

Міністерство освіти і науки України
Уманський національний університет садівництва

Н. Й. Ільїних, Л. Є. Ковальов, І. І. Побережець

ФІЗИКА

Навчальний посібник

для студентів, які навчаються за спеціальностями
галузі знань «Аграрні науки та продовольство»

2022

УДК 53(075.8)

I-46

*Рекомендовано Вченою радою Уманського НУС
як навчальний посібник для студентів, які навчаються за
спеціальностями галузі знань «Аграрні науки та продовольство»
(протокол №4 від 22 грудня 2021 року)*

Рецензенти:

Заморський В. В., доктор сільськогосподарських наук, професор, завідувач кафедри плодівництва і виноградарства Уманського НУС;

Ткаченко І. А., доктор педагогічних наук, професор кафедри фізики та інтегративних технологій навчання природничих наук УДПУ імені Павла Тичини.

Ільїних Н. Й., Ковальов Л. Є., Побережець І. І.

Фізика: навчальний посібник для студентів, які навчаються за спеціальностями галузі знань «Аграрні науки та продовольство» / Н. Й. Ільїних, Л. Є. Ковальов, І. І. Побережець. — Умань: ВПЦ «Візаві», 2022. — 169 с.

Навчальний посібник містить систематичне викладення основних питань сучасного курсу фізики. У посібнику наведено багато біологічних прикладів.

Для студентів, які навчаються за спеціальностями галузі знань «Аграрні науки та продовольство».

УДК 53(075.8)

© Ільїних Н. Й., 2022
© Ковальов Л. Є., 2022
© Побережець І. І., 2022

Латинський алфавіт

Латинська літера	Назва літери
<i>A a</i>	а
<i>B b</i>	бе
<i>C c</i>	це
<i>D d</i>	де
<i>E e</i>	е, є
<i>F f</i>	еф
<i>G g</i>	ге, же
<i>H h</i>	га, аш
<i>I i</i>	і
<i>J j</i>	йот, жі
<i>K k</i>	ка
<i>L l</i>	ель
<i>M m</i>	ем

Латинська літера	Назва літери
<i>N n</i>	ен
<i>O o</i>	о
<i>P p</i>	пе
<i>Q q</i>	ку
<i>R r</i>	ер
<i>S s</i>	ес
<i>T t</i>	те
<i>U u</i>	у
<i>V v</i>	ве
<i>W w</i>	дубль ве
<i>X x</i>	ікс
<i>Y y</i>	ігрек
<i>Z z</i>	зет

Грецький алфавіт

Латинська літера	Назва літери
<i>A α</i>	альфа
<i>B β</i>	бета
<i>Γ γ</i>	гамма
<i>Δ δ</i>	дельта
<i>E ε</i>	епсилон
<i>Z ζ</i>	дзета
<i>Η η</i>	ета
<i>Θ θ</i>	тета
<i>I ι</i>	йота
<i>K κ</i>	каппа
<i>Λ λ</i>	лямбда
<i>Μ μ</i>	мю

Латинська літера	Назва літери
<i>N ν</i>	ню
<i>Ξ ξ</i>	ксі
<i>O ο</i>	омікрон
<i>Π π</i>	пі
<i>Ρ ρ</i>	ро
<i>Σ σ</i>	сігма
<i>Τ τ</i>	тау
<i>Υ υ</i>	іпсилон
<i>Φ φ</i>	фі
<i>Χ χ</i>	хі
<i>Ψ ψ</i>	псі
<i>Ω ω</i>	омега

Зміст

Вступ	6
1. Механіка	8
1.1. Кінематика	8
1.2. Динаміка поступального руху	12
1.3. Робота і енергія	16
1.4. Обертальний рух твердого тіла	20
1.5. Основи гідроаеромеханіки	25
1.6. Гармонічні коливання. Звукові хвилі	31
1.7. Особливості механіки біологічних систем	36
Питання для самоконтролю	39
2. Молекулярна фізика і термодинаміка	41
2.1. Термодинамічні системи і процеси	41
2.2. Молекулярно-кінетична теорія ідеального газу	45
2.3. Перше начало термодинаміки	50
2.4. Явища перенесення. Капілярність	55
2.5. Друге начало термодинаміки. Ентропія	60
2.6. Реальні гази. Фазові переходи	67
Питання для самоконтролю	73
3. Електродинаміка. Хвильова оптика	74
3.1. Електростатичне поле у вакуумі	74
3.2. Діелектрики і провідники в електростатичному полі	79
3.3. Постійний електричний струм	84
3.4. Біоелектрика	88
3.5. Постійне магнітне поле	90
3.6. Електромагнітна індукція	95
3.7. Електричні коливання. Змінний струм	97
3.8. Електромагнітне поле. Електромагнітні хвилі	101

3.9. Корпускулярно-хвильовий дуалізм світла	104
3.10. Дисперсія і поглинання світла	105
3.11. Інтерференція, дифракція і поляризація світла	109
3.12. Геометрична оптика. Фотометрія	116
Питання для самоконтролю	121
4. Квантова фізика	122
4.1. Квантові властивості світла	122
4.2. Основні положення квантової механіки	126
4.3. Атом водню	132
4.4. Квантування воднеподібного атома	135
4.5. Атомні системи з багатьма електронами	138
4.6. Основні властивості атомних ядер	143
4.7. Фундаментальні взаємодії та ядерні сили	147
4.8. Ядерні реакції. Радіоактивність	150
4.9. Елементарні частинки	155
Додатки	160
А. Префікси для утворення кратних та частинних одиниць вимірювання	160
Б. Основні фізичні константи	161
В. Позасистемні одиниці	162
Список використаних джерел	163
Предметний покажчик	165

Вступ

Фізика — наука, яка вивчає простіші і разом з тим найбільш загальні закономірності явищ природи, властивості та будову матерії, закони її руху.

На сучасному етапі розвитку природознавства розрізняють наступні види матерії: *речовина, фізичне поле і фізичний вакуум*. До матеріальних відносяться й такі об'єкти невідомої природи як темна матерія та темна енергія.

Серед матеріальних об'єктів слід розрізняти об'єкти мікросвіту, макросвіту і мегасвіту.

Мікросвіт — це область гранично малих мікрочастинок, які безпосередньо не спостерігаються. Це світ молекул, атомів та елементарних частинок.

Макросвіт — це світ макроскопічних об'єктів, які складаються з великої кількості мікрочастинок. Він представлений макромолекулами, речовинами у різних агрегатних станах, живими організмами, людиною та продуктами її діяльності.

Мегасвіт — галузь величезних космічних масштабів, відстані в якій вимірюються астрономічними одиницями (1 а.о. дорівнює 8,3 світлової хвилини), а час існування космічних об'єктів — мільйони та мільярди років. До мегасвіту відносяться: планети та їх системи, зірки, галактики та їх скупчення, що утворюють метagalaktiki.

Фізика як наука має модельний характер своєї побудови. Задача фізики полягає в тому, щоб створити у нашій пам'яті таку картину фізичного світу, яка найбільш повно відображає його властивості та забезпечує такі співвідношення між елементами моделі, які існують між елементами зовнішнього світу.

Фізика є наукою експериментальною. На основі експериментів і спостережень створюється модель, в межах якої робляться передбачення про явища, які у свою чергу перевіряються в експериментах і спостереженнях. В результаті цього модель уточнюється, робляться нові передбачення і т.д.

Агрофізика — це наука про фізичні методи дослідження зовнішніх умов життя рослин і фізичні процеси їх життєдіяльності; розробляє прийоми регулювання фізичних умов у ґрунті та у приземному шарі повітря.

Біофізика — це наука, яка вивчає фізичні механізми і фізико-хімічні процеси, що лежать в основі життєдіяльності біологічних об'єктів. Іншими словами, це фізика живих систем на різних рівнях їх організації.

На початку 20 сторіччя почала формуватись агрономічна фізика.

Наука фізика намагається описати природні явища як можна точніше. Але існує множина обставин, в яких наближення або навіть груба оцінка цілком придатні. Наприклад, якщо ми хочемо знайти кількість автомобілів, які знаходяться у пробці довжиною 2 км на двосмугової автостраді, то можна взяти середнє значення довжини автомобіля і оцінити цю кількість.

Живі істоти, які оточують нас, мають різні розміри. Характеристики і функції організму відповідають його розміру. Кролик, який збільшений до розмірів слона, не міг би існувати.

Біологічні властивості організму сильно залежать від його геометричної форми, площі поверхні та об'єму. Співвіднести ці характеристики у правильних геометричних тіл порівняно легко. Для цього вводиться поняття *характеристичної довжини* об'єкту — L . Для тіла кубічної форми характеристична довжина — довжина ребра, для сфери — радіус. Нам відомо, що площа поверхні пропорційна квадрату довжини ($\sim L^2$), об'єм — кубу довжини ($\sim L^3$). Більш того, якщо предмет має рівномірно розподілену густину, то маса його також пропорційна кубу характеристичної довжини.

Багато біологічних властивостей організму залежать від відношення площі поверхні до об'єму. Це відношення визначається характеристичною довжиною організму:

$$\frac{S}{V} \sim \frac{L^2}{L^3} = \frac{1}{L}. \quad (*)$$

А як знайти характеристичну довжину живої істоти, наприклад людини, собаки, мурахи? Оскільки нас буде цікавити лише середні, а не точні значення порівняних характеристик і функцій різних організмів, то ми можемо використати в якості характеристичної будь яку очевидну або зручну довжину. Так, значенням L для людини буде його висота (приблизно 2 м), для собаки $L \approx 1$ м, для мурахи $L \approx 0,5$ см.

У 1960 році наукова та технічна спільнота всіх країн світу прийняла Міжнародну систему одиниць **SI** (**CI** — система інтернаціональна). У системі **CI** основними одиницями є: для вимірювання довжин — 1 метр (м), маси — 1 кілограм (кг), часу — 1 секунда (с), абсолютної температури — 1 кельвін (К), сили електричного струму — 1 ампер (А), сили світла — 1 кандела (кд), кількості речовини — 1 моль (моль); допоміжними одиницями: одиниця плоского кута — 1 радіан (рад) та просторового кута — 1 стерадіан (стер).

Розділ 1.

Механіка

1.1. Кінематика

Механіка — наука про механічний рух та рівновагу тіл.

Механічний рух — це зміна взаємного положення тіл або їх частин у просторі з часом.

Звичайно під механікою розуміють *класичну механіку*, в якій розглядається рух макроскопічних тіл з швидкостями, які набагато менші за швидкість світла у вакуумі ($c \approx 300\,000$ км/с).

Закони руху тіл з швидкостями, які порівняні з швидкістю світла у вакуумі, вивчаються *релятивістською механікою*.

Кінематика подає математичний опис руху тіл, не розглядаючи причин, які викликали цей рух.

Механіка у багатьох задачах використовує спрощену модель тіла — матеріальну точку. *Матеріальною точкою* називають тіло, розмірами якого можна знехтувати порівняно з його переміщенням. Так автомобіль на трасі, безумовно, є матеріальною точкою. А той самий автомобіль, розташований на платформі, яка обертається, узяти за матеріальну точку ніяк не можна.

Будь-який рух є відносним, тому неодмінно потрібно вказувати, відносно якого тіла розглядається рух даної матеріальної точки. Якщо при цьому до вибраного тіла відліку ми додамо годинник для вимірювання часу та ще зв'яжемо з тілом відліку систему координат, то дістанемо *систему відліку*.

Положення матеріальної точки відносно вибраної системи відліку зручно задати за допомогою *радіуса-вектора* \vec{r} , проведеного із центра системи координат (наприклад, прямокутної декартової) до матеріальної точки M (рис. 1.1).

Радіус-вектор можна записати у вигляді

$$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}, \quad (1.1.1)$$

де x, y, z — координати радіуса-вектора \vec{r} та $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ — одиничні вектори (орти) вздовж відповідних осей координат.

Рух матеріальної точки повністю описаний, якщо її координати задані в залежності від часу t :

$$x = x(t), \quad y = y(t), \quad z = z(t). \quad (1.1.2)$$

Ці скалярні рівняння називають *кінематичними рівняннями руху*. Вони еквівалентні одному векторному кінематичному рівнянню руху

$$\vec{r} = \vec{r}(t). \quad (1.1.3)$$

Лінію, яку описує матеріальна точка під час руху відносно обраної системи відліку, називають *траєкторією*. В залежності від форми траєкторії рух може бути прямолінійним або криволінійним.

Довжиною шляху матеріальної точки називають відстань Δs , яку точка проходить вздовж траєкторії за час $\Delta t = t_2 - t_1$ (рис. 1.2).

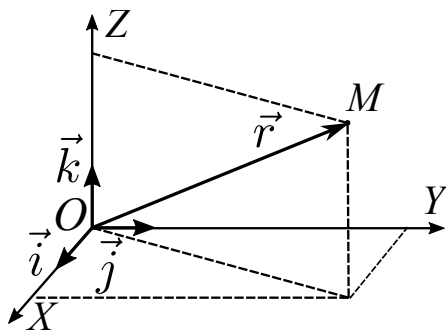


Рис. 1.1. Декартова система координат

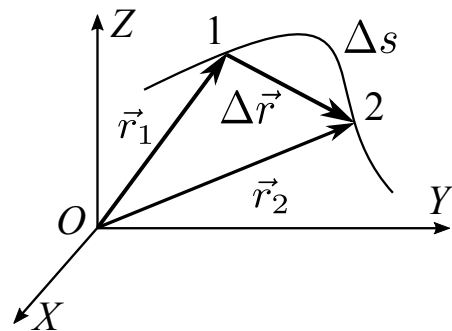


Рис. 1.2. Визначення шляху і переміщення

Вектор, який з'єднує початкове положення точки 1 з кінцевим її положенням 2, називають *вектором переміщення*, або просто *переміщенням*. Вектор переміщення дорівнює зміні радіуса-вектора, або його приросту, за час Δt

$$\Delta \vec{r} = \vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}(t) = \vec{r}_2 - \vec{r}_1.$$

Якщо $\Delta t \rightarrow 0$, то довжина шляху по хорді Δs прямує до довжини хорди $\Delta r = |\Delta \vec{r}|$ та переходячи до диференціалів можна записати $ds = |d\vec{r}| = dr$.

Вектором *середньої швидкості* за інтервал часу Δt називають відношення приросту радіуса-вектора до інтервалу часу, за який відбувся цей приріст

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}. \quad (1.1.4)$$

Вектор середньої швидкості має напрям уздовж вектора переміщення.

Можна ввести скалярну середню швидкість $\langle v \rangle$, яку іноді називають *середньою шляховою швидкістю* і яка дорівнює

$$\langle v \rangle = \frac{\Delta s}{\Delta t}. \quad (1.1.5)$$

Миттєва швидкість — це швидкість \vec{v} у даній точці траєкторії, вона дорівнює першій похідній за часом від радіуса-вектора і спрямована по дотичній до траєкторії в напрямку руху матеріальної точки

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt}. \quad (1.1.6)$$

Модуль миттєвої швидкості дорівнює першій похідній за часом від шляху

$$v = |\vec{v}| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{|\Delta \vec{r}|}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta s}{\Delta t} = \frac{ds}{dt}. \quad (1.1.7)$$

Швидкість матеріальної точки, взагалі кажучи, є функцією часу: $\vec{v} = \vec{v}(t)$. Рух із сталою швидкістю називають *рівномірним*.

Стрімкість зміни швидкості матеріальної точки при нерівномірному русі характеризується її прискоренням. *Прискорення* дорівнює першій похідній за часом від швидкості або другій похідній за часом від радіуса-вектора

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}. \quad (1.1.8)$$

Швидкість у загальному випадку змінюється як за модулем, так і за напрямом. Тому зручно виокремити дві складові прискорення, одна характеризує зміну швидкості за модулем, а друга — за напрямом.

При прямолінійному русі швидкість змінюється тільки за модулем. Тому:

$$a_\tau = \frac{dv}{dt}. \quad (1.1.9)$$

Ця складова прискорення напрямлена по дотичній до траєкторії і тому її називають *тангенціальним прискоренням* (рис. 1.3).

При рівномірному обертанні по колу швидкість змінюється тільки за напрямом. Відповідне прискорення — це доцентрове прискорення. Воно спрямоване до центра кола по нормалі до вектора швидкості і тому його називають *нормальним прискоренням*:

$$a_n = \frac{v^2}{R}, \quad (1.1.10)$$

де R — радіус кола.

Нормальне прискорення існує тоді, коли траєкторія руху матеріальної точки криволінійна. Кожна точка траєкторії характеризується своїм радіусом кривини R .

Повне прискорення дорівнює векторній сумі тангенціального і нормального прискорення

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n. \quad (1.1.11)$$

Модуль повного прискорення дорівнює

$$|\vec{a}| = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2}. \quad (1.1.12)$$

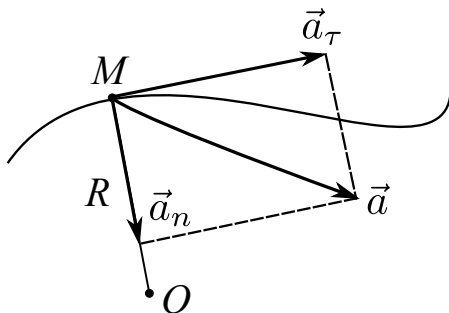


Рис. 1.3. Повне прискорення

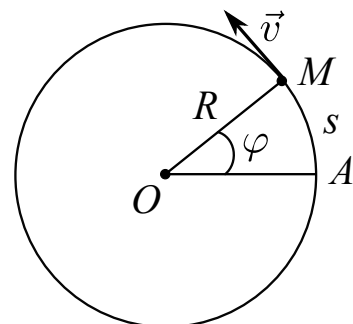


Рис. 1.4. Рух по колу

Якщо матеріальна точка рухається по колу радіуса R (рис. 1.4), то для пройденого шляху можна записати $s = R\varphi$ (за початок відліку взята точка A). Абсолютне значення швидкості

$$v = \frac{ds}{dt} = R \frac{d\varphi}{dt} = R\omega, \quad (1.1.13)$$

де швидкість зміни кута (*кутового переміщення*) називають *кутовою швидкістю*

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt}. \quad (1.1.14)$$

Обертання називають *рівномірним*, якщо кутова швидкість ω стала. При рівномірному обертанні величину ω називають *кутовою* або *циклічною частотою* обертання.

Величину, яка визначає кількість обертів за одиницю часу називають *частотою* обертання

$$\nu = n = \frac{\omega}{2\pi}. \quad (1.1.15)$$

Періодом обертання називають тривалість одного оберту

$$T = \frac{1}{\nu}. \quad (1.1.16)$$

У загальному випадку кутова швидкість залежить від часу. Першу похідну за часом від кутової швидкості або другу похідну за часом від кутового переміщення називають *кутовим прискоренням*

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} = \frac{d^2\varphi}{dt^2}. \quad (1.1.17)$$

Більшість біологічних процесів є нерівномірними. Таким, наприклад, є рух клапанів серця, який пов'язаний з біопотенціалами у серцевому м'язі, які реєструються електрокардіографом. Загальний вигляд ЕКГ достатньо добре відомий: він являє собою періодичну криву, що відображає швидкість і прискорення клапанів серця. Не менш складною є кінематика пульсової хвилі, деформації легень при диханні. Отже, для вивчення та діагностики багатьох фізіологічних процесів необхідно вимірювати миттєві швидкості і прискорення деяких органів.

1.2. Динаміка поступального руху

Динаміка — це розділ механіки, в якому вивчають рух матеріальних тіл під впливом прикладених до них сил, які виникають при взаємодії між тілами або частинами тіл. *Поступальним* називають такий рух тіла, при якому будь-який відрізок, що зв'язаний з цим тілом, переміщується в просторі паралельно самому собі. Швидкості всіх точок тіла, що рухається поступально, однакові. Класична динаміка поступального руху базується на трьох законах Ньютона, які він сформулював у 1687 р.

Як показує дослід, якщо на будь-яке тіло не впливають інші тіла, то воно зберігає стан спокою або рівномірного прямолінійного руху. Це твердження є формулюванням першого закону Ньютона.

Властивість тіл зберігати стан спокою або рівномірного прямолінійного руху називають *інертністю*. Тому перший закон Ньютона називають також *законом інерції*.

Вплив одних тіл на інші характеризують фізичною величиною, яку називають силою. *Сила* — це векторна величина, яка є мірою дії на тіло інших тіл або полів, в наслідок якої тіло набуває прискорення або змінює форму і розміри. Дія інших тіл може відбуватись безпосередньо при контакті (наприклад, при ударі, терті, тиску одного тіла на інше) або через фізичне поле. *Фізичне поле* — це особливий вид матерії, який забезпечує фізичну взаємодію матеріальних об'єктів та їх систем.

Сила \vec{F} повністю задана, якщо вказані її модуль, напрямок в просторі і точка прикладання. Пряму, вздовж якої направлена сила, називають *лінією дії сили*.

Поле, що діє на матеріальну точку з силою \vec{F} , називають *стаціонарним полем*, якщо воно не змінюється з часом.

Одночасна дія на матеріальну точку декількох сил еквівалентна дії однієї сили, яку називають *рівнодійною*, або *результуючою*, силою та дорівнює їх геометричній сумі.

Одиниця сили — *ньютон* (Н) — сила, яка тілу масою 1 кг надає прискорення 1 м/с^2 в напрямку дії сили.

Механічну систему називають *замкнутою*, або *ізолюваною*, якщо на неї не діють зовнішні сили.

Міру інертності тіл називають *масою*. Слід зазначити, що інертна маса співпадає з гравітаційною масою, яка фігурує у *законі всесвітнього тяжіння*: два тіла притягуються одне до одного з силами, що пропорційні добутку їх мас і обернено пропорційними квадрату відстані між ними:

$$F = G \frac{Mm}{r^2}, \quad (1.2.1)$$

де $G = 6,7 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^2$ — гравітаційна стала.

Сформулюємо тепер *перший закон Ньютона*: якщо на матеріальну точку не діє сила, то вона знаходиться у спокої, або рухається рівномірно і прямолінійно.

Таке тіло називають *вільним*, а його рух — *вільним рухом* або *рухом за інерцією*.

Виявляється, однак, що цей закон виконується не у будь-якій системі відліку. Системи відліку, по відношенню до яких виконується перший закон Ньютона, називають *інерціальними*. Зміст закону інерції, по суті, зводиться

до твердження, що існує, принаймні, одна інерціальна система відліку. Система відліку, що рухається відносно інерціальної системи із сталою швидкістю, також буде інерціальною.

Імпульсом тіла \vec{p} називають вектор, який дорівнює добутку маси тіла на його швидкість:

$$\vec{p} = m\vec{v}. \quad (1.2.2)$$

Другий закон Ньютона — основний закон динаміки поступального руху — відповідає на питання, як змінюється механічний рух тіла під дією прикладеної до нього сили.

Другий закон Ньютона: в інерціальній системі відліку швидкість зміни імпульсу матеріальної точки дорівнює прикладеної до неї сили:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}. \quad (1.2.3)$$

Останнє рівняння називають *динамічним рівнянням руху* матеріальної точки.

Коли швидкість руху тіл набагато менша від швидкості світла у вакуумі $c \approx 3 \cdot 10^8$ м/с, то рівняння руху можна записати в іншій формі, скориставшись визначенням імпульсу і прискорення матеріальної точки

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(m\vec{v})}{dt} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = m\vec{a}$$

і тому

$$m\vec{a} = \vec{F}. \quad (1.2.4)$$

Якщо між собою взаємодіють лише дві матеріальні точки, то їхні імпульси змінюються з часом однаково.

Третій закон Ньютона: дві матеріальні точки діють одна на одну з силами, які чисельно рівні між собою і напрямлені в протилежні боки вздовж прямої, що сполучає ці точки:

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}. \quad (1.2.5)$$

Будь-яка дія матеріальних точок носить характер взаємодії. Сили, з якими діють між собою матеріальні точки механічної системи завжди можна розбити на пари.

Повним імпульсом механічної системи називають геометричну суму імпульсів всіх матеріальних точок, з яких складається система:

$$\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3 + \dots + \vec{p}_n = \sum_{j=1}^n \vec{p}_j. \quad (1.2.6)$$

Сума всіх сил, з якими матеріальні точки механічної системи взаємодіють між собою (внутрішні сили), згідно з третім законом дорівнює нулю. Отже, змінити повний імпульс механічної системи можуть тільки зовнішні, по відношенню до неї, сили.

Ми прийшли до *закону збереження імпульсу*: повний імпульс ізольованої механічної системи сталий.

Наведемо приклади деяких сил, які розглядаються в механіці.

На будь-яке тіло поблизу поверхні Землі діє сила гравітаційного притягання, яку називають *силою тяжіння*. В системі відліку, пов'язаною із Землею, силу тяжіння можна представити у вигляді:

$$\vec{F}_T = m\vec{g}, \quad (1.2.7)$$

де \vec{g} — прискорення вільного падіння.

Прискорення вільного падіння залежить від висоти та географічної широти, на яких знаходиться тіло, але на не дуже великих висотах його можна вважати сталим і рівним $g = 9,81 \text{ м/с}^2$.

Сила тертя ковзання $\vec{F}_{\text{тер}}$ виникає при ковзанні одного тіла по поверхні іншого. Її напрям протилежний відносній швидкості руху тіл, що дотикаються. Модуль сили тертя ковзання прямо пропорційний силі нормальної реакції опори \vec{N} :

$$F_{\text{тер}} = \mu N, \quad (1.2.8)$$

де μ — *коефіцієнт тертя ковзання*, який залежить від виду речовини тіл, які стикаються, стану їх поверхонь та швидкості ковзання одного тіла відносно іншого.

Сила тертя може бути як шкідливою так й корисною. Сила тертя, яка виникає між зерном, силосом, гноєм, іншими речовинами та гнучкою стрічкою транспортера, дає змогу переміщати речовини на відстані у потрібні місця. Залежність сили тертя від маси та стану поверхні частинок переміщуваної речовини дає змогу відділити насіння злаків від насіння бур'яну та домішок. На основі даного принципу працюють різні віялки, трієра, зерночисні транспортери.

Розгалужені корені високих дерев, інших рослин не лише живлять рослину соками ґрунту, але й силою свого тертя об ґрунт утримують стовбур з гіллям і листям навіть в непогоду.

Під час стискання або розтягування пружного тіла в ньому виникають електричні за природою сили, які відновлюють початкові його розміри. Силу, яка виникає під час деформації тіла і напрямлена в бік, протилежний напрямку зміщення частинок тіла при цьому, називають *силою пружності*.

Відношення *абсолютного видовження* тіла $\Delta l = l - l_0$ до його початкової довжини l_0 називають *відносним видовженням*:

$$\varepsilon = \frac{\Delta l}{l_0}.$$

Фізичну величину, що дорівнює відношенню сили пружності до площі поперечного перерізу тіла, називають *механічною напругою*:

$$\sigma = \frac{F}{S}.$$

Зв'язок між проекцією сили пружності і видовженням тіла встановив експериментально англійський учений Р. Гук. *Закон Гука*:

$$F_{\text{пр}} = -k\Delta l, \quad (1.2.9)$$

де k — називають *жорсткістю* тіла.

Для невеликих деформацій механічна напруга пропорційна відносному видовженню:

$$\sigma = E|\varepsilon|.$$

Коефіцієнт пропорційності E називають *модулем Юнга* або модулем пружності.

З останньої формули маємо:

$$E = \frac{\sigma}{|\varepsilon|} = \frac{Fl_0}{|\Delta l|S},$$

звідки

$$F = \frac{ES}{l_0}|\Delta l|.$$

З виразів для сили пружності випливає, що жорсткість k тіла пропорційна до добутку модуля Юнга на площу поперечного перерізу тіла і обернено пропорційна до його довжини.

1.3. Робота і енергія

Характеристикою дії сили на тіло, при його переміщенні, є фізична величина, яку називають *роботою*. Якщо під дією сили змінюється абсолютне значення швидкості матеріальної точки, то кажуть, що сила виконує роботу.

Припустимо, що тіло під дією сталої сили рухається по шорсткій поверхні зі сталою швидкістю. Прискорення дорівнює нулю, результуюча сила також

дорівнює нулю. Сила, яка діє на тіло, як раз урівноважується гальмівною силою тертя. Проте сила здійснює роботу проти сил тертя. Процес переміщення тіла проти гальмівних сил (таких як сила тертя, опору або гравітаційна сила) за рахунок дії сили супроводжується роботою цієї сили незалежно від того, прискорюється тіло або рухається зі сталою швидкістю.

При прямолінійному русі тіла під дією сталої сили \vec{F} , напрямком якої складає деякий кут α з напрямком переміщення $\Delta\vec{r}$ (рис. 1.5), робота цієї сили дорівнює

$$A = F\Delta r \cos \alpha = F\Delta s \cos \alpha = F_s\Delta s. \quad (1.3.1)$$

В загальному випадку сила може змінюватись як за величиною, так і за напрямком, тому формулою (1.3.1) користуватися не можна. Однак на елементарному (нескінченно малому) переміщенні $d\vec{r}$ можна ввести скалярну величину — *елементарну роботу* dA сили \vec{F}

$$dA = (\vec{F}, d\vec{r}) = F \cos \alpha \cdot ds = F_s ds. \quad (1.3.2)$$

Тоді *робота сили* на ділянці від точки 1 до точки 2 дорівнює алгебраїчній сумі елементарних робіт на окремих нескінченно малих ділянках шляху

$$A = \int_1^2 F \cos \alpha ds = \int_1^2 F_s ds. \quad (1.3.3)$$

Якщо залежність F_s від s представлена графічно, то робота A визначається площею заштрихованої фігури (рис. 1.6).

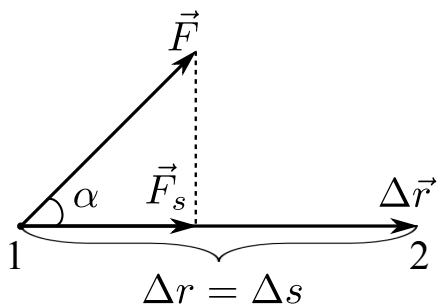


Рис. 1.5. До визначення роботи сталої сили

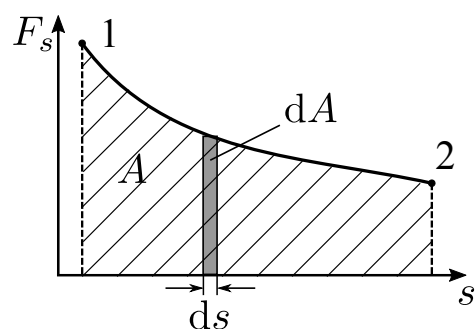


Рис. 1.6. Робота змінної сили

Для оцінки швидкості виконання роботи вводять поняття *потужності* — роботи віднесеної до одиниці часу. Потужність P дорівнює скалярному добутку вектора сили на вектор швидкості, з якою рухається точка прикладання

сили

$$P = \frac{dA}{dt} = \frac{(\vec{F}, d\vec{r})}{dt} = \vec{F} \frac{d\vec{r}}{dt} = (\vec{F}, \vec{v}). \quad (1.3.4)$$

Одиницею вимірювання роботи є *джоуль* (Дж). 1 Дж — робота, яку здійснила сила в 1 Н при переміщенні тіла на відстань 1 м в напрямку дії сили (1 Дж = 1 Н · м).

Потужність вимірюється в *ватах*. 1 Вт — потужність, при якій за час 1 с здійснюється робота в 1 Дж (1 Вт = 1 Дж/с).

Здатність тіл виконувати роботу називають *енергією*. Енергія є єдиною мірою різних форм руху. В механіці мають справу з двома видами енергії: кінетичною і потенціальною.

Припустимо, що ми маємо вільне тіло, яке в даній системі відліку знаходиться у спокої. Якщо до тіла прикласти деяку сталу силу F , то воно набуде прискорення. Після проходження відстані $s = 1/2at^2$ тіло буде мати швидкість $v = at$. Робота, яку виконала сила дорівнює

$$Fs = (ma) \cdot \left(\frac{1}{2}at^2\right) = \frac{1}{2}m \cdot (at)^2 = \frac{1}{2}m \cdot v^2,$$

або $Fs = \frac{1}{2}m \cdot v^2$.

Над тілом була виконана робота $A = Fs$ і ми кажемо, що воно набуло енергію, яка дорівнює $1/2mv^2$. Енергію тіла, яка отримана в наслідок його руху, називають *кінетичною енергією*:

$$K = \frac{1}{2}mv^2. \quad (1.3.5)$$

Таким чином, робота сили при переміщенні матеріальної точки дорівнює приросту кінетичної енергії цієї точки

$$A_{12} = K_2 - K_1.$$

Якщо тіло, яке знаходилося у спокої, підняти на висоту h над нульовим рівнем та знов залишити у спокої, то не відбувається зміни у повній швидкості. У цьому випадку робота виконується проти гравітаційної сили. Кінетична енергія тіла дорівнює нулю, але тіло набуло енергії внаслідок зміни свого положення. Це легко зрозуміти, якщо дозволити тілу впасти до нульового рівня. В наслідок падіння з висоти h тіло набуває швидкості $v = \sqrt{2gh}$ та його кінетична енергія стає рівною

$$K = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}m(2gh) = mgh.$$

Енергія mgh може бути знайдена наступним чином. Для урівноваження гравітаційної сили, що діє на тіло масою m , необхідно прикласти силу mg . Якщо сила на нескінченно малу величину перебільшує силу тяжіння і діє на відстані h (висота підняття тіла), то виконується робота $A = F\Delta s = mgh$. Енергію $U = mgh$, яку тіло набуло за рахунок зміни свого положення, називають *потенціальною енергією*.

Робота гравітаційної сили (або робота проти гравітаційної сили) залежить тільки від зміни положення тіла. *Консервативними силами* називають сили, робота яких залежить тільки від початкової та кінцевої точки траєкторії, але не залежить від її виду. Робота консервативних сил на замкнутій траєкторії дорівнює нулю.

Сила тяжіння, сила Кулона та всі центральні сили є консервативними. Всі сили, які не є консервативними, називають *неконсервативними силами*.

Для консервативних сил можна ввести поняття потенціальної енергії. Потенціальна енергія U системи є функцією тільки її координат та робота консервативних сил дорівнює зміні потенціальної енергії системи

$$A_{12} = U_1 - U_2.$$

Отже, *потенціальною енергією* тіла в даній точці простору називають роботу консервативних сил по переміщенню цього тіла з даної точки простору у точку, де потенціальна енергія прийнята рівною нулю. Потенціальна енергія тіла залежить від вибору нульового рівня, але фізичний зміст має не сама потенціальна енергія, а її різниця у різних станах.

Потенціальна енергія тіла в однорідному полі тяжіння дорівнює

$$U = mgh, \quad (1.3.6)$$

де h — висота, на якій знаходиться тіло по відношенню до рівня, що прийнятий за нульовий.

Потенціальна енергія пружини, що розтягнута на довжину Δl ,

$$U = \frac{1}{2}k\Delta l^2, \quad (1.3.7)$$

де k — жорсткість пружини.

З одного боку, робота дорівнює зміні потенціальної енергії системи, а з другого — приросту кінетичної енергії: $U_1 - U_2 = K_2 - K_1$, звідки

$$K_1 + U_1 = K_2 + U_2.$$

Суму кінетичної і потенціальної енергій системи, називають її *повною механічною енергією* E . Таким чином, ми прийшли до *закону збереження механічної енергії*: повна механічна енергія системи стала, якщо на неї діють тільки консервативні сили

$$E \equiv K + U = \text{const.} \quad (1.3.8)$$

У системі, в якій діють також неконсервативні сили, повна механічна енергія системи не зберігається. До неконсервативних сил відносяться перш за все, *дисипативні сили*, робота яких при будь-яких рухах в замкнутій системі завжди від'ємна. Дисипативними є сили тертя та сили опору. Однак, при «зникненні» механічної енергії завжди виникає еквівалентна кількість енергії іншого виду. Розширимо поняття енергії новими її формами: внутрішня енергія, енергія електромагнітного поля, ядерна енергія тощо. Це дозволяє узагальнити *закон збереження енергії*: енергія ніколи не створюється і не зникає, вона може тільки переходити з однієї форми в іншу.

1.4. Обертальний рух твердого тіла

Твердим тілом в механіці називають незмінну систему матеріальних точок, тобто таку ідеалізовану систему, при будь-яких рухах якої взаємні відстані між матеріальними точками системи залишаються незмінними. Під матеріальними точками розуміють не атоми або молекули, а достатньо малі макроскопічні частини, на які уявно можна розбити тверде тіло. Тверде тіло — це абстракція, але в багатьох випадках достатньо обґрунтована.

Обертальний рух — це такий, при якому дві точки твердого тіла залишаються весь час нерухомими. Пряму, що проходить через ці точки, називають віссю обертання. Всі точки твердого тіла, які лежать на осі обертання, нерухомі. Інші точки твердого тіла рухаються по колах в площинах, що перпендикулярні осі обертання, з однаковими кутовими швидкістю і прискоренням. Центри цих кіл лежать на осі обертання.

Нехай система матеріальних точок складається лише з однієї точки, маса якої m_j . На матеріальну точку діє сила \vec{F} і вона обертається по колу радіуса r_j (рис. 1.7). Визначимо обертальний момент сили \vec{F} . Розкладемо її на паралельну \vec{F}_{\parallel} та перпендикулярну \vec{F}_{\perp} складові осі обертання. Паралельна складова \vec{F}_{\parallel} не може створити обертального моменту. Розглянемо перпендикулярну складову \vec{F}_{\perp} . Її доцільно розкласти на тангенціальну $\vec{F}_{\perp\tau}$ та

нормальну $\vec{F}_{\perp n}$ складові до кола обертання (рис. 1.8). Обертальний момент створює лише тангенціальна складова $\vec{F}_{\perp \tau}$.

Моментом сили M відносно осі обертання називають добуток довжини відрізка від центра обертання до точки прикладання сили на складову сили, що лежить в площині обертання і перпендикулярна цьому відрізку

$$M = r_j F_{\perp \tau}. \quad (1.4.1)$$

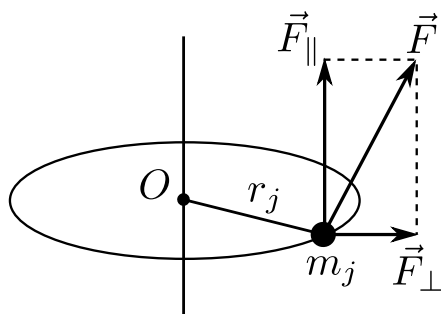


Рис. 1.7. Складові сили по відношенню до осі обертання

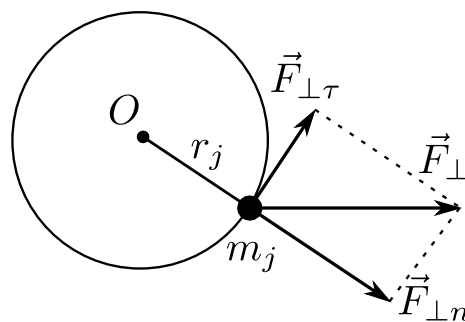


Рис. 1.8. До визначення моменту сили відносно осі обертання

Аналогічно, моментом імпульсу матеріальної точки L відносно осі обертання називають добуток довжини відрізка від центра обертання до матеріальної точки на складову імпульсу, що лежить в площині обертання і перпендикулярна цьому відрізку

$$L = r_j p_{\perp \tau}. \quad (1.4.2)$$

Оскільки згідно з другим законом Ньютона перша похідна від імпульсу матеріальної точки за часом дорівнює прикладеній до неї силі, то й похідна від моменту імпульсу матеріальної точки за часом буде дорівнювати моменту сили

$$\frac{dL}{dt} = M. \quad (1.4.3)$$

Рівняння (1.4.3) називають *рівнянням моментів*.

Якщо матеріальна точка обертається навколо нерухомої осі, то момент її імпульсу дорівнює

$$L_j = r_j p_j = r_j m_j v_j = r_j m_j \omega r_j = m_j r_j^2 \omega,$$

де ω — кутова швидкість.

Якщо навколо осі обертається тверде тіло (система матеріальних точок), то

$$L = \sum_{j=1}^N m_j r_j^2 \omega,$$

де сумуються всі матеріальні точки тіла.

Кутову швидкість ω як однакову для всіх матеріальних точок можна винести з-під знаку суми. Тоді отримуємо

$$L = I\omega, \quad (1.4.4)$$

де

$$I = \sum_{j=1}^N m_j r_j^2. \quad (1.4.5)$$

Величину I , яка дорівнює сумі добутків мас матеріальних точок на квадрати їх відстаней до осі обертання, називають *моментом інерції тіла відносно цієї осі*.

