяють визначати силу і напрям струму в будь-якій частині розгалуженого кола, якщо відомі опори і ЕРС.

Перше правило Кірхгофа відноситься до вузлів, тобто до таких точок в розгалуженому колі, в яких сходяться не менше трьох провідників (рис. 3.36).

Перше правило Кірхгофа є наслідком закону збереження заряду і вимоги, щоб в колі постійного струму в жодній точці провідника не накопичувалися б і не зменшувалися б заряди, а потенціал будь-якої точки кола залишався незмінним.

Якщо домовитися вважати сили струмів, які підходять до вузла, додатними,

а ті, що виходять із вузла – від’ємними, то можна сказати,

що **алгебраїчна сума сил струмів, що сходяться у вузлі,**

дорівнює нулю, тобто кількість зарядів, що приходять в

дану точку в одиницю часу, дорівнює кількості зарядів,

що виходять з даної точки за той же час:

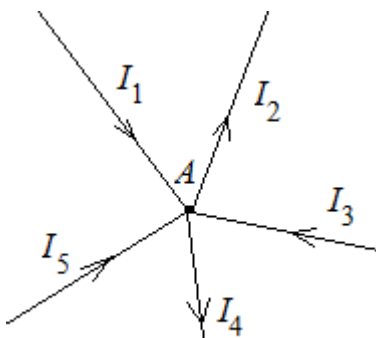


Рис. 3.36

$$\sum_{k=1}^l I_k = 0, \quad (3.102)$$

де l – кількість провідників із струмами, що сходяться в

узлі.

На рис. 3.36 у вузлі сходяться п'ять провідників зі струмами. Перше правило Кірхгофа для цього вузла:

$$I_1 - I_2 + I_3 - I_4 + I_5 = 0.$$

Розглянемо довільне розгалужене коло, частина якого зображена на рис. 5.13, A , B і C - точки розгалуження.

Друге правило Кірхгофа відноситься до довільних замкнених контурів, які можна подумки виділити в даному розгалуженому колі (наприклад, контур ABC на рис. 3.37).

Правило контурів виходить в результаті застосування закону Ома для неоднорідної ділянки кола (3.97) до різних ділянок замкненого кола. Користуючись

встановленим правилом знаків, для кожного з трьох неоднорідних ділянок кола рис. 3.37 можна записати:

$$-I_1 R_1 = \varphi_A - \varphi_B - \varepsilon_1,$$

$$I_2 R_2 = \varphi_B - \varphi_C - \varepsilon_2,$$

$$I_3 R_3 = \varphi_C - \varphi_A + \varepsilon_3.$$

Якщо скласти ці рівності, потенціали взаємно знищуються і вийде

$$-I_1 R_1 + I_2 R_2 + I_3 R_3 = -\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_3.$$

У загальному випадку для будь-якого замкненого контура можна записати

$$\sum_{i=1}^n I_i R_i = \sum_{i=1}^n \varepsilon_i, \quad (3.103)$$

де n - число окремих ділянок, на які контур розбивається вузлами (на рис. 3.37 $n = 3$).

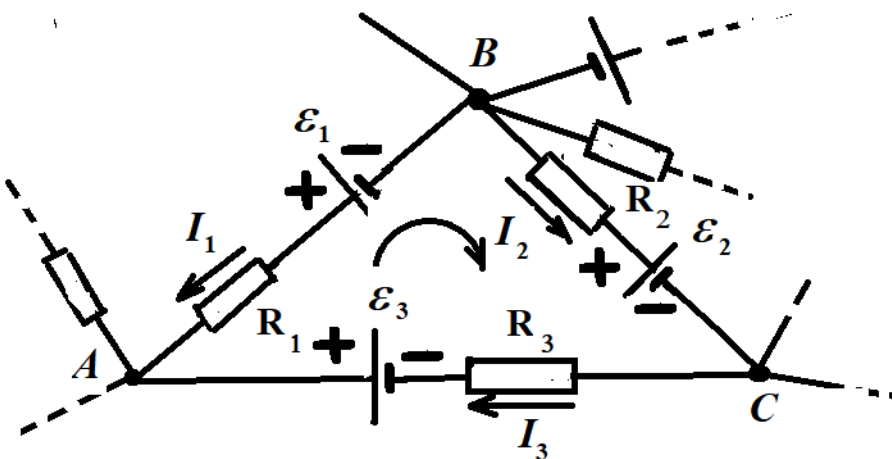


Рис.3.37

Це рівняння виражає

друге правило Кірхгофа: в будь-якому замкненому контурі, обраному в розгалуженому електричному колі, алгебраїчна сума добутків сил струмів I_i на опори R_i відповідних ділянок контура дорівнює алгебраїчній сумі ЕРС в контурі.