Момент інерції тіла, як і маса, — величина адитивна і його можна представити формулою

$$I = km l^2, \quad (1.4.6)$$

де m — маса тіла, під l слід розуміти який-небудь характерний розмір тіла, а коефіцієнт пропорційності k залежить тільки від того як тіло розміщено відносно осі обертання та як розподілена його маса по об'єму.

Наведемо приклади моментів інерції деяких однорідних тіл масою m :

а) порожнистий тонкостінний циліндр або тонке кільце радіуса R відносно осі симетрії, яка перпендикулярна площині кільця

$$I = mR^2;$$

б) суцільний циліндр або диск радіуса R відносно осі симетрії, яка перпендикулярна площині диску

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

в) тонкий стрижень довжиною l відносно перпендикулярній осі, що проходить через центр стрижня

$$I = \frac{1}{12}mR^2;$$

г) порожниста тонкостінна куля радіуса R відносно осі, що проходить через центр кулі

$$I = \frac{2}{3}mR^2;$$

д) суцільна куля радіуса R відносно осі, що проходить через центр кулі

$$I = \frac{2}{5}mR^2;$$

е) суцільний конус з радіусом основи R відносно осі симетрії

$$I = \frac{3}{10}mR^2.$$

Суттєво допомагає у визначенні моменту інерції тіл *теорема Гюйгенса—Штейнера*: момент інерції тіла відносно будь-якої осі дорівнює моменту інерції його відносно паралельної осі, що проходить через центр мас, доданої до величини ma^2 , де a — відстань між осями

$$I = I_C + ma^2. \quad (1.4.7)$$

Рівняння (1.4.4) показує, що при обертанні тіла, момент його імпульсу відносно осі обертання дорівнює добутку його моменту інерції відносно цієї ж осі на кутову швидкість.

Момент інерції твердого тіла I при обертанні навколо нерухомої осі залишається сталим, і тоді рівняння моментів (1.4.3) переходить у

$$I \frac{d\omega}{dt} = M. \quad (1.4.8)$$

Рівняння (1.4.8) — це *рівняння динаміки обертального руху твердого тіла навколо нерухомої осі*: добуток моменту інерції твердого тіла відносно нерухомої осі обертання на кутове прискорення $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$ дорівнює моменту зовнішніх сил відносно цієї ж осі.

Кінетична енергія твердого тіла, що обертається, визначається за формулою

$$K_\omega = \frac{1}{2}I\omega^2 = \frac{L^2}{2I}. \quad (1.4.9)$$

Порівняння закономірностей і понять поступального і обертального рухів виявляє аналогію між цими рухами. Рівняння обертального руху має такий же вигляд як і рівняння другого закону Ньютона. Роль маси m в обертальному русі виконує момент інерції I , в якості прискорення a виступає кутове прискорення ε , а швидкості v — кутова швидкість ω ; роль сили F виконує момент сили M , а роль імпульсу p — момент імпульсу L .

Розглянемо систему твердих тіл. Якщо момент зовнішніх сил, що діють на цю систему дорівнює нулю $M = 0$, то рівняння (1.4.8) має вигляд

$$I \frac{d\omega}{dt} = 0.$$

Звідки $I\omega = \text{const}$, тобто $L = \text{const}$. Ми прийшли до закону збереження моменту імпульсу: якщо момент зовнішніх сил дорівнює нулю, то повний момент імпульсу системи тіл сталий.

Нехай ми маємо тіло, момент інерції якого під час обертання може змінюватись, а момент зовнішніх сил дорівнює нулю. Тоді закон збереження моменту імпульсу для двох різних станів тіла можна записати у вигляді

$$I_1\omega_1 = I_2\omega_2$$

або

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{I_1}{I_2}.$$

Звідки випливає, що якщо під час обертання момент інерції тіла зменшується, то кутова швидкість його збільшується, та навпаки. Наприклад, це використовують фігуристи під час виконання обертання. На початку обертання руки і ноги фігуриста розведені у різні боки, а потім притискаються до осі обертання, що зменшує момент інерції та кутова швидкість фігуриста збільшується.

Цікаве застосування закону збереження моменту імпульсу можна спостерігати при падінні кішок. Кішка, що падає, відразу починає швидко обертати хвостом. При цьому тіло її розвертається у зворотній бік (зрозуміло, з меншою кутовою швидкістю, так як маса тіла значно більша за масу хвоста) до тих пір, поки тіло кішки не стане у таке положення, при якому вона приземлиться на лапи.

Щоб забезпечити рівномірність поступального та обертального рухів робочих органів машин та механізмів (ножі жаток і комбайнів, молотильні барабани, транспортери тощо) збільшують момент інерції тіл обертання шляхом перенесення основної їх маси як можна далі від осі обертання. При такому перерозподілі маси немає потреби збільшувати зовнішні розміри деталі, що важливо для конструкції механізму в цілому.

Обертובה деталь повинна знаходитись у динамічній рівновазі відносно осі обертання та корпусу, в якому розміщені підшипники. Ця умова забезпечується як найкраще, коли тіло, що обертається, має циліндричну форму. Саме тому махові колеса, шківи, вали, шестерні та інші обертובה деталі мають форму циліндрів.

Колеса сільськогосподарських машин роблять великого діаметра з широкими шинами, чим досягається не лише зниження тиску на поверхню ґрунту, але й збільшення моменту інерції колеса, що забезпечує краще подолання змінного опору на шляху руху, рівномірність переміщення, стійкість машини.

Барабани молотильних агрегатів комбайнів по обводу барабана мають не лише ребра, а також пригвинчені до них спеціальні масивні бити, які збільшують момент інерції барабану і забезпечують його рівномірне обертання при зміні надходження скошеної жатковим механізмом рослинної маси.

1.5. Основи гідроаеромеханіки

Гідроаеромеханіка — це розділ фізики, який вивчає закони рівноваги та рухи рідин і газів, а також взаємодію рідин і газів з твердими тілами. При цьому рідини і гази розглядаються як суцільні середовища, а їх поведінка описується одними й тими ж законами. Тому користуються єдиним терміном «рідина».

У фізиці використовується модель *нестисливої рідини* — рідини, густина якої всюди однакова і не змінюється з часом.

На кожен елемент поверхні ΔS тіла, що розміщено у рідині, з боку молекул рідини діє сила ΔF , яка напрямлена перпендикулярно поверхні.

Тиском рідини називають фізичну величину, яка визначається нормальною силою, що діє з боку рідини на одиницю площі

$$p = \frac{\Delta F}{\Delta S}. \quad (1.5.1)$$

Одиниця тиску — *паскаль*. 1 Па дорівнює тиску, який створює сила в 1 Н, яка рівномірно розподілена по нормальній до неї поверхні площею 1 м^2 ($1\text{ Па} = 1\text{ Н/м}^2$).

Тиск при рівновазі рідин або газів підлягає *закону Паскаля*: тиск у будь-якому місці рідини, яка знаходиться у спокої, однаковий у всіх напрямках.

Якщо рідина перебуває в полі тяжіння, то на частину рідини своєю вагою чинять тиск всі частини, які перебувають над нею і ці частини передають на неї тиск, який діє на рідину із зовні. При поперечному перерізі ΔS стовпа рідини, його висоти h та густині ρ вага $P = \rho g \Delta S h$, а тиск на нижню основу змінюється лінійно з висотою

$$p = \frac{P}{\Delta S} = \frac{\rho g \Delta S h}{\Delta S} = \rho g h.$$

Тиск $\rho g h$ називають *гідростатичним*. На глибині h в рідині тиск буде рівним сумі зовнішнього тиску p_0 (наприклад, атмосферного) та гідростатичного тиску:

$$p = p_0 + \rho g h. \quad (1.5.2)$$

Сила тиску на нижні шари рідини буде більшою, ніж на верхні, тому на тіло, що занурено у рідину, діє сила, яка визначається *законом Архімеда*: на тіло, яке занурено в рідину або газ, діє з боку цієї рідини (газу) напрямлена догори виштовхувальна сила, що дорівнює вазі витисненої тілом рідини (газу)

$$F_A = \rho_p g V_T, \quad (1.5.3)$$

де ρ_p — густина рідини; V_T — об'єм зануреного тіла або частини тіла.

Для опису руху рідини можна вказати модулі та напрями швидкостей різних частинок рідини, які у різні моменти часу проходять через одну й ту ж точку простору. Якщо взяти всі можливі точки простору і зафіксувати час t , то у просторі ми отримуємо миттєву картину розподілу швидкостей — поле швидкостей. У кожній точці простору буде вказаний вектор швидкості тієї частинки рідини, яка проходить через цю точку в даний момент часу. Лінію, дотична до якої вказує напрям швидкості частинки рідини, що проходить в даний момент часу через точку дотику, називають *лінією течії*.

Поверхню, утворену лініями течії, що проведені через всі точки невеликого замкнутого контуру, виділеного в рідині, називають *трубкою течії*, рідина, що тече по всій сукупності трубок течії — *поток*. Тобто, лінії течії є траєкторіями руху частинок рідини в стаціонарному потоці.

Якщо поле швидкостей, а отже, й відповідні йому лінії течії не змінюються з часом, то рух рідини називають *стаціонарним*. Якщо ж вони змінюються з часом, то рух називають *нестаціонарним*. У випадку нестаціонарного руху швидкість рідини явно залежить від координат і часу: $\vec{v} = \vec{v}(\vec{r}, t)$. При стаціонарному русі явної залежності від часу немає, швидкість залежить тільки від координат: $\vec{v} = \vec{v}(\vec{r})$.

Рух рідини, коли її шари рухаються один відносно іншого практично без перемішування, називають *ламінарною течією*. *Турбулентна течія* — це така течія, гідродинамічні характеристики якої (швидкість, тиск, а для газів — густина і температура) швидко та нерегулярно змінюються в часі. Частинки рідини здійснюють нерегулярні, неусталені рухи за складними траєкторіями, що приводить до інтенсивного перемішування між шарами рідини. Прикладами турбулентної течії є рух води в бурхливому гірському потоці, водоспаді або за кормою корабля, який пливе з великою швидкістю, рух диму, який виходить з фабричної труби. У подальшому ми будемо розглядати виключно ламінарні течії рідини.

Вивчення руху реальних рідин є досить складною задачею. Для її спрощення спочатку розглядають випадок *ідеальної рідини*, яка вважається нестисливою і в якій нехтують силами в'язкого тертя між шарами рідини.

Розглянемо трубку течії, обравши два перерізи S_1 і S_2 , які перпендикулярні напрямку швидкості (рис. 1.9). За час Δt через переріз S проходить об'єм рідини $Sv\Delta t$. Якщо рідина нестислива, то через S_1 за 1 с пройде такий же об'єм рідини, що й через S_2

$$S_1v_1 = S_2v_2,$$

звідки отримуємо *рівняння неперервності*

$$Sv = \text{const.} \quad (1.5.4)$$

Розглянемо стаціонарну течію ідеальної рідини в трубці змінного діаметра, що розміщена довільно в просторі у будь-якому консервативному силовому полі, наприклад, у полі тяжіння (рис. 1.9). Застосувавши закон збереження механічної енергії для нерозривної течії рідини та скориставшись рівнянням неперервності, одержуємо *рівняння Бернуллі*

$$p_1 + \rho gh_1 + \frac{\rho v_1^2}{2} = p_2 + \rho gh_2 + \frac{\rho v_2^2}{2},$$

або

$$p + \rho gh + \frac{\rho v^2}{2} = \text{const.}, \quad (1.5.5)$$

де ρ — густина рідини; v — модуль швидкості течії рідини у перерізі трубки течії, який знаходиться на висоті h від умовно вибраного рівня, p — тиск у тому ж перерізі трубки течії, що викликаний пружністю рідини.

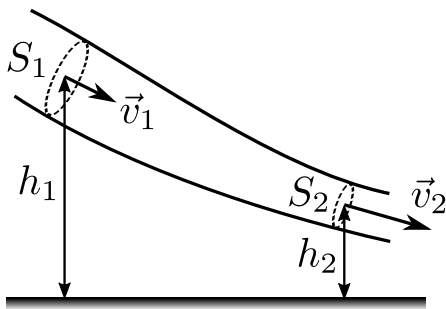


Рис. 1.9. Трубка течії рідини

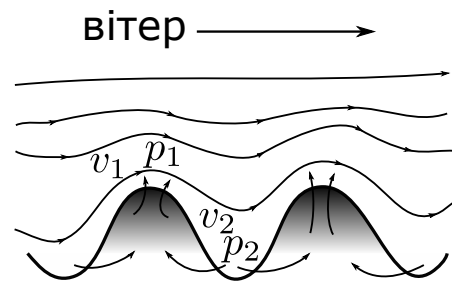


Рис. 1.10. Аерація ґрунту

Припустимо, що тонка трубка течії має змінний поперечний переріз, а її вісь горизонтальна. Прикладом може бути горизонтальна труба змінного перерізу, по якій тече рідина. Тоді $h = \text{const}$, і рівняння Бернуллі отримає вигляд

$$p + \frac{\rho v^2}{2} = \text{const.} \quad (1.5.6)$$

Величину p в цьому рівнянні називають статичним тиском, $\frac{\rho v^2}{2}$ — динамічним (швидкісним) тиском, а їх суму — повним тиском.

Із рівняння (1.5.6) слідує, що у тих перерізах трубки течії, де швидкість рідини більша, статистичний тиск менший, а в тих, де швидкість рідини зменшується, статистичний тиск зростає. Ця закономірність, яка з поправками властива також для руху газів, пояснює низку природних явищ. Наприклад: піднімання у повітря важких предметів повітряними вихрами, засмокування предметів, що знаходяться на поверхні водного потоку при попаданні у вихрові водоверті, зривання дахів будівель при буревіях, різноманітні прояви гідро таранів тощо. Вказана закономірність знайшла широке застосування у сучасній техніці: утворення піднімальної сили гвинтокрилих літальних апаратів, водний транспорт на підводних крилах, карбюратори двигунів внутрішнього згорання, газові водоструминні насоси, різного роду інжектори, розпилювачі та ін.

Розглянемо пояснення за допомогою рівняння Бернуллі (1.5.6) явища аерації ґрунту. Уявімо ділянку нерівної поверхні, наприклад, зораного поля (рис. 1.10). При вітрові швидкості руху повітря над вершинами нерівностей поверхні і при їх основі будуть суттєво різнитися. Різними будуть і тиски атмосферного повітря на поверхню ґрунту у гребенях і у заглибинах. Так як $v_2 < v_1$, то $p_2 > p_1$. Внаслідок різниці тисків, ґрунтове повітря у вершинах нерівностей буде переходити в атмосферу, а на його місце поступатиме повітря знизу, яке буде нагнітатися в ґрунт внаслідок більшого тиску біля основи. Явище породження циркуляції повітря в ґрунті внаслідок різниці статичного та динамічного тисків над нерівностями його поверхні одержало назву *аерації ґрунту*.

Аерація збагачує ґрунтове повітря киснем, надґрунтову атмосферу вуглекислим газом, покращуючи умови росту і розвитку рослин. Разом з цим, результатом аерації є подрібнення піднятих над поверхнею частинок ґрунту. Тому при певних умовах це явище може стати шкідливим — буде чинником повітряної ерозії ґрунтів.

Реальні рідини, на відміну від ідеальних, мають в'язкість (внутрішнє тертя). *В'язкість* — це властивість реальних рідин чинити опір рухові однієї частини рідини відносно іншої. При ламінарному русі рідини різні її шари рухаються не з однаковою дрейфовою швидкістю: прилеглий до стінок шар не рухається, ближній до нього ковзає і рухається з малою швидкістю, дальші шари мають все більші дрейфові швидкості.

Градiєнт дрейфової швидкості $\frac{du}{dx}$ показує, як швидко змінюється дрей-

фова швидкість при переході від шару до шару в напрямку x , який перпендикулярний напрямку руху шарів.

Сила внутрішнього тертя пропорційна градієнту дрейфової швидкості та площі поверхні шару S , що розглядається

$$F = \eta \left| \frac{du}{dx} \right| S. \quad (1.5.7)$$

Рівняння (1.5.7) виражає закон Ньютона для в'язкого тертя. Коефіцієнт пропорційності η , який залежить від природи рідини, називають коефіцієнтом внутрішнього тертя або динамічною в'язкістю.

Динамічна в'язкість залежить від температури, причому характер цієї залежності для рідин і газів протилежний. Для рідин η при збільшенні температури зменшується, а для газів збільшується, що вказує на відмінність в них механізмів внутрішнього тертя.

Рівняння Бернуллі, яке отримане при відсутності сил в'язкості, приводить до висновку: якщо рідина тече по горизонтальній прямій трубі сталого поперечного перерізу, то при стаціонарному русі статичний тиск рідини має бути однаковим по всій довжині труби. В дійсності тиск рідини в трубі спадає у напрямі її руху. Для підтримання стаціонарної течії на кінцях труби треба підтримувати сталу різницю тисків, яка урівноважує сили в'язкості, які виникають при течії рідини.

Нехай в'язка нестислива рідина тече вздовж прямолінійної циліндричної труби, радіус якої R . Лінії течії паралельні осі труби. Якщо виділити довільну нескінченно вузьку трубку течії, то з умови нестисливості випливає, що швидкість течії v буде однаковою вздовж всієї трубки течії — швидкість рідини не може змінюватись вздовж труби. Але вона, звичайно може змінюватись із зміною відстані r від осі труби. Отже, швидкість рідини є функцією радіуса r (відстані від осі труби до трубки течії, що розглядається)

$$v = \frac{p_1 - p_2}{4\eta l} (R^2 - r^2), \quad (1.5.8)$$

де p_1 — тиск рідини на вході труби, p_2 — тиск на виході, l — довжина труби.

Швидкість v максимальна на осі труби, де вона досягає значення

$$v = \frac{p_1 - p_2}{4\eta l} R^2.$$

При віддаленні від осі труби швидкість зменшується за параболічним законом.

Витрати рідини, тобто кількість її Q , що протікає за одну секунду через поперечний переріз труби визначається за *формулою Пуазейля*

$$Q = \pi \rho \frac{p_1 - p_2}{8\eta l} R^4, \quad (1.5.9)$$

де ρ — густина рідини.

Радіус труби R впливає не тільки на площу її поперечного перерізу, але й на зменшення тертя, тобто гальмівної дії стінок труби із збільшенням її радіуса. Цей подвійний вплив збільшення радіусу й виражається в його значенні у чисельнику, рівному R^4 .

У людини або тварини, коли їх організм знаходиться в нормальному стані, при підвищенні тиску, наприклад, при великих навантаженнях витрати крові зростають нелінійно швидко за рахунок того, що з підвищенням тиску відкриваються резервні капіляри, збільшується сумарний діаметр судин, зменшується опір течії крові та у відповідності з рівнянням Пуазейля збільшуються її витрати.

Течія крові в артеріях у нормі — ламінарна. При збільшенні швидкості одного середнього шару тиск в ньому спадає, він починає засмоктувати рідину з сусідніх зовнішніх шарів, які рухаються з меншою швидкістю, та течія стає турбулентною. Різниця швидкостей центральних і зовнішніх шарів тим більша, чим більша загальна швидкість потоку.

Для гладких циліндричних труб ламінарна течія переходить у турбулентну при збільшенні швидкості потоку v , густини рідини ρ , діаметра труби D та при зменшенні в'язкості η . Ламінарна течія переходить у турбулентну, коли так зване *число Рейнольдса* стає більшим 2300

$$\text{Re} = \frac{\rho \cdot v \cdot D}{\eta} > 2300. \quad (1.5.10)$$

При зменшенні діаметра труби площа її поперечного перерізу зменшується пропорційно квадрату діаметра, що приводить до збільшення швидкості у такій же залежності від діаметру. Для стаціонарного потоку збільшення швидкості за квадратичним законом переважає над лінійним зменшенням діаметру, число Рейнольдса зростає, та ймовірність турбулентності потоку збільшується.

Для ветеринарії і медицини найбільше значення має зменшення діаметру — звуження кровоносних судин з віком та при атеросклерозі. При неперервності потоку таке звуження збільшує швидкість і створює турбулентність з виникненням патологічних шумів.

1.6. Гармонічні коливання. Звукові хвилі

Коливаннями називають процеси, у результаті здійснення яких система постійно повертається до початкового стану (положення рівноваги). Якщо це відбувається через однаковий проміжок часу — період T , то коливання називають *періодичними*.

Коливальну систему незалежно від її фізичної природи називають *осцилятором*.

Розрізняють коливання вільні і вимушені. *Вільні коливання* виконує система, до якої не підводиться зовні енергія. Якщо при цьому система не втрачає своєї енергії, то коливання будуть *незгасаючими*. Якщо ж енергія системи зменшується, наприклад через виконання роботи проти зовнішніх сил, то коливання будуть *згасаючими*. Вільні механічні коливання внаслідок наявності сил опору є згасаючими. *Вимушені коливання* — це коливання, які здійснює система під впливом зовнішньої періодичної сили. Такі коливання будуть незгасаючими, так як підтримуються періодичним підведенням енергії ззовні для компенсації втрат.

Найважливішими серед коливальних рухів є гармонічні коливання — простіші періодичні коливання. *Гармонічними* називають такі коливання, при яких величина, що коливається, змінюється з часом за законом синуса або косинуса. Гармонічні коливання величини x (наприклад, зміщення від положення рівноваги) описуються рівнянням

$$x = A \sin(\omega t + \delta). \quad (1.6.1)$$

Величина A дає максимальне відхилення величини x від рівноважного значення і називають *амплітудою коливань*. Величину ω називають *циклічною частотою*; аргумент косинуса — *фазою* коливань, а її значення при $t = 0$, тобто величину δ , — *початковою фазою*.

Період коливань — це час одного повного коливання. Так як період косинуса дорівнює 2π , то

$$T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (1.6.2)$$

Кількість коливань за одиницю часу називають *частотою коливань*

$$\nu = \frac{1}{T}. \quad (1.6.3)$$

Пружинний маятник, що складається з тіла масою m та пружини, коефі-

цієнт жорсткості якої k , здійснює гармонічні коливання з циклічною частотою

$$\omega = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (1.6.4)$$

і періодом

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}. \quad (1.6.5)$$

Повна механічна енергія незгасаючих пружних коливань стала і дорівнює максимальному значенню кінетичної енергії, або максимальному значенню потенціальної енергії. Вона зв'язана з амплітудою співвідношенням

$$E = \frac{kA^2}{2}. \quad (1.6.6)$$

Фізичним маятником називають тверде тіло, яке може гойдатись навколо нерухомої горизонтальної осі. Малі коливання фізичного маятника будуть приблизно гармонічними з циклічною частотою

$$\omega = \sqrt{\frac{mga}{I}}, \quad (1.6.7)$$

де I — момент інерції маятника відносно осі обертання; a — відстань між центром мас маятника і точкою підвісу.

Період коливань фізичного маятника

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mga}}. \quad (1.6.8)$$

Окремим випадком фізичного маятника є *математичний маятник*. Так називають маятник, вся маса якого практично зосереджена в одній точці — в центрі мас маятника. Прикладом математичного маятника може бути кулька, яка підвішена на довгій нитці.

У випадку математичного маятника $a = l$, $I = ml^2$, де l — довжина маятника, і формула для періоду коливань переходить у

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (1.6.9)$$

Порівнюючи формули періоду коливань фізичного і математичного маятників, приходимо до висновку, що фізичний маятник коливається так же, як математичний з довжиною

$$l = \frac{I}{ma}, \quad (1.6.10)$$

яку називають *зведеною довжиною* фізичного маятника.

При наявності в коливальній системі тертя рух системи згасає. Енергія розсіюється (звичайно у вигляді теплоти), та коливання в кінці кінців припиняються. Але якщо на осцилятор з власною частотою ω_0 діє зовнішня сила, яка змінюється за синусоїдальним законом з частотою ω , то в системі встановлюються вимушені коливання з частотою ω . Зміщення осцилятора зростає, коли значення ω близьке до ω_0 , та коли $\omega = \omega_0$, система коливається в *резонансі* із зовнішньою силою.

У пружних середовищах кожна частинка пружно зв'язана з іншими і може здійснювати вільні коливання подібно до пружинного маятника. Оскільки частинок у середовищі багато, то вільні коливання однієї частинки (джерело коливань) спричиняють коливання сусідніх, а ті у свою чергу змушують коливатися розташовані далі від них частинки і т. д. Але, внаслідок інертності частинок, коливання кожної наступної частинки запізнюватимуться у часі порівняно з коливаннями попередньої частинки. Таким чином, вільні коливання, збуджені в якійсь ділянці пружного середовища, розповсюджуватимуться у цьому середовищі. Процес поширення механічних коливань у пружному середовищі називають *механічною хвилею*.

Механічні хвилі поділяються на поперечні і поздовжні. *Поперечною хвилею* називають хвилю, в якій коливання частинок середовища відбуваються перпендикулярно до поширення хвилі. Прикладом поперечних хвиль може бути хвиля у довгому шнурі, один кінець якого здійснює коливальний рух. Поперечні хвилі спостерігаються лише в тих середовищах, де можливі пружні деформації зсуву, що характерно тільки для твердих тіл. Отже, поперечні хвилі можливі лише у твердих тілах.

Поздовжньою хвилею називають хвилю, в якій коливання частинок відбуваються вздовж напрямку поширення хвилі. Прикладом поздовжньої хвилі є хвиля згущень і розріджень у довгій пружині, один кінець якої закріплено, а ударами по вільному кінцю збуджено коливання її витків. Поздовжню хвилю можна дістати в тих середовищах, де можливі пружні деформації стиску та розтягу. Такі деформації властиві будь-яким тілам: твердим, рідким і газоподібним. Тому поздовжні хвилі можуть поширюватись в будь-яких середовищах.

Під час поширення хвилі частинки речовини не переносяться з хвилею, а тільки здійснюють коливальні рухи навколо положень рівноваги.

Геометричне місце точок, до яких доходять коливання в момент часу t , називають *фронтом хвилі* або *хвильовим фронтом*. Фронт хвилі являє собою ту поверхню, яка відокремлює частину простору, в якій вже відбувається

хвильовий процес, від області, в якій коливання ще не відбуваються.

Геометричне місце точок хвилі, які коливаються в однакових фазах, називають *хвильовою поверхнею*. Хвильових поверхонь існує нескінченна множина, у той час як хвильовий фронт у кожен момент часу тільки один. Хвильові поверхні залишаються нерухомими, а хвильовий фронт весь час переміщується. Хвильові поверхні можуть бути довільної форми. У простіших випадках вони мають форму площин або сфер. Відповідно хвилі у цих випадках називають *плоскими* або *сферичними*.

Швидкістю хвилі v називають швидкість поширення коливань у просторі, тобто швидкість хвильового фронту. Відстань, яку проходить хвиля за час, що дорівнює періоду коливань T , називають довжиною хвилі λ . Отже, довжина хвилі — це мінімальна відстань між точками, які коливаються в однакових фазах. Довжина хвилі, її швидкість та період коливань перебувають між собою у співвідношенні

$$\lambda = vT. \quad (1.6.11)$$

Звуковими хвилями називають хвилі в пружному середовищі, які сприймаються органом слуху людини. Властивості звукових хвиль, закономірності їх збудження, поширення, сприймання людиною та взаємодії їх з речовиною вивчаються у розділі фізики, який називають *акустикою*.

Звукові хвилі являють собою поширення коливань густини і тиску середовища (згущень і розріджень середовища). Швидкість поширення звукових хвиль залежить від властивостей середовища (його пружності і густини). В газах вона має значення від 0,2 до 1,2 км/с, у рідинах — від 1,2 до 2 км/с, а у твердих тілах — від 2 до 5 км/с. З підвищенням температури середовища швидкість звуку зростає приблизно пропорційно кореню квадратному із термодинамічної температури. У повітрі з температурою 0°C швидкість звуку становить 331 м/с, а при 20°C — 343 м/с. Швидкість поперечних звукових хвиль у твердих тілах завжди менша за швидкість поздовжніх хвиль.

Звукові хвилі з частотами від 16 до 20000 Гц, які людина сприймає органом слуху, називають *чутними звуками*. Звукові хвилі із частотами меншими 16 Гц називають *інфразвуками*, а частотами в діапазоні 20–105 кГц — *ультразвуками*, у діапазоні 105–107 кГц — *гіперзвуками*.

Фізичні характеристики звукових коливань такі ж як для інших хвиль: частота, швидкість поширення, енергія, інтенсивність, потужність, тиск. Психологічне сприйняття людиною звуку характеризується сукупністю в ньому хвиль, гучністю, висотою, тембром.

Щоб людина реагувала на звук, необхідно, щоб його інтенсивність була не меншою від деякої мінімальної величини, яку називають *порогом чутності*.

Інтенсивність звуку визначається амплітудою коливань частинок у звуковій хвилі. Вуху людини має найбільшу чутливість до звуків частоти від 700 до 6 000 Гц.

Фізичному поняттю інтенсивності звуку відповідає фізіологічне відчуття *гучність звуку*. Поняття інтенсивності і гучності не рівноцінні. Рівень гучності визначається в одиницях, які називають *белами*, але на практиці використовують одиниці у десять разів менші — *децибели* (дБ). Найбільшу інтенсивність звуку, при якій людське вухо сприймає коливання як звук, називають порогом больового відчуття. За гучністю типовим джерелами є: поріг чутності — 0 дБ; шелест листя — 10 дБ; шепіт — 20 дБ; звичайна розмова — 60 дБ; шумна вулиця — 80 дБ; оркестр — 120 дБ; поріг больового сприймання — 130 дБ.

Людина та тварини часто зазнають впливу коливань (вібрацій). У сільському господарстві вібрації створюються різними пристроями (двигунами, компресорами та ін.). Дуже сильні вібрації створюють електроприлади (наприклад, відбійні молотки), транспорт. Такі коливання діють не тільки на робітника, але вони передаються іншим людям або тваринам через ґрунт та оточуючі шари атмосфери. Під впливом зовнішніх періодичних сил починають здійснювати коливальний рух як тіло людини або тварини в цілому, так й окремі їх органи та навіть субклітинні структури, що, розуміється, не може не викликати фізіологічних реакцій.

Фізіологічна дія вібрацій на живий організм залежить від ряду факторів — місця та напрямку прикладання сили, інтенсивності та тривалості впливу, але найбільш важливим фактором є частота. При значних інтенсивностях вібрації, як правило, викликають негативні ефекти (наприклад, зниження молоковіддачі у корів, сповільнений ріст молодняку).

Великі органи людини і сільськогосподарських тварин мають частоти власних коливань порядку декількох герц, та вібрації відповідних частот приводять ці органи у резонансні коливання, які були б значними, якщо б не значне тертя між окремими органами і тканинами всередині живого організму. Тим не менш резонансні коливання внутрішніх органів іноді викликають місцеві кровоізлівання та мікророзриви тканин, і тому, наприклад, при роботі з віброінструментом потрібен постійний контроль за здоров'ям робітника.

Вплив вібрацій на таку коливальну систему, як серце, викликає вимушені коливання серцевої мишці, та при резонансі їх амплітуда може стати достатньою для розриву клапанів серця і аорти. Якщо вібрації знаходяться у протифазі з власними коливаннями серця, то кровообіг гальмується, а при достатній інтенсивності вібрацій серце може зупинитись.

Застосовують вібрації й в терапевтичних цілях (вібромасаж). Під впливом

коливань клітини і тканини активізують обмінні процеси. Вібромасаж використовується для лікування захворювання суглобів, сухожильного апарату, при м'язових атрофіях у великої рогатої худоби. Особливо часто використовують з цією метою ультразвукові коливання. Однак вібропроцедури повинні бути строго дозовані та проводитись під обов'язковим лікарським контролем.

1.7. Особливості механіки біологічних систем

Жива природа демонструє досконалість у вирішенні проблем міцності клітини, тканин, органів організмів, раціональне використання матеріалу. Пружність і міцність мембрани клітини забезпечується лише двома впорядкованими шарами молекул ліпідів (жирів) з вміщеними в них молекулами білків. Через мембрану невинно йдуть зустрічні потоки введення і виведення молекул та іонів простих речовин.

В процесі еволюції природа відібрала раціональні конструкції, в яких при мінімальних затратах речовини досягається найбільший запас міцності різним природнім навантаженням. Розглянемо основні з таких конструкцій.

Аркова структура листя. Листя рослин мають прожилки, які створюють досконалу каркасну структуру, здатну витримувати великі навантаження. Плівка листя може мати різну товщину, головна міцність забезпечується конструктивними особливостями арочної основи. Лише недавно особливості її конструкції були пізнані і стали використовувати у будівництві. Гігантський листок південного латаття, який має площу до двох квадратних метрів, дякуючи арковій арматурі, утримує на воді дорослу людину. Досконалу систему прожилок мають крила мух, бджіл, бабок, метеликів, їх крила витримують великі навантаження.

Збільшення міцності квітів і листя при скручуванні у трубочку. Згадайте, якими слабкими здаються ніжні пелюстки багатьох квіток і яку міцність вони демонструють при різних механічних діях внаслідок особливостей своєї конструкції — трубчастої із нерівномірно змінним радіусом кривини, часто гофрованої поверхні.

Збільшення міцності листя внаслідок наявності складчастих конструкцій. Всі бачили пальму. У великої рослини площа листя сягає 12 квадратних метрів. По телебаченню ми спостерігали страшної сили океанського походження урагани, які на берегах півдня США виривають дерева, зносять мости, руйнують багатопверхові бетонні будівлі, як шкарлупу перекидають і несуть автомобілі та автобуси. І на цьому фоні гнуться, тріпочуть, але залишаються

цілими, не зламаними стволи і величезні листя пальм. І все тому, що листя має гофровану поверхню з міцною армованою основою. Подібну форму мають листя бука, манжетки звичайної та ін. При утворенні складчастої структури конструктивно товщина речовини немов би збільшується на висоту складок і, відповідно, у стільки ж раз збільшується міцність конструкції.

Використання трубчастих конструкцій. Ви звертали увагу, як на будовах висотних об'єктів формують опорні конструкції будівлі — металева арматура зварюється по периметру майбутньої конструкції і після цього заливається бетоном. А в природі стебло злакових рослин, наприклад, жита чи пшениці, багатьох трав теж має таку ж досконалу конструкцію — арматурні тканини стебла роблять непотрібною для його міцності серцевину, при такій конструкції стебло стає легким і міцним. Важлива роль у забезпеченні міцності пустотілих стебел також забезпечується тим, що вони мають не одну, а декілька трубок, які утворені довгими обгортками із тонкого листя. Разом з цим, стебло не є одним пустотілим циліндром, воно складається із декількох циліндрів, що з'єднуються між собою пружними кулями-демпферами. Внаслідок такої будови стебло є досить гнучкою, стійкою і міцною конструкцією. Одним із чинників, який забезпечує міцність кісток птахів і багатьох тварин, є також їх особлива трубчаста будова.

Досконалість геометричних форм як основа забезпечення легкості і міцності живих об'єктів. Пташині яйця, кістки кінцівок, скелетні кістки тварин вражають своєю міцністю. Шкаралупа яйця – це сукупність великої кількості клиноподібних сегментів, які із зовнішньої сторони мають більшу площу поверхні, а з внутрішньої — меншу. Тому зменшити поверхню яйця зовнішнім стисканням дуже важко. Зате висиджене пташеня своїм ще слабим дзьобом зсередини легко вибиває такі клини і, руйнуючи шкаралупу, вибирається з неї.

Суглобні, тазові, грудні, хребетні кістки ссавців і птахів теж мають клиновидні сегменти, що скріплені внутрішніми перемичками, або форму з тавровими перерізами. Це не лише надає кісткам міцності, але, у більшості випадків, забезпечує їх роботу лише на стискання і розтяг, а не злам.

Біомеханіка біологічних молекул суттєво відрізняється від біомеханіки великих організмів. Для макроскопічних об'єктів маса є найважливішою властивістю, яка обумовлює характер руху та диктує логіку інженерних розрахунків. Для пристроїв з характерними розмірами в діапазоні від метру до сантиметру такі фізичні властивості, як тертя, сила пружності, зчеплення, напруга розтягу і зсуву — є за величиною одного порядку з силами гравітації та інерції.

При збільшенні розмірів об'єктів їх маса зростає пропорційно до кубу характерного розміру, у той час як жорсткість і сила тертя пропорційні квадрату розміру. Таке випереджальне зростання інерційних та масових властивостей об'єкту приводить, наприклад, до обмеження розмірів будівель. Немає таких конструкційних матеріалів, які витримали б вагу хмарочосу висотою в кілометр.

Об'єкти розміром в мікрометр (мікропіщинки, окремі клітини) взаємодіють між собою зовсім інакше ніж макрооб'єкти в макросвіті, який оточує нас. Інерція більше не є визначальним фактором. Це часто суперечить нашим інтуїтивним уявленням.

Наприклад, рух бактерій забезпечується обертанням джгутіка. На перший погляд, якщо обертання джгутіка припиниться, то бактерія повинна ще деякий час рухатись за інерцією, як рухається корабель після зупинки гребного гвинта. Однак, оскільки інерція спадає із зменшенням розмірів об'єкту набагато швидше ніж сили в'язкості у воді, бактерія зупиняється, проплив за інерцією відстань меншу атомного радіусу, тобто фактично відразу.

Гравітаційними силами також можна нехтувати, якщо розглядаються мікро- та нанооб'єкти. Рух таких об'єктів визначається їх взаємодією з молекулами, які оточують їх та штовхають з усіх боків. Так мікропилинки у повітрі не опускаються на підлогу, а знаходяться у завислому стані. А у мікроскоп можна спостерігати броунівський рух дрібних частинок у водному розчині. Сили притягання між дрібними об'єктами, що мають не гравітаційне походження, також перевищують гравітаційні сили. Саме тому дрібні комахи повзають по стінах та стелі, а дрібні краплини роси висять на стелі та не падають.

Між рухливою активністю тварин та їх фізіологічним станом був виявлений тісний зв'язок. Так, у сільськогосподарських тварин, які знаходяться у умовах обмеженої рухливості, змінюється склад тканин, що приводить до зміни їх механічних властивостей. Це тягне за собою погіршення обміну речовин, зменшення лактації та продуктивності.

Обмежений об'єм навчального посібника не дозволяє розглянути у ньому такі питання біомеханіки, як м'язові скорочення, робота опорно-рухового апарату, рух біологічних рідин і легеневого газу та ін. З цими та іншими питаннями студенти можуть ознайомитись у спеціальній літературі.

Питання для самоконтролю

- 1) Дайте визначення матеріальної точки. У якому випадку бігучого коня можна вважати матеріальною точкою?
- 2) Дайте визначення середньої та миттєвої швидкості.
- 3) Чи може тіло пройти великий шлях при малому переміщенні?
- 4) Який фізичний зміст мають похідна від шляху за часом та похідна швидкості за часом?
- 5) Дайте визначення кінематики і динаміки.
- 6) Яку властивість тіл називають інерцією?
- 7) Які системи відліку називають інерціальними? У яких системах відліку не виконується другий закон Ньютона?
- 8) Що є мірою механічної дії одного тіла на інше?
- 9) Сформулюйте закон збереження імпульсу. Для яких систем справедливий цей закон?
- 10) Чим відрізняються пружні деформації від пластичних?
- 11) Сформулюйте закон Гука.
- 12) Що таке модуль Юнга?
- 13) Чому дорівнює робота сили, яка напрямлена перпендикулярно до переміщення тіла?
- 14) Дайте визначення кінетичної, потенціальної та повної механічної енергій.
- 15) Сформулюйте закон збереження механічної енергії.
- 16) Дайте визначення обертального руху та фізичних величин, що його характеризують (кутові швидкість і прискорення, період, частота).
- 17) Матеріальна точка рухається по колу. Чому дорівнює відношення її лінійної швидкості до її кутової швидкості?
- 18) Який фізичний зміст моменту інерції тіла? В яких одиницях він вимірюється?
- 19) Запишіть основний закон динаміки обертального руху.
- 20) Чому дорівнює кінетична енергія твердого тіла, що обертається?
- 21) Дайте визначення моменту імпульсу твердого тіла.
- 22) При яких умовах справедливий закон збереження моменту імпульсу? Наведіть приклади його застосування.
- 23) Чим відрізняється ламінарна течія від турбулентної течії?
- 24) Пояснить явище аерації ґрунту.
- 25) Які сили тертя між шарами рідини за законом Ньютона?
- 26) Які компоненти у формулі Рейнольдса визначають перехід від ламі-

нарної до турбулентної течії крові при атеросклеротичному зменшені діаметру кров'яних судин?

- 27) Який рух називають гармонічним коливанням?
- 28) Що називають періодом, частотою, циклічною частотою, фазою та початковою фазою гармонічних коливань?
- 29) На що витрачається енергія тіла, що коливається, при згасаючих коливаннях?
- 30) Які коливання називають вимушеними?
- 31) Розкажіть про дію вібрації на живі організми.
- 32) Який механізм утворення хвиль у пружних середовищах?
- 33) Дайте визначення поперечної та поздовжньої хвиль.
- 34) Які особливості біомеханіки біологічних молекул?

Розділ 2.

Молекулярна фізика і термодинаміка

2.1. Термодинамічні системи і процеси

Молекулярна фізика і термодинаміка — розділи фізики, в яких вивчаються залежності властивостей тіл від їх будови, взаємодії між частинками, з яких складаються тіла, та характеру руху частинок.

Для дослідження фізичних властивостей макроскопічних систем, які складаються з величезної кількості атомів та молекул, застосовують два методи: *статистичний* (або *молекулярно-кінетичний*) і *термодинамічний*.

Статистичний метод — це метод дослідження, який оперує статистичними закономірностями і усередненими значеннями фізичних величин, що характеризують систему. Цей метод лежить в основі *молекулярної фізики* — розділу фізики, який вивчає будову і властивості речовини враховуючи те, що всі тіла складаються з атомів, молекул та іонів, які знаходяться у неперервному хаотичному русі.

Термодинамічний метод — це метод дослідження, який оперує величинами, що характеризують систему в цілому (наприклад, тиск, об'єм, температура) при різних перетвореннях енергії, які відбуваються в системі, без урахування внутрішньої будови тіл та характеру руху окремих частинок. Цей метод лежить в основі *термодинаміки* — розділу фізики, який вивчає загальні властивості макроскопічних систем в різних станах та процеси переходу між цими станами.

Термодинамічна система — сукупність тіл у деякому просторі, які можуть взаємодіяти між собою та з іншими тілами (зовнішнім середовищем), обмінюватись з ними енергією і речовиною. В залежності від того, як система

обмінюється із зовнішнім середовищем енергією і речовиною, виділяють три типи систем.

Відкриті термодинамічні системи обмінюються із зовнішнім середовищем і енергією, і речовиною. *Закриті термодинамічні системи* обмінюються тільки енергією.

Ізольовані або замкнуті термодинамічні системи не обмінюються із зовнішнім середовищем ні енергією, ні речовиною. Такі системи є ідеалізованими, але створити умови, коли обмін енергією системи з іншими тілами стане нехтовно малим, можна шляхом розміщення системи в тверду теплоізолюючу оболонку, яку називають *адіабатичною*.

Залишена сама на сама ізольована система самочинно (спонтанно) прийде до якогось цілком визначеного *найбільш імовірного, або рівноважного, стану*.

Загальне начало термодинаміки: яким би не був початковий стан тіла ізольованої системи, в ній зрештою встановиться термодинамічна рівновага, в якій припиняться всі макроскопічні процеси. Термодинамічна рівновага передбачає, що в системі встановлюється теплова, механічна і хімічна рівноваги.

Під макроскопічними процесами розуміються будь-які зміни, які відбуваються з макроскопічними частинами системи, тобто частинами, що містять величезну кількість частинок (наприклад, вирівнювання температур двох тіл, які приведені у контакт, та одне з яких було попередньо нагріте).

Термодинамічна рівновага може бути охарактеризована як *динамічна рівновага*, коли надто інтенсивно йдуть процеси молекулярного масштабу, але всі макроскопічні процеси припиняються.

Макроскопічні властивості — це властивості, які визначаються в термодинамічній системі, що перебуває в рівноважному стані, їх можна визначити за допомогою приладів.

Можна сказати і навпаки: значення макроскопічних властивостей характеризують конкретний рівноважний стан термодинамічної системи, оскільки кожному стану відповідають цілком певні значення властивостей. Тому їх ще називають *термодинамічними, або макроскопічними, параметрами стану*.

Приклади макроскопічних параметрів стану: тиск, густина, об'єм, температура, внутрішня енергія, теплопровідність, ентропія, ентальпія.

Одним з основних макроскопічних параметрів є температура. Поняття температури було введено для характеристики різної ступені нагрітості тіл. Два тіла знаходяться у тепловій рівновазі один з одним, або мають однакові температури, якщо при приведенні їх у тепловий контакт рівновага не порушується. Якщо ж теплової рівноваги при контакті немає та для її досягнення

потрібен деякий час, то кажуть, що температури тіл до контакту були різні.

Поняття температури не має змісту для систем, які складаються з однієї або невеликої кількості молекул. Незважаючи на те, що воно строго може бути застосованим лише для систем, які знаходяться у термодинамічній рівновазі, їм постійно користуються також й у тих випадках, коли повної термодинамічної рівноваги ще немає. Кажуть, наприклад, про нерівномірно нагріті тіла, різні точки яких мають різні температури.

Отже, *температура* — це фізична величина, яка характеризує стан термодинамічної рівноваги макроскопічної системи та яка визначає напрям теплообміну між тілами.

На даний час основними є дві температурні шкали. *Міжнародна практична шкала* (шкала Цельсія), яка проградуєвана у градусах Цельсія ($^{\circ}\text{C}$) за двома реперними точками — температурами замерзання та кипіння води при тиску 101325 Па , які приймаються відповідно 0°C та 100°C . *Термодинамічна температурна шкала* (шкала Кельвіна), яка проградуєвана у градусах Кельвіна та визначається по одній реперній точці — потрійній точці води — температурі при якій лід, вода і насичена пара при тиску 609 Па знаходяться у термодинамічній рівновазі. Температура цієї точки у даній шкалі $273,15\text{ К}$. Температуру $T = 0\text{ К}$ називають *абсолютним нулем температур*.

Термодинамічна температура T і температура t по шкалі Цельсія зв'язані співвідношенням

$$T = t + 273,15. \quad (2.1.1)$$

Нормальними умовами називають $T_0 = 273,15\text{ К} = 0^{\circ}\text{C}$, $p_0 = 101325\text{ Па}$.

Ідеальний газ — це теоретична модель газу, в якій нехтують розмірами і взаємодією частинок газу та враховують лише їх пружні зіткнення.

Макроскопічні параметри не незалежні. Зокрема, для однорідної і однофазної системи, прикладом якої може бути достатньо розріджений (ідеальний) газ, незалежних параметрів стану всього два. Таким чином, для фіксації конкретного стану ідеального газу достатньо задати два макроскопічних параметри стану.

Найчастіше використовують такі параметри: температура (T), тиск (p), об'єм (V), густина (ρ).

Для ідеального газу достатньо задати два з них: (p, V) , (p, T) або (V, T) . Решта параметрів будуть однозначними функціями двох визначальних параметрів.

Дослід показує, що в стані термодинамічної рівноваги об'єм, тиск і температура знаходяться у функціональній залежності не тільки для ідеальних,

але і для реальних газів, а також для будь-яких фізично однорідних та ізотропних тіл.

Рівнянням стану називають математичний зв'язок тиску, об'єму і температури:

$$f(p, V, T) = 0. \quad (2.1.2)$$

Модем речовини називають кількість цієї речовини, яка містить стільки молекул, скільки атомів міститься у 12 г ізотопу вуглецю ^{12}C . Відповідна кількість атомів — це так зване *число Авогадро* $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$.

Рівняння стану для одного моля ідеального газу має вигляд:

$$pV = RT, \quad (2.1.3)$$

де $R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$ — універсальна газова стала.

Якщо по осях координат відкласти визначальні параметри стану, то кожна точка на площині параметрів відповідатиме конкретному рівноважному термодинамічному стану. В залежності від конкретної задачі рівноважні стани можна зображати на площині параметрів в координатах (V, p) , (T, p) або (T, V) .

Термодинамічна система може переходити з одного стану до іншого. Такий перехід називають *термодинамічним процесом* або просто *процесом*. Початковий і кінцевий стани, звичайно, рівноважні стани. Але сам термодинамічний процес — це завжди нерівноважний процес, і його не можна зображати лінією на площині параметрів. Строго рівноважний процес ніколи не реалізується в природі.

В теоретичних методах термодинаміки широко використовуються так звані *квазістатичні*, або *квазірівноважні*, процеси, тобто ідеалізовані процеси, які складаються з станів рівноваги, які неперервно слідуєть один за одним. Квазістатичні процеси також є абстракціями. Але до них можна підійти як завгодно близько.

Нехай в циліндрі знаходиться газ та поршень, який утримується в положенні рівноваги вантажем (дрібним піском). Якщо зняти частину вантажу або додати новий, то рівновага порушиться. З часом, після складних рухів газу та коливань поршня, система знов прийде до стану рівноваги. Подібні нерівноважні процеси дуже складні.

Знімемо або додалимо одну піщинку. Від цього рівновага порушиться нескінченно мало. Якщо повторити цю процедуру багато разів, то можна змінити вантаж на скінченну величину. Разом з вантажем зміниться на скінченну величину і об'єм газу. Цей процес складається з послідовності нескін-

ченно малих процесів, кожен з яких дуже мало порушує стан рівноваги. Ми отримали дуже повільний процес, який можна вважати квазістатичним.

В термодинаміці часто зустрічаються наступні квазістатичні процеси: 1) ізохорний процес — процес, який відбувається при сталому об'ємі ($V = const$); 2) ізобарний процес — процес, в якому сталим залишається тиск ($p = const$); 3) ізотермічний процес — процес, який відбуваються при сталій температурі ($T = const$); 4) адіабатичний процес — квазістатичний процес, який відбувається без підведення та відведення тепла.

2.2. Молекулярно-кінетична теорія ідеального газу

Молекули взаємодіють між собою завдяки молекулярним силам. На великих відстанях це сили притягання, які швидко спадають при збільшенні відстані (обернено пропорційні до відстані в сьомій степені). На малих відстанях — це сили відштовхування, які сильно залежать від відстані (пропорційні до відстані у степені, яка приблизно дорівнює тринадцяти). При наближенні молекул сили відштовхування сильно зростають. Відстань між центрами молекул, коли сили притягання переходять у сили відштовхування приймається за діаметр молекули.

В газах при нормальних умовах середні відстані між молекулами великі порівняно з їх діаметрами. На таких відстанях молекулярні сили дуже слабкі. Молекулярні сили проявляються лише на малих відстанях порядку діаметра молекул. Взаємодію молекул на малих відстанях називають *зіткненнями*.

Якщо газ в цілому знаходиться у спокої (наприклад, міститься у закритій посудині), то в результаті зіткнень встановлюється хаотичний рух, в якому всі напрямки руху молекул рівноймовірні. Такий рух називається *тепловим*. Для достатньо розрідженого газу, що міститься у посудині, можна у першому наближенні нехтувати розмірами молекул та зіткненнями їх між собою. Треба врахувати лише зіткнення молекул з стінками посудини. Така проста модель приводить до законів ідеальних газів.

Ідеальні гази строго підлягають законам Бойля—Маріотта та Гей—Люссака. Всі інші гази називають реальними.

Закон Бойля—Маріотта: добуток об'єму V даної маси газу на його тиск p залежить тільки від температури.

Формула, що виражає цей закон є рівнянням Менделєєва—Клапейрона

$$pV = \frac{M}{\mu}RT = \nu RT, \quad (2.2.1)$$

де M — маса газу; μ — його молярна маса; $\nu = \frac{M}{\mu}$ — кількість молей.

Закон Гей—Люссака: об'єм даної маси газу за сталого тиску пропорційний до його температури, тобто $V \sim T$, або

$$\frac{V}{T} = \text{const} \quad (p = \text{const}). \quad (2.2.2)$$

Залежність V від T являє собою пряму, яку можна екстраполювати до точки, де об'єм газу повинен стати рівним нулю (рис. 2.1). Температура газу в цій точці є абсолютним нулем.

Закони Бойля—Маріотта та Гей—Люссака можна об'єднати в єдину формулу:

$$\frac{pV}{T} = \text{const}. \quad (2.2.3)$$

Що можна сказати про константу, яка входить у співвідношення (2.2.3)? Припустимо, що ми підтримуємо сталими тиск і температуру газу. Тоді об'єм залежить від кількості досліджуваного газу. Іншими словами, названа константа пропорційна до кількості молекул газу N , що містяться у даному газі. Відповідно можна записати

$$pV = NkT, \quad (2.2.4)$$

де коефіцієнт пропорційності k називають *сталою Больцмана* ($k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К).

Якщо порівняти формули (2.2.1) та (2.2.3), то можна записати

$$Nk = \nu R.$$

Відношення N/ν є кількістю молекул в одному молі речовини, яка дорівнює числу Авогадро:

$$N_A = N/\nu. \quad (2.2.5)$$

Тому універсальна газова стала може бути виражена у вигляді

$$R = N_A k. \quad (2.2.6)$$

Рівняння (2.2.4) можна записати у вигляді

$$p = \frac{N}{V}kT.$$

Але $\frac{N}{V} = n$ — концентрація молекул. Ми отримали важливу формулу

$$p = nkT. \quad (2.2.7)$$

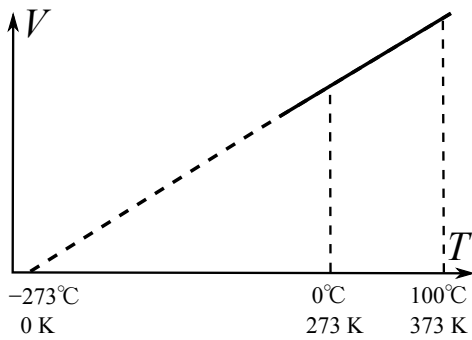


Рис. 2.1. Графік ізобарного процесу

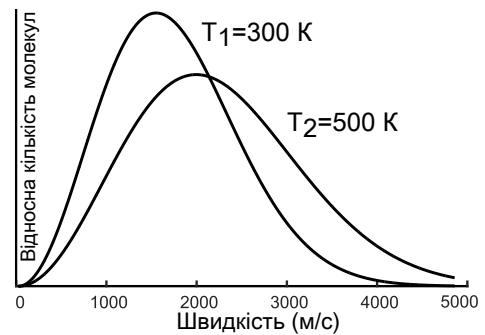


Рис. 2.2. Розподіл Максвелла для швидкостей молекул водню

Залежність тиску газу від характеристик його молекул визначається основним рівнянням молекулярно-кінетичної теорії ідеального газу:

$$p = \frac{1}{3}nm \langle v^2 \rangle \quad \text{або} \quad pV = \frac{1}{3}Nm \langle v^2 \rangle, \quad (2.2.8)$$

де m — маса однієї молекули; $\langle v^2 \rangle$ — середнє значення квадрату швидкості молекул.

Для грубого уявлення про швидкості молекул газу можуть використовуватись деякі середні величини. Наприклад, середня квадратична швидкість:

$$\langle v \rangle_{\text{КВ}} = \sqrt{\langle v^2 \rangle}. \quad (2.2.9)$$

З основного рівняння (2.2.8)

$$\langle v \rangle_{\text{КВ}} = \sqrt{\frac{3p}{\rho}}, \quad (2.2.10)$$

де $\rho = nm$ — густина газу.

Для зручності останню формулу краще перетворити за допомогою рівняння стану ідеальних газів $p/\rho = RT/\mu$. Тоді отримуємо

$$\langle v \rangle_{\text{КВ}} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}. \quad (2.2.11)$$

Значення швидкостей молекул газу розподілені у відповідності з деякою функцією, яку можна отримати з молекулярно-кінетичної теорії. Розподіл,

якому підпорядковані абсолютні значення швидкостей молекул газу, називається *розподілом Максвелла*: відносна кількість молекул, модулі швидкості яких лежать в інтервалі значень від v до $v + dv$ визначається за формулою

$$\frac{dN}{N} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot v^2 \exp \left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) dv. \quad (2.2.12)$$

На рис. 2.2 показані криві розподілу Максвелла для двох різних температур. Швидкість, при якій функція розподілу максимальна, називають *найімовірнішою швидкістю* v_m . Вона дорівнює

$$v_m = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \approx 0,82 \langle v \rangle_{\text{КВ}}. \quad (2.2.13)$$

При збільшенні температури максимум кривої розподілу зміщується в бік більш високих температур у відповідності з формулою (2.2.13).

Формулу Максвелла можна застосовувати не тільки до газів, але і для рідин та твердих тіл у всіх випадках, коли ще можна користуватись класичним описом руху.

З'ясуємо фізичний зміст температури в молекулярно-кінетичній теорії.

В молекулярно-кінетичній теорії доводиться, що в стані теплової рівноваги середні кінетичні енергії всіх молекул газу однакові.

Запишемо основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії для ідеального газу (2.2.8) у вигляді

$$pV = \frac{2}{3} N \frac{m \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{2}{3} N \langle E_k \rangle,$$

де $\langle E_k \rangle$ — середня кінетична енергія однієї молекули газу.

Порівнявши це рівняння з рівнянням (2.2.4), дістанемо

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2} kT. \quad (2.2.14)$$

Середня кінетична енергія молекули пропорційна до абсолютної температури. Абсолютний нуль температури відповідає рівності нулю кінетичної енергії поступального руху молекули. Отже, абсолютний нуль — це така температура, при якій в тілі припиняється тепловий рух та залишається тільки рух частинок, що пов'язаний з нульовою енергією. Рух частинок, який пов'язаний з нульовою енергією, це суто квантово-механічний ефект.

Температура є статистичною величиною, оскільки вона є мірою середньої кінетичної енергії молекул газу. Тому поняття «температура» не може

бути застосовано до будь-якої однієї молекули або навіть до десятку молекул. Це поняття можна використовувати лише тоді, коли мова йде про об'єм газу, який містить величезну кількість молекул.

Внутрішня енергія газу складається з кінетичної енергії поступального, обертального і внутрішнього руху молекул та атомів, а також з потенціальної енергії їх взаємодії. Для ідеальних газів, коли молекулярні сили дуже малі, потенціальною енергією взаємодії молекул можна нехтувати.

Для моделі ідеального газу, в якій молекули розглядаються як матеріальні точки, внутрішня енергія визначається повною кінетичною енергією поступального руху всіх молекул. Наприклад, для одного моля

$$U = N_A \langle E_k \rangle = \frac{3}{2} N_A kT = \frac{3}{2} RT. \quad (2.2.15)$$

Внутрішня енергія ідеального газу залежить тільки від температури.

Модель ідеального газу в подальшому була розширена. У більш широкому розумінні ідеальний газ складається з частинок, які являють собою пружні сфери або еліпсоїди, у яких проявляється атомна структура. Розширена модель ідеального газу дозволяє враховувати не лише поступальний, але й обертальний та коливальний рухи його частинок.

Кількістю ступенів свободи i називають кількість незалежних величин або координат, що повністю визначають положення молекули у просторі. Згідно з можливими видами руху розрізняють поступальні, обертальні і коливальні ступені свободи ($i_{\text{п}}$, $i_{\text{о}}$, $i_{\text{к}}$). В молекулярно-кінетичній теорії доводиться, що середня кінетична енергія, що припадає при тепловій рівновазі на одну ступінь свободи будь-якої атомно-молекулярної системи дорівнює $\frac{1}{2}kT$.

Для одноатомного газу (молекула розглядається як матеріальна точка) можливий тільки поступальний рух та $i = i_{\text{п}} = 3$. Отже, з виразу для внутрішньої енергії одноатомного газу (2.2.15) можна зробити висновок, що внутрішня енергія одного моля газу дорівнює

$$U = \frac{i}{2} RT, \quad (2.2.16)$$

а будь-якої маси газу

$$U = \frac{i}{2} \cdot \frac{M}{\mu} RT. \quad (2.2.17)$$

Двохатомну молекулу можна уявити у вигляді «жорсткої гантелі», або «пружної гантелі». Жорстка гантель, крім поступального руху, може ще обертатись навколо двох осей. Тому $i = i_{\text{п}} + i_{\text{о}} = 3 + 2 = 5$. Атоми у

пружній гантелі додатково можуть коливатись вздовж прямої, що їх сполучає: $i = i_{\text{п}} + i_{\text{о}} + 2i_{\text{к}} = 3 + 2 + 2 = 7$. Зверніть увагу на те, що кількість коливальних ступенів свободи помножено на два. Це тому, що в коливальному русі, крім кінетичної енергії, є ще й потенціальна.

Багатоатомну молекулу можна розглядати як абсолютно тверде тіло, яке має три поступальних та три обертальних ступенів свободи: $i = i_{\text{п}} + i_{\text{о}} = 3 + 3 = 6$.

Для моделі ідеального газу справедливий закон Дальтона. Нехай в різних посудинах однакового об'єму V при одній і той же температурі T містяться різні ідеальні гази. Позначимо тиски цих газів через p_1, p_2, \dots, p_n . Гази змішують в тому ж об'ємі та підтримують температуру суміші T . Закон Дальтона стверджує, що $p = p_1 + p_2 + \dots + p_n$. Тиски p_1, p_2, \dots, p_n називаються парціальними тисками газів, які складають суміш.

Закон Дальтона: тиск суміші ідеальних газів дорівнює сумі парціальних тисків цих газів.

2.3. Перше начало термодинаміки

У класичній термодинаміці вважається, що термодинамічна система може обмінюватись енергією із зовнішнім середовищем тільки двома способами: під час виконання механічної роботи та в процесі теплообміну.

Механічна робота виконується при зміні об'єму газу.

Розглянемо газ в циліндрі з поршнем, площа якого S (рис. 2.3). Обчислимо нескінченно малу або елементарну роботу δA , яку виконує газ при нескінченно малому квазістатичному розширенні, при якому його об'єм збільшується на dV . Тиск p під поршнем при нескінченно малому переміщенні останнього можна вважати сталим.

Елементарна робота при переміщенні поршня на величину dx : $\delta A = F dx = pS dx$. Так як приріст об'єму дорівнює $dV = S dx$, то

$$\delta A = p dV. \quad (2.3.1)$$

Для того щоб від елементарної роботи перейти до роботи для скінченного процесу, треба знайти інтеграл

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV. \quad (2.3.2)$$

Цей інтеграл в координатах об'єм—тиск чисельно дорівнює площі криволінійної трапеції, яка зверху обмежена кривою процесу (рис. 2.4).

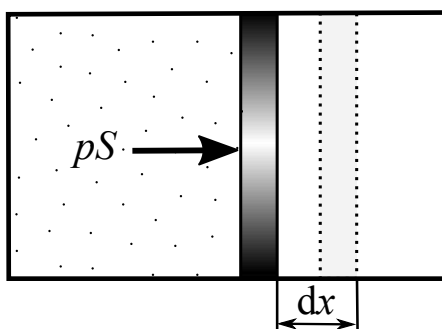


Рис. 2.3. Визначення елементарної роботи газу

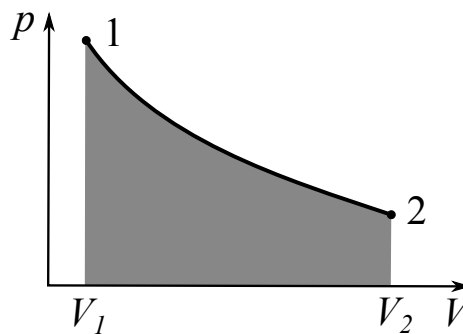


Рис. 2.4. Робота газу у скінченному термодинамічному процесі

Обчислимо роботу, яку виконує газ в деяких квазістатичних процесах.

1. Робота в ізохорному процесі ($V = const$) дорівнює нулю.
2. В ізобарному процесі ($p = const$)

$$A_{12} = p(V_2 - V_1). \quad (2.3.3)$$

3. В ізотермічному процесі один моль ідеального газу виконує роботу

$$A_{12} = \int_{V_1}^{V_2} p dV = RT \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (2.3.4)$$

Уточнимо поняття внутрішньої енергії з точки зору термодинаміки.

Внутрішньої енергії U системи називається функція стану, приріст якої у будь-якому процесі, що здійснюється в адіабатичній оболонці, дорівнює роботі зовнішніх сил над системою при переході її з початкового рівноважного стану в кінцевий рівноважний стан

$$\Delta U = U_2 - U_1 = A_{12}^{\text{зобн}}. \quad (2.3.5)$$

Для квазістатичних процесів $A_{12}^{\text{зобн}} = -A_{12}$ (газ в циліндрі). У цьому випадку

$$U_1 - U_2 = A_{12}, \quad (2.3.6)$$

тобто робота термодинамічної системи при адіабатичних процесах виконується за рахунок зменшення внутрішньої енергії самої системи.

Якщо система знаходиться в адіабатичній оболонці, то єдиним способом змінити її внутрішню енергію є виконання над нею макроскопічної роботи.

Якщо ж адіабатичної ізоляції немає, то зміна внутрішньої енергії можлива шляхом теплообміну.

Процес обміну внутрішніми енергіями дотичних тіл, який не супроводжується виконанням макроскопічної роботи, називається *теплообміном*. Енергія, яка передається тілу зовнішнім середовищем шляхом теплообміну, називається *кількістю теплоти*, або просто *теплотою*.

Перше начало термодинаміки, або перший принцип термодинаміки, — це закон збереження енергії стосовно термодинамічних систем.

Математичне формулювання *першого начала термодинаміки*: кількість теплоти, підведеної до термодинамічної системи, витрачається на приріст її внутрішньої енергії і виконання роботи проти зовнішніх сил

$$Q = \Delta U + A = U_2 - U_1 + A_{12}. \quad (2.3.7)$$

Для квазістатичних процесів, в яких термодинамічні параметри змінюються нескінченно мало, рівняння приймає вигляд

$$\delta Q = dU + \delta A \quad \text{або} \quad \delta Q = dU + p dV. \quad (2.3.8)$$

Якщо процес коловий, то $U_1 = U_2$ та $Q = A$. В коловому процесі вся кількість теплоти, яка одержана системою, йде на виконання зовнішньої роботи.

Якщо $U_1 = U_2$ і $Q = 0$, то $A = 0$. Це означає, що неможливий процес, єдиним результатом якого є виконання роботи без яких би то не було змін в інших тілах. Механізм, в якому здійснюється такий процес, називають вічним двигуном першого роду. Тому перше начало термодинаміки іноді формулюють так: *вічний двигун першого роду неможливий*.

Застосуємо перше начало термодинаміки до квазістатичних процесів.

В ізохорному процесі ($V = \text{const}$) об'єм не змінюється, і робота не виконується. Тому $Q = \Delta U$.

В ізохорному процесі вся теплота, що підводиться до термодинамічної системи, йде на збільшення її внутрішньої енергії.

В ізотермічному процесі ($T = \text{const}$) внутрішня енергія не змінюється та вся теплота, що підводиться до системи, йде на виконання роботи.

В адіабатичному процесі ($Q = 0$) робота виконується тільки за рахунок зменшення внутрішньої енергії.

В ізобарному процесі ($p = \text{const}$) $A_{12} = p\Delta V = p(V_2 - V_1) = \Delta(pV)$ та

$$Q = \Delta U + \Delta(pV).$$

Введемо нову функцію стану

$$I = U + pV, \quad (2.3.9)$$

яку називають *ентальпією*, або *тепловою функцією*, або *тепломісткістю*. Тоді

$$Q = I_2 - I_1 = \Delta I. \quad (2.3.10)$$

В ізобарному процесі вся теплота, що підводиться до системи, йде на приріст її ентальпії.

Теплоємністю тіла C називається відношення нескінченно малої кількості теплоти δQ , що підводиться, до відповідного приросту dT температури тіла:

$$C = \frac{\delta Q}{dT}. \quad (2.3.11)$$

Теплоємність залежить від маси тіла. Якщо маса тіла дорівнює одному кілограму, теплоємність називають *питомою*. Її будемо позначати малою літерою c . Більш зручною є *молярна теплоємність*, коли маса тіла дорівнює молярній масі. Молярна теплоємність позначається великою літерою C .

Теплоємність залежить від процесу. В залежності від процесу вона може приймати будь-які значення від $-\infty$ до $+\infty$. Зокрема, для ізотермічного процесу ($dT = 0$) $C = \pm\infty$. Для адіабатного процесу ($\delta Q = 0$) $C = 0$.

Особливе значення мають теплоємності за сталого об'єму і за сталого тиску.

Теплоємність за сталого об'єму

$$C_V = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_{V=const} = \frac{dU}{dT}. \quad (2.3.12)$$

Перепишемо формулу для теплоємності так:

$$dU = C_V dT.$$

Здобуто дуже важливу формулу. Її можна використовувати для обчислення змін внутрішньої енергії, якщо відома залежність теплоємності C_V від температури. Якщо теплоємність не залежить від температури, як це має місце в ідеальному газі, то зміна внутрішньої енергії

$$\Delta U = C_V \Delta T. \quad (2.3.13)$$

Теплоємність за сталого тиску

$$C_V = \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_{p=const} = \frac{dI}{dT}. \quad (2.3.14)$$

Молярні теплоємності ідеального газу за сталого тиску та сталого об'єму зв'язані між собою *рівнянням Майєра*

$$C_p - C_V = R. \quad (2.3.15)$$

Параметри, які визначають стан ідеального газу, коли він здійснює адіабатичний процес зв'язані між собою *рівнянням Пуассона*

$$pV^\gamma = const, \quad (2.3.16)$$

де $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ — *адіабатична стала*.

Оскільки $pV = RT$, рівняння адіабати можна записати через інші пари параметрів, наприклад

$$TV^{\gamma-1} = const. \quad (2.3.17)$$

Так як $\gamma > 1$, то з рівняння (2.3.17) випливає, що при адіабатичному стисненні газ нагрівається, а при адіабатичному розширенні — охолоджується. На цьому засновано явище пневматичного кресала. Це явище знаходить застосування у дизельних двигунах.

Клітина та організм в цілому є відкритою нерівноважною термодинамічною системою, які неперервно обмінюються речовиною із навколишнім середовищем.

Дослідження з перевірки першого закону термодинаміки для живих систем довели: яким би чином не відбувався перехід живої системи з одного стану в інший і як би не змінювалися значення теплоти Q і роботи A , зміна її внутрішньої енергії ΔU завжди є сталою величиною.

Енергія для підтримування життя організму і процесів, які в ньому відбуваються, одержується організмом цілком із продуктами харчування, які в організмі окислюються (згорають у клітинах) при взаємодії з киснем, який поступає в процесі дихання.

Таким чином було вирішено питання про застосування першого закону термодинаміки до обміну речовин в організмі (метаболізму). Перше начало термодинаміки дало змогу звести явища підтримування життя, обміну речовин до простих фізико-хімічних законів теплотворної здатності харчових продуктів та виконання організмом роботи.

Важливим наслідком із першого начала термодинаміки для живих систем є *закон Гесса*: тепловий ефект хімічної реакції не залежить від шляху реакції, від вихідних речовин до продуктів реакції, а визначається лише різницею

ентальпій кінцевих та вихідних речовин

$$Q = \Delta I = \sum_i I_i^{\text{кінц}} - \sum_j I_j^{\text{вих}}, \quad (2.3.18)$$

де $\sum_i I_i^{\text{кінц}}$ — сума ентальпій всіх продуктів реакції; $\sum_j I_j^{\text{вих}}$ — сума ентальпій вихідних речовин.

Швидкість виділення теплоти у тварин пропорційна площі поверхні. Припустимо, що тіло тварин може бути представлено таким, що складається з частин, які є циліндрами. Тоді можна знайти наступну залежність швидкості виділення теплоти твариною від її маси

$$(\text{швидкість виділення теплоти}) \sim M^{3/4},$$

що відповідає результатам експериментальних спостережень.

Швидкість виділення теплоти у тварин віднесена до маси тварини буде пропорційною $\sim M^{-1/4}$. Отже, втрати енергії на одиницю маси збільшуються із зменшенням маси та збільшується необхідність її поновлення. Цим пояснюється дивовижна «ненажерливість» малих тварин та птахів.

Швидкість метаболізму у тварин регулюється надходженням кисню у кров. З іншого боку, швидкість надходження кисню у кров пропорційна об'єму легень V та частоті дихання. Отже,

$$(\text{швидкість виділення теплоти}) \sim (\text{об'єм легень}) \times (\text{частота дихання}).$$

Об'єм же легень пропорційний розмірам (або масі) тварини $V \sim M$. Тому

$$(\text{частота дихання}) \sim \frac{(\text{швидкість виділення теплоти})}{(\text{об'єм легень})} \sim \frac{M^{3/4}}{M} = M^{-1/4}.$$

Деякі дослідження дійсно показують, що частота дихання (а також й частота биття серця) залежить від маси подібним чином.

2.4. Явища перенесення. Капілярність

Найбільш відомим процесом, за допомогою якого теплова енергія може бути передана від одного тіла до іншого, є теплопровідність. При теплопровідності теплота передається від нагрітого тіла до холодного при їх дотику або від більш нагрітої частини тіла до менш нагрітої.

Теплопровідність — це процес передачі енергії при зіткненнях на мікроскопічному рівні але без помітного руху речовини. Атоми і молекули, які

мають більшу швидкість у більш нагрітому тілі або частині тіла, при зіткненнях передають частину своєї енергії атомам і молекулам, які рухаються повільніше в менш нагрітому тілі або частині тіла.

Експериментальні дані добре описуються *законом Фур'є*: кількість теплоти Q , яка переноситься системою через поверхню площею S , пропорційна до градієнту температури $-\frac{\Delta T}{\Delta x}$ та часу перенесення Δt з урахуванням властивостей речовини, що визначаються *коефіцієнтом теплопровідності* K

$$Q = -K \frac{\Delta T}{\Delta x} S \Delta t, \quad (2.4.1)$$

де x — шар речовини.

Процес дифузії аналогічний поширенню теплоти при теплопровідності. Теплопровідність має місце при наявності градієнта температури. Дифузія газу або рідини відбувається при наявності градієнта концентрації. Явище дифузії описується *законом Фіка*: кількість молекул ΔN , які перенесені внаслідок дифузії через площину S , перпендикулярну градієнту концентрації молекул $\frac{\Delta n}{\Delta x}$, за час Δt , визначається рівнянням

$$\Delta N = -D \frac{\Delta n}{\Delta x} S \Delta t, \quad (2.4.2)$$

де знак мінус означає, що напрям дифузії протилежний зростанню концентрації, а D — *коефіцієнт дифузії* для даної ділянки речовини.

Коефіцієнт дифузії в газах добре описується залежністю $D \sim \sqrt{T/m}$ (m — маса молекул, що переносяться). Коефіцієнт дифузії для рідин залежить від температури, розмірів молекул, що переносяться, і в'язкості середовища

$$D = \frac{kT}{6\pi r \eta}, \quad (2.4.3)$$

де r — радіус молекул, що переносяться; η — коефіцієнт в'язкості.

Дифузні процеси відіграють величезну роль у живій природі. Біля 98 % кисню, який необхідний організму, поглинається легеньми в процесі дифузії. Стінки невеликих ємностей всередині легень, які називають *альвеолами*, що обплетені сіткою кровоносних капілярів та в яких відбувається дифузія, мають дуже велику площу та дуже тонкі стінки. Тому, відповідно до рівняння (2.4.2) процес дифузії кисню в кров, а вуглекислого газу назад з крові дуже ефективний.

Дрібні організми, які не мають легень, засвоюють кисень безпосередньо із навколишньої атмосфери внаслідок дифузії. Теж саме стосується засвоєння вуглекислого газу, вологи з повітря листям рослин.

Дифузія — це основний механізм газообміну між ґрунтовим і атмосферним повітрям: з ґрунту вуглекислий газ виноситься в атмосферу і при цьому відбувається збагачення ґрунту атмосферним киснем.

Розчини — це однорідні суміші двох чи більше речовин (компонентів), які рівномірно розподілені у розчині у вигляді окремих атомів чи молекул. Розчинниками виступають вода чи органічні рідини (спирти, ацетон, бензол, хлороформ).

Молярною концентрацією розчину називають кількість молей розчиненої речовини в одиниці об'єму розчину

$$C = \frac{\nu}{V}. \quad (2.4.4)$$

Явище дифузії розчинника через напівпроникну перегородку, яка розділяє розчин від чистого розчинника, називають *осмосом*, а надлишковий тиск, що при цьому виникає у розчині і рівний парціальному тиску розчиненої речовини, називають *осмотичним тиском*.

Якщо розчин слабо насичений, то для визначення його парціального тиску можна скористатися рівнянням Менделєєва—Клапейрона

$$p_{\text{осм}} = \frac{M}{\mu} \frac{RT}{V} = \frac{\nu RT}{V},$$

де M і μ — відповідно маса розчиненої речовини і її молярна маса, V і T — відповідно об'єм і температура розчину.

З урахуванням (2.4.4)

$$p_{\text{осм}} = CRT. \quad (2.4.5)$$

Отже, ми прийшли до *закону Вант—Гоффа*: осмотичний тиск пропорційний до молярної концентрації і температури розчину.

Вільна поверхня кожної рідини перебуває в особливому напруженому стані. Сили, що діють на молекули, розміщені біля поверхні, напрямлені всередину рідини. Оскільки концентрація молекул газу і пари над рідиною значно менша за концентрацію молекул у рідині, ці сили зумовлюють особливий стан тонкого шару рідини поблизу поверхні, вони є причиною виникнення *поверхневого натягу*. Під дією цих сил частина молекул з поверхні рідини намагається проникнути в її середину. Внаслідок цього поверхневий шар рідини скорочується, і рідина ніби покривається тонкою розтягнутою пружною плівкою. Силу, яка скорочує цю плівку (поверхню рідини), називають *силою поверхневого натягу*. Вона спрямована вздовж поверхневого шару.

Для того щоб збільшити поверхню деякої кількості рідини, треба виконати роботу. Роботу, яку необхідно витратити на одиницю площі при збільшенні

поверхні рідини, називають *коефіцієнтом поверхневого натягу* рідини

$$\sigma = \frac{A}{S}. \quad (2.4.6)$$

Припустимо, що у нас є дротяна рамка з бігунок (рис. 2.5). Якщо рамку занурити у мильний розчин, то вона покриється мильною плівкою. Можна збільшити площу поверхні плівки, якщо потягнути за бігунок. Існує дві поверхні плівки та ми діємо силою F на кожну з них, так що повна сила дорівнює $2F$. Якщо бігунок пересунули на відстань x , то виконана робота дорівнює

$$A = 2Fx.$$

Площа поверхні плівки збільшилась на $2lx$ (нагадаємо, що у плівки два боки), тому коефіцієнт поверхневого натягу дорівнює

$$\sigma = \frac{2Fx}{2lx} = \frac{F}{l}. \quad (2.4.7)$$

Коефіцієнт поверхневого натягу рідини чисельно дорівнює силі поверхневого натягу, що діє на одиницю довжини поверхневої плівки.

Коефіцієнт поверхневого натягу різний у різних рідин та залежить від конкретного газу, з яким рідина утворює міжфазну межу. З підвищенням температури σ зменшується.

По відношенню до межі фаз «рідина — тверде тіло» всі рідини поділяються на змочуючі та незмочуючі (рис. 2.6).

Якщо сили притягання між молекулами рідини менші, ніж сили притягання між молекулами рідини і твердого тіла, рідина змочує поверхню твердого тіла, кут змочування $\theta < 90^\circ$. Таку рідину називають *змочуючою*. Якщо ж сили притягання між молекулами рідини більші за сили притягання між

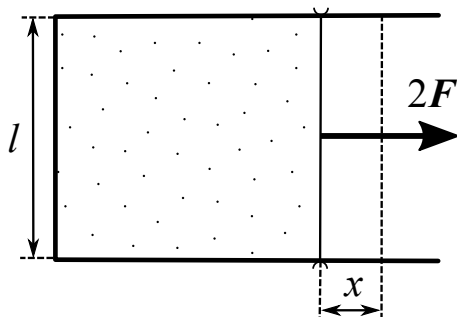


Рис. 2.5. Визначення коефіцієнту поверхневого натягу

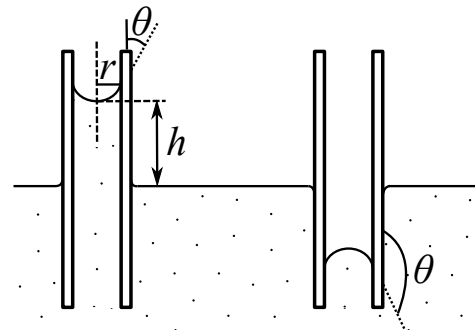


Рис. 2.6. Капілярне підняття та опускання рідини у трубці

молекулами рідини і твердого тіла, то рідина не змочує поверхні твердого тіла, кут змочування $\theta > 90^\circ$. Таку рідину називають *незмочуючою*.

Особливості взаємодії рідини з твердим тілом (змочування і незмочування) є причиною капілярних явищ. Капілярами називають трубки з малим внутрішнім діаметром. Внаслідок різниці між молекулярними силами в рідинах і твердих тілах вільна поверхня рідини біля стінок посудини викривляється і змочуюча рідина піднімається у капілярі (рис. 2.6). Піднімання рідини у капілярі триватиме доти, поки сила тяжіння, яка діє на стовпчик рідини в капілярі, не зрівноважиться силою поверхневого натягу.

У випадку циліндричних капілярів висота підняття стовпчика рідини дорівнює

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}, \quad (2.4.8)$$

де θ — кут змочування; ρ — густина рідини; g — прискорення вільного падіння; r — радіус капіляра.