Перед складанням рівнянь за правилами Кірхгофа необхідно:

- 1) вибрати напрями струмів, вказавши їх стрілками на схемі;
- 2) вибрати напрям обходу контурів (за годинниковою стрілкою або проти неї).

Обидва напрями можна вибрати *довільно*, але їх слід зафіксувати і при складанні рівнянь дотримуватися.

Найбільші труднощі при складанні рівнянь викликають **правила знаків**.

1. **Додатними вважаються струми**, які збігаються з напрямом обходу, відповідні добутки IR входять в рівняння зі знаком плюс (I_2 і I_3 на рис. 3.37).

Від'ємними вважаються струми, напрями яких протилежні напрямку обходу контура (I_1 на рис. 3.37).

2. ЕРС джерел беруться *зі знаком плюс*, якщо вони створюють струми, напрям яких збігається з напрямом обходу контура (ε_3 на рис. 3.37), іншими словами, такі, які в напрямі обходу проходяться від негативного полюса до позитивного. В іншому випадку ЕРС беруться *зі знаком мінус* (ε_1 і ε_2 на рис. 3.37).

Кількість незалежних рівнянь, що складаються за першим та другим правилами Кірхгофа, має дорівнювати кількості невідомих величин, наприклад, струмів, що проходять в різних ланках кола.

Щоб уникнути складання зайвих рівнянь, які є простою комбінацією вже складених, слід вибирати кожен новий контур таким чином, щоб він містив хоча б один елемент, який не міститься в попередніх контурах.

Тепер можна сформулювати *порядок розрахунку* складних кіл.

1. Позначити на схемі струми у всіх нерозгалужених ділянках, довільно ставлячи їм напрям.

2. Відповідно до першого правила Кірхгофа написати рівняння (3.102) для всіх вузлів, крім одного (рівняння для останнього вузла є наслідком попередніх). Для m вузлів записується $(m - 1)$ незалежних рівнянь першого правила Кірхгофа.

3. Виділити всілякі замкнені контури. Домовитися про напрям обходу.

4. Відповідно до другого правила Кірхгофа скласти рівняння (3.103) для всіх простих контурів, які можна виділити в даному колі і які не виходять накладенням вже розглянутих. У розгалуженому колі, що містить p ділянок між сусідніми вузлами (гілок) і m вузлів, є $(p - m + 1)$ незалежних рівнянь другого правила Кірхгофа.

5. Розв'язати систему лінійних алгебраїчних рівнянь, загальна кількість яких дорівнює кількості невідомих (наприклад, струмів).

6. Якщо внаслідок розв'язання системи рівнянь будь-які струми виявляться від'ємними, то в дійсності їхні напрями є протилежними обраним на схемі.

Контрольні питання до розділу 3

1. Чи буде закон Кулона мати однаковий вигляд для визначення сили взаємодії як точкових зарядів, так і не точкових (протяжних) заряджених тіл?

2. Чи співпадають лінії напруженості електричного поля з траєкторією руху позитивного заряду?
3. Яким є потік вектора напруженості електричного поля через замкнену поверхню, що охоплює заряди – додатним чи від’ємним? Чи може поверхня охоплювати заряди, а потік дорівнювати нулю?
4. Чому дорівнює максимальна потенціальна енергія системи точкових зарядів, що притягуються?
5. Як розподіляються заряди на поверхні відокремленого зарядженого сферичного провідника? Провідника довільної форми? Яким є потенціал точок поверхні в цих двох випадках?
6. Чи будуть однаковими потенціали точок поверхні провідника, який поміщено у зовнішнє електричне поле? Потенціали точок всередині провідника?
7. Людина, яка знаходиться в електростатичному полі Землі ($E = 130 \text{ В/м}$), ніби-то повинна відчувати різницю потенціалів між ногами і головою приблизно 200 В . Чому людина цього не відчуває?
8. Є два провідники, заряди яких однакові. Але ємність першого більша, ніж ємність другого. Чи будуть переміщуватися електричні заряди під час контакту провідників?
9. Чому ємність конденсатора, який складається з двох провідників (A і B) є більшою, ніж ємність одного з цих відокремлених провідників (A або B)?
10. У поле зарядженого конденсатора потрапляє заряджена частинка. Її кінетична енергія в полі змінюється. За рахунок якої енергії виконується робота?
11. Під час підключення зарядженого конденсатора до незарядженого енергія системи убуває. Вона витрачається на нагрівання провідників, випромінювання електромагнітних хвиль та ін. Від чого залежать втрати енергії?
12. Якщо між обкладками зарядженого конденсатора помістити діелектрик, то як і чому зміняться ємність, напруженість поля, напруга?
13. Діелектрична проникність води у статичному електричному полі $\epsilon = 81,1$. Як вона буде змінюватись у змінних полях?

14. Чи можуть існувати струми від точок з низьким потенціалом до точок з високим потенціалом?
15. По двом паралельним прямим провідникам в одному напрямі проходять однакові струми. Чому дорівнює індукція магнітного поля в точці, розміщеній точно посередині відстані між провідниками? Яким буде поле, якщо струми мають протилежний напрям?
16. По двом паралельним прямим провідникам в одному напрямі проходять струми. Відомо, що такі провідники притягуються. Чи будуть притягуватись два паралельних пучки електронів?
17. По двом паралельним прямим провідникам проходять постійні струми. За рахунок чого виконується робота, якщо провідники переміщуються відносно один одного під час взаємодії?

Відповіді на контрольні питання

1. Механіка

1. Коли при заданій точності обчислень урахування розмірів тіла не змінює результату. Як правило, при цьому розміри тіла мінімум на три порядки менше, ніж відстань, на яку переміщується тіло.

2. У випадку прямолінійного без зміни напрямку руху.

3. У випадку руху без зміни напрямку.

4. Середня шляхова швидкість у 1,57 разів є більшою.

5. 1) Так. 2) Ні.

$$6. s = \int_0^{t_1} \sqrt{v_x^2 + v_y^2} dt.$$

7. Тангенціальне прискорення визначає зміну модуля швидкості, а нормальне – зміну напрямку швидкості.

8. Напрямок визначається правилом гвинта. Під час руху вперед кутова швидкість колеса завжди спрямована вліво. Кутове прискорення під час розгону направлене теж вліво, під час гальмування – вправо.

Але під час руху автомобіля заднім ходом – все навпаки.

9. Для векторів: $\mathbf{v} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{r}$, $\mathbf{a}_\tau = \boldsymbol{\varepsilon} \times \mathbf{r}$, для скалярів: $ds = r d\varphi$, $v = \omega r = 2\pi v r$, $a_\tau = \varepsilon r$
 $a_n = \omega^2 r$

10. Сила, з якою тіло діє на опору (вага тіла) у цьому випадку дорівнює нулю. Вага зникає (настає невагомість).

11. $F_T = mg$. Прискорення вільного падіння зменшується з висотою h над поверхнею Землі за законом $g(h) = g_0 / (1 + h/R)^2 \approx g_0(1 - 2h/R)$, для $h \ll R$, де $g_0 = 9,81$ м/с² – прискорення вільного падіння поблизу поверхні Землі, R – радіус Землі.

12. Для взаємодії точкових мас, точкової маси і кулі, що має сферично-симетричний розподіл маси, і для взаємодії двох таких куль.

13. Зменшується. Якщо прийняти, що густина Землі є сталою величиною, то зменшується за лінійним законом до нуля в центрі Землі.

14. Під час деформації тіла атоми і молекули, з яких складається тіло, зміщуються від положень рівноваги. Порушується рівновага електричних зарядів, з'являються електричні сили взаємодії.

15. Збільшиться у n разів. При деформації скороченої пружини на таку саму величину, що й нескороченої, сила взаємодії між атомами збільшиться в n разів.

16.. 1) Система має бути замкненою, тобто тіла системи взаємодіють проміж собою і не взаємодіють з іншими тілами. 2) Система має бути замкненою, а між тілами системи діють тільки консервативні сили.

17. Діє в напрямі руху. Майже завжди робота сили тертя є від'ємною, оскільки сила тертя спрямована проти переміщення. Але в даному випадку, та у випадках сили тертя між ведучими колесами будь-якого транспорту та поверхнею дороги робота сили тертя є додатною.