Абсолютна більшість рослинних і тваринних тканин просякнута величезною кількістю капілярних судин. Саме в капілярах відбуваються основні процеси, пов'язані з диханням і харчуванням організмів, вся найскладніша хімія життя, тісно пов'язана дифузійними, осмотичними явищами.

Оболонки капілярів живих органів є напівпроникними плівками для живильних розчинів, що мають місце у ґрунті, для розчинів перетравленої їжі в кишковому тракті тварин. Концентрація цих розчинів відносно невелика, але достатня, щоб викликати осмотичний тиск, який за величиною більший, ніж атмосферний. Зрозуміло, що коли осмотичний тиск при природних концентраціях живильних розчинів у ґрунті лежить в межах від 1 до 4 атмосфер, то, з урахуванням капілярності, висота росту багаторічних рослин, якими є дерева, обмежується величиною оптимального осмотичного тиску та становить не більше 50 м, і лише для особливо сприятливих умов (евкаліпти та ін.) може сягати 100 м. Якби не існувало осмотичного тиску, то капілярні явища обмежували ріст дерев висотою не більше 10 м.

Зауважимо, що клітинні мембрани пропускають не лише воду. Осмос є не лише причиною наповнення клітин водою, він відіграє роль також у виведенні із організму води і солей, у перерозподілові і затримуванні їх в організмі. Наприклад, якщо клітина межує із концентрованим водним розчином речовини, для якої мембрана не прониклива, то вода із клітини переходить у розчин — відбувається осмотичне збезводнювання клітини. Це явище добре нам знайоме — після вживання солодкої їжі ми відчуваємо спрагу.

Піднімання води по мікроскопічних капілярах дерева (їх діаметр не

перевищує тисячних доль міліметра) до листя, яке має свою регульовану організмом капілярну систему для її випаровування в залежності від температури атмосфери, є ще однією з біофізичних особливостей організмів. На піднімання вологи з ґрунту до листя рослина зовсім не витрачає енергії! А робота при цьому виконується не мала. Влітку береза за один день піднімає на висоту 15 – 18 м і випаровує в середньому до 20 відер води, буковий гай площею 1 га – 20 тонн.

Явище поверхневого натягу живі організми використовують і в інших цілях. Завдяки особливій будові і поверхні лапок комаха водомірка та деякі види павуків вільно переміщаються по поверхні води. Личинки комарів, в тому числі і малярійних, які не мають зябер, за допомогою спеціальних волосків підвішуються у водоймі до поверхневого шару і одержують необхідний для розвитку кисень із атмосфери. Пір'я і пух птахів сильно змащені жиром, тому товстий шар повітря між поверхнею пір'я і тілом качок, гусей не лише захищає від холоду, але і збільшує їх плавучість.

Воскоподібний наліт на верхній плівці поверхні листя захищає тіло листка від проникнення дощової води і тим забезпечує його дихання, стійкість і життєдіяльність. Наявністю того ж воскоподібного нальоту на стеблах пояснюється непроникливість для води сіна в стіжках, солом'яної покрівлі.

2.5. Друге начало термодинаміки. Ентропія

Тепловою машиною називають будь-який механізм, до якого підводиться тепла енергія шляхом теплообміну і від якого одержують енергію у вигляді механічної роботи. У середині теплової машини відбуваються термодинамічні процеси з *робочим тілом*. Робочим тілом може бути, наприклад, ідеальний газ.

Практичне значення мають періодично діючі теплові машини, в яких робоче тіло після виконання роботи повертається до початкового стану, тобто здійснює *коловий процес* або *цикл*. Отже, періодично діюча тепла машина (будемо називати просто тепла машина) обов'язково повинна мати два теплових резервуари («нагрівач» і «холодильник»), з якими може вступати у тепловий контакт робоче тіло.

З різних колових процесів особливе значення в термодинаміці має *цикл Карно* (рис. 2.7). Цикл Карно складається з двох ізотерм ($1 \rightarrow 2$, $3 \rightarrow 4$) і двох адіабат ($2 \rightarrow 3$, $4 \rightarrow 1$).

В результаті колового процесу, якщо він відбувається за годинниковою

стрілкою, робоче тіло отримує від нагрівача тепло Q_1 , віддає холодильнику тепло Q_2 та виконає додатну роботу $A = Q_1 - Q_2$. Якщо цикл здійснюється проти годинникової стрілки, то машина діє як холодильник.

Ефективність теплової машини прийнято характеризувати коефіцієнтом корисної дії (ККД), який дорівнює відношенню корисної роботи до підведеної кількості теплоти

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}. \quad (2.5.1)$$

ККД теплової машини залежить від конкретного виду циклу.

Виникає питання, чи не можна побудувати періодично діючу теплову машину без холодильника, тобто добитися того, щоб $Q_2 = 0$ та, відповідно, $\eta = 1$. Така машина могла б перетворювати в роботу всю теплоту, яка запозичена у теплового резервуара. Таку машину називають *вічним двигуном другого роду*. Негативну відповідь на поставлене запитання дає друге начало термодинаміки.

Формулювання другого начала термодинаміки *Вільгельма Оствальда*: неможливо побудувати вічний двигун другого роду.

Вільям Томсон (лорд Кельвін) дав таке формулювання: неможливий коловий процес, єдиним результатом якого було б виконання роботи за рахунок зменшення внутрішньої енергії теплового резервуара.

Перше начало термодинаміки — це просто закон збереження енергії для теплового і механічного способів передавання енергії в закритій системі. Але він не дозволяє встановити, в якому напрямку відбуваються зміни у системі. Саме друге начало термодинаміки дозволяє оцінити здатність термодинамічної системи змінюватись в певному напрямку та визначати ефективність перетворення енергії в роботу.

Формулювання другого начала термодинаміки *Клаузіуса*: неможливий процес, за якого теплота переходила б самочинно від холодного тіла до тіла нагрітого. Або, неможливий процес, єдиним результатом якого було б передавання теплоти від холодного тіла до тіла нагрітого.

Але постулат Клаузіуса не стверджує, що передача тепла від тіла менш нагрітого до тіла більш нагрітого взагалі неможлива. При наявності так званих компенсуювальних процесів передача теплоти від холодного тіла до тіла нагрітого стає можливою. Так відбувається в холодильних машинах.

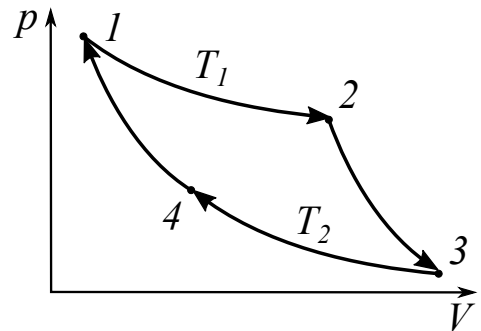


Рис. 2.7. Цикл Карно

Це не суперечить постулату Клаузіуса, так як такий перехід здійснюється не самочинно, а супроводжується роботою електричного двигуна. Машина буде забирати від холодильника теплоту Q_2 та передавати нагрівачу теплоту $Q_1 > Q_2$. При цьому над машиною буде виконана додатна робота $A' = Q_1 - Q_2$. Виконання цієї роботи і є тут компенсувальним процесом.

Французький фізик та інженер Саді Карно довів дві теореми.

Перша теорема Карно: ККД ідеальної теплової машини, яка працює за циклом Карно, залежить тільки від температур T_1 і T_2 нагрівача і холодильника, та не залежить від устрою машини, а також від виду робочої речовини

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (2.5.2)$$

Друга теорема Карно: ККД теплової машини не може бути більшим за ККД ідеальної теплової машини, яка працює за циклом Карно з тими ж самими температурами нагрівача і холодильника

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \leq \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (2.5.3)$$

Якщо в результаті якогось процесу система переходить з стану 1 в інший стан 2 і якщо можливо повернути її хоч би одним способом у початковий стан 1 та й так, щоб у всіх інших тілах не відбулось ніяких змін, то цей процес називають *оборотним*. Якщо ж цього зробити неможливо, то процес називають *необоротним*.

Якщо система повертається до початкового стану, проходячи ту саму послідовність станів, що й у прямому процесі, то розглянутий оборотний процес повинен бути квазістатичним.

Будь-який коловий квазістатичний процес може відбуватись як в прямому, так і в зворотному напрямку.

Нерівність (2.5.3) можна записати у вигляді який називають нерівністю Клаузіуса

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} \leq 0. \quad (2.5.4)$$

Відношення теплоти до температури, за якої вона передається до робочого тіла, називають *зведеною кількістю теплоти*.

Нерівність Клаузіуса можна поширити на довільний цикл

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0. \quad (2.5.5)$$

Якщо коловий процес квазістатичний, то нерівність переходить у рівність Клаузіуса

$$\oint_{\text{КВСТ}} \frac{\delta Q}{T} = 0. \quad (2.5.6)$$

Але якщо інтеграл від якоїсь функції вздовж довільної замкненої лінії дорівнює нулю, то підінтегральний вираз — це повний диференціал цієї функції. Це, у свою чергу, означає, що сама функція — це функція стану, тобто різниця значень функції стану не залежить від виду процесу переходу з стану 1 до стану 2. Таку ситуацію ми вже розглядали, коли вводили поняття внутрішньої енергії.

Позначимо

$$\left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{КВСТ}} = dS \quad (2.5.7)$$

і назвемо S ентропією.

Ентропія системи є функцією її стану, яка визначається з точністю до довільної сталої. Різниця значень ентропії у двох рівноважних станах 1 і 2 дорівнює зведеній кількості теплоти, яку треба надати системі, щоб перевести її з стану 1 в стан 2 за будь-яким квазістатичним шляхом:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 dS = \int_1^2 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{КВСТ}}. \quad (2.5.8)$$

Візьмемо довільний цикл, що складається з необоротного процесу $1 \rightarrow 2$ і квазістатичного $2 \rightarrow 1$. Увесь цикл буде необоротним, і, отже

$$\oint \frac{\delta Q}{T} \leq 0.$$

Розіб'ємо цей коловий інтеграл на два інтеграли відповідно до двох процесів:

$$\int_1^2 \frac{\delta Q}{T} + \int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{КВСТ}} \leq 0.$$

Так як процес $2 \rightarrow 1$ квазістатичний, другий інтеграл, за визначенням, — це різниця ентропії станів 1 і 2:

$$\int_2^1 \left(\frac{\delta Q}{T} \right)_{\text{КВСТ}} = S_1 - S_2.$$

Тому нерівність Клаузіуса приймає вигляд

$$S_2 - S_1 \geq \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}.$$

Якщо термодинамічна система адіабатично ізольована, то $\delta Q = 0$ і

$$S_2 \geq S_1. \quad (2.5.9)$$

Ми прийшли до *закону зростання ентропії*. Згідно з цим законом, в ізольованій системі ентропія зберігає стале значення для оборотних (квазістатичних) процесів ($S = const$), зростає при необоротних процесах та досягає максимального значення при термодинамічній рівновазі ($S \rightarrow max$). Другий закон термодинаміки для необоротних процесів вказує напрямок процесу: якщо $S_2 > S_1$, то перехід адіабатично ізольованої системи з стану 2 в стан 1 неможливий, так як він супроводжувався б зменшенням ентропії.

Л. Больцман вперше дав фізичне трактування ентропії виходячи з понять статистичної фізики. Ентропія є мірою молекулярного хаосу, та закон її зростання відображає збільшення дезорганізації системи. Больцману вдалося це довести, коли він припустив, що ентропія кожного макроскопічного стану зв'язана з ймовірністю реалізації цього стану.

Термодинамічною ймовірністю стану G називають кількість можливих мікростанів системи, за допомогою яких можна реалізувати даний макростан системи. На відміну від математичної ймовірності, термодинамічна ймовірність — дуже велика величина.

Прямий зв'язок між ентропією і термодинамічною ймовірністю стану знайшов М. Планк. Відповідна залежність відома як *формула Больцмана*

$$S = k \ln G, \quad (2.5.10)$$

де k — стала Больцмана.

Макростан системи задається термодинамічними параметрами стану, такими як температура T , тиск p , густина ρ тощо. У даному макростані конкретна частинка може перебувати в різних точках системи і мати різні імпульси. А кожен із можливих розподілів частинок за координатами та імпульсами — це окремих *мікростан* системи.

Нехай система складається з двох комірок і чотирьох частинок. Стан, коли в нижній комірці перебувають усі чотири частинки, можна реалізувати єдиним способом (рис. 2.8). Тому і термодинамічна ймовірність цього стану

дорівнює одиниці ($G = 1$). Стан, коли в кожній комірці перебуває по дві частинки, можна реалізувати уже шістьма способами за рахунок переставлення частинок. Термодинамічна імовірність такого стану буде дорівнювати шести ($G = 6$). А це, у свою чергу, означає, що цей стан буде реалізуватися в шість разів частіше, ніж перший, вкрай нерівноважний стан.

Продовжуючи міркування і збільшуючи кількість частинок, ми неминуче дійдемо висновку, що стан із рівномірним розподілом частинок набагато імовірніший, ніж стан з нерівномірним розподілом. Причому відмінності стають надзвичайно великими.

Для 100 частинок імовірність рівномірного розподілу становить $G = 10^{29}$. Якщо, зверху 25, а знизу 75 частинок, то імовірність буде всього $G = 10^7$.

В одному кубічному сантиметрі газу міститься до 10^{19} молекул. Тому імовірність рівномірного розподілу настільки більша, ніж імовірність хоча б ледь-ледь нерівномірного розподілу, що останній практично неможливий. Хоча імовірність такого розподілу не дорівнює нулю.

Рівномірний розподіл означає повне безладдя, тобто відсутність будь-якого впорядкування в розміщенні молекул. Такий розподіл відповідає рівноважному стану, імовірність якого максимальна.

Класична термодинаміка розроблена для закритих та ізольованих систем і в основному має справу з рівноважними станами. У відкритих системах, якими є, наприклад, біологічні системи, неперервно відбувається обмін з зовнішнім середовищем енергією і речовиною та замість термодинамічної рівноваги встановлюється *стаціонарний стан*. Схожість рівноваги і стаціонарного стану полягає в тому, що більшість параметрів системи не змінюється у часі. Але є принципові відмінності. При рівновазі ентропія прямує до максимального значення. В стаціонарному стані значення ентропії відрізняється від максимального. У відкритих системах ми маємо справу з нерівноважними станами та з реальними необоротними процесами.

Теорема Пригожина: в стаціонарному стані системи при фіксованих зовнішніх параметрах внутрішні нерівноважні процеси відбуваються так, що приріст ентропії мінімальний.

Теорема Пригожина визначає авторегуляцію відкритої системи: якщо відкрита система в наслідок зовнішнього впливу виведена з стаціонарного

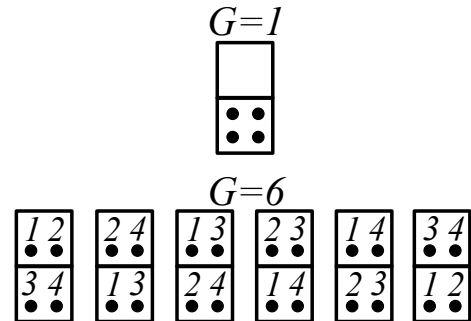


Рис. 2.8. Термодинамічна імовірність станів

стану, то в ній виникнуть сили, які будуть так змінювати в ній процеси, поки система не перейде в стан найменшого розсіювання енергії.

В процесі еволюції живі системи прагнули до підтримки стаціонарності своїх внутрішніх властивостей за рахунок енергетично найбільш економного стаціонарного стану та нарешті прийшли у теплокровних до системи регуляції, яка підтримує сталу температуру.

Що стосується комах, то у них стаціонарність внутрішнього середовища підтримується за рахунок того, що восени, перед сплячкою в них вода замінюється гліцерином, який синтезується з глікогену.

Риби та інші тварини північних морів підтримують стаціонарність за рахунок високого вмісту рідких, незамерзаючих поліненасичених жирних кислот (арахідонової, клупанодонової).

Як у нерівноважних системах в біологічних об'єктах процеси, які в них відбуваються, повинні збільшувати ентропію $\Delta S > 0$ (хоча, згідно з теоремою Пригожина, для стаціонарних станів й з мінімальною швидкістю).

Проте у живому організмі цього не відбувається. В організмі (крім періоду старіння) ентропія або стала, або у процесі росту зменшується. Це визначається тим, що живий організм є відкритою системою та взаємодіє з зовнішнім світом.

З навколишнього середовища із харчового раціону живі організми отримують від'ємну ентропію у формі організованих структур-мономерів і хімічної енергії харчових продуктів. В результаті в організмі

$$\frac{dS}{dt} = -\frac{dS_e}{dt} + \frac{dS_i}{dt} < 0, \quad (2.5.11)$$

де $\frac{dS_e}{dt}$ — швидкість зміни ентропії при обміні із зовнішнім середовищем; $\frac{dS_i}{dt}$ — швидкість зміни ентропії внаслідок необоротних процесів в системі.

Живі організми далекі від стану термодинамічної рівноваги. Динаміка зміни ентропії визначає направленість еволюції самоорганізації з ускладненням відкритих систем. Спонтанне утворення (зародження) під впливом сонячної енергії більш складних систем — молекул з атомів, полімерів з мономерів — означає у відкритих системах збільшення порядку, зменшення хаосу, а значить, зменшення ентропії.

Зменшення ентропії, за Пригожиним, приводить у відкритих системах до збільшення стійкості та як наслідок — до збільшення тривалості життя системи. В свою чергу тривалість життя — це вирішальний фактор природного відбору вже на молекулярному рівні. Спонтанне ускладнення відкритих систем тривало на Землі аж до утворення живої клітини, а може бути, і

до появи ссавців та людини, з їх вже не спонтанними, а детермінованими процесами.

2.6. Реальні гази. Фазові переходи

В ідеальному газі добуток тиску на об'єм за сталої температури є величина стала. На відміну від ідеального газу добуток тиску на об'єм реального газу не залишається сталим, а спочатку зменшується, а потім зростає із зростанням тиску.

Зменшення добутку pV із зростанням тиску означає, що об'єм або відстань між молекулами реального газу зменшується сильніше, ніж в ідеальному газі. Це може відбуватися, якщо молекули додатково притягуються одна до одної.

Збільшення добутку pV із зростанням тиску означає, що існує перешкода стисненню газу. Це спостерігається за великих тисків і малих відстаней між молекулами. Тобто, за великих тисків і відносно малих відстанях між молекулами діють сили відштовхування.

Скласти рівняння стану, урахувавши такі складні залежності сил взаємодії від відстані, зовсім не просто. У 1873 році Ван-дер-Ваальс вивів рівняння стану для реального газу

$$\left(p + \frac{a}{V_{\mu}^2}\right) \cdot (V_{\mu} - b) = RT, \quad (2.6.1)$$

де V_{μ} — молярний об'єм; a, b — константи Ван-дер-Ваальса.

Неважко записати рівняння Ван-дер-Ваальса для довільної кількості ν молей газу. Якщо газ займає об'єм V , то молярний об'єм буде V/ν . Цією величиною треба замінити V_{μ} в рівнянні (2.6.1). В результаті дістаємо

$$\left(p + \frac{a\nu^2}{V^2}\right) \cdot \left(\frac{V}{\nu} - b\right) = RT. \quad (2.6.2)$$

Ізотерма реального газу суттєво відрізняється від ізотерми ідеального газу, яка має вигляд гіперболи.

Для певних значень температур при ізотермічному стисненні реального газу відбувається конденсація: газ, або, краще сказати, — пара перетворюється на рідину і тиск при цьому залишається сталим. На відповідній ізотермі спостерігається горизонтальна ділянка, на якій одночасно існують дві фази:

рідина і пара, які перебувають у стані динамічної рівноваги (рис. 2.9). У крайній правій точці горизонтальної ділянки ми маємо суху насичену пару, у крайній лівій точці — насичену рідину.

На рис. 2.9 зображено кілька ізотерм для різних температур. Простежується така закономірність: із збільшенням температури інтервал двофазного стану зменшується, тобто об'єми насиченої пари і насиченої рідини зближуються. Врешті-решт існує така ізотерма, на якій інтервал двофазного стану стягується в точку. Цю температуру називають *критичною температурою*, а саму точку — *критичною точкою* K . Критична точка для кожної речовини характеризується певними значеннями температури T_K , тиску p_K і об'єму V_K .

Густина пари в критичній точці дорівнює густині рідини, і з цього випливає цікавий наслідок — зникає поверхня поділу між рідиною і газом, питома теплота пароутворення і коефіцієнт поверхневого натягу стають рівними нулю.

На рис. 2.9 пунктиром сполучено межові точки двофазних станів як з боку насиченої пари, так і з боку насиченої рідини. Здобуту криву називають *примежовою кривою*. Примежова крива і критична ізотерма дають змогу поділити всю площину на характерні області.

Ізотерми, які лежать вище від критичної ізотерми, уже не мають горизонтальної ділянки і за досить великих температур — це гіперболи. Там газ уже ідеальний. Це означає, що при температурі, вищій від T_K , речовина може існувати лише в одному — газоподібному стані, і в цьому разі ніяким збільшенням тиску перетворити її в рідину не можна.

Принципової відмінності між газом і паром немає: звичайно газом називають речовину у газоподібному стані, коли її температура вище від критичної, а паром — коли вона нижче від критичної. Отже, паром можна пере-

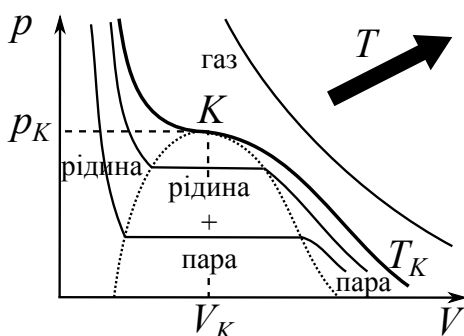


Рис. 2.9. Ізотерми реального газу при різних температурах

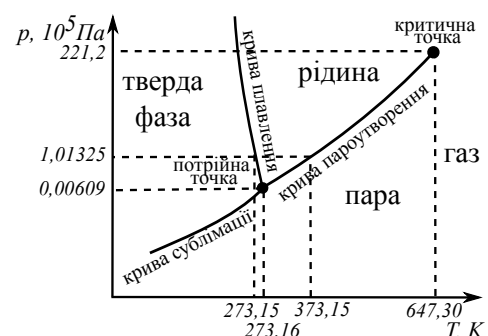


Рис. 2.10. Фазова діаграма для води

творити в рідину тільки завдяки збільшення тиску, а газ таким процесом у рідину перетворити не можна.

Коли було встановлено відмінність між газом і паром речовини, стало можливим здійснити перетворення у рідину будь-яких газів: для зрідження газів — перетворення їх в рідкий стан — необхідно їх спочатку охолодити нижче T_K , а після цього стисканням перевести у рідину.

Молекулярно-кінетична теорія дає можливість зрозуміти, чому речовина може перебувати у газоподібному, рідкому і твердому станах.

У газах відстані між молекулами в багато разів більші за розміри самих молекул, сили взаємодії між ними практично відсутні. Тому гази легко стискаються не тримають об'єму і можуть безмежно розширюватись.

У рідинах молекули розміщуються щільно одна біля одної, тому й стисливість рідин мала. Молекули рідин коливаються навколо положення рівноваги і можуть перестрибувати з одного положення рівноваги в інше. Останнє є причиною текучості рідини, її здатності займати об'єм посудини, в якій вона перебуває.

У твердих тілах атоми та іони, на відміну від рідин, коливаються біля певних положень рівноваги, тому тверді тіла зберігають не тільки об'єм, а й форму. Якщо сполучити центри положень рівноваги атомів або іонів твердого тіла, то матимемо правильну просторову решітку, яку називають *кристалічною*.

Фазовий стан речовини — це однорідна за своїм хімічним складом, фізичними властивостями частина речовини (термодинамічна система), відділена від інших частин середовища певними межами, на яких відбувається зміна цих властивостей.

Фазові переходи характеризуються переходом речовини з однієї фази в іншу. При фазових переходах стрибкоподібно змінюються густина речовини, термодинамічні показники, ентропія, відбувається поглинання (чи виділення) теплоти фазового переходу. Плавлення і кристалізація, сублімація, випаровування, кипіння і конденсація — це явища таких фазових переходів.

Багато цікавих та важливих термодинамічних властивостей речовини можна об'єднати у вигляді діаграми, на якій різні фази речовини подані за допомогою кривих залежності тиску від температури. На рис. 2.10 представлена *фазова діаграма* води. Головною особливістю цієї діаграми є так звана *потрійна точка*, яка приходить на температуру 273,16 К і тиск 609 Па. Ця температура характеризує унікальні умови, при яких три фази води знаходяться у динамічній рівновазі. Іншими словами, при температурі, яка відповідає потрійній точці, вода — рідина, лід та водяна пара можуть

існувати разом.

Криві, які виходять у різні боки з потрійної точки (плавлення, пароутворення, сублімації), ділять діаграму на три області, які відповідають трьом різним фазам води.

Випаровування рідини — це процес пароутворення, що відбувається з вільної поверхні рідини за будь-якої температури. Цей процес пояснюється тим, що при даній температурі завжди є частина молекул рідини, що мають кінетичну енергію, достатню для виконання роботи виходу на подолання сил зчеплення між молекулами і внаслідок цього залишити рідину.

Інтенсивність випаровування рідини з вільної поверхні рідини пропорційна площі цієї поверхні і залежить від роду рідини та від наявності газових потоків над рідиною, які впливають на швидкість конденсації — процесу, протилежного пароутворенню, компенсуючи його. Під час випаровування температура рідини знижується, а процес конденсації супроводжується підвищенням температури.

Кипінням називають процес інтенсивного паротворення не лише з вільної поверхні рідини, але і по всьому об'єму рідини всередину утворених бульбашок пари. Кипіння відбувається при сталій температурі, величина якої залежить від роду речовини та зовнішнього тиску. *Температурою (точкою) кипіння* називають температуру рідини, при якій тиск її насиченої пари рівний чи більший від зовнішнього тиску. У процесі кипіння температура рідини не змінюється.

Кількість теплоти, яка потрібна для перетворення при сталій температурі 1 кг рідини у пару, називається *питомою теплотою пароутворення* r . Щоб перетворити у пару рідину масою M , потрібна кількість теплоти (під час конденсації така сама кількість теплоти виділяється)

$$Q = rM. \quad (2.6.3)$$

Якщо в процесі випаровування концентрація молекул пари збільшується настільки, що швидкість конденсації дорівнює швидкості випаровування (наприклад, у випадку випаровування рідини в закритій посудині при сталій температурі), настає стан динамічної рівноваги між паром і рідиною. Таку пару називають *насиченою*. Цьому стану відповідає певний *тиск насиченої пари*. Стан насиченої пари — це набуття граничної концентрації молекул пари даної рідини над її поверхнею за даної температури.

Пару, тиск якої нижче за тиск насиченої пари при даній температурі, називають *ненасиченою* або *перегрітою паром*. Ненасичену пару можна перевести до стану насичення у процесі ізохорного охолодження або ізотермі-

чного стиснення, а також завдяки одночасному охолодженню та стисненню. У разі повільного ізотермічного стискання або охолодження насиченої пари і за умови відсутності порошинок, іонів або інших центрів конденсації можна дістати *перенасичену (переохолоджену) пару*, тиск якої перевищує тиск насиченої пари при даній температурі. З появою центрів конденсації така пара миттєво конденсується у вигляді туману.

Тиск (густина) насиченої пари при незмінній температурі є величиною сталою і не залежить від об'єму простору над рідиною, що випаровується.

Вміст водяної пари у приземних шарах атмосфери характеризується вологістю повітря. Вміст водяної пари у повітрі залежить від географічного розташування даного місця, пори року, часу доби. *Абсолютну вологість* повітря ρ визначають за масою водяної пари, що міститься в 1 м^3 повітря за даних умов, тобто за густиною водяної пари.

Відносна вологість дорівнює відношенню абсолютної вологості до густини насиченої пари $\rho_{\text{н}}$ за даної температури у відсотках

$$\alpha = \frac{\rho}{\rho_{\text{н}}} \cdot 100 \%. \quad (2.6.4)$$

Оскільки тиск пари з достатньою точністю пропорційний його густині, то відносна вологість повітря дорівнює відношенню парціального тиску водяної пари p , що міститься у повітрі, до парціального тиску $p_{\text{н}}$ насиченої пари за тієї ж самої температури вираженому у відсотках

$$\alpha = \frac{p}{p_{\text{н}}} \cdot 100 \%. \quad (2.6.5)$$

Температура, при якій повітря в процесі свого охолодження насичується водяною парою, називається *точкою роси* $t_{\text{р}}$.

Вологість повітря визначається гігрометрами чи психрометрами із застосуванням таблиць густини і тиску насиченої водяної пари при різних температурах, психрометричних таблиць.

Від рівня вологості залежить самопочуття людини, розвиток тварин і рослин. При відносній вологості 40–50 % повітря вважається сухим, при 80–100 % — сирим. При високій вологості дерев'яні вироби набухають, розклеюються, метали ржавіють. При низькій вологості рослини в'януть, люди і тварини перегріваються, потіють, відчувають спрагу, меблі коробляться.

Якщо атмосферне повітря охолоджується нижче точки роси, то утворюється туман, хмари, випадає роса, ожеледь і ожеледиця.

Тверді тіла поділяються на *кристалічні* та *аморфні*. У кристалічних тілах атоми та іони розміщені упорядковано і утворюють внутрішню структуру (*кристалічну решітку*), яка періодично повторюється. *Кристалічні тіла* за складом

становлять або один кристал — *монокристали*, або безліч кристалів — *полікристали*.

Фізичні властивості кристалічних тіл можуть бути неоднаковими в різних напрямках. Цю властивість кристалів називають *анізотропією*. Анізотропію механічних, теплових, електричних і оптичних властивостей кристалів пояснюють тим, що сили взаємодії між атомами, іонами і міжатомні відстані у різних напрямках неоднакові. Монокристали — анізотропні. Полікристали — це тіла, які складаються з дрібних кристалів (зерен), а тому вони — ізотропні, тобто мають однакові властивості у різних напрямках.

Аморфні тіла — це тверді тіла, які не мають кристалічної структури. До них відносяться скло (штучні і вулканічні), смоли (природні і штучні), клеї, сургуч, ебоніт, пластмаси і т.п. У аморфних тіл зберігається ближній порядок у розташуванні атомів, але відсутній дальній. Звідси випливають властивості аморфних тіл: вони ізотропні, вони не мають температури плавлення, оскільки немає кристалічної решітки та при нагріванні вони розм'якшуються.

Кристалічні тіла характеризуються наявністю *температури плавлення*. Кристалічне тіло, досягаючи температури плавлення, починає плавитись. Уся енергія, що підводиться до тіла, витрачається на збільшення потенціальної енергії взаємодії молекул при руйнуванні кристалічних решіток, а кінетична енергія молекул стабільна, тому температура тіла при плавленні не змінюється. Кількість теплоти, яка потрібна для перетворення 1 кг кристалічної речовини при температурі плавлення в рідину тієї самої температури, називається *питомою теплотою плавлення* λ . Щоб розплавити кристалічне тіло масою M , потрібна кількість теплоти (така ж кількість теплоти виділяється у процесі кристалізації тіла)

$$Q = \lambda M. \quad (2.6.6)$$

Сублімація — перехід речовини з кристалічного стану безпосередньо у газоподібний, без плавлення. Сублімація — це різновид пароутворення.

Питання для самоконтролю

- 1) Перелічіть типи термодинамічних систем та їх характеристики.
- 2) Що таке квазістатичний процес? Приклади.
- 3) Які закони ідеальних газів ви знаєте?
- 4) Дайте визначення першого начала термодинаміки.
- 5) Молярні теплоємності за сталого об'єму і сталого тиску. Зв'язок між ними.
- 6) Що називають ентальпією?
- 7) Перелічіть явища перенесення та їх характеристики.
- 8) Що таке осмотичний тиск?
- 9) Чому рідина піднімається у капілярах?
- 10) Які фізичні явища обумовлюють висоту багаторічних рослин?
- 11) Що являє собою цикл Карно?
- 12) Сформулюйте теорему Карно.
- 13) Які визначення другого начала термодинаміки ви знаєте?
- 14) Який фізичний і статистичний зміст ентропії?
- 15) Закон зростання ентропії.
- 16) Теорема Пригожина та її наслідки для живих організмів.
- 17) Чим відрізняються реальні гази від ідеальних?
- 18) Які особливості речовини, що знаходиться у критичному стані?
- 19) У чому відмінність пари від газу?
- 20) Що таке фазовий стан речовини?
- 21) Які фазові переходи ви знаєте?
- 22) Абсолютна та відносна вологість повітря. Точка роси.
- 23) Чим відрізняється кварцева пластинка від пластинки з оргскла?

Розділ 3.

Електродинаміка. Хвильова оптика

3.1. Електростатичне поле у вакуумі

До складу ядер атомів входять *протони*, а електронна оболонка атома складається з *електронів*. Саме ці частинки обумовлюють майже всі явища, які вивчаються в курсі електромагнетизму. Заряди електрона і протона рівні за величиною, але протилежні за знаком. До складу ядер, крім протонів, входять також *нейтрони*. Вони електрично нейтральні та їх час життя у складі ядер необмежений. Однак поза межі ядра нейтрон живе в середньому 15,3 хвилини, розпадаючись на протон, електрон і антинейтрино.

Заряд іонів обумовлений тим, що в електронній оболонці відповідного атома або молекули відсутній один або декілька електронів (*позитивні іони*) або, навпаки є зайві електрони (*негативні іони*).

Заряду притаманні наступні основні властивості.

1. Електричний заряд неодмінно «закріплений» на якійсь частинці або тілі. Заряди не існують без речовини. Електричний заряд — це здатність об'єкту брати участь у електромагнітних взаємодіях.
2. Існує лише два види зарядів — *позитивні* і *негативні*. Заряд протона прийняли позитивним, а електрона — негативним. Заряди з різними знаками притягуються, а заряди з однаковими знаками відштовхуються.
3. Заряд є дискретним, тобто заряд будь-якого тіла дорівнює цілому числу елементарних зарядів. *Елементарним* називають заряд протона або електрона без урахування знаку. У системі СІ елементарний

заряд становить $|e| \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл (в подальшому елементарний заряд будемо позначати просто e). Так як маса електрона дуже мала ($m_e \approx 9,11 \cdot 10^{-31}$ кг), то заряджаючи макроскопічне тіло ми практично не змінюємо його маси.

4. Встановлено, що алгебраїчна сума всіх зарядів в електрично ізольованій системі завжди, хоч би які процеси там не відбувалися, залишається сталою. Це твердження виражає *закон збереження електричного заряду*.
5. Величина електричного заряду не залежить від системи відліку, тобто, не залежить від того, рухається він або знаходиться у спокої.

Згідно з сучасними уявленнями взаємодія між зарядами здійснюється через поле.

Поля будь-якої природи характеризуються фізичними величинами, які визначають поле в даній точці у даний момент часу. Розрізняють силові (векторні) та енергетичні (скалярні) характеристики поля. У першому випадку говорять про *векторне поле*, а в другому — про *скалярне поле*. *Напруженість електричного поля* є силовою характеристикою останнього. Далі ми введемо поняття *потенціалу* електричного поля, який є енергетичною характеристикою.

Поле, напруженість якого залежить лише від координат і не залежить від часу, називають *стаціонарним полем*. Стаціонарне електричне поле ще називають *постійним* або *електростатичним*. Електростатичне поле створюється нерухомими зарядами. Поле, напруженість якого однакова в усіх точках, називають *однорідним полем*. Однорідним полем є гравітаційне поле біля поверхні Землі, електричне поле — усередині плоского конденсатора, магнітне поле — усередині довгого соленоїда.

Будь-який електричний заряд q змінює певним чином властивості простору, який його оточує — створює електричне поле. Це поле проявляє себе в тому, що розміщений у будь-яку точку простору інший, «пробний», заряд відчуває дію сили.

Дослід показує, що сила \vec{F} , що діє на нерухомий точковий заряд q' , завжди може бути представлена як

$$\vec{F} = q'\vec{E}, \quad (3.1.1)$$

де вектор \vec{E} називають *напруженістю електричного поля* в даній точці. Отже, вектор \vec{E} можна визначити як силу, що діє на одиничний позитивний нерухомий заряд.

Величина пробного заряду q' повинна бути достатньо малою, щоб не спотворювати поле, в яке його вміщено (внаслідок можливого перерозподілу зарядів, які створюють поле). Крім того, тіло, що несе пробний заряд, має бути доволі малих розмірів, щоб за його допомогою визначати поле саме в точці.

Експериментальними даними доведено, що сила взаємодії двох точкових зарядів, які знаходяться на відстані r один від одного, можна записати у вигляді (*закон Кулона*)

$$F = k \frac{q'q}{r^2}. \quad (3.1.2)$$

З закону Кулона безпосередньо випливає, що напруженість поля нерухомого точкового заряду q на відстані r від нього дорівнює

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (3.1.3)$$

де ϵ_0 — електрична стала; \vec{r} — радіус-вектор проведений з центру поля, в якому міститься заряд q , до точки, яка розглядається. Коефіцієнт $k = 1/4\pi\epsilon_0 = 9 \cdot 10^9$ м/Ф. Заряд q виражається в кулонах (Кл), напруженість поля \vec{E} — в вольтах на метр (В/м).

Часто електричне поле створюється не одним, а кількома точковими зарядами. У цьому випадку напруженість у даній точці поля дорівнює векторній сумі напруженостей полів, що їх створює кожний точковий заряд окремо

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_n = \sum_{j=1}^n \vec{E}_j. \quad (3.1.4)$$

Це твердження називають *принципом суперпозиції* (накладання) електричних полів.

Для спрощення математичних розрахунків у багатьох випадках буває зручно ігнорувати той факт, що заряди мають дискретну структуру, і вважати що вони «розмазані» певним чином у просторі. Тобто, зручно замінити дійсний розподіл точкових дискретних зарядів фіктивним неперервним розподілом.

При переході до неперервного розподілу вводять поняття про густину зарядів — об'ємну ρ , поверхневу σ і лінійну λ . За визначенням

$$\rho = \frac{dq}{dV}, \quad \sigma = \frac{dq}{dS}, \quad \lambda = \frac{dq}{dl}, \quad (3.1.5)$$

де dq — заряд, який міститься відповідно в об'ємі dV , на поверхні dS і на довжині dl .

Для наочного зображення силових полів використовують силові лінії. *Силовою лінією* називають лінію, дотична до якої в кожній точці збігається з напрямом вектора напруженості. Для електростатичного поля силові лінії починаються на позитивних зарядах, а закінчуються на негативних зарядах. На рис. 3.1 зображено силові лінії електричного поля двох зарядів протилежного знаку.

З механіки відомо, що будь-яке стаціонарне поле центральних сил є *консервативним*, тобто робота сил цього поля не залежить від шляху, а залежить тільки від положення початкової і кінцевої точки. Саме таку властивість має електростатичне поле — поле, яке утворене системою нерухомих зарядів. Поля, що мають таку властивість, називаються *потенціальними*. В таких полях має сенс поняття потенціальної енергії.

Потенціалом електричного поля φ називають потенціальну енергію одиничного позитивного заряду. Відповідно, різниця потенціалів двох точок поля дорівнює роботі з переміщення одиничного позитивного заряду з однієї точки в іншу.

Робота сил електростатичного поля з переміщення будь-якого заряду q з точки 1 до точки 2 може бути виражена через різницю потенціалів цих точок поля

$$A_{12} = q(\varphi_1 - \varphi_2). \quad (3.1.6)$$

Потенціал в системі СІ виражається у *вольтах* (В). Різницю потенціалів $U = \varphi_1 - \varphi_2$ називають *напругою*.

Прийнявши потенціал на нескінченності рівним нулю, дістанемо: потенціал у даній точці електричного поля дорівнюватиме роботі з переміщення одиничного позитивного заряду з цієї точки у нескінченність.

Потенціал електростатичного поля, створеного точковим зарядом q в

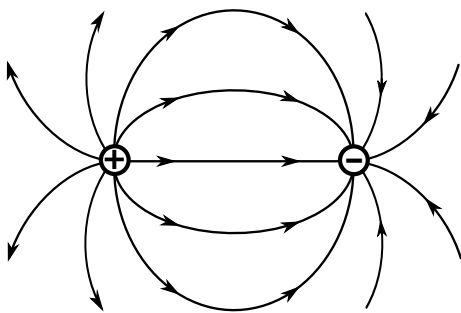


Рис. 3.1. Силові лінії поля двох точкових зарядів

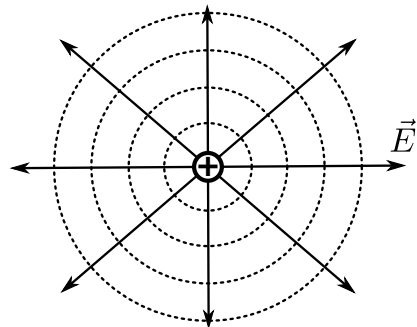


Рис. 3.2. Еквіпотенціальні поверхні точкового заряду

точці, яка міститься на відстані r від заряду дорівнює

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r}. \quad (3.1.7)$$

Для обчислення потенціалу, як і для напруженості, може використовуватись *принцип суперпозиції*: потенціал у кожній точці поля, що створено системою точкових зарядів, дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів, які створює кожен заряд

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \dots + \varphi_n = \sum_{j=1}^n \varphi_j. \quad (3.1.8)$$

Введемо поняття *еквіпотенціальної поверхні* — поверхні в кожній точці якої потенціал однаковий. Силові лінії завжди перпендикулярні до еквіпотенціальних поверхонь. Справді, при русі по еквіпотенціальній поверхні робота не виконується, бо не змінюється потенціал, а робота дорівнює нулю, якщо сила напрямлена перпендикулярно до переміщення. Отже, силові лінії завжди перпендикулярні до еквіпотенціальних поверхонь.

При зображенні на площині еквіпотенціальні поверхні будуть виглядати як еквіпотенціальні лінії. Так, якщо джерелом поля є точковий заряд, то, скориставшись формулою (3.1.7), легко здогадатись, що еквіпотенціальними поверхнями тут буде сімейство концентричних сфер з центром у точці, де розміщений заряд. При зображенні ж на площині ці сфери будуть виглядати як кола (рис. 3.2).

Електричним диполем називають систему з двох однакових за модулем різнойменних точкових зарядів $+q$ та $-q$, які розташовані на відстані l один від одного (рис. 3.3). Коли кажуть про поле диполя, то вважають що сам диполь точковий, тобто відстань r від диполя до точки M , яка розглядається, значно більше l .

Електричним моментом диполя називають вектор

$$\vec{p} = q\vec{l}, \quad (3.1.9)$$

де \vec{l} — вектор, який напрямлений від негативного до позитивного заряду.

Потенціал поля диполя знаходять за формулою

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cos \theta}{r^2}, \quad (3.1.10)$$

де θ — кут між напрямками векторів \vec{p} і \vec{r} .

В електричному полі диполь під дією моменту сил буде намагатись встановитися за напрямом поля ($\vec{p} \uparrow \uparrow \vec{E}$). Якщо поле неоднорідне, то диполь

ще додатково буде переміщатись у напрямі, де напруженість \vec{E} за модулем більша. Обидва рухи здійснюються одночасно.

3.2. Діелектрики і провідники в електростатичному полі

Діелектриками називають речовини, які практично не проводять електричний струм. Це означає, що в діелектриках майже не має зарядів, які здатні переміщатися на значні відстані та утворювати струм. Заряди, які не зв'язані з молекулами діелектрика і здатні переміщатися, називаються *сторонніми*, а іноді *вільними* (термін «вільний заряд» не зовсім вдалий тому що сторонні заряди хоч і не зв'язані з молекулами, але знаходяться в середині речовини).

На відміну від діелектриків, у *провідниках* є достатня кількість сторонніх зарядів.

При внесенні діелектрика у зовнішнє електричне поле, в ньому змінюється просторове розміщення зарядів: позитивні заряди зміщуються вздовж поля, а негативні — проти поля. Це явище отримало назву поляризації діелектрика.

Внаслідок поляризації на поверхні діелектрика (рис. 3.4) і в його об'ємі (при наявності неоднорідностей) виникають некомпенсовані заряди, які називають *поляризаційними* або *зв'язаними* (останнім терміном бажають підкреслити, що можливість переміщення цих зарядів дуже обмежена). При цьому виникає внутрішнє поле зв'язаних зарядів напруженістю \vec{E}' , яке разом із зовнішнім полем \vec{E}_0 створює сумарне поле у діелектрику

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'. \quad (3.2.1)$$

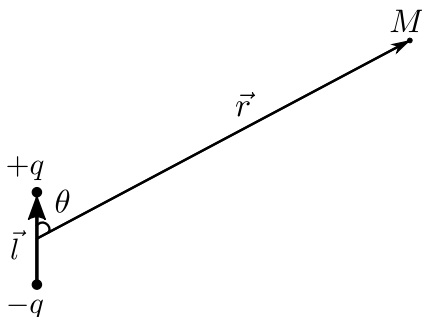


Рис. 3.3. Електричний диполь

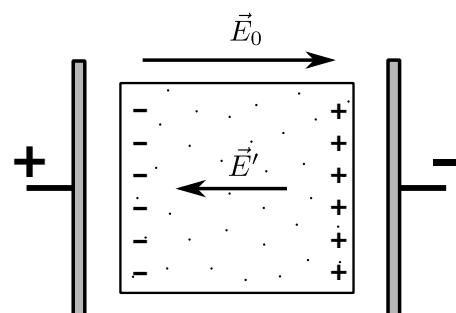


Рис. 3.4. Поляризація діелектрика

У скалярній формі (3.2.1) набуває вигляду $E = E_0 - E'$, так як поле зв'язаних зарядів напрямлене проти зовнішнього поля.

Молекули різних речовин мають різну будову і, відповідно, різне розміщення електричних зарядів. Тому характер поляризації в різних типах діелектриків не однаковий. Розрізняють три основні види поляризації діелектриків: електронну, іонну та дипольну.

Електронною називають поляризацію, яка зумовлена пружним зміщенням і деформацією електронних оболонок відносно ядер. В основному зміщуються електрони як легші частинки, тому поляризація і називається електронною.

Іонна поляризація зумовлена пружним зміщенням різнойменних заряджених іонів відносно положення рівноваги. Іонна поляризація виникає в іонних кристалах, таких як NaCl, KBr.

Дипольна поляризація зумовлена переважною орієнтацією дипольних моментів полярних молекул в напрямі зовнішнього електричного поля. Дипольна поляризація виникає в полярних діелектриках, таких як HCl, NH₃, H₂O, в яких молекули мають асиметричну будову і можуть бути подані у вигляді електричних диполів із власним дипольним моментом.

Для кількісного опису поляризації діелектрика природно взяти дипольний момент одиниці об'єму, який називають *вектором поляризації*, або *поляризованістю* \vec{P} . Для того щоб описати поляризацію в даній точці $\vec{P} = \vec{P}(x, y, z)$, уявно виділяють фізично нескінченно малий об'єм ΔV , який містить цю точку, а потім знаходять векторну суму дипольних моментів молекул \vec{p}_j в цьому об'ємі та складають відношення

$$\vec{P} = \frac{1}{\Delta V} \sum \vec{p}_j. \quad (3.2.2)$$

Більш зручним є інше представлення вектора \vec{P}

$$\vec{P} = n \langle \vec{p} \rangle, \quad (3.2.3)$$

де n — концентрація молекул; $\langle \vec{p} \rangle$ — середній дипольний момент однієї молекули.

Як показує дослід, для великого класу діелектриків і широкого кола явищ поляризованість \vec{P} залежить лінійно від напруженості \vec{E} поля в діелектрику. Якщо діелектрик ізотропний та \vec{E} не надто велика, то

$$\vec{P} = \kappa \epsilon_0 \vec{E}, \quad (3.2.4)$$

де κ — безрозмірна величина, яку називають *діелектричною сприйнятливістю* речовини. Величина κ не залежить від \vec{E} , вона характеризує властивості самого діелектрика і завжди $\kappa > 0$.

Для опису електростатичного поля в діелектрику вводять вектор *електричної індукції*, або *електричного зміщення*. Але більш фізично називати його просто вектором \vec{D}

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0(1 + \kappa)\vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}, \quad (3.2.5)$$

де $\varepsilon = 1 + \kappa$ — діелектрична проникність речовини.

Діелектрична проникність ε характеризує здатність діелектрика поляризуватись. Для всіх речовин $\varepsilon > 1$, для вакууму $\varepsilon = 1$ та вона показує у скільки разів поле послабляється діелектриком

$$\varepsilon = \frac{E_0}{E}. \quad (3.2.6)$$

Сегнетоелектрики — це речовини, у яких ще до поміщення в електричне поле є області спонтанної, або мимовільної поляризації. Ці області називають діелектричними доменами. При накладанні зовнішнього поля домени орієнтуються в напрямі поля, точніше об'єми доменів, які вже орієнтовані в напрямку поля, ростуть за рахунок сусідів. При виключенні зовнішнього поля в сегнетоелектриках поляризованість не повертається до нульового значення, а характеризується залишковою поляризованістю.

У *п'єзоелектриках* поляризація виникає за механічних деформацій. При цьому на протилежних гранях діелектрика з'являються поверхневі заряди.

У *піроелектриках* поляризація виникає при швидкій зміні температури.

Потрібно сказати, що просторове розміщення зарядів у речовині дуже чутливе до будь-якого зовнішнього впливу.

Розглянемо металевий провідник, в якому сторонніми (вільними) зарядами є електрони. При відсутності зовнішнього поля — поле у провіднику дорівнює нулю. При накладанні зовнішнього поля електрони почнуть переміщатися проти поля до однієї з поверхонь, а протилежна поверхня збіднена електронами, виявиться зарядженою позитивно. У зв'язку з цим у провіднику виникає власне внутрішнє поле, яке напрямлене, як і в діелектрику, проти зовнішнього поля. Але, на відміну від діелектрика, заряди в провіднику не зв'язані і будуть переміщуватися доти, доки напруженість внутрішнього поля не стане дорівнювати напруженості зовнішнього поля, а сумарне поле — нулю.

Коли рух зарядів припиняється, лінії напруженості зовні провідника стають перпендикулярними його поверхні. Звідси випливає, що всі точки провідника мають однаковий потенціал, а його поверхня є екіпотенціальною.

Явище розділення зарядів у нейтральному провіднику, який помістили в електричне поле, називають *електростатичною індукцією*, а заряди, що виникли — *індукованими*.

Нейтральний провідник при внесенні у електростатичне поле «розриває» частину ліній напруженості — вони закінчуються на індукованих негативних зарядах та знову починаються на індукованих позитивних (рис. 3.5).

Якщо провіднику надати деякий заряд q , то некомпенсовані заряди розміщуються тільки на поверхні провідника та

$$D = \sigma, \quad E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (3.2.7)$$

де σ — поверхнева густина зарядів та ε — діелектрична проникність середовища, що оточує провідник.

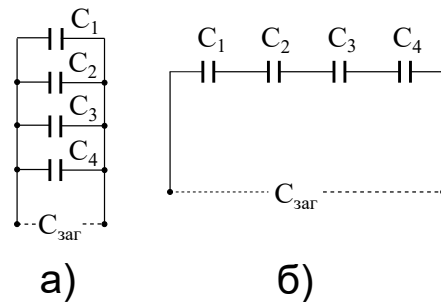
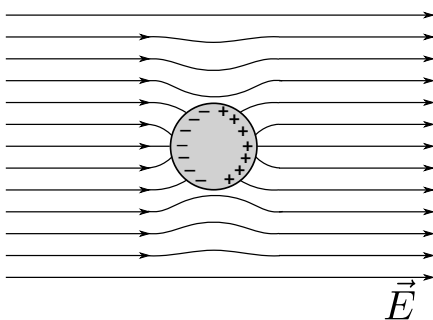


Рис. 3.5. Провідник в електростатичному полі

Рис. 3.6. З'єднання конденсаторів: а) — паралельне, б) — послідовне

Розглянемо відокремлений провідник, тобто провідник, який розташований настільки далеко від інших провідників, тіл і зарядів, що впливом їх на поле провідника можна знехтувати. Дослід показує, що між зарядом q такого провідника і його потенціалом φ існує пряма пропорційність. Коефіцієнт пропорційності називають *електроємністю*, або просто *ємністю* відокремленого провідника:

$$C = \frac{q}{\varphi}. \quad (3.2.8)$$

Ємність відокремленого провідника чисельно дорівнює заряду, який необхідно надати провіднику, щоб його потенціал збільшився на одиницю. Ємність провідника залежить від геометрії провідника і властивостей середовища, в якому він перебуває. Наприклад, ємність відокремленої кулі

дорівнює

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R, \quad (3.2.9)$$

де R — радіус кулі.

Одиницею ємності є фарад (Ф). Фарад — дуже велика величина. Наприклад, ємність Земної кулі $C = 0,7$ мФ.

Ємність провідника буде суттєво збільшуватись при наближенні до нього інших провідників. Найпростішою системою провідників є *конденсатор*. Простіший конденсатор складається з двох провідників (обкладок), між якими знаходиться повітря або діелектрик.

Ємність конденсатора

$$C = \frac{q}{U}, \quad (3.2.10)$$

де $U = \varphi_1 - \varphi_2$ — різниця потенціалів між обкладками, яка називається *напругою*.

Ємність конденсатора залежить від його форми, геометричних розмірів та властивостей середовища між обкладками. Ємність плоского конденсатора (плоский конденсатор — це дві паралельні металеві пластини, проміжок між якими заповнений діелектриком) знаходиться за формулою

$$C = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d}, \quad (3.2.11)$$

де ϵ — діелектрична проникність діелектрика; S — площа пластини; d — відстань між пластинами.

Для збільшення ємності можна взяти декілька конденсаторів і з'єднати їх у батарею паралельно (рис. 3.6). У цьому випадку повна ємність буде дорівнювати сумі ємностей конденсаторів, складених у батарею:

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + C_4. \quad (3.2.12)$$

Для зменшення ємності конденсатори потрібно з'єднати послідовно. У цьому випадку додаються обернені величини ємностей:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_4}. \quad (3.2.13)$$

Енергію зарядженого конденсатора з врахуванням відомих величин можна знайти за формулами:

$$W = \frac{CU^2}{2} = \frac{qU}{2} = \frac{q^2}{2C}. \quad (3.2.14)$$

3.3. Постійний електричний струм

Електричним струмом називають впорядкований рух заряджених частинок.

Якщо впорядкований рух відбувається під дією електричного поля у провідних середовищах, струм називають *струмом провідності*. Носіями струму у провідному середовищі можуть бути електрони (в металах), або іони (в електролітах).

Умовно вважають, що позитивні заряди рухаються від точок з більшим потенціалом до точок з меншим потенціалом, а негативні — навпаки. За напрям струму прийнятий напрям, за яким мають рухатися позитивно заряджені частинки.

Носії заряду переміщуються під дією електричного поля і це приводить до вирівнювання потенціалів всіх точок провідника. Однак, якщо у двох точках провідника (позначимо їх A і B) штучно підтримувати різні потенціали, то всередині провідника буде існувати поле та електричний струм. При цьому між цими точками носії заряду мають рухатись проти сил електростатичного поля. Отже, на ділянці кола між точками A і B роботу повинні виконувати сили не електростатичної природи. Існує багато способів отримання електричного струму, у тому числі різні механічні, теплові та хімічні явища. Пристрої, в яких сторонні сили розділяють заряди, називають *джерелами струму*.

Гарний аналог — течія води в гравітаційному полі між двома резервуарами, які знаходяться на різній висоті. Вода самопливом переливається із верхнього резервуара в нижній. Для безперервного руху води по замкнутому трубопроводу необхідно виконати роботу з підняття води у верхній резервуар з більшим потенціалом. Необхідний насос. В електричному полі роль насоса виконує джерело струму, в якому сторонні сили переміщують заряди в напрямі, протилежному кулонівським силам.

Здатність джерела струму розділяти заряди визначається фізичною величиною — електрорушійною силою. *Електрорушійною силою* (е.р.с.) \mathcal{E} називають фізичну величину, яка чисельно дорівнює роботі сторонніх сил при переміщенні одиничного позитивного заряду в замкнутому колі. Одиниця е.р.с. така сама, як і напруги: $1 \text{ В} = 1 \text{ Дж}/1 \text{ Кл}$.

Кількісною мірою електричного струму є сила струму. *Сила струму* дорівнює заряду, що переноситься через поверхню S , яка розглядається, за одиницю часу:

$$I = \frac{dq}{dt}. \quad (3.3.1)$$

Одиницею сили струму є ампер (А).

Електричний струм може бути розподілений нерівномірно по поверхні, через яку він протікає. Тому для більш детальної характеристики струму вводять вектор *густини струму* \vec{j} , який чисельно дорівнює заряду, що проходить за одиницю часу через одиничну площину, орієнтовану перпендикулярно до напрямку руху носіїв струму:

$$j = \frac{dI}{dS}. \quad (3.3.2)$$

де dI — сила струму, який тече через елементарну площину dS . За напрям вектора \vec{j} приймають напрям вектора швидкості впорядкованого руху позитивних зарядів.

Якщо густина струму не залежить від часу, а залежить лише від координат, то такий струм називають *постійним струмом*. Для нього:

$$I = \frac{q}{t}, \quad q = I \cdot t. \quad (3.3.3)$$

Для постійного струму провідності густина струму в будь-якій точці поперечного перерізу провідника однакова і тоді зв'язки спрощуються:

$$j = \frac{I}{S}, \quad I = j \cdot S. \quad (3.3.4)$$

Якщо в провіднику існує електричний струм, це означає, що всередині провідника є електричне поле — стаціонарне електричне поле. Воно, так само як й електростатичне — потенціальне, тобто на даній ділянці провідника може характеризуватися різницею потенціалів (напругою). Стаціонарне поле поширюється в провіднику зі швидкістю світла, швидкість же впорядкованого руху частинок дуже мала (порядку 10^{-2} мм/с).

Ділянку кола, на якій не діють сторонні сили (відсутнє джерело струму), називають *однорідною*. Ділянку кола, що містить джерело струму називають *неоднорідною*.

Закон Ома для однорідної ділянки кола: сила постійного струму на однорідній ділянці електричного кола прямо пропорційна напрузі на цій ділянці і обернено пропорційна електричному опору ділянки

$$I = \frac{U}{R}. \quad (3.3.5)$$

Одиницею опору є ом (Ом).

Опір провідника не залежить ні від напруги, ні від сили струму. Опір R залежить від форми і розмірів провідника, від його матеріалу і температури.

Якщо провідник однорідний і по всій довжині має однаковий поперечний переріз, то його опір визначається за формулою

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (3.3.6)$$

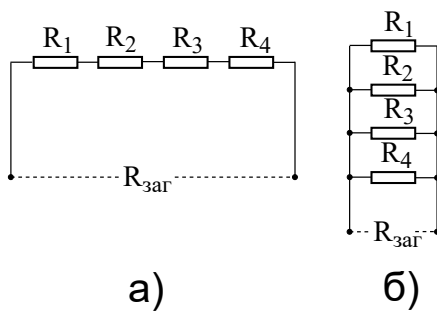
де l — довжина провідника; S — площа його поперечного перерізу; ρ — питомий опір.

Питомий опір ρ залежить від матеріалу провідника і його температури. Виражають ρ в омметрах (Ом·м). При підвищенні температури опір провідника збільшується:

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t), \quad (3.3.7)$$

де ρ_0 — питомий опір при температурі 0°C ; t — температура за шкалою Цельсія; α — температурний коефіцієнт опору.

Провідники в електричному колі можуть з'єднуватись послідовно або паралельно (рис. 3.7).



а)

б)

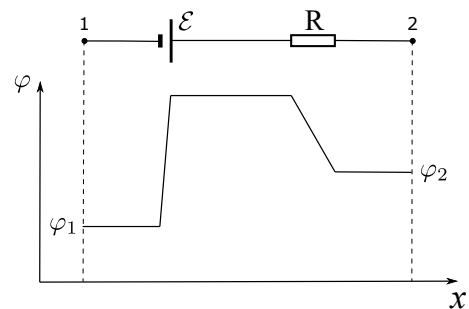


Рис. 3.7. З'єднання провідників:
а) — послідовне, б) — паралельне

Рис. 3.8. Хід потенціалу вздовж
неоднорідної ділянки кола

При послідовному з'єднанні сила струму на всіх ділянках однакова ($I = const$). Загальний опір кола, що складається з послідовно з'єднаних провідників, дорівнює сумі опорів окремих провідників:

$$R = R_1 + R_2 + R_3 + R_4. \quad (3.3.8)$$

При паралельному з'єднанні провідників напруга в паралельно з'єднаних ділянках однакова ($U = const$). Загальний опір R паралельно з'єднаних провідників в колі розраховується наступним чином:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_4}. \quad (3.3.9)$$

Розглянемо неоднорідну ділянку кола, тобто ділянку, що містить джерело струму (рис. 3.8). Джерело струму має власний опір, що називають *внутрішнім*. *Зовнішнім опором* називають опір кола, яке підключено до клем джерела струму. Таким чином, повний опір ділянки кола між перерізами 1 та 2 дорівнює $R_{12} = R + r$ (r — внутрішній опір).

Закон Ома для неоднорідної ділянки кола: спад напруги дорівнює сумі різниці потенціалів та е.р.с.

$$R_{12}I = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}. \quad (3.3.10)$$

Нехай на ділянці, що показана на рис. 3.8, опір відмінний від нуля тільки на відрізьку R . На нижній частині рисунку поданий хід потенціалу вздовж даної ділянки.

З того факту, що потенціал на відрізьку R спадає зліва направо, випливає, що струм тече від перерізу 1 до перерізу 2. В даному випадку $\varphi_1 < \varphi_2$, але струм тече від 1 до 2 у бік більшого значення потенціалу. Це можливо лише тому, що на даній ділянці є е.р.с., яка діє в позитивному напрямку (від перерізу 1 до перерізу 2).

Якщо електричне коло на рис. 3.8 замкнути, то різниця потенціалів буде дорівнювати нулю і тому

$$R_{12}I = \mathcal{E}. \quad (3.3.11)$$

Ми отримали *Закон Ома для замкнутого або повного кола*:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}, \quad (3.3.12)$$

де \mathcal{E} — алгебраїчна сума окремих е.р.с. у даному колі.

У 1893 році експериментально було встановлено, що при протіканні по провіднику, опір якого R , постійного струму силою I в ньому за час t виділяється кількість теплоти:

$$Q = I^2 R t. \quad (3.3.13)$$

Цей вираз називають *законом Джоуля-Ленца*.

Потужність тепловиділення або *потужність струму*:

$$P = I^2 R = IU = \frac{U^2}{R}. \quad (3.3.14)$$

3.4. Біоелектрика

Будь-які електричні явища, що виникають в тканинах, органах і окремих клітинах в результаті життєдіяльності, одержали назву *біоелектричних потенціалів*. При цьому мають на увазі різницю потенціалів між двома точками живої системи.

В основі виникнення біопотенціалів лежать біохімічні і фізико-хімічні процеси, які пов'язані з нерівномірним розподілом іонів (*мембранна іонна теорія біопотенціалів*).

Основу живого організму в цілому і, зокрема, кожної клітини складає вода (не менше 70 відсотків), у якій розчинені різні солі. Солі у розчині дисоціюють на позитивні та негативні іони. Виникнення різниці потенціалів на границях мембран пояснюється різною проникністю через них різних іонів.

Відомо, що через зовнішню мембрану весь час дифундують іони калію і натрію. При цьому клітина прагне обміняти із зовнішнім середовищем іони натрію на іони калію — іонні насоси мембрани закачують калій у клітину, а натрій відправляють за її межі. У стаціонарних станах в середині клітини концентрація іонів калію вища ніж натрію. Крім позитивних іонів, у клітині знаходяться негативні іони хлору, які утворені внаслідок дисоціації молекул NaCl та KCl. Для негативних іонів хлору мембрана непроникна. Тому, незважаючи на постійний перерозподіл позитивних іонів між клітиною і позаклітинною речовиною, концентрація негативних іонів у клітині вища, ніж позитивних поза нею. Внаслідок цього на ділянці мембрани виникає різниця потенціалів — область з внутрішнього боку мембрани буде заряджена негативно, а із зовнішнього боку позитивно.

Розрізняють три основних групи біопотенціалів: потенціали спокою, потенціали дії і метаболічні потенціали.

Потенціал, вимірний між зовнішньою стороною мембрани клітини і її цитоплазмою, розглянутий вище, є *потенціалом спокою*, або *клітинним* чи *мембранним потенціалом*. Його величина становить для нервів і м'язів 60 — 80 мВ, для епітеліальних клітин 18 — 20 мВ і сягає 150 мВ для рослинних клітин.

Якщо тканину поранено, то поранена ділянка виявляється зарядженою негативно по відношенню до непошкодженої тканини. У цьому випадку потенціал спокою називається *потенціалом пошкодження* або *демаркаційним*.

Електричні явища, які виникають при збудженні тканини, називають *потенціалом дії* чи *збудження*. Вони забезпечують проходження збудження по таким спеціалізованим системам як нервова і м'язова.

Метаболічний потенціал — це потенціал між двома ділянками тканини, між різними тканинами. Такими є потенціал між вершиною стебла і коренем рослини, між протилежними поверхнями пластинчатих тканин (шкіра, рогова оболонка ока, листя рослини), «потенціал фотосинтезу» між освітленою і неосвітленою поверхнею листя тощо. Метаболічні потенціали є стійкими, постійними в часі, вони пов'язані з місцевими відмінами процесу обміну речовини.

Мембранна іонна теорія не є єдиною для пояснення походження біопотенціалів. Існує й інша теорія, згідно з якою електропотенціали являються фазовими. Вони з'являються на границі розподілу рідинних фаз речовини і обумовлюються в першу чергу неоднаковою розчинністю іонів у різних фазах. При цьому вважається, що потенціали виникають в зв'язку з іонними градієнтами і в їх виникненні провідна роль належить іонам калію. Іони калію та інші мають різну силу зв'язку із білком клітини, що і є причиною виникнення біопотенціалу.

Сучасна наука вважає, що сигнали, які передаються в організмі від зовнішніх подразників до центральної нервової системи і від центральної нервової системи до тканин, мають *електричну природу* і пов'язані із переміщенням іонів і, відповідно, електричних потенціалів.

Зовнішній подразник живого завжди виступає як електричний сигнал. Щоб цей сигнал став причиною передачі про його надходження, він повинен мати певну порогову величину. Як показано вище, при відсутності подразнення мембрана клітини має від'ємний потенціал. Якщо під впливом зовнішнього сигналу цей потенціал понизити нижче певної межі (порогу), то мембрана стає проникливою до іонів натрію, причому тим більше, чим нижчою стане різниця потенціалів на мембрані. За таких умов іони натрію з наростаючою швидкістю дифондують в середину клітини, потенціал клітини швидко знижується до нуля і починає наростати у протилежному напрямі, так як у клітині швидко збільшується сумарний заряд позитивних іонів. Коли потенціал позитивного знаку зросте за абсолютною величиною в двічі у відношенні до потенціалу, який мембрана мала у стаціонарному стані, цей потенціал передасться до сусідньої клітини і в ній розпочнуться процес руху іонів, що мав місце у даній клітині.

Після передачі сигналу в клітині відбувається зміна проникності мембрани для іонів калію і натрію. Внаслідок цього мембрана клітини швидко повертається до проникності, яку вона мала у стаціонарному стані, і викликана цим зміна потоків іонів калію і натрію швидко відновлює за величиною і за знаком мембранний потенціал, характерний для стаціонарного стану.

Результатом такого комплексного процесу буде передача електричного сигналу по тканині, включення механізму скорочення м'язового волокна. На передачу сигналу клітина витрачає мілісекунди часу і її мембрана, відновивши вихідний потенціал, стає готовою до передачі нового сигналу.

Необхідною умовою спрацювання каналу передачі сигналу є наявність в речовині, яка оточує клітину, достатньої кількості двовалентних позитивних іонів, особливо іонів кальцію і магнію. За їх відсутності натрієво-калієві зміни відбуватися не будуть.

Фізика біопотенціалів в рослинному світі, так як і в тваринному, відбувається на клітинній мембрані. Щоб виник мембранний потенціал, рослина повинна одержувати кисень — коли доступ в рослину кисню припиняється, мембранний потенціал зникає. Мембранний потенціал в тваринному світі потрібний для передачі сигналів від зовнішнього світу до центральної нервової системи і від неї до органів тварини чи людини. Потенціал рослинних клітин теж пов'язаний із реагуванням на зовнішні подразники: освітлення, сонячну радіацію, зміну газового стану, надходження мінеральних речовин тощо і відбивається на її життєвих процесах: фотосинтезі, хімічних перетвореннях, змінах клітинного тиску, ростові та ін.

Відсутність в рослині нервової, м'язової систем приводить до того, що швидкість поширення сигналу в рослині значно менша, ніж у тваринному світі — в межах 2 см/с. Разом з тим, у певних випадках передача сигналу в рослинному світі наближається до світу тварин. Така швидкість спостерігається, наприклад, у рослин, які листям ловлять комах для живлення, закриваючи їх згортанням листочків. Потенціали дії також швидко поширюються по системі стебел гарбуза і квасолі, коли подразнюється їх корінь. Варто торкнутися листя мімози, щоб вона розпочала згортати свої листочки.

Важлива роль електрики у фотосинтезі: реакція розпочинається при освітленні листка і далі продовжується при значному потенціалі — напруга між освітленою і тіньовою стороною листка досягає 50–100 мВ і тим більша, чим більша освітленість. Подібного порядку потенціали також виникають у місцях інтенсивного росту пагонів та коріння рослин.

3.5. Постійне магнітне поле

Магнітне поле — це одна з форм прояву *електромагнітного поля*, яка діє лише на частинки та тіла, які несуть електричний заряд і знаходяться у русі, а також на будь-які намагнічені тіла.

Джерелом магнітного поля можуть бути: провідники зі струмом, тіла (у тому числі й частинки), що рухаються та мають електричний заряд, постійні магніти, змінне електричне поле.

Магнітне поле характеризують вектором \vec{B} , який називають *магнітною індукцією*. Магнітна індукція характеризує силову дію магнітного поля на рухомий заряд i , таким чином, є у цьому відношенні аналогом вектора напруженості \vec{E} , який характеризує силову дію електричного поля.

Одиницею магнітної індукції є тесла (Тл).

Магнітну силу \vec{F}_m , що діє на точковий електричний заряд q , який рухається зі швидкістю \vec{v} можна записати у вигляді

$$\vec{F}_m = q[\vec{v}, \vec{B}]. \quad (3.5.1)$$

Важливою особливістю магнітної сили є те, що вона завжди перпендикулярна до вектора швидкості заряду. Тому магнітна сила не виконує роботи над зарядом та в сталому магнітному полі енергія рухомої зарядженої частинки завжди залишається незмінною, як би частинка не рухалась.

Саме магнітне поле породжується зарядами, що рухаються, (струмами).

У магнітному полі, як і в електричному, діє *принцип суперпозиції*: магнітне поле, що створено декількома рухомими зарядами або струмами, дорівнює векторній сумі магнітних полів, створених кожним зарядом або струмом окремо.

Величина і напрям вектора магнітної індукції $d\vec{B}$, який створено елементом dl провідника зі струмом I у будь-якій точці простору визначається *законом Біо–Савара*:

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{I}{r^2} \cdot dl \cdot \sin\alpha, \quad (3.5.2)$$

де r — відстань від точки спостереження до елемента провідника; α — кут між напрямком струму та лінією, що з'єднує точку спостереження з елементом провідника.

Закон Біо–Савара можна використати для розрахунку деяких найпростіших магнітних полів. Наприклад, магнітне поле на відстані b від тонкого прямого провідника нескінченної довжини з струмом I дорівнює

$$B = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I}{b}. \quad (3.5.3)$$

Магнітне поле зручно зображати за допомогою *силових ліній магнітного поля*. Силову лінію магнітного поля проводять таким чином, щоб дотична до неї у будь-якій точці вказувала напрям вектора магнітної індукції. Напрямок силових ліній магнітного поля визначається за правилом «свердлика»: напрям

магнітної силової лінії збігається з напрямом обертання ручки свердлика, якщо напрям поступального руху свердлика збігається з напрямом струму в провіднику.

На рис. 3.9 показаний приклад зображення магнітних силових ліній для прямого провідника.

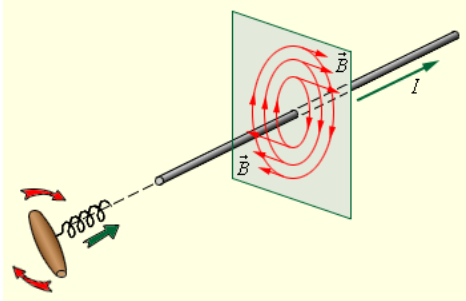


Рис. 3.9. Магнітне поле прямого струму

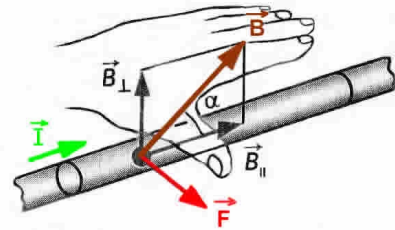


Рис. 3.10. Сила Ампера. Правило лівої руки

Магнітне поле діє не тільки на заряди, що рухаються, а також на провідники, по яких тече електричний струм.

На провідник, по якому тече електричний струм, магнітне поле діє з силою Ампера. *Сила Ампера* — це сумарна магнітна сила, що діє на всі заряди, що рухаються по провіднику. Сила Ампера, що діє на елементарний провідник, довжиною l , по якому тече струм I та який знаходиться у однорідному магнітному полі ($\vec{B} = const$) знаходиться за формулою:

$$F = BIl \sin \alpha, \quad (3.5.4)$$

де α — кут між напрямом струму і магнітної індукції.

Напрямок сили Ампера визначається за *правилом лівої руки* (рис. 3.10): якщо долоню лівої руки розмістити так, щоб лінії магнітної індукції входили в неї, а чотири витягнуті пальці показували напрям струму в провіднику, то відігнутий на прямий кут великий палець покаже напрям сили Ампера.

Сила магнітної взаємодії двох паралельних провідників з струмами I_1 та I_2 , довжиною l і відстанню між ними b знаходиться за формулою

$$F = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2I_1 I_2}{b} \cdot l. \quad (3.5.5)$$

Якщо струми течуть в одному напрямі, то провідники притягуються, якщо в протилежних, то відштовхуються.

Магнітне поле діє на заряди, які рухаються, а вони є в будь-якій речовині. Зовнішнє магнітне поле змінює характер руху зарядів у речовині, що призводить до появи внутрішнього магнітного поля — речовина намагнічується. Таку речовину називають *магнетиком*. Всі речовини є магнетиками.

Є речовини, молекули яких мають власний магнітний момент при відсутності зовнішнього поля. Цей магнітний момент обумовлений внутрішнім рухом зарядів. Тепловий рух забезпечує хаотичний розподіл напрямів векторів власних магнітних моментів окремих молекул, тому сумарна намагніченість при відсутності поля дорівнює нулю. Вплив зовнішнього магнітного поля проявляється в переважній орієнтації цих моментів вздовж поля.

Інший механізм намагніченості в речовинах, молекули яких при відсутності зовнішнього поля не мають магнітного моменту. При внесенні в поле молекули таких речовин приймають наведений магнітний момент.

Вектор магнітної індукції \vec{B} в магнетик дорівнює сумі векторів магнітної індукції зовнішнього \vec{B}_0 та магнітної індукції власного полів магнетика \vec{B}' : $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}'$.

Кількісною характеристикою магнітних властивостей речовини є *магнітна проникність* μ , яка показує у скільки разів модуль вектора магнітної індукції \vec{B} всередині речовини більший або менший від модуля вектора магнітної індукції \vec{B}_0 того самого поля у вакуумі:

$$\mu = \frac{B}{B_0}. \quad (3.5.6)$$

У магнітному відношенні всі речовини поділяються на слабомагнітні, до яких відносяться парамагнетика ($\mu > 1$) і діамагнетика ($\mu < 1$) та сильномагнітні, які називають феромагнетиками ($\mu \gg 1$).

Для характеристики магнітного поля в речовині, за аналогією з електричним полем, вводять допоміжний вектор \vec{H} , який називають *напруженістю магнітного поля*:

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0}. \quad (3.5.7)$$

Парамагнетиками називають речовини, в яких під час накладання зовнішнього магнітного поля виникає таке власне магнітне поле, що воно своєю дією дещо підсилює зовнішнє поле. В неоднорідному магнітному полі парамагнетика втягуються у ділянку сильного поля. До парамагнетиків належать, наприклад, кисень, платина, алюміній, лужні та лужноземельні метали.

Діамагнетиками називають речовини, в яких у разі накладання зовнішнього магнітного поля виникає власне магнітне поле такого напрямку, що

воно своєю дією послаблює зовнішнє поле. В неоднорідному магнітному полі діаманетики виштовхуються з нього. До діаманетиків належать, наприклад, інертні гази, золото, мідь, ртуть, срібло, азот, вода.

У парамагнетиків та діаманетиків магнітна проникність μ досить мало відрізняється від одиниці.

Феромагнетиками називають речовини (тверді), які вже намагнічені при відсутності зовнішнього магнітного поля. При внесенні феромагнетика у зовнішнє магнітне поле, його внутрішнє поле стає більшим в багато разів, ніж зовнішнє, яке його викликало. Типові представники феромагнетиків: залізо, кобальт, нікель та їх сплави.

Феромагнетика складаються з магнітних доменів — областей самодовільної, або спонтанної, намагніченості. Розміри доменів складають тисячні та соті долі міліметра. Всередині домену вектори магнітних моментів атомів паралельні, причому намагніченість всередині домену досягає максимального значення.

За відсутності зовнішнього поля магнітні моменти окремих доменів орієнтовані безладно і сумарна намагніченість феромагнетика дорівнює нулю. Зовнішнє поле орієнтує вектори намагніченості доменів, причому в першу чергу орієнтуються ті домени, вектори намагніченості яких близькі за напрямом до вектора напруженості зовнішнього поля. Із збільшенням напруженості зовнішнього поля збільшується і намагніченість. Збільшення відбувається тому, що розміри доменів, які вже зорієнтовані в напрямі поля, ростуть за рахунок інших доменів. У дуже сильних полях орієнтація закінчується, і в усьому об'ємі досягається намагніченість насичення.

Феромагнетика характеризуються нелінійною залежністю магнітної індукції \vec{B} від напруженості \vec{H} .

Магнітна проникність μ для конкретного феромагнетика не постійна і залежить від напруженості зовнішнього поля, а її максимальне значення дуже велике, наприклад, для чистого заліза — 5 000, для сплаву супермалой (приблизний склад: 79 % Ni, 5 % Mo, 15 % Fe та 0,5 % Mn) — 800 000.

Тепловий рух перешкоджає орієнтації як самих доменів, так і магнітних моментів всередині домену. Тому домени існують тільки при температурах нижчих, ніж *температура Кюрі* або *точка Кюрі*. Для заліза вона дорівнює 1 043 К, для нікелю — 633 К, для супермалою — 343 К. При температурах, що перевищують точку Кюрі, доменна структура руйнується і феромагнетика перетворюються в парамагнетика.

Крім нелінійної залежності $B(H)$ для феромагнетиків характерно також явище *магнітного гістерезису*: відставання реакції феромагнетика на зміну

зовнішнього поля (тобто відставання магнітної індукції від напруженості магнітного поля).

3.6. Електромагнітна індукція

У 1831 році Фарадеєм було зроблено одне з найбільш фундаментальних відкриттів в електродинаміці — явище *електромагнітної індукції*. Воно полягає в тому, що у всякому замкненому провіднику, що міститься у змінному магнітному полі або переміщується чи деформується в магнітному полі, виникає електричний струм — його назвали *індукційним*.

Щоб дати кількісне формулювання закону електромагнітної індукції, була введена нова величина — потік магнітної індукції.

Магнітним потоком Φ (*поток магнітної індукції*) через поверхню S називають величину, яка чисельно дорівнює добутку модуля вектора магнітної індукції \vec{B} на площу S і косинус кута α між векторами \vec{B} і \vec{n} (вектор нормалі до поверхні):

$$\Phi = BS \cos \alpha. \quad (3.6.1)$$

За *законом Фарадея*: в замкнутому провідному контурі при зміні магнітного потоку, який охоплений цим контуром, виникає електрорушійна сила індукції \mathcal{E}_i ; незалежно від того, яким шляхом здійснюється зміна магнітного потоку Φ , вона дорівнює швидкості зміни останнього, взятого із знаком мінус

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi}{dt}. \quad (3.6.2)$$

Напрямок індукційного струму (та знак е.р.с. індукції) визначається за *правилом Ленца*: індукційний струм має такий напрям, при якому його власне магнітне поле перешкоджає зміні магнітного потоку, що його викликала.

Заряди в провіднику може зрушити з місця лише електричне поле. Електричне поле, яке з'являється в провіднику при зміні магнітного потоку, суттєво відрізняється від електростатичного поля, джерелом якого є нерухомі електричні заряди.

Максвел припустив, що магнітне поле, яке змінюється з часом, приводить до появи в просторі електричного поля незалежно від наявності провідного контуру. Останній був потрібний лише для виявлення електричного поля.