18. Робота результуючої усіх сил, що діють на матеріальну точку, витрачається на приріст її кінетичної енергії, тобто різниці значень енергії в кінцевій і початковій точках шляху:

$$A_{12} = W_{k2} - W_{k1}.$$

19. Робота консервативних сил дорівнює убутку потенціальної енергії, тобто різниці значень енергії в початковій і кінцевій точках шляху:

$$A_{12} = W_{p1} - W_{p2}.$$

20. Обернено пропорційно масам тіл.

21. Так, в неінерціальній системі.

22. Момент імпульсу частинки відносно деякої точки O є векторною величиною, яка визначається як векторний добуток радіус-вектора частинки відносно точки O на імпульс частинки

$$L = [\mathbf{r}, \mathbf{p}] = [\mathbf{r}, m\mathbf{v}].$$

Модуль цієї величини $L = lp = mvl$, де l – плече імпульсу. У випадку прямолінійного руху l є сталою величиною, mvl може змінюватися тільки за рахунок зміни модуля швидкості.

23. Якщо частинка рухається по колу радіуса r , модуль моменту імпульсу частинки відносно центра кола, $L = mvr$ може змінюватися тільки за рахунок зміни модуля швидкості.

24. За законом збереження моменту імпульсу під час обертання гвинта вертольоту кабіна його починає обертатися у протилежний бік. Щоб уникнути цього вертоліт обладнують другим гвинтом.

25. Момент імпульсу тіла відносно осі є скаляром. Він дорівнює добутку моменту інерції тіла відносно осі обертання на модуль кутової швидкості обертання $L_z = J_z\omega$. За умови рівності нулю сумарного моменту зовнішніх сил відносно осі обертання ця величина зберігається.

2. Молекулярна фізика

1. Ні. $V_m = RT/p$.

2. Будь-яка молекулярна система складається з величезної кількості частинок, що безперервно рухаються, змінюють під час випадкових зіткнень свої швидкості. Наприклад, за нормальних умов $n = 2,69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. За таких умов точне знання швидкості неможливе. Крім того, кількість різних точних значень швидкостей є нескінченно великим, а кількість молекул є хоч і колосальною величиною, але завжди скінченою. Тому статистичний розподіл має справу тільки з інтервалом значень швидкостей.

3. Звукові хвилі в газі переносяться молекулами, що рухаються хаотично.

4. Концентрація газів з малою молярною масою збільшується.
5. Кількість теплоти являє собою енергію, що передається від одного тіла до іншого під час їх контакту або шляхом випромінювання. Молекули тіл, що стикаються, обмінюються енергією під час зіткнень, так що молекули сильніше нагрітого тіла втрачають енергію, передаючи її молекулам менш нагрітого тіла.
6. Ні, температура пов'язана тільки з енергією хаотичного руху молекул.
7. Якщо значення термодинамічних параметрів в окремих частинах системи однакові, не змінюються з часом та при цьому відсутні потоки фізичних величин (речовини, енергії, імпульсу, зарядів і т.п.).
8. Всі наведені процеси є рівноважними, а, отже, зворотними.
9. Робота газу $A = \int_{V_1}^{V_2} p dV$. У різних процесах тиск різним чином змінюється зі змінною об'єму.
10. Не змінюється, оскільки $U = \frac{pV}{\gamma - 1}$. Кімната не герметична, тому тиск повітря і його об'єм залишаються сталими, Однак, частина повітря вийшла назовні. Тепер повна внутрішня енергія розподіляється між меншою кількістю молекул, отже збільшується температура.
11. Ентропія є функцією стану системи. За формулою Больцмана $S = k \ln w$ ентропія визначається логарифмом числа мікророзподілів частинок, за допомогою якого може бути реалізований даний стан. Ентропія ізольованої системи залишається сталою, якщо зміна стану є оборотною, та зростає, якщо зміна стану є необоротною. Максимальне значення ентропії відповідає рівновазі системи. Можливі лише такі процеси, що відбуваються в ізольованій системі, які ведуть до збільшення ентропії. Ентропія є мірою невпорядкованості системи.
12. Зростає. Зі збільшенням об'єму збільшується кількість місць, які можуть займати молекули, кількість яких незмінна. Отже, зростає кількість різних можливостей розміщення на цих місцях, тобто кількість мікростанів w . А це означає за визначенням ($S = k \ln w$) зростання ентропії.
13. Зростає. Надання системі теплоти призводить до підсилення хаотичного руху молекул, до зростання середньої енергії молекул і тому до зростання числа w мо-

жливих енергетичних станів. А це означає за визначенням ($S = k \ln w$) зростання ентропії.