Змінне у часі магнітне поле породжує *непотенціальне* електричне поле, яке, як і магнітне поле, є *вихровим*. Таким чином, електричне поле може бути як потенціальним (в електростатиці), так і вихровим.

Індукційні струми виникають не тільки в замкнутому контурі, а й у достатньо масивному провіднику, що перебуває у змінному магнітному полі. При цьому всередині масивного провідника виникають замкнуті контури, якими і циркулюють індукційні струми. Їх називають *струмами Фуко*.

Сила струмів Фуко досягає дуже великих значень через малий опір масивного провідника. Робота струмів Фуко перетворюється в теплову енергію і провідник сильно нагрівається. Наприклад, сильно нагріваються магнітопроводи трансформаторів. Для зменшення нагріву осердя трансформаторів виготовляють із окремих ізольованих одна від одної пластин і розташовують їх паралельно вектору магнітної індукції.

Струми Фуко можуть бути і корисними. Так, вони використовуються в індукційних печах для виробництва високоякісних сплавів. Гальмівна дія струмів Фуко використовується для створення демпфуючих сил в електровимірювальних стрілочних приладах. Для цього достатньо до стрілки прикріпити провідну пластинку і помістити її між полюсами невеликого магніту.

Скін-ефект проявляється у витісненні змінного електричного струму високої частоти в поверхневі шари провідника. Під час протікання змінного струму в провіднику виникає вихрове електричне поле. Це поле діє на носії зарядів і відтісняє їх до поверхні провідника. У високочастотних колах змінний струм іде практично тільки у тонких поверхневих шарах провідника, тому немає сенсу виробляти суцільні провідники. Цілком достатньо виготовляти тонкі трубки — *хвилеводи*.

Взаємною індукцією називають явище збудження е.р.с. індукції в одному провідному контурі при зміні сили струму в іншому контурі, розташованому поблизу. Явище взаємної індукції оборотне. Якщо буде змінюватися сила струму в другому контурі, то з'явиться е.р.с. індукції в першому контурі. Явище взаємної індукції лежить в основі роботи електричних трансформаторів, варіометрів та використовується для передавання електромагнітних коливань від одного контуру до іншого.

Е.р.с. індукції виникає не тільки в сусідніх провідниках, а й у самому провідному контурі, яким тече змінний електричний струм. Таке явище називають *самоіндукцією*. За загальним правилом е.р.с. самоіндукції дорівнює швидкості зміни магнітного потоку. Потік, звичайно, пропорційний силі струму в контурі:

$$\Phi = LI. \quad (3.6.3)$$

Коефіцієнт пропорційності L називають *індуктивністю контуру*. Індуктивність L залежить від форми та розмірів контуру і магнітної проникності середовища. Одиниця індуктивності — генрі (Гн). Індуктивність зазвичай ви-

значається експериментально. Але для найпростіших випадків індуктивність можна розрахувати.

Е.р.с. самоіндукції (звичайно, $L = const$)

$$\mathcal{E}_s = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{d(LI)}{dt} = -L\frac{dI}{dt}. \quad (3.6.4)$$

3.7. Електричні коливання. Змінний струм

Вільні незгасаючі електричні коливання виникають у коливальному контурі, що складається з конденсатора ємністю C і котушки індуктивністю L (рис. 3.11). Контур, в якому нехтують активним опором R , називають *ідеальним*.

Якщо спочатку зарядити конденсатор (замкнутий ключ K_1 , розімкнутий ключ K_2), а потім замкнути його на котушку (ключ K_1 розімкнутий, ключ K_2 замкнутий), то конденсатор почне розряджатися. У колі з'явиться електричний струм і в котушці індуктивності виникне е.р.с. самоіндукції.

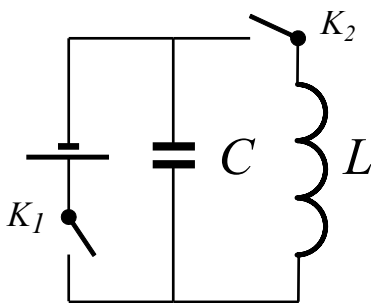


Рис. 3.11. Ідеальній коливальній контур

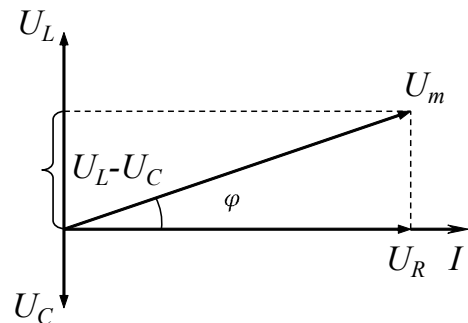


Рис. 3.12. Векторна діаграма амплітуд напруг

Енергія електричного поля конденсатора буде переходити в енергію магнітного поля котушки, і навпаки. Будуть таким чином відбуватися вільні незгасаючі коливання заряду конденсатора, якщо енергія контуру не розсіюватиметься.

Період вільних незгасаючих коливань

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (3.7.1)$$

Циклічну частоту

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (3.7.2)$$

називають *власною частотою* коливального контуру.

Кожен реальний контур має активний опір R , і енергія, що накопичена в контурі, поступово витрачається на нагрівання. Вільні коливання будуть *згасаючими*.

Вимушені електричні коливання відбуваються в контурі, де включена зовнішня е.р.с., яка змінюється за гармонічним законом. В контурі встановлюються вимушені коливання з частотою ω зовнішньої е.р.с.

Змінним струмом називають електричний струм, який змінюється у часі. В загальному розумінні до змінного струму відносять різні види імпульсних, пульсуючих, періодичних і квазіперіодичних струмів. В техніці під змінним струмом розуміють періодичні або майже періодичні струми змінного напрямку. Найбільш застосований гармонічний (або синусоїдальний) змінний струм, сила якого змінюється у часі за гармонічним законом.

Отже, гармонічний змінний струм (надалі просто змінний струм) можна розглядати як вимушені електричні коливання під дією зовнішньої напруги (вона відіграє роль зовнішньої е.р.с.)

$$U = U_m \cos \omega t. \quad (3.7.3)$$

При цьому струм у колі змінюється за законом

$$I = I_m \cos(\omega t - \varphi), \quad (3.7.4)$$

φ — зсув фаз між струмом і зовнішньою напругою.

У колі змінного струму, в якому присутні активний опір R , котушка індуктивності L та конденсатор C , сума спадів напруги на всіх елементах кола в кожний момент часу дорівнює зовнішній напрузі:

$$U_R + U_L + U_C = U_m \cos \omega t. \quad (3.7.5)$$

Спад напруги на активному опорі здійснює гармонічні коливання, які збігаються за фазою з коливанням струму.

Спад напруги на котушці індуктивності випереджає за фазою спад напруги на активному опорі на $\pi/2$.

Спад напруги на конденсаторі відстає за фазою від спаду напруги на активному опорі на $\pi/2$.

Все це можна наочно представити за допомогою векторної діаграми амплітуд напруг (рис. 3.12). Кожен спад напруги уявимо у вигляді вектора, довжина якого дорівнює відповідній амплітуді, початковий кут дорівнює зсуву фаз, а кутова швидкість обертання — циклічній частоті коливань (обертання

здійснюється проти годинникової стрілки). Усі спади напруги здійснюють коливання з однаковою частотою, тому їхня кутова швидкість обертання однакова, і вони весь час нерухомі один відносно одного.

Векторна сума всіх векторів амплітуд спадів напруги має дорівнювати амплітуді зовнішньої напруги.

З прямокутного трикутника цієї діаграми можна отримати наступні вирази для амплітуди струму I_m та зсуву фаз φ :

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2}}, \quad (3.7.6)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - 1/\omega C}{R}. \quad (3.7.7)$$

Вираз (3.7.6) для амплітуди сили струму можна формально трактувати як закон Ома для амплітудних значень струму і напруги, тобто як *закон Ома для змінного струму*.

Вираз

$$Z = \sqrt{R^2 + (\omega L - 1/\omega C)^2} \quad (3.7.8)$$

являє собою аналог електричного опору в колі постійного струму і його називають *повним опором кола змінного струму або імпедансом*.

Імпеданс складається з двох членів:

R — активний опір, $X = \omega L - 1/\omega C$ — реактивний опір.

У свою чергу, реактивний опір також складається з двох членів:

$X_L = \omega L$ — індуктивний опір, $X_C = 1/\omega C$ — ємнісний опір.

Між активним і реактивним опорами існує принципова різниця, яка полягає в тому, що тільки активний опір визначає необоротні процеси в колі, такі, наприклад, як перетворення електромагнітної енергії у джоулеве тепло.

Крім того, активний опір — це властивість самого провідника, і він визначається, як і для кіл постійного струму, питомим електричним опором і геометрією провідника. А реактивний опір залежить не тільки від індуктивності котушки та ємності конденсатора, а й від частоти струму ω . При цьому індуктивний опір із збільшенням частоти зростає, а ємнісний зменшується.

Явище різкого зростання амплітуди в момент збігу частоти збуджувальної сили з власною частотою коливань системи називають *резонансом*.

Амплітуда сили струму має максимальне значення при $\omega L - 1/\omega C = 0$. Отже, резонансна частота для сили струму співпадає з власною частотою контуру:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

При *резонансі струму* його величина визначається тільки активним опором

$$I = \frac{U}{R}.$$

Миттєве значення потужності дорівнює добутку миттєвих значень напруги і струму:

$$P(t) = UI = U_m I_m \cos \omega t \cos(\omega t - \varphi). \quad (3.7.9)$$

Практичний інтерес має середнє значення потужності за період коливання:

$$\langle P \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T UI dt = \frac{1}{2} U_m I_m \cos \varphi. \quad (3.7.10)$$

З векторної діаграми (рис. 3.12) $U_m \cos \varphi = I_m R$. Тому

$$\langle P \rangle = \frac{1}{2} I_m^2 R. \quad (3.7.11)$$

Таку саму потужність розвиває постійний струм $I = I_m / \sqrt{2}$.

Величини

$$I = I_m / \sqrt{2}, \quad U = U_m / \sqrt{2} \quad (3.7.12)$$

називають *діючими* або *ефективними* значеннями струму та напруги. Всі амперметри і вольтметри градуйовані за діючими значеннями струму та напруги.

Вираз середньої потужності через діючі значення струму та напруги має вигляд

$$\langle P \rangle = UI \cos \varphi, \quad (3.7.13)$$

де множник $\cos \varphi$ називають *коефіцієнтом потужності*. Отже, потужність, яка виділяється у колі, залежить не тільки від сили струму та напруги, але ще й від зсуву фаз між струмом і напругою.

Джерело струму завжди видає більшу потужність, ніж та, яку бере споживач. Решта потужності перекачується в реактивну потужність, тобто вона даремно перетворюється в енергію електричного та магнітного полів. Тому намагаються збільшити коефіцієнт потужності за рахунок зменшення реактивного опору, тобто забезпечення рівності індуктивного та ємнісного опорів ($X_L = X_C$).

При $\varphi = \pi/2$ значення $\langle P \rangle = 0$, які б не були величини I та U . У цьому випадку вся енергія даремно «коливається» між генератором і зовнішнім колом.

3.8. Електромагнітне поле. Електромагнітні хвилі

Між електричними і магнітними явищами існує глибокий взаємозв'язок. Будь-який впорядкований рух заряджених частинок завжди є джерелом магнітного поля.

Явище електромагнітної індукції свідчить, що змінне магнітне поле збуджує вихрове електричне поле, яке, в свою чергу, збуджує змінне магнітне поле.

Електричне і магнітне поля не існують окремо, незалежно одне від одного. Існує лише їх сукупність — *електромагнітне поле*. Його неможливо усунути переходом до іншої системи відліку. Здавалось б, це протирічить життєвому досвіду, бо існують і нерухомі електрично заряджені тіла, і постійні магніти, які створюють лише, відповідно, електричне та магнітне поле. Але це не так, бо в іншій системі відліку електрично заряджене тіло вже не буде в стані спокою або постійний магніт буде рухатись, і утворюватиметься магнітне або електричне поле.

Отже, все залежить від системи відліку: в різних системах проявляється той чи інший бік єдиного — електромагнітного поля. Електричне і магнітне поля — окремі випадки електромагнітного поля, але не його складові частини.

Максвеллу вдалося створити досконалу теорію електромагнітного поля, яка може описувати будь-які електричні і магнітні явища, всі види полів. Теорія сформульована у вигляді чотирьох рівнянь, які так і називаються: *рівняння Максвелла*.

Рівняння Максвелла містять в собі чотири основні закони електромагнетизму:

- 1) будь-яка зміна магнітного поля приводить до появи вихрового електричного поля;
- 2) джерелом електростатичного поля є електричні заряди;
- 3) магнітне поле може бути створене як електричними зарядами, що рухаються, так і змінним у часі електричним полем;
- 4) у природі немає магнітних зарядів.

Існування електромагнітних хвиль було теоретично передбачено Максвеллом як прямий наслідок з рівнянь електромагнітного поля. Це було принципово нове фізичне явище: електромагнітне поле здатне існувати самостійно — без електричних зарядів і струмів. При цьому зміна його стану

обов'язково має хвильовий характер. Будь-яка зміна у часі магнітного поля збуджує поле електричне, зміна ж поля електричного, у свою чергу, збуджує магнітне поле (рис. 3.13). За рахунок неперервного взаємоперетворення або взаємодії вони зберігаються — електромагнітне збурення поширюється у просторі. Електромагнітні хвилі у вакуумі завжди поширюються з швидкістю світла c .

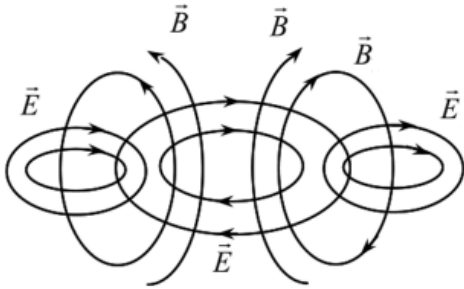


Рис. 3.13. Схематичне зображення механізму поширення електромагнітної хвилі

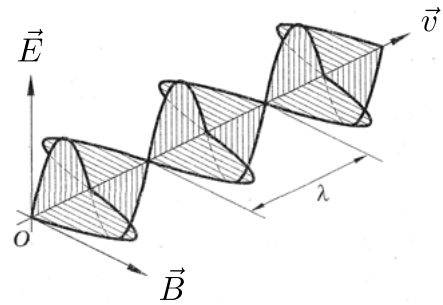


Рис. 3.14. Гармонічна електромагнітна хвиля

Теорія Максвелла не тільки передбачила можливість існування електромагнітних хвиль, але й дозволила встановити всі їх основні властивості. Будь-яка електромагнітна хвиля незалежно від її конкретної форми (це може бути гармонічна хвиля або електромагнітне збурення довільної форми) характеризується наступними загальними властивостями:

- 1) швидкість поширення електромагнітної хвилі у непровідному нейтральному неферромагнітному середовищі

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}, \quad (3.8.1)$$

де

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0\mu_0}} \quad (3.8.2)$$

— швидкість світла у вакуумі;

- 2) вектори \vec{E} , \vec{B} і \vec{v} (швидкість хвилі) взаємно перпендикулярні і утворюють правогвинтову систему (рис. 3.14). Таке правогвинтове співвідношення є внутрішньою властивістю електромагнітної хвилі, яка не залежить від координатної системи;

- 3) в електромагнітній хвилі вектори \vec{E} і \vec{B} завжди коливаються в однакових фазах (рис. 3.14, де показана миттєва "фотографія" хвилі), причому між миттєвими значеннями E і B у будь-якій точці існує певний зв'язок, а саме

$$E = vB. \quad (3.8.3)$$

Це означає, що E і B одночасно досягають максимуму, одночасно обертаються у нуль і т. д.

З електромагнітною хвилею пов'язане перенесення енергії. Енергію електромагнітного поля зручно характеризувати об'ємною густиною енергії w (енергія, що міститься в одиниці об'єму). Пойнтінг отримав вираз для об'ємної густини енергії w скориставшись рівняннями Максвелла. У звичайному ізотропному середовищі з проникностями ε і μ , яке не містить сегнетоелектриків і феромагнетиків (тобто не має явища гістерезису) об'ємна густина енергії електромагнітного поля дорівнює сумі об'ємних густин енергії електричного і магнітного полів:

$$w = w_E + w_B = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H^2}{2} = \frac{EH}{v}. \quad (3.8.4)$$

Так як енергія переміщується разом з електромагнітною хвилею, то вводять поняття потоку енергії. *Потоком енергії* називають кількість енергії, що переноситься хвилею через певну поверхню за одиницю часу. Потік енергії у різних точках поверхні може мати різну інтенсивність. Для характеристики цієї обставини вводять поняття густини потоку енергії S . *Густина потоку енергії* — це потік енергії через одиничну площину, яка перпендикулярна до напрямку перенесення енергії. Густина потоку енергії зв'язана з об'ємною густиною енергії простим співвідношенням: якщо густину енергії помножити на швидкість поширення енергії (тобто на швидкість хвилі), то отримуємо густину потоку енергії. Таким чином, для густини потоку енергії маємо:

$$S = wv = EH. \quad (3.8.5)$$

Вектори \vec{E} і \vec{B} взаємно ортогональні та утворюють з напрямом поширення хвилі правогвинтову систему. Це означає, що напрям вектора $[\vec{E}, \vec{B}]$ співпадає з напрямом перенесення енергії, а модуль цього вектора дорівнює EH . Тому можна записати

$$\vec{S} = [\vec{E}, \vec{B}]. \quad (3.8.6)$$

Вектор густини потоку електромагнітної енергії \vec{S} називають *вектором Умова-Пойнтінга*.

Особливий інтерес являє собою плоска біжуча гармонічна хвиля, рівняння якої записується так:

$$E = E_m \cos(\omega t - kx), \quad H = H_m \cos(\omega t - kx), \quad (3.8.7)$$

де E_m , H_m — амплітуди; ω — циклічна частота хвилі, k — хвильове число, а знак мінус у дужках означає, що хвиля поширюється у додатному напрямку осі X . Хвильове число

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c}. \quad (3.8.8)$$

Для того, щоб звільнитися від використання системи координат, рівняння електромагнітної хвилі записується за допомогою векторних позначень. При цьому вводять поняття хвильового вектора \vec{k} , модуль якого дорівнює хвильовому числу, а напрямок співпадає з напрямком поширення хвилі.

Практично всі дії світла пов'язані з вектором \vec{E} , який ще називають *світловим вектором*, тому в подальшому в основному будемо використовувати рівняння для вектора напруженості електричного поля

$$\vec{E} = \vec{E}_m \cos(\omega t - \vec{k} \vec{r}), \quad (3.8.9)$$

де \vec{r} — радіус-вектор, що характеризує точку простору, в якій розглядається електромагнітна хвиля.

3.9. Корпускулярно-хвильовий дуалізм світла

До середини 19-го сторіччя хвильова природа світла вважалась доведеною остаточно. Її підтверджували явища інтерференції і дифракції.

Однак і хвильова теорія світла, навіть в її електромагнітній формі, виявилась недостатньою для пояснення всієї сукупності оптичних явищ. Вперше це було усвідомлено при розгляді рівноважного (чорного) випромінювання та фотоелектричного ефекту; поняття і принципи класичної фізики не можна було застосувати для пояснення закономірностей цих явищ. Була сформульована квантова (корпускулярна) теорія світла, згідно з якою в певних фізичних явищах світло поводить себе як потік частинок — *квантів світла*. Кванти світла ще називають *фотонами*.

Таким чином, сучасна фізика на питання, що таке світло дає парадоксальну відповідь: і хвиля і частинки. Цей парадокс було названо *корпускулярно-хвильовим дуалізмом*. Тобто світло має подвійну природу. При цьому в одних явищах (інтерференція, дифракція, поляризація) переважає

його хвильова природа, в інших (випромінювання абсолютно чорного тіла, фотоелектричний ефект, ефект Комптона) — корпускулярна.

Було б безнадійно тлумачити корпускулярно-хвильовий дуалізм в дусі уявлень класичної фізики. Людська уява не здатна створити образ, який одночасно володіє і властивостями корпускули, і властивостями хвилі. Однак природа значно багатша за уяву людини. При її вивченні треба керуватися не тим, що доступне уяві людини, а тим, що дають спостереження і дослід. Відмітимо вже зараз, що звичайні корпускули — електрони, нейтрони, атоми, молекули — також мають хвильові властивості.

Фотони, електрони ті інші мікрочастинки не є класичними об'єктами. Вони мають квантову природу. Тому нам не слід поширювати класичний опис на некласичні об'єкти. Фотон — це не хвиля й не частинка, це також не суміш одного та іншого. Фотон — це фотон.

В залежності від способу вимірювань фотони і електрони можуть проявляти або властивості хвиль, або властивості частинок.

Макс Борн (1882–1970), який першим запропонував ймовірнісну інтерпретацію квантових явищ, казав: «Кожен процес може бути інтерпретований або з корпускулярної, або з хвильової точки зору, однак. . . доведення того, що ми маємо справу дійсно з частинками або хвилями, лежить за межами наших можливостей, оскільки ми не спроможні одночасно визначити всі характерні властивості, які притаманні, в залежності від випадку, що розглядається, або частинці або хвилі. Тому ми можемо сказати, що хвильові та корпускулярні описи треба вважати лише як два способи розгляду одного й того ж об'єктивного процесу, які доповнюють один одного. . . »

Сучасна наука про світло розділилась на дві великі частини. Перша з них — це *класична хвильова оптика*; друга — *квантова оптика*.

У даному розділі розглядаються явища хвильової оптики. В наступному розділі наведено деякі питання квантової оптики.

3.10. Дисперсія і поглинання світла

Оптичний діапазон складається з інфрачервоного, видимого та ультрафіолетового випромінювання.

В оптиці використовується як циклічна частота

$$\omega = \frac{2\pi}{T}, \quad (3.10.1)$$

де T — період коливань хвилі, так і частота

$$\nu = \frac{1}{T}, \quad (3.10.2)$$

які зв'язані очевидним співвідношенням

$$\omega = 2\pi\nu. \quad (3.10.3)$$

Довжина хвилі — це відстань, на яку поширюється хвиля за час, що дорівнює періоду коливань

$$\lambda = vT. \quad (3.10.4)$$

Видимий діапазон містить електромагнітні хвилі, які сприймаються людським оком. Границя діапазону цих хвиль залежить від індивідуальних особливостей ока та лежить приблизно в межах

$$\lambda = 380 \div 760 \text{ нм.}$$

Швидкість поширення електромагнітної хвилі (3.8.1) — це так звана *фазова швидкість хвилі*, тобто швидкість, з якою поширюється певне значення фази хвилі — величини в дужках у формулах (3.8.7), (3.8.9). Саме фаза характеризує певний стан руху частинок середовища при проходженні хвилі.

Абсолютним показником заломлення середовища (часто просто *показником заломлення*) називається відношення фазової швидкості світла у вакуумі до фазової швидкості світла в цьому середовищі:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (3.10.5)$$

Згідно з (3.8.1)

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (3.10.6)$$

Для більшості прозорих середовищ магнітна проникність $\mu \approx 1$, а тому відповідний показник заломлення

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (3.10.7)$$

Значення показника заломлення характеризує оптичну густину середовища. Чим більше n , тим оптично густіше середовище.

Коли світлова хвиля переходить з одного середовища в інше, її частота не змінюється, а змінюється швидкість поширення світла і довжина хвилі. Якщо довжина світлової хвилі у вакуумі λ_0 , то довжина хвилі в середовищі:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (3.10.8)$$

Формула (3.10.7) зв'язує оптичні властивості середовища з його електричними властивостями. Діелектрична проникність ε обумовлена поляризацією середовища, тобто зміщенням заряджених частинок всередині атомів і молекул під дією зовнішнього електричного поля. Атоми і молекули характеризуються власними частотами, так що амплітуди і фази вимушених коливань електронів і ядер залежать від частоти зовнішнього електричного поля, наприклад світлової хвилі. Особливо сильна залежність проявляється у випадках, коли частота світлової хвилі близька до однієї з власних частот атомів та молекул і спостерігається резонанс, який проявляється у сильному поглинанні світла.

Усі речовини, за виключенням вакууму, характеризуються залежністю діелектричної проникності від частоти. Це пояснює *дисперсію світла*, тобто залежність швидкості поширення електромагнітних хвиль v (або показника заломлення n) від частоти (або довжини) хвилі.

Явище дисперсії пояснює розкладання немонохроматичного (зокрема, білого) світла у спектр.

В області частот, де поглинання світла невелике, показник заломлення n зростає із збільшенням частоти. В цьому випадку кажуть, що *дисперсія нормальна*. В області частот сильного поглинання показник заломлення n спадає із збільшенням частоти. Таку дисперсію називають *аномальною*. Аномальну дисперсію важко спостерігати внаслідок сильного поглинання.

До цього ми розглядали гармонічні хвилі (3.8.9), що характеризуються однією циклічною частотою коливання ω . Такі хвилі називаються *монохроматичними*. Строго монохроматична хвиля — це ідеалізація. Таких хвиль у природі не існує. Будь-яка реальна хвиля, згідно з теоремою Фур'є, може бути представлена як суперпозиція монохроматичних хвиль з різними амплітудами і частотами ω в деякому інтервалі $\Delta\omega$. Суперпозицію хвиль, які мало відрізняються одна від одної за частотами ($\Delta\omega \ll \omega$), називають *хвильовим пакетом* або *групою хвиль*.

У вакуумі всі монохроматичні хвилі, які утворюють хвильовий пакет, поширюються з однаковою фазовою швидкістю $c = \omega/k$. З такою швидкістю поширюється й сам хвильовий пакет, не змінюючи своєї форми.

В середовищі, де спостерігається дисперсія, хвильовий пакет розповзається, оскільки швидкості його монохроматичних складових розрізняються одна від одної, і поняття швидкості такої хвилі потребує уточнення.

Якщо дисперсія достатньо мала, то розповзання хвильового пакету відбувається досить повільно. У цьому випадку хвильовому пакету можна приписати швидкість u , з якою переміщується його «центр ваги». Це так

звана *групова швидкість*. Відповідний розрахунок дає, що групова швидкість визначається за формулою

$$u = \frac{d\omega}{dk}. \quad (3.10.9)$$

Розглянемо питання про швидкість поширення енергії, що переноситься електромагнітною хвилею. Перш за все відмітимо, що фазова швидкість монохроматичної хвилі не має нічого спільного з швидкістю перенесення енергії. Фазова швидкість встановлює лише зв'язок між фазами коливань в різних точках простору.

Строго монохроматична хвиля не може бути використана для передачі сигналу, оскільки вона не має ні початку, ні кінця у часі і просторі. Поширення сигналу пов'язане з переміщенням змін амплітуди. В області спектру, де поглинання досить мало, швидкість переносу енергії у групі хвиль співпадає з груповою швидкістю.

Прямі вимірювання швидкості світла зводяться до вимірювання відстані, яку проходить світловий сигнал (імпульс) за певний проміжок часу. Цей метод практично дає групову швидкість. Теж саме відноситься до всіх відомих методів непрямих вимірювань швидкості світла. Фазову ж швидкість (точніше, відношення фазових швидкостей у двох різних середовищах) можна визначити за відношенням показників заломлення.

Проходження світлової хвилі через речовину супроводжується втратою енергії цієї хвилі, яка перетворюється на інші види енергії, передусім на енергію хаотичного теплового руху частинок речовини. Тому інтенсивність світла при проходженні через речовину зменшується — світло поглинається речовиною.

Зменшення інтенсивності світла I на виході з речовини можна визначити за *законом Бугера*:

$$I = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (3.10.10)$$

де I_0 — інтенсивність падаючого світла; x — товщина шару речовини; α — коефіцієнт поглинання світла, який залежить від частоти світла, хімічної природи і стану речовини та не залежить від інтенсивності світла.

Для всіх речовин поглинання має селективний характер, що обумовлено залежністю коефіцієнта поглинання від частоти світла. Для рідких і твердих речовин сильне поглинання виявляється в достатньо широких інтервалах частот хвиль. У випадку газів або парів металів при невеликих тисках спостерігаються різкі максимуми поглинання у дуже вузьких спектральних інтервалах. Ці максимуми відповідають резонансним частотам коливань електронів в середині атомів, які практично не взаємодіють між собою. При підвищенні

тиску максимуми розширюються та при високих тисках спектри поглинання наближаються до спектрів поглинання рідин. Це пов'язано із збільшенням взаємодії між атомами.

Селективне поглинання обумовлює колір речовин. Поглинання може відбуватися як в об'ємі речовини, так і в поверхневому шарі. Якщо у видимій області спектру немає селективного поглинання, то речовина прозора. Якщо частоти селективного поглинання припадають на видимий діапазон, то речовина забарвлюється у додатковий колір до частот поглинання.

При відбиванні світла від поверхні найбільш інтенсивно відбиваються ті ділянки спектру, які при проходженні шару речовини найбільш сильно поглинаються. Тому колір речовини, який виникає за рахунок селективного відбивання, є додатковим до кольору тієї ж речовини внаслідок селективного поглинання. Наприклад, кусок золота має жовто-червоний колір, але якщо взяти дуже тонку золоту пелюстку, то при спостереженні у прохідному світлі її колір глибоко блакитний.

Відмітимо, що можна створити такий стан атомів речовини, при якому коефіцієнт поглинання α стає від'ємним, та при проходженні світла через речовину в такому (інверсному, як кажуть) стані супроводжується підсиленням його інтенсивності. Саме це й здійснюється у лазерах.

3.11. Інтерференція, дифракція і поляризація світла

Інтерференцією називають зміну середньої густини потоку енергії, яка обумовлена суперпозицією (накладанням) електромагнітних хвиль. Інтерференція світла проявляється у підсиленні інтенсивності світла в одних точках простору та послабленні в інших (на екрані спостерігаються світлі і темні смуги певної форми). Якщо накладаються два пучки світла, то інтерференція називається *двопроменевою*, якщо багато пучків, то — *багатопроевеною*.

Необхідною умовою інтерференції є когерентність джерел світла. *Когерентними* називають хвилі з однаковими частотами і сталою в часі різницею фаз між коливаннями. При накладанні некогерентних світлових хвиль відбувається лише підсилення освітленості, а інтерференція не спостерігається.

Якщо когерентні хвилі зустрінуться у точці спостереження з однаковою фазою (різниця фаз дорівнює 0°), то амплітуди хвиль додаватимуться і результуючі коливання матимуть максимальну інтенсивність (світла ділянка на інтерференційній картині). Якщо ж хвилі прийдуть з протилежними

фазами (різниця фаз дорівнює 180°), то амплітуди хвиль відніматимуться і результуючі коливання матимуть мінімальну інтенсивність (темна ділянка на інтерференційній картині).

Фази окремих хвиль у точці спостереження залежать від відстаней, що їх проходять хвилі від джерел світла. При розрахунку різниці фаз у середовищі зручно вважати довжину хвилі та хвильовий вектор рівними їх значенням у вакуумі, а в якості довжини шляху брати *оптичну довжину шляху*, яка дорівнює геометричній довжині l , що помножена на показник заломлення n середовища. У вакуумі оптична довжина шляху дорівнює геометричній.

Різниця фаз коливань, що накладаються в точці спостереження, визначається оптичною різницею ходу $\Delta = n(l_1 - l_2)$. Оптична різниця ходу, при якій виконуються умови максимуму і мінімуму інтерференції світла визначається співвідношеннями:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2} - \text{max}, \quad \Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} - \text{min}, \quad (3.11.1)$$

де λ_0 — довжина хвилі у вакуумі; $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

Отже, якщо в оптичній різниці ходу укладається парна кількість півхвиль, то спостерігається максимум інтерференційної картини, а якщо непарна кількість півхвиль, то мінімум.

Інтерференційна картина від джерела білого світла має в області максимумів райдугу смуг неперервного спектру, так як світло різних кольорів має різну довжину хвилі і, відповідно, різні умови максимумів.

Світлові хвилі, що випромінювані різними незалежними джерелами світла, завжди некогерентні. Тому необхідно якось поділити світло, випромінюване одним джерелом, на дві частини, які з огляду на однаковість походження мають бути когерентними і при накладанні інтерферувати.

Отримання когерентних хвиль для реалізації інтерференції в оптиці здійснюють двома способами: 1) поділом хвильового фронту; 2) поділом амплітуди хвилі.

До методів поділу хвильового фронту відносяться: схема Юнга, біпризма Френеля, білінза Бійє, дзеркало Ллойда, бідзеркало Френеля.

Інтерференція методом поділу амплітуди має більше практичне значення. Двопроменева інтерференція, що здійснюється поділом амплітуди, використовується в інтерферометрах Майкельсона, Маха-Цендера, Тваймана-Гріна, Жамена, а багатпроменева в інтерферометрі Фабрі-Перо, пластинці Люммера-Герке, ешелоні Майкельсона. Цікавим прикладом багатпроменевої інтерференції є інтерференція в тонких плівках.

Розглянемо простіший спосіб ділення хвильового фронту за схемою Юнга (рис. 3.15). Яскравий паралельний пучок світла падає на екран з щілиною S . Світло від джерела S потрапляє на другий екран з двома щілинами S_1 і S_2 , внаслідок чого утворюються два джерела світла, які когерентні, оскільки мають спільне походження. На екрані там, де перекриваються пучки світла від джерел S_1 і S_2 , спостерігаються паралельні інтерференційні смуги.

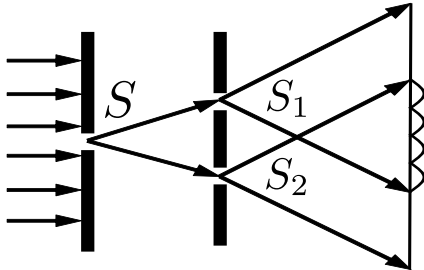


Рис. 3.15. Схема Юнга

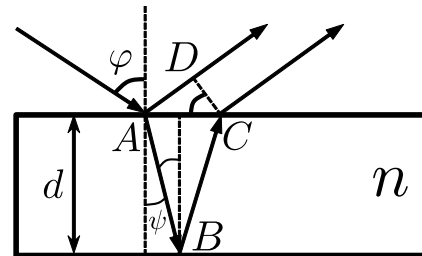


Рис. 3.16. Інтерференція у тонкій плівці

Методом поділу амплітуди когерентні хвилі утворюються за допомогою тонкої плівки подвійним відбиттям від її верхньої і нижньої поверхонь.

Розглянемо плоскопаралельну прозору пластинку (плівку) завтовшки d із показником заломлення n . Нехай показник заломлення оточуючого середовища $n_0 < n$. Розрахуємо оптичну різницю ходу променів, які відбилися від верхньої та нижньої границі пластинки (рис. 3.16). При цьому слід враховувати існуючий в оптиці закон: при відбиванні світла від оптично більш густого середовища фаза відбитого променя змінюється на π , що відповідає оптичній різниці ходу $\lambda/2$.

З рис. 3.16 видно, що

$$\Delta = (|AB| + |BC|)n - (|AD|n_0 + \lambda/2).$$

Скориставшись законом заломлення світла і використавши прості математичні перетворення, дістанемо формулу

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi} - \lambda/2. \quad (3.11.2)$$

Якщо оточуюче середовище повітря, то $n_0 = 1$ і тоді

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} - \lambda/2. \quad (3.11.3)$$

Паралельні промені не перетинаються на скінченній відстані. Отже, інтерференційні смуги не можуть виникнути на скінченній відстані і кажуть,

що вони локалізовані на нескінченності. Спостерігати інтерференцію можна двома способами: або сфокусувати промені за допомогою лінзи, внаслідок чого у фокальній площині лінзи виникнуть смуги інтерференції, або побачити їх безпосередньо очима, які акомодовані на нескінченність. У цьому випадку інтерференційні смуги утворюються у фокусі зіниці на сітківці ока і створюють відповідне зорове враження.

Якщо на пластинку падає пучок непаралельних променів, то у відбитому світлі присутні промені різних напрямків. Ті з них для яких задовольняється умова максимуму (3.11.1), дають при інтерференції максимум інтенсивності. Кожній інтерференційній смузі на екрані відповідає певне значення кута падіння φ . Таку інтерференційну картину називають *смугами рівного нахилу*.

Якщо товщина пластинки змінна, то від різних ділянок її поверхні пари променів з однакою різницею фаз поширюються в різних напрямках і отже, картина інтерференції смуг рівного нахилу не виникає. Однак спостерігається інша інтерференційна картина, яка локалізована на поверхні пластини. Таку інтерференційну картину називають *смугами рівної товщини* внаслідок того, що інтенсивність смуг однакова в тих ділянках поверхні, в яких однакова товщина пластинки. Смуги рівної товщини можна спостерігати, якщо сфокусувати лінзу так, щоб на екрані отримати зображення невеликої ділянки поверхні пластинки. Інтерференційні смуги можна побачити також безпосередньо очима, які акомодовані на поверхню пластини.

Дифракцією називають сукупність оптичних явищ, які спостерігаються під час поширення світла в середовищах з перешкодами та неоднорідностями, і пов'язані із зміною напряму поширення світла (порівняно з напрямом, який передбачений законами геометричної оптики) та з просторовим перерозподілом його інтенсивності. Отже, під дифракцією розуміють будь-яке відхилення від прямолінійного поширення світла, якщо воно не зумовлене відбиванням, заломленням або викривленням (у середовищах, в яких показник заломлення безперервно змінюється) променів. При дифракції світло огинає перешкоди і потрапляє в область геометричної тіні.

Умовою спостереження дифракції світла є співрозмірність лінійних розмірів перешкод з довжиною світлової хвилі.

Якщо світло поширюється у середовищах, де є дрібні частинки іншої речовини (туман), то у цих випадках кажуть про *розсіювання світла*.

Теорія дифракції світла ґрунтується на *принципі Гюйгенса-Френеля*: кожна точка хвильового фронту є джерелом вторинних хвиль, які когерентні між собою та інтерферують при накладанні.

Розрізняють *дифракційні явища Френеля* — явища, що спостерігаються

у непаралельних променях (сферичні хвилі), і *дифракційні явища Фраунгофера* — явища, що спостерігаються у паралельних променях (плоскі хвилі).

Розглянемо дифракцію Френеля на круглому отворі. Сферична монохроматична хвиля поширюється від точкового джерела світла S , причому на її шляху розміщено діафрагму з круглим отвором радіуса r (рис. 3.17). Дифракційна картина на екрані має вигляд концентричних світлих і темних кілець, в центрі якої спостерігається світла або темна пляма в залежності від радіуса отвору r .

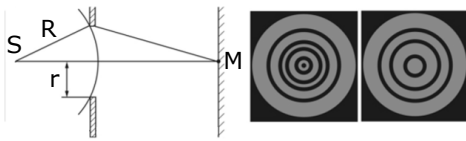


Рис. 3.17. Дифракція Френеля на круглому отворі

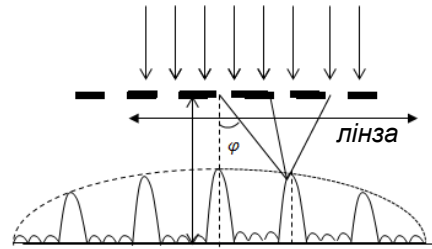


Рис. 3.18. Дифракція Фраунгофера на дифракційній решітці

Широке практичне застосування має дифракція Фраунгофера на дифракційній решітці.

Дифракційна решітка являє собою сукупність великої кількості однакових паралельних щілин, поділених непрозорими для світла проміжками рівної ширини. Дифракційна решітка в загальному випадку — це будь-яка структура, що має просторову періодичність. Коли періодичність структури проявляється в одному напрямі, то решітка називається *лінійною* або *одновимірною*, якщо ж у двох або трьох напрямках — *двовимірними* та *об'ємними*.

Розглянемо лінійну решітку. Позначимо ширину щілини через b , ширину непрозорого проміжку між сусідніми щілинами — a (рис. 3.18). Величина $d = a + b$ називається *сталюю*, або *періодом*, дифракційної решітки. Часто дифракційні решітки характеризуються кількістю штрихів (щілин) на одиницю довжини (наприклад, на 1мм) k . Очевидно, що ця величина зв'язана з періодом дифракційної решітки простим співвідношенням:

$$d = \frac{1}{k}. \quad (3.11.4)$$

При освітленні монохроматичним світлом дифракційна картина від дифракційної решітки являє собою різкі та чіткі максимуми, які називаються

головними, між якими розміщені вторинні максимуми (рис. 3.18). Інтенсивність вторинних максимумів при достатньо великій загальній кількості щілин N в дифракційній решітці мізерно мала.

Умовою головних максимумів при нормальному падінню пучка світла на дифракційну решітку є рівняння дифракційної решітки:

$$d \sin \varphi = m\lambda, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots), \quad (3.11.5)$$

де ціле число m називають *порядком дифракційного максимуму*, або *порядком спектру* дифракційної решітки; а кут дифракції φ визначає напрям, в якому спостерігається максимум відповідного порядку.

Між двома сусідніми головними максимумами розміщені $N - 1$ мінімум та $N - 2$ вторинні максимуми. Саме головні максимуми й являють особливий практичний інтерес.

Якщо дифракційна решітка освітлюється білим світлом, то для різних значень довжин хвиль λ положення всіх головних максимумів, окрім центрального ($m = 0$), різні. Тому центральний максимум має вигляд білої смуги, а решта — різнокольорових смуг, які називають дифракційними спектрами першого, другого і наступних порядків. Центральний максимум — один, а максимумів інших порядків — два, і вони розміщуються на екрані симетрично відносно центрального. У межах кожного порядку колір змінюється від фіолетового біля внутрішнього краю до червоного — біля зовнішнього краю. Цю властивість дифракційної решітки використовують для визначення частот або довжин хвиль випромінювань, тобто дифракційна решітка є спектральним приладом.

Хвилю, в якій напрямок коливань світлового вектора \vec{E} впорядкований якимось чином, називають *поляризованою*.

Світлові хвилі є електромагнітними, тому вони поперечні. Однак звичайно вони не виявляють асиметрії відносно напрямку поширення. Таке світло, що випромінюється звичайними джерелами, називається *природним*. У світлі коливання вектора \vec{E} у будь-якій (фіксованій) точці простору здійснюються у різних напрямках, швидко та хаотично змінюючи один одного.

Якщо коливання вектора \vec{E} відбуваються тільки в одній площині, яка проходить через промінь, то таке світло називають *плоскополяризованим* або *лінійнополяризованим*. Площину, в якій коливається вектор \vec{E} , називають *площиною поляризації*.

Інший вид поляризації полягає в тому, що вектор \vec{E} обертається навколо напрямку поширення хвилі і одночасно змінюється періодично за модулем. При цьому кінець вектора \vec{E} описує еліпс. Таку хвилю називають *еліптично-*

поляризованою, або поляризованою по колу, якщо кінець вектора \vec{E} описує коло. Хвилю з еліптичною поляризацією завжди можна розкласти на дві плоскополяризовані хвилі з взаємно перпендикулярними площинами поляризації.

Окрім плоскополяризованого і природнього світла існує ще «проміжний» випадок — *частково-поляризоване світло*.

Якщо кут падіння природнього світла на границю поділу двох прозорих діелектриків відмінний від нуля, то відбитий і заломлений пучки виявляються частково-поляризованими. У відбитому світлі переважають коливання вектора \vec{E} , перпендикулярні до площини падіння, а у заломленому світлі — паралельні площині падіння. Ступінь поляризації обох хвиль (відбитої і заломленої) залежить від кута падіння.

При деякому значення кута падіння відбите світло стає повністю поляризованим. Цей кут задовольняє наступній умові:

$$\operatorname{tg} \theta_B = \frac{n_2}{n_1}, \quad (3.11.6)$$

де n_2/n_1 — відношення показників заломлення діелектриків (рис. 3.19).

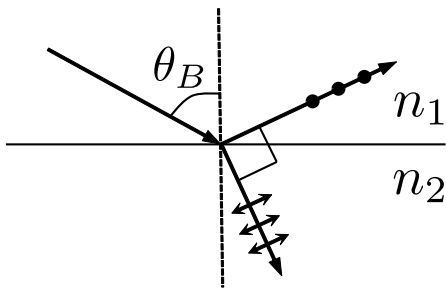


Рис. 3.19. Закон Брюстера

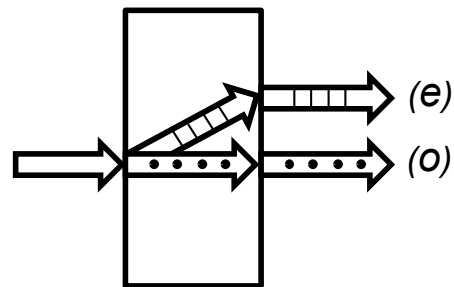


Рис. 3.20. Подвійне променезаломлення

Співвідношення (3.11.6) називається *законом Брюстера*, а кут θ_B — *кутом Брюстера*. Точками та штрихами на відбитому та заломленому променях (рис. 3.19) показані напрямки коливання вектора \vec{E} .

Легко впевнитись в тому, що при падінні світла під кутом Брюстера відбитий та заломлений промені взаємно перпендикулярні.

З природнього світла можна отримати плоскополяризоване за допомогою приладів, які називають *поляризаторами*. Ці прилади вільно пропускають коливання світлового вектора, які паралельні площині, що називається *площиною пропускання поляризатора*. Коливання, які ж перпендикулярні до цієї площини, затримуються повністю або частково.

В основі дії більшості поляризаторів лежить *явище подвійного променезаломлення*, яке полягає в тому, що природне світло під час проходження оптично анізотропного кристалу поділяється на два промені. Ці промені є плоскополяризованими у взаємно перпендикулярних площинах, мають різні швидкості і називаються звичайним (o) та незвичайним (e) (рис. 3.20).

Найбільш сильно подвійне променезаломлення проявляється у кристалах кварцу, ісландського шпату, герпатиту, турмаліну.

Наприклад ісландський шпат використовується для виготовлення *призми Ніколя*. Це подвійна призма, частини якої склеєно канадським бальзамом. Призми виконують із монокристалу ісландського шпату під такими кутами, щоб незвичайний промінь проходив через межу сполучення призм без заломлення. Звичайний промінь при цьому заломлюється на прошарку канадського бальзаму під великим кутом.

Існують також поляризатори, які називаються *поляроїдами*. Вони складаються з целулоїдної плівки, на якій нанесено однаково орієнтовані кристалики герпатиту або турмаліну завтовшки приблизно 0,1 мм. Так можна дістати поляризатори з великою площею поверхні.

Поляризатори можна використовувати і в якості *аналізаторів* — для визначення характеру і степені поляризації світла.

Нехай на аналізатор падає плоскополяризоване світло, вектор \vec{E}_0 якого складає кут φ з площиною пропускання. Аналізатор пропускає ту складову вектора \vec{E}_0 , яка паралельна площині пропускання, тобто $E = E_0 \cos \varphi$. Інтенсивність пропорційна квадрату модуля світлового вектора ($I \sim E^2$), тому інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через аналізатор, дорівнює

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (3.11.7)$$

де I_0 — інтенсивність падаючого плоскополяризованого світла. Співвідношення (3.11.7) виражає *закон Малюса*.

3.12. Геометрична оптика. Фотометрія

Довжини світлових хвиль видимого діапазону дуже малі (менші 1 мкм). Тому поширення світла у багатьох випадках можна розглядати не звертаючи уваги на його хвильову природу, і вважати, що світло поширюється вздовж променів. При граничному переході ($\lambda \rightarrow 0$) закони оптики можна сформулювати мовою геометрії. Відповідний розділ оптики називають *геометричною оптикою*.

В основі геометричної оптики лежить *принцип Ферма*, згідно з яким світло при поширенні з однієї точки в іншу обирає шлях, якому відповідає найменший час поширення.

З принципу Ферма випливають закони геометричної оптики.

1. *Закон прямолінійного поширення світла.* В однорідних середовищах світло поширюється прямолінійно.
2. *Закон незалежності поширення світлових променів.* Світлові промені, поширюючись у просторі, при перетині не впливають один на одного.
3. *Закон відбивання світла.* Промінь падаючий, промінь відбитий і перпендикуляр, поставлений в точку падіння, лежать в одній площині, а кут падіння дорівнює куту відбивання: $\varphi = \varphi'$ (рис. 3.21).

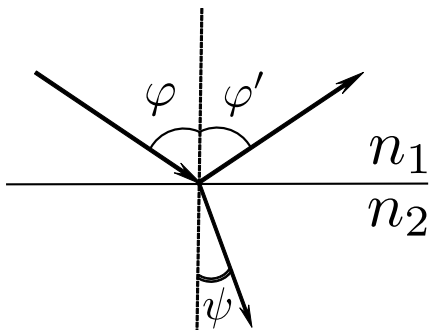


Рис. 3.21. Відбивання та заломлення світла

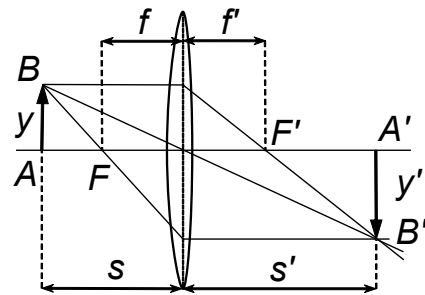


Рис. 3.22. Тонка лінза

4. *Закон заломлення світла (закон Снелліуса).* Промінь падаючий, промінь заломлений і перпендикуляр, поставлений в точку падіння, лежать в одній площині; при будь-якому куті падіння має місце співвідношення:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}, \quad (3.12.1)$$

де n_{21} — відносний показник заломлення другого середовища відносно першого.

5. *Закон оборотності (взаємності) світлових променів.* Промінь, який пущений у зворотному напрямку падаючому, вийде як падаючий.

Оптичною лінзою називають тіло з прозорої речовини, яке обмежене двома сферичними або іншої форми поверхнями. Лінзу вважають тонкою,

якщо її товщиною можна знехтувати порівняно з радіусами кривини поверхонь.

Лінзи бувають збиральними і розсіювальними. Центрами кривини лінзи називають центри сферичних поверхонь, що обмежують лінзу, а пряму, що проходить через них, називають *головною оптичною віссю* (на рис. 3.22 на головній оптичній осі лежать точки A і A'). Всі інші прямі, що проходять через оптичний центр лінзи, називають *побічними оптичними осями* (на рис. 3.22 одна з побічних оптичних осей проходить через точки B і B').

Формула тонкої лінзи у повітрі:

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f}, \quad (3.12.2)$$

де s і s' — відстані від лінзи до предмету і його зображення, f — фокусна віддаль (відстань від лінзи до переднього фокусу F або заднього F').

Якщо зображення уявне, то в формулі (3.11.1) ставиться знак мінус перед $\frac{1}{s'}$; якщо лінза розсівна, то знак мінус ставиться й перед $\frac{1}{s'}$ й перед $\frac{1}{f}$.

Заломлюючу здатність лінзи характеризують *оптичною силою лінзи* D — величиною, оберненою фокусній відстані f

$$D = \frac{1}{f}. \quad (3.12.3)$$

Чим коротша фокусна відстань, тим більша оптична сила лінзи. Вона вимірюється в діоптріях (1 дптр = 1/м). Оптична сила не залежить від напрямку ходу променів. Якщо $D > 0$, то лінза збирна, а якщо $D < 0$, то розсіювальна.

Лінійне збільшення лінзи

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{s'}{s}. \quad (3.12.4)$$

Людське око реєструє енергетичні характеристики світла, але дія світла на око (світлове відчуття) досить сильно залежить від довжини хвилі. Чутливість нормального середнього людського ока до світла різної довжини хвилі характеризується *спектральною світловою ефективністю* $V(\lambda)$. Найбільш чутливе око до світла з довжиною 555 нм (зелена частина спектру), тобто $V(555 \text{ нм}) = \text{max}$. Більш зручно користуватись *відносною спектральною світловою ефективністю*

$$K(\lambda) = \frac{V(\lambda)}{V(555 \text{ нм})}, \quad (3.12.5)$$

$K(555 \text{ нм}) = 1$, а поза видимого діапазону $K = 0$.

Основними енергетичними характеристиками світла є *потужність випромінювання* P (кількість енергії, яка випромінюється за одиницю часу) та *спектральна густина потужності випромінювання*:

$$P_\lambda = \frac{dP}{d\lambda}, \quad (3.12.6)$$

де dP — потужність, що припадає на інтервал довжин хвиль $(\lambda, \lambda + d\lambda)$.

У багатьох випадках цікаві не самі енергетичні характеристики світла, а ті суб'єктивні відчуття, які з ним пов'язані. Наприклад, необхідно визначити освітленість робочого місця, яка найбільш придатна для роботи. За допомогою енергетичних характеристик світла цього зробити не можна, тому що одна й та ж потужність випромінювання викликає різні відчуття освітленості при різних спектральних складових світла. Для вирішення таких питань користуються іншими, відмінними від енергетичних величинами, які називаються *фотометричними*. Енергетичні і фотометричні величини взаємопов'язані.

Основною фотометричною величиною є *сила світла* I . Силою світла джерела I в заданому напрямку називають світловий потік в цьому напрямку, який віднесений до одиниці тілесного кута. Звичайно, це поняття відносять до точкового джерела світла, тобто характеризують ним джерело на відстанях, які набагато більші лінійних розмірів джерела. Одиницею сили світла є кандела (кд).

Світловий потік $d\Phi$ у заданому напрямку знаходиться як добуток сили світла I джерела на тілесний кут $d\Omega$, в який поширюється світло:

$$d\Phi = I d\Omega. \quad (3.12.7)$$

Повний світловий потік, що виходить з джерела дорівнює

$$\Phi = \int I d\Omega, \quad (3.12.8)$$

де інтеграл береться по повному тілесному куту 4π .

Світловий потік вимірюється в люменах (лм) і є аналогом потужності випромінювання. Спектральна густина світлового потоку Φ_λ зв'язана з спектральною густиною потужності співвідношенням:

$$\Phi_\lambda = V(555 \text{ нм})K(\lambda)P_\lambda, \quad (3.12.9)$$

де $V(555 \text{ нм}) = 683 \text{ лм/Вт}$.

Для джерел світла скінченних розмірів (не точкових) вводиться поняття *яскравості* L . Яскравістю поверхні джерела у точці елементу поверхні $d\sigma$ в заданому напрямку називають світловий потік $d\Phi$, який виходить з цього елементу в цьому напрямку, віднесений до тілесного кута і до одиниці площі видимої частини елементу поверхні:

$$L = \frac{d\Phi}{d\Omega d\sigma \cos \theta} = \frac{dI}{d\sigma \cos \theta}, \quad (3.12.10)$$

де θ — кут між нормаллю до елементу поверхні і заданим напрямком поширення світла, а $dI = d\Phi/d\Omega$ — сила світла елементу поверхні $d\sigma$ у цьому ж напрямку.

Одиниця яскравості — $\text{кд}/\text{м}^2$.

Джерела світла, яскравість яких не залежить від напрямку випромінювання, називають *ламбертовськими*. Випромінювання від таких поверхонь має дифузний характер. Ламбертовським джерелом можна вважати лампу розжарювання з матовою колбою.

Світимістю M називають повний світловий потік, який випромінюється від одиниці світної поверхні в один бік, тобто у тілесний кут 2π . Для ламбертовських поверхонь

$$M = \pi L. \quad (3.12.11)$$

Всі попередні величини характеризували процес випромінювання. Тепер розглянемо падіння випромінювання на елемент поверхні dS . Це явище характеризується величиною, яку називають *освітленістю*. *Освітленістю* E називають світловий потік, який припадає на одиницю поверхні, що освітлюється:

$$E = \frac{d\Phi}{dS}. \quad (3.12.12)$$

Одиницею освітленості є люкс (лк).

Освітленість від точкового джерела з силою світла I на відстані r визначається за формулою

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \theta, \quad (3.12.13)$$

де θ — кут падіння.

Світловою експозицією називають величину

$$dH = \Phi dt, \quad (3.12.14)$$

де dt — проміжок часу, протягом якого випромінюється або сприймається світловий потік Φ .

Питання для самоконтролю

- 1) Властивості електричного заряду.
- 2) Силова характеристика електричного поля.
- 3) Електростатичне поле. Закон Кулона.
- 4) Принцип суперпозиції. Графічне зображення електричного поля.
- 5) Потенціал. Еквіпотенціальні поверхні.
- 6) Електричний диполь.
- 7) Поляризація діелектриків.
- 8) Провідники в електричному полі.
- 9) Електроємність провідника. Конденсатори.
- 10) Умови існування електричного струму. е.р.с. джерела струму.
- 11) Сила і густина електричного струму.
- 12) Опір провідника. Закон Ома для однорідної ділянки кола.
- 13) Закон Ома для неоднорідної ділянки та повного кола.
- 14) Закон Джоуля–Ленца.
- 15) Біопотенціали.
- 16) Характеристики магнітного поля.
- 17) Закон Біо–Савара.
- 18) Визначення сили Ампера.
- 19) Типи магнетиків, їх характеристики.
- 20) Явище електромагнітної індукції. Закон Фарадея.
- 21) Взаємна індукція. Самоіндукція. Індуктивність.
- 22) Електричні коливання.
- 23) Змінний струм. Закон Ома для змінного струму.
- 24) Основні закони електромагнетизму.
- 25) Властивості електромагнітних хвиль.
- 26) Корпускулярно-хвильовий дуалізм світла.
- 27) Дисперсія світла.
- 28) Закон Бугера для поглинання світла.
- 29) Явище інтерференції світла. Інтерференція в тонких плівках.
- 30) Явище дифракції світла.
- 31) Дифракційна решітка. Умова дифракційних максимумів.
- 32) Поляризація світла. Закони Брюстера і Малюса.
- 33) Основні закони геометричної оптики.
- 34) Фотометричні величини.

Розділ 4.

Квантова фізика

4.1. Квантові властивості світла

Повсякденними джерелами світла є розігріті до достатньо високих температур матеріальні тіла, які при цьому можуть бути у твердому, рідкому або газоподібному стані. Всі тіла випромінюють, поглинають і відбивають електромагнітні хвилі, однак не однаково, та інтенсивність цих процесів залежить від властивостей тіл, їх температури і частоти електромагнітних хвиль.

Теплове випромінювання — це єдиний вид випромінювання, яке може знаходитись у термодинамічній рівновазі з оточуючим середовищем. Рівноважний характер теплового випромінювання можна продемонструвати на такому прикладі. Нехай маємо порожнину з адіабатичними стінками та матеріальними тілами всередині. Тіла випускають випромінювання, яке заповнює порожнину. Із часом встановиться термодинамічна рівновага між випромінюванням у порожнині та тілами всередині. Всі тіла будуть мати однакову температуру T , а випромінювання у порожнині — визначену спектральну густину випромінювання, яку називають *рівноважною*.

Теплове випромінювання зручно характеризувати випромінювальною та поглинальною здатностями. Випромінювальна здатність $\varepsilon_{\nu,T}$ в інтервалі частот від ν до $\nu + d\nu$ у всіх напрямках в межах тілесного кута 2π визначається потоком енергії випромінювання з одиниці поверхні за одиницю часу в один бік. Поглинальною здатністю $a_{\nu,T}$ поверхні для того ж інтервалу частот від ν до $\nu + d\nu$ називають безрозмірну величину, яка дорівнює відношенню кількості енергії, що поглинається, до енергії падаючого випромінювання.

Абсолютно чорним називають тіло, яке повністю поглинає падаюче на нього випромінювання всіх частот, тобто у якого $a_{\nu,T} = 1$.

Абсолютно чорних тіл в природі не існує. Найкращою моделлю абсолютно чорного тіла є замкнена порожнина, у стінці якої зроблено маленький отвір. Через цей отвір промінь світла потрапляє всередину порожнини. Він багато разів відбивається від стінок порожнини. Під час кожного відбивання частина енергії поглинається, тому промінь після багатьох відбивань не вийде назовні через отвір. Якщо стінки порожнини непрозорі та підтримуються під деякою температурою T , то через отвір буде виходити практично таке ж випромінювання, яке випускалось би абсолютно чорною площиною тієї ж форми, розмірів і температури T . Сонячне випромінювання за своїм спектральним складом також вважається близьким до випромінювання абсолютно чорного тіла.

Одним з основних законів теплового випромінювання є *закон випромінювання Кірхгофа*: відношення випромінювальної здатності тіла до його поглинальної здатності є універсальною функцією частоти випромінювання і температури тіла, яка дорівнює випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла $\varepsilon_{\nu,T}^0$:

$$\frac{\varepsilon_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T}^0. \quad (4.1.1)$$

Отже, вивчення теплового випромінювання тіл зводиться до визначення законів випромінювання абсолютно чорного тіла.

Уперше знайшов правильний вираз для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла Макс Планк. Для цього він ввів невластиву класичній фізиці гіпотезу, що випромінювання і поглинання світла речовиною відбувається не неперервно, а скінченними порціями, які називають *квантами* або *фотонами*. Щоб узгодити свою гіпотезу із законами термодинаміки та електродинаміки, Планк прийняв, що енергія фотона, яка відповідає світлу частоти ν , дорівнює

$$E = h\nu, \quad (4.1.2)$$

де $h = 6,6262 \cdot 10^{-34}$ Дж · с — *стала Планка*.

Формула Планка для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла має вигляд

$$\varepsilon_{\nu,T}^0 = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (4.1.3)$$

З формули Планка (4.1.3) випливають інші закони випромінювання абсолютно чорного тіла.

Закон Стефана–Больцмана: енергетична світимість абсолютно чорного тіла пропорційна четвертій степені його абсолютної температури:

$$M_e = \sigma T^4, \quad (4.1.4)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ — стала Стефана–Больцмана.

Закон зміщення Віна: довжина хвилі, на яку припадає максимальне значення випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна до його абсолютної температури:

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T}, \quad (4.1.5)$$

де $b = 0,0029 \text{ м} \cdot \text{К}$ — стала Віна.

Формулу (4.1.5) ще називають *формулою Віна*.

Одним із явищ, що підтверджують гіпотезу фотонів, є *фотоелектричний ефект*, або більш коротко *фотоефект*.

Фотоефектом називають виривання електронів з речовини при освітленні її світлом. Розрізняють зовнішній і внутрішній фотоефект. При зовнішньому фотоефекті електрони звільнюються світлом з поверхневого шару речовини і переходять в інше середовище, зокрема у вакуум. При внутрішньому фотоефекті оптично збуджені електрони залишаються всередині освітлювального тіла, не порушуючи нейтральності останнього. Внутрішній фотоефект є первинним актом в явищах фото-е.р.с., фотопровідності, фотемагнітоелектричних та інших ефектах у напівпровідниках.

Надалі ми розглянемо закономірності зовнішнього фотоефекту, опускаючи слово «зовнішній». Електрони, які вирвані під дією світла, називають фотоелекtrонами.

О. Г. Столетов на підставі своїх вимірювань установив *закони фотоефекту*.

1. Для кожної речовини існує червона межа фотоефекту, тобто максимальна довжина хвилі світла λ_0 (або мінімальна частота ν_0), при якій ще спостерігається фотоефект. Значення λ_0 (або ν_0) залежать від хімічної природи речовини та стану її поверхні, і не залежить від інтенсивності світла та тривалості опромінювання катода.
2. Фотоелектрони покидають поверхню катода з швидкостями від нуля до максимальної v_{max} , яка не залежить від інтенсивності світла та прямо пропорційна до його частоти.
3. При фіксованій частоті опромінювання кількість фотоелектронів, які вириваються з катода за одиницю часу, прямо пропорційна до інтенсивності світла.

4. Фотоефект — явище безінерційне, тобто фотоелектрони вилітають миттєво (10^{-8} с) після падіння світла на поверхню речовини.

Закони фотоефекту суперечать класичним уявленням про хвильову природу світла. Можливо було б якісно пояснити фотоефект з хвильової точки зору, але таке пояснення не узгоджується з дослідом. Здавалось би, що енергія фотоелектрона, який вилітає (а тобто і його швидкість), повинна бути тим більшою, чим більша інтенсивність світла. Інше різке розходження з дослідом полягає в тому, що фотоефект протікає безінерційно, тоді як за класичною хвильовою теорією він повинен відбуватися із запізненням.

Вказані труднощі відпадають, якщо фотоефект розглядати з фотонної точки зору. Коли фотон взаємодіє з електроном речовини, він може обмінюватись з ним енергією та імпульсом. Фотоефект виникає при непружному зіткненні фотона з електроном. При такому зіткненні фотон поглинається, а його енергія передається електрону. Таким чином, електрон набуває кінетичну енергію не поступово, а в результаті одиничного акту зіткнення. Цим і пояснюється безінерційність фотоефекту. Максимальну енергію буде мати фотоелектрон, який всередині речовини був вільним, тобто не був зв'язаним з атомом, а при вильоті не втрачав енергію на тепло.

Якщо фотоелектрон одержав кінетичну енергію при зіткненні тільки з одним фотоном, то за законом збереження енергії

$$h\nu = A + \frac{mv_{max}^2}{2}, \quad (4.1.6)$$

де A — *робота виходу* (робота, яку виконує електрон для подолання сил, що утримують його в об'ємі речовини).

Співвідношення (4.1.6) називають *рівнянням Ейнштейна для фотоефекту*. Це рівняння повністю пояснює всі особливості фотоефекту.

Розвинувши квантову гіпотезу Планка, Ейнштейн дійшов до висновку, що під час поширення в просторі і взаємодії з речовиною світло поводить як потік частинок — фотонів.

Швидкість фотона дорівнює швидкості світла у вакуумі c . Фотон — релятивістська частинка, а отже, його маса має визначатися за формулою:

$$m_f = \frac{m_{f0}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (4.1.7)$$

де m_{f0} — маса спокою фотона.

З того, що швидкість фотона $v = c$, випливає, що його маса m_f прямує до нескінченності. Невизначеність такого роду математика розв'язує за умови, що маса спокою фотона дорівнює нулю: $m_{f0} = 0$.

Енергія одного фотона дорівнює $E = h\nu$. Проте енергія будь-якої релятивістської частинки визначається за формулою: $E = mc^2$. Отже, $h\nu = m_f c^2$ та звідки маса фотона дорівнює

$$m_f = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (4.1.8)$$

Імпульс фотона дорівнює добутку маси на швидкість:

$$p = m_f c = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}. \quad (4.1.9)$$

Хімічною називають дію світла, в результаті якої у речовинах, які поглинають світло, відбуваються хімічні перетворення — *фотохімічні реакції*. Атом речовини, який поглинув фотон, здобуває енергію фотона і переходить у збуджений стан. Таку енергію за рахунок теплового руху атом здобув би лише за умови нагрівання речовини на десять тисяч градусів.

Основний закон фотохімічної реакції стверджує: кожний поглинутий речовиною фотон викликає реакцію однієї молекули або кількості речовини, яка взяла участь у фотохімічній реакції, пропорційна кількості поглиненої нею світлової енергії.

Якщо для активації молекули потрібна енергія A , то для того щоб фотохімічна реакція відбулася, енергія поглинутого фотона має бути не меншою A .

Найважливішим фотохімічним процесом у природі є *фотосинтез* — під впливом світла засвоєння рослинами вуглекислоти повітря із виділенням кисню і утворенням в рослині на основі атомів вуглецю та інших елементів біомакромолекул білків, жирів і вуглеводів.

Фотохімічні реакції відбуваються в оці, породжуючи світосприймання.

Фотохімічні реакції лежать в основі антибактереологічної дії ультрафіолетових променів, викликають засмагу шкіри, вигорання фарб під дією сонячного світла та ін.

4.2. Основні положення квантової механіки

Атом — найменша частинка речовини, якій притаманні всі її хімічні властивості, — належить до тіл, що становлять світ мікрочастинок. Крім атомів,

до мікрочастинок відносяться молекули, іони, ядра і також протон, нейтрон, електрон та всі інші відомі елементарні частинки.

Розуміння явищ мікросвіту базується на принципах і законах квантової механіки, яка вивчає рухи частинок розмірами 10^{-10} – 10^{-20} м. Якщо швидкість частинок $v \ll c$, де c — швидкість світла у вакуумі, застосовується нерелятивістська квантова механіка Шредінгера. Закони і положення квантової механіки є науковим фундаментом вивчення будови речовини. Їх застосування дало змогу вивчити будову атомів, молекул і кристалів, розкрити природу хімічних зв'язків, пояснити періодичну систему елементів, властивості елементарних частинок тощо.

На початку 20 сторіччя було виявлено, що встановлені особливості взаємодії світла з речовиною та процеси, що відбуваються в атомі, не можуть бути пояснені на основі класичних теорій — механіки Ньютона та електромагнітного поля Максвелла. Експерименти однозначно засвідчували подвійність (дуалізм) природи світла — в одних випадках світло проявляло хвильову, в інших — корпускулярну природу. Також класична фізика була не в змозі пояснити стійкість атомів, дискретність спектрів хімічних елементів тощо.

Встановлення фізикою зв'язку між процесами випромінювання і взаємодії з речовиною та особливостями будови атома у кінцевому результаті і привели до створення квантової механіки. Її теоретичні основи закладені і обґрунтовані працями М. Планка, А. Ейнштейна, Луї де Бройля, А. Комптона, Е. Шредінгера, Н. Бора, В. Гейзенберга та ін.

Вперше квантові уявлення були введені М. Планком для пояснення теорії світлового випромінювання. Він довів, що світло випромінюється тілами не безперервно, як це впливало з класичної теорії випромінювання, а певними порціями — квантами. Величина енергії кванта залежить від частоти світла і обчислюється за формулою

$$E = h\nu. \quad (4.2.1)$$

У цьому рівнянні, яке стало вихідним у встановленні взаємозв'язку класичної і квантової фізики, коефіцієнт h є універсальною константою матеріального світу і одержав назву *сталого Планка* або *кванту дії*. Її величина рівна $6,6262 \cdot 10^{-34}$ Дж · с. Частіше користуються *сталою Планка перекресленою* (або *діраковою*) $\hbar = h/2\pi$.

З роботи Планка можна провести дві взаємопов'язані лінії досліджень, які лягли в основу становлення квантової механіки. Перша розпочата у 1906 році працею Ейнштейна, у якій викладено теорію явища фотоефекту. Ейнштейн першим висунув припущення, що світло не лише випромінюється і поглинається квантами, але й при поширенні являє собою потік фотонів. Праці

Ейнштейна завершили загальноприйняту фізичну теорію, яка одержала назву теорії корпускулярно-хвильового дуалізму світла.

Другою важливою лінією, що лежала в основі створення квантової теорії, стали дослідження Луї де Бройля про хвилі речовини.

У 1924 р. Луї де Бройль прийшов до висновку, що двоякість природи світла має бути поширена й на частинки речовини — електрони, протони, нейтрони та ін. Згідно з де Бройлем кожна частинка речовини, незалежно від її природи, одночасно перебуває у стані хвилі.

Нехай частинка рухається у вільному просторі із сталою швидкістю v . Де Бройль припустив, що з такою частинкою пов'язана якась плоска монохроматична хвиля, яка поширюється у напрямку швидкості \vec{v} частинки.

Де Бройль знайшов зв'язок між корпускулярними і хвильовими характеристиками частинки:

$$E = \hbar\omega, \quad (4.2.2)$$

$$\vec{p} = \hbar\vec{k}, \quad (4.2.3)$$

де корпускулярні властивості частинки характеризуються її енергією E та імпульсом \vec{p} , а хвильові — циклічною частотою ω і хвильовим вектором \vec{k} .

Розглянемо деякі властивості хвиль де Бройля. Перш за все з (4.2.3) одержимо вираз для довжини хвилі де Бройля:

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi\hbar}{p} = \frac{h}{p}. \quad (4.2.4)$$

Такою величиною, яка принципово спостерігається у будь-якого хвильового процесу, є групова швидкість. Групова швидкість хвиль де Бройля дорівнює швидкості частинки v .

Гіпотеза де Бройля була експериментально підтверджена в багатьох дослідках по спостереженню дифракції електронів, нейтронів, атомів і молекул. Слід відмітити, що хвильові властивості частинок не тільки доведені експериментально, але й отримали широке науково-технічне застосування (електронографія, нейтронографія та ін.).

Хвилі де Бройля супроводжують вільний рівномірний рух частинок. Такий рух не має ні наукової, ні практичної значущості. Практичний інтерес має фінітний (обмежений) рух частинок, коли вони рухаються з прискоренням (наприклад, рух електронів в атомах). Необхідно було узагальнити гіпотезу про хвильові властивості частинок на випадок їх довільних рухів у довільних силових полях. У таких випадках повний опис стану частинки в квантовій механіці дається не плоскою хвилею де Бройля, а більш складною комплексною

функцією $\Psi(\vec{r}, t)$, яка залежить від координат і часу. Її називають *хвильовою функцією*. У частинному випадку вільного руху частинки хвильова функція переходить у плоску хвилю де Бройля.

Сама по собі хвильова функція вводиться як допоміжний символ і не відноситься до числа величин, які безпосередньо спостерігаються. Але, якщо знати хвильову функцію, то можна статистично передбачити значення величин, які одержуються експериментально і тому мають реальний фізичний зміст. Так квадрат модуля хвильової функції має зміст густини імовірності, а величина $|\Psi|^2 dV = |\Psi|^2 dx dy dz$ дає ймовірність виявлення частинки поблизу точки з координатами (x, y, z) в елементі об'єму простору dV . Хвильова функція повинна задовольняти умову нормування:

$$\int |\Psi|^2 dV = 1, \quad (4.2.5)$$

де інтеграл береться по всьому нескінченному простору. Ця умова означає, що у всьому просторі частинка буде виявлена вірогідно.

Внаслідок хвильової природи випромінювання і мікрочастинок ми ніколи не можемо передбачити достеменно поведінку окремого фотона або мікрочастинки. Передбачити можна лише усереднену поведінку великої кількості фотонів або мікрочастинок. Окремі події можна описати лише через ймовірність їх настання.

Хвильова функція $\Psi(\vec{r}, t)$, яка описує мікрочастинку або фотон, являє собою амплітуду ймовірності. Виміряти можна тільки квадрат хвильової функції, який пропорційний інтенсивності, тому що ця величина має фізичний зміст.

У класичній механіці стан матеріальної точки у кожний момент часу характеризується її положенням та імпульсом. Реальні мікрочастинки (електрони, протони, атоми, молекули та ін.) більш складні об'єкти. Неможливо характеризувати миттєвий стан мікрочастинки точним заданням її положення та імпульсу. Причина цього полягає в тому, що будь-яка мікрочастинка виявляє і корпускулярні, і хвильові властивості.

Внаслідок труднощів, які виникають при застосуванні класичних принципів до опису окремих подій у мікросвіті, німецький фізик-теоретик Вернер Гейзенберг (1901–1976) прийшов до висновку, що в природі повинен існувати загальний принцип, який накладає обмеження на можливості будь-яких експериментів. Цей принцип, сформульований ним у 1927 р., називають *принципом невизначеностей*.

Згідно з принципом Гейзенберга, не існує такого пристрою, який дозво-

лив би виявити присутність мікрочастинки та який би не вплинув на її стан. Навіть якщо «глянути», наприклад, на електрон за допомогою лише одного фотона, то й цього буде достатньо, щоб змінити хвильову функцію електрона та зруйнувати картину його інтерференції.

Вимірювання в квантовій фізиці принципово відрізняються від класичних вимірювань. Звичайно, й ті й інші вимірювання супроводжуються похибками. Однак класична фізика вважала, що шляхом покращення методики і техніки вимірювань похибки в принципі можуть бути зроблені скільки завгодно малими. Напроти, згідно з квантовою фізикою існує принципова границя точності вимірювань. Її суть у природі речей і вона не може бути перевищена ніяким вдосконаленням приладів і методів вимірювань.

Отже, реальна поведінка мікрочастинок показує, що існує принципова границя точності, з якою можуть бути визначені та виміряні класичні динамічні параметри, такі як, наприклад, координата та імпульс. Кількісні співвідношення, які виражають цей принцип, називають *співвідношеннями невизначеностей Гейзенберга*. Найбільш важливими є два з них.

1. *Співвідношення невизначеностей Гейзенберга для координати та імпульсу частинки:*

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq 2\pi\hbar. \quad (4.2.6)$$

Це співвідношення визначає принципову границю неточностей Δx і Δp , з якими стан частинки можна характеризувати класично, тобто координатою x та імпульсом p .

При таких умовах уявлення про рух електронів в атомах по класичних орбітах втрачає зміст. Тому квантова механіка при опису руху електронів в атомах відмовилась від поняття траєкторії.

Відмітимо деякі висновки, які випливають із співвідношення невизначеностей (4.2.6).

Стан в якому мікрочастинка знаходиться у спокої неможливий. Дійсно, у стані спокою одночасно точно визначені і координата і імпульс ($p = 0$).

В квантовій механіці втрачає зміст поділу повної енергії частинки на кінетичну і потенціальну. Дійсно, кінетична енергія залежить від імпульсів, а потенціальна від координат.

2. *Співвідношення невизначеностей Гейзенберга для часу та енергії:*

$$\Delta t \cdot \Delta E \geq 2\pi\hbar. \quad (4.2.7)$$

Співвідношення (4.2.7) означає, що чим менший час існування якогось стану або час, який відведений для його спостереження, тим з меншою визначеністю можна казати про енергію цього стану. Навпаки, чим більший цей

час, тим з більшою точністю визначена енергія стану. Якщо стан стаціонарний, то він може існувати нескінченно довго. Саме тому енергія стаціонарного стану має певне визначене значення. Протилежним прикладом може бути нестабільна елементарна частинка, яка розпадається за дуже короткий час (наприклад, порядку 10^{-20} с). Казати про визначену енергію такої частинки не приходиться. Тому при розгляді процесу її розпаду не треба вимагати умови збереження енергії.

У квантовій механіці постає важлива проблема про відшукання такого рівняння, яке мало б таке саме значення, як рівняння руху Ньютона для класичної механіки. Нагадаємо, що рівняння другого закону Ньютона дає змогу за відомими силами, які діють на тіло, і певними початковими умовами визначити для будь-якого моменту часу координати тіла та його швидкість, тобто описати рух тіла в просторі і часі.

Розв'язуючи аналогічну задачу в квантовій механіці, необхідно врахувати те, що частинки мають хвильові властивості і положення частинки описується за допомогою хвильової функції. Отже, основна задача хвильової квантової механіки полягає у знаходженні хвильових функцій і зв'язаних з ними фізичних наслідків.

Основне рівняння квантової механіки було знайдено Е. Шредінгером у 1926 році. Воно постулюється і справедливе тільки у нерелятивістській квантовій механіці, тобто у випадку рухів, які повільні в порівнянні із швидкістю світла у вакуумі. Правильність рівняння Шредінгера підтверджується тим, що висновки квантової механіки, здобуті на підставі цього рівняння в атомній та ядерній фізиці, дуже добре узгоджуються з дослідними фактами.

Загальне або часове рівняння Шредінгера служить для знаходження хвильової функції $\Psi(\vec{r}, t)$, яка залежить від координат і часу.

Але дуже часто важливо знайти стаціонарні розв'язки рівняння Шредінгера, які не містять часу. Вони мають значення для тих задач, в яких хвильова функція не залежить від часу, а залежить тільки від координат, тобто $\psi = \psi(\vec{r}) = \psi(x, y, z,)$ (мала літера ψ використовується для хвильових функцій, які не залежать від часу).

Рівняння, яке не містить часу, називають *рівнянням Шредінгера для стаціонарних станів*:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \frac{2m}{\hbar^2}(E - U)\psi = 0, \quad (4.2.8)$$

де m — маса частинки; $U = U(\vec{r})$ — потенціальна функція, яка розглядається так само, як потенціальна енергія локалізованої частинки в класичній

механіці.

Стаціонарне рівняння Шредингера (4.2.8) застосовується для випадків коли мікрочастинка рухається у стаціонарному силовому полі, в якому потенціальна функція $U(x,y,z)$ не залежить від часу.

4.3. Атом водню

Досліди з пропускання α -частинок (ядер гелію) через тонкі пластинки золота і платини дали Е. Резерфорду підстави теоретично розробити і обґрунтувати ядерну модель будови атомів. Згідно з цією моделлю у центрі атома знаходиться позитивно заряджене ядро, яке оточено негативно зарядженими електронами, що знаходяться у постійному русі. Сукупність електронів утворює електронну оболонку атома. У електрично нейтральному атомі сумарний заряд електронної оболонки дорівнює заряду ядра. Цим пояснюються результати виконаних досліджень: легкі електрони практично не змінюють прямолінійний рух α -частинок; викривлення їх траєкторії має місце лише тоді, коли α -частинка пролітає близько біля ядра або зустрічає його на прямій лінії свого руху. *Ядерну модель атома* ще називають *моделлю Резерфорда*.

Лінійні розміри ядра лежать в межах 10^{-15} – 10^{-14} м. Розміри самого атома, які визначаються електронною оболонкою, порядку 10^{-10} м. Майже вся маса атома (не менше 99,9%) зосереджена в ядрі. Це пов'язане з тим, що ядро складається з позитивно заряджених протонів (p) і нейтральних нейтронів (n), а електронна оболонка — з електронів (e), маса яких значно менша ($m_p = 1836,15 m_e$, $m_n = 1838,68 m_e$).