14. Ентропія не змінюється. Під час адіабатного розширення газу за рахунок збільшення об'єму ентропія зростає (див. відповідь на запитання 12.). Але за рахунок зменшення температури, яке при цьому відбувається, ентропія зменшується (див. відповідь на запитання 13.). Ці дві тенденції повністю компенсують одна одну.

15. Ні. Другий закон заперечує здійснення циклічних процесів, результатом яких було б повне перетворення в роботу теплоти, віднятої у будь-якого тіла, без того, щоб в оточуючих тілах відбувалися будь-які зміни. Іншими словами, другий закон стверджує, що перехід теплоти в роботу можливий лише за умови, що він супроводжується яким-небудь додатковим процесом. Таким додатковим процесом під час ізотермічного процесу є зменшення густини газу.

По-друге, у законі мова йде про циклічний процес, при якому весь час повторюється перетворення теплоти в роботу. Однократне ж перетворення під час ізотермічного розширення не є протиріччям закону.

16. Сили тертя виникають між двома шарами газу або рідини, що переміщуються паралельно один одному з різними швидкостями. Причиною тертя є перенос молекулами імпульсу з одного шару в інший. Перехід відбувається завдяки тепловому руху.

3. Електрика

1. Тільки для тіл зі сферично-симетричним розподілом зарядів. У цьому випадку можна вважати, що заряди є точковими і поміщені в центрі сфер.

2. Дотична до лінії напруженості вказує напрям сили, що діє на позитивний заряд, отже вказує напрям прискорення, а не швидкості заряду. Співпадати будуть тільки у випадку, коли лінії напруженості є прямими (поле точкового заряду, зарядженої нитки та ін), а заряджена частинка не має початкової швидкості.

3. Потік є величиною алгебраїчною і його знак залежить від кута між напрямом напруженості \mathbf{E} і напрямом зовнішньої, тобто спрямованої назовні, нормалі. Отже, якщо поверхня охоплює позитивні заряди – потік Φ_E є додатним, негативні – від'ємним. Якщо алгебраїчна сума зарядів всередині дорівнює нулю, то і потік дорівнює нулю.

4. Потенціальна енергія такої системи частинок є від'ємною. На нескінченно великій відстані між ними вона є максимальною і такою, що дорівнює нулю.
5. На поверхні сферичного провідника заряди розподіляються рівномірно. Чим більшою є кривизна поверхні провідника довільної форми, тим більшою тут є густина зарядів. Але незалежно від форми провідника потенціали точок його поверхні є однаковими всюди – це є умовою рівноваги зарядів.
6. Під дією зовнішнього поля вільні заряди у провіднику переміщуються доти, поки за рахунок перерозподілу зарядів електричне поле всередині не зникне. Відомо, що $\mathbf{E} = -\text{grad } \phi$, отже градієнт потенціалу всюди всередині дорівнює нулю, тобто потенціали всіх точок всередині є однаковими. Незважаючи на те, що один бік провідника містить індуковані негативні, а інший бік – позитивні заряди, потенціали всіх точок поверхні теж однакові. Справа в тому, що потенціал будь-якої точки поверхні створюється усіма зарядами провідника – як позитивними, так і негативними, що розділилися під дією зовнішнього поля.
7. Тіло людини є провідником. Потенціал всіх точок провідника, що поміщений у зовнішнє поле, є однаковим. Різниця потенціалів не виникає.
8. Ємність провідника $C = \frac{q}{\phi}$. Отже в даному випадку $\frac{C_1}{C_2} = \frac{\phi_2}{\phi_1}$. При з'єднанні провідників позитивні заряди будуть переміщуватися від другого провідника (високий потенціал) до першого. Доки потенціали не зрівняються.
9. В конденсаторі у провіднику B під дією поля зарядів A відбувається перерозподіл зарядів (електростатична індукція). На ближню сторону B приходять заряди протилежного A знаку, які зменшують потенціал A . В результаті ємність A ($C = \frac{q}{\phi}$) зростає. І навпаки.
10. Сили електричного поля виконують роботу, яка дорівнює убутку потенціальної енергії системи конденсатор-частинка.
11. Втрати залежать лише від співвідношення ємностей конденсаторів. Вони є тим більшими, чим більше ємність зарядженого конденсатора у порівнянні з незарядженим.
12. Електроємність зростає в ϵ разів. Це – експериментальний факт. Тоді з відомих формул випливає, що напруженість електричного поля і напруга зменшуються в ϵ разів. Пояснюється цей факт виникненням на поверхні діелектрика поляризаційних зарядів.
13. Зовнішнє електричне поле орієнтує дипольні моменти окремих молекул діелектрика (орієнтаційна поляризація), або зміщує в протилежні боки позитивні і негативні іони в кристалічній ґратці іонних кристалів (іонна поляризація), або зміщує електрони в електронних оболонках молекул (електронна поляризація).

У статичних полях або електромагнітних хвилях малої частоти діють всі три механізми. Зі збільшенням частоти (діапазон радіохвиль) першим зникає вклад орієнтаційної частини діелектричної сприйнятливості – молекули диполі не встигають повертатися під дією зовнішнього електричного поля хвилі. З подальшим зростанням частоти (інфрачервона область) зникає вклад іонної частини (інерція іонів). У діапазоні оптичних частот залишається лише електронна частина поляризації. Нарешті, в ультрафіолетовому діапазоні поляризованість діелектрика зникає. Отже, діелектрична проникність води у змінних електричних полях буде зменшуватись зі зростанням частоти.

14. Під дією кулонівських сил такі струми неможливі. Але під дією електричних сторонніх сил (наприклад, хімічної природи, або електромагнітних) у джерелах струму такий рух відбувається.

Рекомендована література

1. Кармазін В.В. Курс загальної фізики: навч. посіб. для вищих навч. закладів / В.В. Кармазін, В.В. Семенець. - К: Кондор, 2016. - 786 с.
2. Січкара Т. Г. Електрика і магнетизм. Курс лекцій: навч. посіб. Київ: НПУ, / Т. Г. Січкара; М-во освіти і науки України, Нац. пед. ун-т ім. М.П. Драгоманова. 2021. - 182 с.
3. Young H.D., University Physics with Modern Physics (13 th ed.) 2011 Addison Wesley Logman Inc. 1598.
4. Янг Г. Фізика для університетів: підручник / Г.Янг, Р.Фридман, Львів, Наутилус, 2018. - 1516 с.
5. Гаркуша І.П., Фізика. Навч. посіб. у 7 ч. Ч. 1. Механіка/ І.П.Гаркуша, В.П.Курінний, М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка»: - Дніпро: НТУ «ДП», 2019. - 128 с.
6. Гаркуша І.П., Фізика. Навч. посіб. у 7 ч. Ч. 3 Електрика і магнетизм / І.П.Гаркуша, В.П.Курінний, М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка»: - Дніпро: НТУ «ДП», 2018. - 165 с.
7. Гаркуша І.П., Фізика. Навч. посіб. у 7 ч. Ч. 4. Коливання і хвилі/ І.П.Гаркуша, В.П.Курінний, М-во освіти і науки України, Нац. техн. ун-т «Дніпровська політехніка»: - Дніпро: НТУ «ДП», 2018. - 93 с.
8. Дидух Л.Д. Електрика та магнетизм: підруч. / Л.Д. Дидух – Тернопіль: Підручники і посібники, 2020. - 464 с.
9. Бойко В.В. Фізика: підруч. для вищих навч. закл. / В.В. Бойко, В.І. Булах, Я.О. Гуменюк, П.П. Ільїн - К.: Ліра, 2016. - 468 с.
10. Шкурдода Ю.О. Фізика. Механіка, молекулярна фізика та термодинаміка : навч. посіб. / Ю. О. Шкурдода, О. О. Пасько, О. А. Коваленко, М-во освіти і науки України, Сум. держ. ун-т, - Суми : СДУ, 2021. – 221 с.

Навчальне видання

Гаркуша Ігор Павлович

Горєв В'ячеслав Миколайович

Журавльов Михайло Олександрович

Подляцька Анна Валеріївна

ФІЗИКА

Навчальний посібник у 2-х частинах

Ч.1 Механіка. Молекулярна фізика. Електрика

Видано в авторській редакції.

Електронний ресурс.

Підписано до видання ХХХ.2024. Авт. арк. 11,5.

Підготовлено до видання

в Національному технічному університеті «Дніпровська політехніка».

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру ДК № 1842 від 11.06.2004.

49005, м. Дніпро, просп. Дмитра Яворницького, 19.