Протони й нейтрони мають спільну назву *нуклони*. Загальну кількість нуклонів у ядрі, тобто суму протонів Z і нейтронів N , називають *масовим числом* A :

$$A = Z + N. \quad (4.3.1)$$

Якщо за одиницю заряду прийняти елементарний заряд, то заряд ядра дорівнює кількості протонів Z . Кількість електронів в оболонці нейтрального атома дорівнює кількості протонів, тобто заряду ядра Z . Електронна оболонка може втрачати або набувати електрони. Тоді атом становиться електрично зарядженим, тобто перетворюється у позитивний або негативний *іон*.

Матеріальні тіла є джерелами електромагнітного випромінювання. В принципі існує два види випромінювання, які розрізняються способом їх

збудження: *теплове випромінювання* і різні види *люмінесценції* (електролюмінісценція, флуоресценція, хемілюмінесценція).

Джерелом енергії при тепловому випромінюванні є кінетична енергія теплового руху атомів і молекул. При люмінесценції кінетична тепла енергія несуттєва для механізмів збудження. *Електролюмінесценцією* називають світіння в електричних розрядах усіх типів. *Флуоресценція* — це випромінювання атомів, які збуджені в результаті поглинання світла. *Хемілюмінесценцією* називають випромінювання, коли збудження атомів виникає внаслідок хімічних реакцій.

С точки зору фізики, світіння живих організмів — особливий вид хемілюмінесценції. Для нього існує спеціальний термін — *біолюмінесценція*. Світляки, бактерії, органи рачків, молюсків, що світяться, містять особливі молекули-випромінювачі. Для випромінювання необхідно, щоб молекула-випромінювач перейшла спочатку у збуджений стан, для чого вона повинна вступити в реакцію з киснем. У відповідь на зовнішнє подразнення організм виробляє спеціальну речовину — *люциферазу*, яка відіграє роль ферменту. У присутності люциферази починається окислення молекул-випромінювачів, в наслідок чого вони переходять у збуджений стан. Збуджені молекули повертаються у початковий стан та випромінюють фотони як правило синьої або зеленої області спектру.

Розжарені тверді тіла випромінюють суцільні спектри. У газів (поряд з суцільною областю) спостерігаються лінійчаті і смугасті спектри. *Лінійчатий* спектр складається з окремих вузьких спектральних ліній. *Смугасті* спектри при використанні спектрального пристрою високої роздільної здатності розпадаються на множину тісно розміщених спектральних ліній. До початку 20-го сторіччя було з'ясовано, що лінійчаті спектри газів випромінюються атомами та іонами, а смугасті — молекулами. Тому їх називають також *атомними* і *молекулярними*.

Вивчення атомних спектрів стало ключем до пізнання внутрішньої структури атомів. Перш за все було помічено, що спектральні лінії розміщені не хаотично, а утворюють серії ліній. Першим був вивчений спектр атому водню. Бальмер відкрив (1885 р.), що лінії у видимій частині спектру атомарного водню можна представити простою формулою:

$$\omega = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, 5, \dots, \quad (4.3.2)$$

де ω — циклічна частота, що відповідає кожній спектральній лінії, R_H — стала Рідберга для водню:

$$R_H = 2,066 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}. \quad (4.3.3)$$

Подальші дослідження спектру атомарного водню виявили серію Лаймана в ультрафіолетовій області спектру і серії Пашена, Брекета, Пфунда та Хемфрі — в інфрачервоній.

Всі ці серії можна представити у вигляді узагальненої *формули Бальмера–Рітца*:

$$\omega = R_H \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = m + 1, m + 2, m + 3, \dots, \quad (4.3.4)$$

де $m = 1$ для серії Лаймана, $m = 2$ для серії Бальмера, $m = 3$ для серії Пашена, $m = 4$ для серії Брекета, $m = 5$ для серії Пфунда, $m = 6$ для серії Хемфрі.

Класична фізика при вивченні явищ мікросвіту зіткнулась з принциповими труднощами. Вже при розгляді ядерної моделі атома, якщо користуватись уявленнями класичної фізики, не можна було пояснити цілий ряд експериментально встановлених фактів. Згідно з класичною електродинамікою електрони (як заряджені частинки), які рухаються в атомах з доцентровим прискоренням, повинні неперервно випромінювати електромагнітні хвилі, втрачати енергію і впасти на ядро. Крім того, з класичної точки зору електрон в атомі повинен мати неперервний спектр енергій. Між тим різкість спектральних ліній, які випромінюють атоми, вказує на те, що процесам всередині атомів властива дискретність.

Проміжним етапом між класичною і квантовою механікою була теорія Бора, яка пояснила деякі нові експериментальні факти. Два *постулати Бора*, якщо не користуватись уявленнями про орбіти електронів в атомах, перевірені експериментально і тому повинні вважатися правильними.

1. Атоми можуть тривалий час знаходитись тільки в певних, так званих *стаціонарних станах*, які характеризуються дискретними значеннями енергії E_1, E_2, E_3, \dots . В стаціонарних станах атом не випромінює.
2. При переході атома із стаціонарного стану з більшою енергією E_n у стаціонарний стан з меншою енергією E_m енергія атома зменшується на $E_n - E_m$. Якщо таке зменшення відбувається внаслідок випромінювання, то при цьому випускається один фотон з енергією

$$\hbar\omega = E_n - E_m. \quad (4.3.5)$$

Таке ж співвідношення справедливе й для випадку поглинання, коли фотон переводить атом з нижчого енергетичного рівня на більш високий, а сам зникає. Співвідношення (4.3.5) називають *правилом частот Бора*.

4.4. Квантування воднеподібного атома

Квантова механіка, яка прийшла на заміну теорії Бора, автоматично приводить до стаціонарних станів з дискретними рівнями енергії. Рівні енергії E_n стаціонарних станів електрона в атомі визначаються *головним квантовим числом* n . Нульовий рівень енергії відповідає значенню $n = \infty$. Якщо енергія електрона $E > 0$, останній не зв'язаний з атомом і його енергія може приймати будь-яке значення, тобто утворює неперервний спектр.

Ядро та електрон утворюють зв'язану систему — атом — тільки у випадку дискретного енергетичного спектру, коли $E_n < 0$. Стан атома з найменшою енергією ($n = 1$) називають *основним*. Якщо атом поглинає енергію зовні, то енергія електрона збільшується і він переходить на енергетичний рівень з більшою енергією. Якщо енергії достатньо для переходу електрона на рівень енергії з $n = \infty$, то він покидає атом. В результаті цього атом іонізується, а енергію, необхідну для цього, називають *енергією іонізації*.

На відміну від теорії Бора, де дискретність атомних станів вводилася штучно, в квантовій механіці вона виникає автоматично. Достатньо тільки врахувати, що фізичний зміст мають тільки ті розв'язки рівняння Шредінгера для стаціонарних станів (4.2.8), які задовольняють природним або стандартним умовам. Ці умови полягають в тому, що хвильова функція $\psi(\vec{r})$ повинна бути скінченною, однозначною, неперервною і гладкою у всьому просторі.

Рівняння Шредінгера (4.2.8) має розв'язки, які задовольняють вимогам до хвильової функції, не при будь-яких значеннях енергії E , а лише при деяких, які позначаються через $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n, \dots$. Їх називають *власними значеннями*, а функції $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \dots, \psi_n, \dots$ які є розв'язками рівняння (4.2.8) при цих значеннях енергії, — *власними функціями*, що належать відповідним власним значенням енергії.

При розгляді атомних систем власні значення енергії E_n і приймаються за можливі значення енергії у відповідних стаціонарних станах. Отже, внутрішня енергія атома не може змінюватись неперервно, а змінюється стрибками. Тобто атом може мати енергію лише з деякого дискретного ряду значень. Ця обставина виражається словами, що *енергія атома квантується*.

Воднеподібним атомом називають іон із зарядом ядра $+Ze$ і одним електроном в електронній оболонці. При $Z = 1$ він переходить у звичайний нейтральний атом водню, при $Z = 2$ — у однократно іонізований атом гелію He^+ , при $Z = 3$ — у двічі іонізований атом літію Li^{++} і т. д.

Електрон у воднеподібного атома рухається в кулонівському поля ядра і

тому потенціальна функція має вигляд

$$U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (4.4.1)$$

де r — відстань між електроном і ядром.

З рівняння Шредінгера (4.2.8) випливає, що значення енергії, які може мати електрон у воднеподібному атомі, визначається за формулою:

$$E = -\frac{mZ^2e^4}{32\pi^2\epsilon_0^2\hbar^2} \frac{1}{n^2}, \quad (4.4.2)$$

де n — головне квантове число.

Тобто, енергія воднеподібного атома залежить лише від головного квантового числа.

В квантовій механіці однією з важливих характеристик руху є момент імпульсу L . Із розв'язку рівняння Шредінгера для воднеподібного атома випливає, що момент імпульсу електрона квантується за законом:

$$L = \hbar\sqrt{l(l+1)}, \quad (4.4.3)$$

де $l = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$ — орбітальне квантове число, яке для стану з головним квантовим числом n може приймати всього n значень.

Ціла низка експериментальних даних (досліди Штерна і Герлаха, досліді Ейнштейна і де Гааза, досліді Барнета, дублетна структура спектрів лужних металів) свідчить про наявність у електрона власного або внутрішнього моменту, який отримав назву *спіну*. Пояснити виникнення спіну якоюсь класичною моделлю виявилось неможливим. Спін електрона — це квантово-релятивістський ефект, який не має класичного тлумачення. Потім концепція спіну була поширена на інші елементарні частинки і складні частинки.

В квантовій механіці під спіном мікрочастинки розуміють просто її власний момент імпульсу за аналогією з «власною» масою або «власним» зарядом.

Наявність у електрона спіну означає, що для нього (на відміну від класичної частинки) трьох ступенів свободи недостатньо для характеристики його стану. Для спрощення розглядається один електрон воднеподібного атому, а також, взагалі один валентний електрон багатоелектронного атому або іону. У квантовій механіці його стан описується чотирма квантовими числами:

- 1) головним квантовим числом n ;
- 2) орбітальним квантовим числом l ;

- 3) орбітальним магнітним квантовим числом m_l ;
 4) спіновим квантовим числом m_s .

Головне квантове число n визначає енергію електрона E (наприклад, для воднеподібного атому формула (4.4.2).

Момент імпульсу L є однією з важливіших характеристик руху. Його значення пов'язане з тим, що L зберігається, якщо система ізольована або рухається у центральному силовому полі. Однак у квантовій теорії момент імпульсу істотно відрізняється від класичного. А саме, модуль моменту імпульсу може бути заданий скільки завгодно точно тільки з однією з проекцій, наприклад, L_z (як правило, напрямком обраної осі Z співпадає з напрямком зовнішнього магнітного поля). Це означає, що напрямок моменту імпульсу L у просторі є невизначеним.

Квантова механіка строго доводить, що вектор моменту імпульсу електрона може мати лише такі орієнтації в просторі, при яких проекція L_z на напрям Z зовнішнього магнітного поля набуває значень, кратних \hbar :

$$L_z = m_l \hbar, \quad (4.4.4)$$

де $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ — орбітальне магнітне квантове число.

Формулу (4.4.4) називають *просторовим квантуванням*. Отже, квантується модуль і напрям орбітального моменту імпульсу електрона в атомі.

Внутрішній момент електрона (спін) квантується за законом:

$$S = \hbar \sqrt{s(s+1)}. \quad (4.4.5)$$

Число s за аналогією з просторовим квантуванням (4.4.4) визначає максимальне значення проекції S_z на напрям зовнішнього магнітного поля:

$$S_z = m_s \hbar, \quad (4.4.6)$$

де m_s — спінове квантове число.

Отже, кількість всіх можливих проекцій S_z , які відповідають даному числу s , дорівнює $2s + 1$. Із дослідів Штерна і Герлаха випливає, що для спіну електрона існує тільки дві орієнтації в магнітному полі:

$$2s + 1 = 2, \quad \text{звідки} \quad s = 1/2. \quad (4.4.7)$$

Максимальне значення, яке може приймати проекція спіну на обраний напрямок (в одиницях \hbar), тобто число s , і приймається за *значення спіну частинки*.

Спін частинки може бути або цілим, або напівцілим. Для електрона, таким чином, спін дорівнює $1/2$, а спінове квантове число може приймати тільки два значення: $m_s = \pm 1/2$.

Стани атома із заданою енергією E (тобто із заданим головним квантовим числом n) можуть відрізнятися один від одного різними значеннями квантових чисел l , m_l і m_s . Таким чином, одному й тому ж значенню E відповідають декілька різних квантових станів. У цьому випадку кажуть, що стан з енергією E *вироджений*. Енергетичний рівень E також називають *виродженим*.

Кількість незалежних станів, суперпозицією яких може бути отриманий заданий стан з енергією E , називають *степенем* або *кратністю виродження*. Знайдемо кратність виродження для воднеподібного атома у стані із заданим головним квантовим числом n . При заданому n число l може приймати значення

$$l = 0, 1, 2, \dots, (n - 1).$$

У стані з визначеним l квантове число m_l може приймати всього $(2l + 1)$ значень.

Крім того, стан із заданими квантовими числами n , l і m_l відповідає двом значенням спінового квантового числа m_s .

Тому повна кількість квантових станів, за допомогою яких може реалізуватись стан із заданим n , дорівнює

$$N = \sum_{l=0}^{n-1} 2(2l + 1) = 2n^2. \quad (4.4.8)$$

Таким чином, кратність виродження енергетичного рівня у воднеподібного атома дорівнює $2n^2$.

4.5. Атомні системи з багатьма електронами

На відміну від макроскопічних тіл, однотипні частинки мікросвіту (електрони, протони, нейтрони, всі так звані елементарні частинки, атоми та ін.) мають абсолютно однакові властивості: у них однакові маси, електричний заряд, спін та ін. Однакові частинки принципово не можна розпізнати. Можна казати про стан системи однакових частинок лише в цілому, а не про стан кожної частинки окремо. Це положення можна сформулювати у вигляді *принципу тотожності однакових частинок*:

в системі однакових частинок реалізуються тільки такі стани, які не змінюються при перестановки місцями двох будь-яких частинок.

Стан системи частинок у квантовій механіці характеризується хвильовою функцією. Хвильові функції, які задовольняють принципу тотожності однакових частинок, повинні бути або *симетричними*, або *антисиметричними*. Симетричні хвильові функції не змінюються при перестановки двох будь-яких однакових частинок, а антисиметричні змінюють лише знак.

Частинки, стан яких описується симетричними хвильовими функціями, називають *бозе-частинками* або *бозонами*. Бозони підпорядковуються статистики Бозе-Ейнштейна. До бозонів відносяться всі частинки, що мають нульовий або цілий спіні (наприклад, фотони, π -мезони, K -мезони).

Частинки, стан яких описується антисиметричними хвильовими функціями, називають *фермі-частинками* або *ферміонами*. Вони підпорядковуються статистики Фермі-Дірака. До ферміонів відносяться всі частинки, які мають напівцілий спіні (наприклад, електрони, протони, нейтрони, нейтрино).

Є ще одна суттєва відмінність ферміонів від бозонів. На стани ферміонів, на відміну від станів бозонів, накладається обмеження. Це обмеження носить назву *принципу Паулі*:

в системі тотожних ферміонів не може бути двох частинок, які знаходяться в одному й тому ж стані.

Електрон є ферміоном, а його стан характеризується четвіркою квантових чисел. *Принцип Паулі для електронів* може бути сформульований так:

в атомі не може бути двох електронів, стан яких визначається набором однакових чотирьох квантових чисел n, l, m_l, m_s .

Періодична повторюваність властивостей хімічних елементів, яка відкрита Д. І. Менделєєвим у 1869 році і відображена в його періодичній системі, пізніше була пояснена на основі квантової теорії атома. Періодична повторюваність властивостей хімічних елементів є зовнішнім проявом внутрішньої структури електронних оболонок атомів. Хімічні властивості елементу визначаються зовнішніми (*валентними*) електронами електронної оболонки.

Теорія періодичної системи основана на двох принципах:

- 1) принцип Паулі;
- 2) *принцип мінімуму енергії*: при даній загальній кількості електронів в атомі має місце стан, в якому енергія мінімальна.

Електронна оболонка атома поділяється на шари та оболонки. Сукупність електронів атома із заданим значенням головного квантового числа n

утворює *шар*. Максимальна кількість електронів, що можуть знаходитись на тому чи іншому шарі дорівнює $2n^2$.

Сукупність електронів із заданими значеннями n і l утворюють *оболонку*. В оболонці з квантовим числом l може знаходитись не більше $2(2l + 1)$ електрона (табл. 4.1).

Ідеальна схема заповнення шарів і оболонок будується за таким принципом: кожний електрон, який додається, зв'язується у стані з найменшими допустимими принципом Паулі значеннями квантових чисел n і l . Коли заповнення шару закінчено, утворюється стійка електронна конфігурація, яка відповідає електронній конфігурації благородних газів. Після цього починає заповнюватись наступний шар, причому першим елементом при цьому є лужний метал.

Табл. 4.1. Електронні шари і оболонки

Шари	n	Максимальна кількість електронів у станах					Всього електронів у шарі
		s $l = 0$	p $l = 1$	d $l = 2$	f $l = 3$	g $l = 4$	
<i>K</i>	1	2					2
<i>L</i>	2	2	6				8
<i>M</i>	3	2	6	10			18
<i>N</i>	4	2	6	10	14		32
<i>O</i>	5	2	6	10	14	18	50

Розподіл електронів за станами називають електронною конфігурацією. Електронна конфігурація символічно записується так. Спочатку вказується головне квантове число, потім символ стану за орбітальним квантовим числом та у вигляді степеня при ньому кількість електронів у даному стані. Наприклад, електронна конфігурація атому натрію (Na) — $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$. Вона показує, що є два електрона у s -стані з $n = 1$, два електрони у s -стані з $n = 2$, шість електронів у p -стані з $n = 2$ та один електрон у s -стані з $n = 3$.

В дійсності ідеальна схема заповнення шарів і оболонок порушується внаслідок вимоги мінімуму енергії. Перший «збій» відбувається з атомом калію (K): зовнішній електрон займає, замість $3d$ -стану, $4s$ -стан. Таке заповнення станів виявилось енергетично більш вигідним.

Особливої уваги заслуговують 14 елементів від церію (Ce) до лутецію (Lu) включно, які називаються *рідкісноземельними* або *лантанідами*. У них відбувається заповнення внутрішнього $4f$ -стану. Так як зовнішні оболонки

практично залишаються без змін, то всі лантаніди мають досить близькі хімічні властивості, і тому їх важко відокремити один від одного.

Подібно лантанідам ведуть себе *актиніди*. Так називають 14 елементів від торію (Th) до лоуренсію (Lr) включно. В них відбувається заповнення внутрішнього $5f$ -стану.

Спочатку хімія була вимушена ввести припущення про існування особливих «хімічних сил», для того щоб пояснити утворення молекул із атомів, а також хімічні реакції між атомами або молекулами. Насправді таких сил не існує — вони зводяться до звичайних електричних (кулонівських) сил взаємодії між зарядженими частинками, тобто електронами і ядрами, з яких складаються атоми. Хімічний зв'язок може бути пояснений тільки квантово-механічними особливостями взаємодії.

Існує два типи хімічного зв'язку: *іонний (гетерополярний)* і *ковалентний (гомеополярний)*.

Іонний зв'язок реалізується у тих випадках коли молекулу можна представити як утворення, що складається з двох іонів: позитивного і негативного (наприклад, молекулу NaCl утворюють іони Na^+ та Cl^-). Ковалентний зв'язок має місце, коли молекула утворюється нейтральними атомами (наприклад, молекула водню H_2).

Найбільш стабільна електронна конфігурація атома складається із замкнутих електронних оболонок, в яких всі електронні стани заповнені. Замкнуті електронні оболонки мають благородні (інертні) гази. Саме замкнутість оболонок пояснює їх інертність по відношенню до вступу у реакцію з іншими елементами.

Атоми з незамкнутими зовнішніми оболонками або втрачають електрони, або приєднують додаткові електрони, для того щоб зовнішня оболонка стала замкнутою. В результаті утворюються позитивні або негативні іони. Іонний зв'язок може виникнути між атомами лише у тому випадку, коли повна енергія системи двох іонів, що утворюють молекулу, менша, ніж повна енергія двох атомів, з яких складається ця молекула.

Ковалентний зв'язок у молекулі обумовлений усупільненням електронів. Фізична сутність ковалентного зв'язку полягає в наступному. Електрон в полі ядра знаходиться в квантовому стані з певною енергією. Якщо відстань між ядрами змінюється, то змінюються й стан руху електрона, і його енергія. Між ядрами діють сили відштовхування, тому енергія взаємодії між ними збільшується при зменшенні відстані. Однак якщо енергія електрона при зменшенні відстані зменшується більш швидко, ніж збільшується енергія взаємодії ядер, то повна енергія системи при зменшенні відстані зменшується. Це означає, що

в системі двох ядер, що відштовхуються, і електрона діють сили, які намагаються зменшити відстань між ядрами. Ці сили притягання й обумовлюють ковалентний зв'язок в молекулі. Вони виникають завдяки наявності спільного електрона, тобто в наслідок обміну електроном між атомами, і є обмінними квантовими силами.

Кристаллами називають тверді тіла, які мають тривимірну періодичну атомну структуру. Ця періодичність, що існує на атомному рівні, приводить до того, що кристали мають форму правильних симетричних багатогранників. Такі правильні багатогранники можуть утворюватися з рідини або газу тільки за рівноважних умов. Великі поодинокі правильні кристали називають *монокристаллами*. Більшість кристалічних тіл — це *полікристали*. Вони складаються з безлічі дрібних монокристалів, зорієнтованих безладно.

В кристалах можна вказати п'ять типів зв'язку: іонний, ковалентний, водневий, металевий і молекулярний.

Іонний і ковалентний зв'язки в кристалах виникають аналогічно їх виникненню в молекулах. Найчастіше іонні кристали утворюються різними солями. Ковалентний тип кристалів характерний для напівпровідників, вуглецю і багатьох органічних речовин.

Атом водню має один електрон і тому може бути зв'язаним ковалентним зв'язком лише з одним атомом. Якщо цей атом сильно усупільнює електрон атому водню, тобто є електронегативним атомом, то електрон більшу частину часу проводить поблизу цього атома. Протон (ядро атому водню) виявляється неекранованим (атом водню стає позитивно зарядженим) і притягується до іншого електронегативного атому. Виникає зв'язок двох електронегативних атомів через атом водню, який називають *водневим*. Водневий зв'язок частіше всього утворюється з атомами таких елементів як кисень, фтор і азот. Найбільш відомий приклад сполучення з водневим зв'язком — вода (в кристалічній формі — лід).

В металах електрони зовнішньої оболонки атомів усупільнюються та утворюють електронний газ. Для віддалення електронів із зовнішніх оболонок атомів необхідно витратити енергію. Але це енергетично вигідно, так як знижує загальну енергію метала. Зниження енергії метала в наслідок занурення позитивно заряджених іонів у негативний електронний газ компенсує з певним запасом витрати енергії на відрив електронів від атомів. Зв'язок, який при цьому виникає між атомами металу, називають *металевим*.

Молекулярний зв'язок виникає між нейтральними атомами, в яких електрони сильно зв'язані з ядрами. Цей зв'язок здійснюється слабкими Ван-дер-Ваальсовими силами, які виникають внаслідок руху електронів в атомах

і молекулах. Молекулярний зв'язок відіграє особливо важливу роль в органічних кристалах. Енергія зв'язку в молекулярних кристалах невелика і тому температури плавлення та кипіння відповідних речовин низькі. Молекулярні кристали мають парафін, аргон, вуглекислий газ, азот.

4.6. Основні властивості атомних ядер

Атомні ядра умовно прийнято поділяти на *стабільні* і *радіоактивні*. Умовність такого поділу полягає в тому, що по суті всі ядра зазнають радіоактивного розпаду, але з різною швидкістю. Звичайно ядра прийнято вважати стабільними, якщо від часу утворення видимої частини Всесвіту (порядку 10^{10} років), тобто від часу утворення хімічних елементів, розпалась незначна їх частина.

Фізичні величини, які характеризують властивості атомних ядер, можна поділити на *статичні* і *динамічні*. Статичні характеристики відносяться до певного, звичайно незбудженого стану ядра. Динамічні характеристики проявляються при збудженнях і розпадах ядра та ядерних реакціях. Статичні характеристики часто називають властивостями стабільних ядер.

Важливими статичними характеристиками ядра є: зарядове число (атомний номер) Z , маса ядра M , енергія зв'язку $E_{зв}$, радіус R , спіні I , магнітний момент μ та ін.

Радіоактивні ядра додатково характеризуються типом радіоактивного перетворення (α -розпад, β -розпад, спонтанне ділення та ін.), часом життя τ (або періодом піврозпаду $T_{1/2}$), енергією частинок, що випромінюються.

Властивості атома визначаються в основному його електронною оболонкою і передусім кількістю електронів, тобто числом Z . Число Z вказує на порядковий номер даного хімічного елементу у періодичній системі елементів Менделєєва і визначає кількість протонів у ядрі, однак при заданому Z кількість нейтронів у ядрі може бути різною. Ядро характеризується насамперед числами Z і A (або Z і N). Конкретне ядро з даними Z і A називають *нуклідом*.

Атомні ядра, що мають однакові Z , але різні A (або N), називають *ізотопами*. Так, водень має три ізотопи: легкий водень ${}^1_1\text{H}$, дейтерій ${}^2_1\text{H}$ і тритій ${}^3_1\text{H}$ (ліворуч вгорі від назви елемента — масове число A , а внизу — зарядове число Z). Найбільшу кількість ізотопів має ксенон ${}_{54}\text{Xe}$ — у нього їх 28.

Ядра, що мають однакові A , але різні Z і N , називають *ізобарами*.

Наприклад, цікаві властивості виявляють так звані *дзеркальні ядра* — це ізобарні ядра, які можна отримати одне з одного заміною всіх протонів нейтронами, а всіх нейтронів — протонами. Прикладом таких пар може бути ${}^3_1\text{H}$ і ${}^3_2\text{He}$, ${}^7_4\text{Be}$ і ${}^7_3\text{Li}$, ${}^{11}_5\text{B}$ і ${}^{11}_6\text{C}$ і т. д.

Ядра з однаковими N , але різними Z (або A) називають *ізотонами*.

Маса ядра залежить від загальної кількості нуклонів у ядрі. Якби нуклони в ядрі не взаємодіяли між собою, тобто ядро являло собою газ вільних нуклонів, то маса ядра дорівнювала б $Zm_p + (A - Z)m_n$, де m_p , m_n — маси протона і нейтрона. Насправді внаслідок взаємодії нуклонів між собою маса ядра менша від наведеної величини

$$M(Z,A) = Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta M, \quad (4.6.1)$$

де ΔM — величина, що має назву *дефекту маси*. Якщо ядро стабільне, то для нього дефект маси додатна величина.

Енергією зв'язку $E_{зв}$ ядра називають енергію, яка необхідна для повного розщеплення ядра на окремі протони і нейтрони. Згідно з теорією відносності енергія зв'язку ядра дорівнює його дефекту маси, помноженому на квадрат швидкості світла у вакуумі:

$$E_{зв} = \Delta M c^2 = [Zm_p + (A - Z)m_n - M(Z,A)]c^2. \quad (4.6.2)$$

Суттєво відмітити, що у таблицях наводяться не маси ядер, а величини, які виражаються через маси нейтральних атомів. Тому для зручності обчислень формулу (4.6.2) доцільно перетворити так, щоб в ній були присутні маси атомів, а не ядер. Тоді формула (4.6.2) перейде у

$$E_{зв} = [ZM_{ат}({}^1_1\text{H}) + (A - Z)m_n - M_{ат}(Z,A)]c^2, \quad (4.6.3)$$

де $M_{ат}({}^1_1\text{H})$ — маса атому водню, а $M_{ат}(Z,A)$ — маса атому з порядковим номером Z і масовим числом A .

Питома енергія зв'язку називають середню енергію зв'язку, що припадає на один нуклон:

$$w = \frac{E_{зв}}{A}. \quad (4.6.4)$$

Маси ядер вимірюються в атомних одиницях маси (а. о. м.). За атомну одиницю маси приймається $1/12$ частина маси нейтрального атому вуглецю ${}^{12}_6\text{C}$.

В ядерній фізиці і фізиці елементарних частинок прийнято масу та енергію вимірювати однаковими величинами. Тому ядерну енергію зв'язку часто

вимірюють в атомних одиницях маси, а масу в одиницях енергії, причому за одиницю енергії приймається *мегаелектронвольт* (MeV). Неважко підрахувати, що

$$1 \text{ а.о.м.} = 1,66056 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 931,5016 \text{ MeV.}$$

Маси ядер експериментально вимірюють за допомогою мас-спектрографів. Також їх можна визначити з результатів вимірювання енергій різних ядерних реакцій, енергій α - та β -розпадів, а також з радіоспектроскопічних вимірювань частот переходів між ротаційними рівнями молекул.

Аналіз експериментальних енергій зв'язку дає цікаву інформацію про властивості ядер. Якщо відкинути самі легкі ядра, то у грубому наближенні питома енергія зв'язку w майже не залежить від масового числа A . Справді, найбільш сильно нуклони зв'язані в ядрах з масовими числами A у діапазоні приблизно від 40 до 100. Для цієї групи питома енергія зв'язку дорівнює приблизно 8,7 MeV. Із збільшенням масового числа питома енергія зв'язку повільно спадає та для урану складає приблизно 7,6 MeV. Для невеликих значень A питома енергія зв'язку в кілька разів менша, ніж для важких ядер.

Отже, питома енергія зв'язку має максимум ($\approx 8,8 \text{ MeV}$) при $A \approx 56$, тобто в області ядер заліза, і спадає при зменшенні та збільшенні масового числа. Найлегшим ядрам вигідно зливатись одне з одним з виділенням *термоядерної енергії*. Для найбільш важких ядер, навпаки, більш вигідний процес поділу на уламки, який проходить з виділенням енергії, яка отримала назву *атомної*.

Спадання питомих енергій зв'язку при малих A можна пояснити впливом поверхневих ефектів. Нуклони, які знаходяться на поверхні ядра, не повністю використовують свої зв'язки, що приводить до виникнення поверхневого натягу. Роль поверхневих ефектів зростає при збільшенні відношення площі поверхні до об'єму, тобто при переході до більш легких ядер. Зменшення питомих енергій зв'язку при переході до важких ядер пояснюється електростатичним відштовхуванням протонів, так як кулонівська енергія пропорційна величині $Z^2/A^{1/3}$.

У першому наближенні ядра можна вважати сферичними. Через те, що об'єм ядра пропорційний масовому числу A , радіус ядра R пропорційний $A^{1/3}$:

$$R = r_0 A^{1/3}, \quad (4.6.5)$$

де стала r_0 для більшості ядер (крім найлегших) не залежить від A ; значення її лежать в межах $r_0 = (1,1 \div 1,5) \cdot 10^{-15} \text{ м}$.

Методи визначення розмірів ядер ґрунтуються на вивченні розсіяння нейтронів, електронів та інших частинок ядрами. Крім того, розміри ядер можна визначити з аналізу даних щодо α -розпаду ядер, а також рентгенівського випромінювання і енергій зв'язку ядер. Вкажемо, що ядра є не статичними, а динамічними системами, тому поняття радіуса ядра неможна розглядати як радіус металевої кульки.

За відомими масою ядра і його радіусом можна оцінити густину ядерної речовини. Для такої оцінки краще взяти яке-небудь важке ядро, що містить багато нуклонів. В результаті цього знайдемо, що середня густина ядерної речовини дорівнює $2,2 \cdot 10^{17}$ кг/м³.

Атомні ядра — це складні і своєрідні фізичні об'єкти, які мають багато цікавих властивостей. Для того щоб розібратися у цих властивостях та тим самим навчитись передбачати, як буде себе вести ядро в тих чи інших ситуаціях, необхідні якісь теоретичні представлення про ядро (структура ядра, механізм ядерних реакцій).

Перша основна проблема теорії ядра полягає в тому, що ми недостатньо знаємо про сили взаємодії між нуклонами. Друга основна проблема пов'язана з проблемою математичного розв'язку квантової задачі багатьох тіл. З цих проблем випливає необхідність створення ядерних моделей, в яких ядро замінюється деякою модельною фізичною системою, яка достатньо гарно описує певну сукупність властивостей ядра і разом з тим допускає достатньо просте математичне трактування.

Моделі ядра можна розділити на *колективні*, *одночастинкові* та *узагальнені*. Область застосування тієї чи іншої моделі визначається сукупністю фактів, які ця модель здатна пояснити.

Найпростішою та історично першою серед колективних моделей є *краплинна модель ядра*, в якій ядро трактується як заряджена краплина рідини. Краплинна модель, наприклад, пояснює властивість насичення ядерних сил та поверхневі ефекти в легких ядрах.

З одночастинкових моделей найбільше значення має *оболонкова модель ядра*. Виявляється, що ядра мають відому періодичність, яка аналогічна періодичності атомів. В ядрах оболонки утворюють нуклони, енергія яких однакова, а інші квантові характеристики різні. Заповнення наступної нуклонної оболонки починається лише після заповнення попередньої. Оболонкова модель, наприклад, дала змогу пояснити існування *магічних ядер*, які є аналогом інертних хімічних елементів.

Узагальнені моделі є синтезом одночастинкових і колективних моделей.

4.7. Фундаментальні взаємодії та ядерні сили

На даний час у природі відомі чотири види фундаментальних взаємодій: *сильна, електромагнітна, слабка і гравітаційна*. В основі всіх фундаментальних взаємодій між двома частинками лежить обмін третіми частинками — квантами відповідного поля, через яке передається взаємодія. У випадку електромагнітних взаємодій квантами поля — переносниками взаємодії — є *фотони*. Сильна взаємодія переноситься *глюонами*, слабка — *проміжними векторними бозонами*, гравітаційна — гіпотетичними *гравітонами*.

Як свідчить ціла низка експериментів протон і нейтрон мають складну внутрішню структуру. Експерименти з розсіяння електронів високих енергій протонами можна пояснити, якщо припустити, що нейтрон і протон складаються із певних частинок, які мають назву *кварків*. Слід вважати, що кварки мають дробовий заряд, який ніколи не спостерігається в експерименті у вільних частинок. Тому кварки виявляються гіпотетичними частинками, але без припущення про їх існування неможливо пояснити широке коло явищ, що належать до фізики високих енергій. Слід також відмітити, що внутрішня структура нуклонів не проявляється в звичайній ядерній фізиці.

Згідно з кварковою моделлю протон складається із трьох кварків — двох кварків u і одного d , а нейтрон — з двох кварків d і одного u . Заряди кварків дорівнюють

$$q_u = \frac{2}{3}e, \quad q_d = -\frac{1}{3}e. \quad (4.7.1)$$

Нуклони мають скінченні лінійні розміри порядку 10^{-15} м. Тому в таких малих просторових областях мають перебувати й кварки. Щоб вони там перебували, між ними повинні діяти великі сили, які мають дивовижні властивості: на малих відстанях порівняно з розмірами нуклона вони дуже слабкі, тому всередині нуклона кварки поводять себе майже як вільні частинки, а на відстанях порядку розмірів нуклона і дещо більших ці сили такі великі, що не дозволяють кваркам залишити нуклон і виявити себе вільними частинками. Саме тому кварки до сих пір і не спостерігались в експериментах.

Взаємодія між кварками зумовлена існуванням поряд з кварками нових частинок — *глюонів*. Взаємодія двох кварків відбувається шляхом обміну глюоном: перший кварк випускає глюон, а другий його поглинає, або навпаки. Проте для дуже багатьох явищ (зокрема, при низьких енергіях) нуклони не «розпадаються» на окремі кварки, які зібрані ніби у «мішки», що відповідають певним протонам і нейтронам. Сили між кварками у «мішках» дуже великі, настільки великі, що більші сили в природі не спостерігаються. Тому

взаємодію між кварками називають *сильною взаємодією*.

Взаємодія між кварковими «мішками» (тобто взаємодія між нуклонами) в ядрі теж дуже велика. Взаємодію між нуклонами називають *ядерними силами*, які також відносяться до сильної взаємодії. Кварк–кваркові сили — це насправді фундаментальні сили. Ядерні ж сили виявляються вторинними, бо вони випливають з існування кварк–кваркових сил. Їх можна порівняти з силами між атомами — хімічними силами та силами Ван-дер-Ваальса, в основі яких лежить фундаментальна електромагнітна взаємодія. Існування ж самих цих сил — явище вторинне.

Електричний заряд визначає наступну (щодо інтенсивності) за сильною *електромагнітну взаємодію*. Її зазнають всі електрично заряджені частинки і фотон, який не має електричного заряду. Крім того, електромагнітна взаємодія існує між нейтральними частинками, котрі мають магнітні моменти, наприклад між двома нейтронами. Якщо сильна взаємодія приводить до утворення ядер і зумовлює структуру ядер, то електромагнітна взаємодія відповідає за утворення атомів, молекул і твердих тіл. Інтенсивність електромагнітної взаємодії приблизно на два порядки менша, ніж інтенсивність сильної взаємодії, але радіус її дії не обмежений на відміну від радіуса дії сильної взаємодії.

Ще менша інтенсивність *слабкої взаємодії* — приблизно на десять порядків менша, ніж інтенсивність сильної взаємодії. Радіус дії слабкої взаємодії істотно менший від радіуса дії сильної взаємодії (порядку 10^{-18} м). Всі елементарні частинки, за винятком фотона, зазнають слабкої взаємодії. Однак прояв слабкої взаємодії можливий за особливих умов на фоні сильної та електромагнітної взаємодій. Вона спостерігається у розпадах деяких нестабільних елементарних частинок. Наприклад, вільний нейтрон (на відміну від вільного протону) нестабільний і розпадається за рахунок слабкої взаємодії на протон, електрон і електронне антинейтрино (середній час життя нейтрона близько 15,3 хв.):



(риска зверху означає античастинку).

Слабка взаємодія відповідає за β -розпад ядер і зумовлює розсіяння нейтрино різними елементарними частинками.

Найменшою за інтенсивністю виявляється *гравітаційна взаємодія* (приблизно менша за сильну в 10^{38} раз), тому у фізиці мікросвіту не враховується. Гравітаційної взаємодії зазнає вся матерія в цілому — в цьому полягає закон всесвітнього тяжіння. Радіус її дії необмежений. Гравітаційна взаємодія про-

являється головним чином між макроскопічними тілами. Вона визначає рух планет і зір. Структура Всесвіту цілком визначається цією взаємодією. У світі елементарних частинок гравітаційна взаємодія безпосередньо не проявляється через порівняно малі маси частинок.

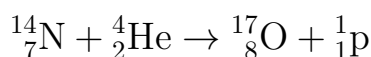
Детальне вивчення ядерних сил необхідне для більш глибокого розуміння структури ядра і механізму ядерних реакцій. Перелічимо деякі властивості ядерних сил, які отримані на основі експериментальних даних.

1. Ядерні сили самі потужні з усіх відомих в природі. Наприклад, енергія зв'язку найпростішого ядра — дейтрона — дорівнює $2,23 \text{ MeV}$, а обумовлена електромагнітними силами енергія зв'язку найпростішого атома — водню — дорівнює $13,6 \text{ eV}$.
2. Ядерні сили — це сили короткодійчі. Радіус їхньої дії становить порядок 10^{-15} м .
3. Існування ядерних сил пов'язане з процесом обміну проміжними частинками, які назвали π -мезонами (або піонами). Тому кажуть, що ядерні сили носять обмінний характер. Піон — це елементарна частинка, маса якої майже в 280 раз більша за масу електрона. Існують три піони π^+ , π^0 і π^- , що мають заряди $+e$, 0 , $-e$.
4. Ядерні сили істотно залежать від орієнтації спінів нуклонів, що взаємодіють.
5. Ядерні сили однакові для будь-якої пари нуклонів, тобто вони мають властивість зарядової незалежності. Нейтрон притягається до протона так само, як протон до протона або нейтрон до нейтрона.
6. Ядерні сили притягують нуклони на відстанях в області 10^{-15} м , але на суттєво менших відстанях переходять у сили відштовхування. Ця властивість пояснюється наявністю у ядерних сил відштовхувальної серцевини.
7. Ядерні сили мають властивість насичення. Це означає, що конкретний нуклон задовольняється взаємодією лише з найближчими сусідніми нуклонами і зовсім не цікавиться рештою нуклонів ядра.

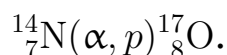
4.8. Ядерні реакції. Радіоактивність

Ядерними реакціями називають перетворення одних ядер в інші. Перетворення можуть відбуватися спонтанно або викликатися штучно. Величезна кількість найрізноманітніших перетворень відбувається під час зіткнення ядер з елементарними частинками або іншими ядрами.

Ядерні реакції записують, як правило, за аналогією з хімічною реакцією. Наприклад, запис



означає, що при бомбардуванні ядер азоту ${}^{14}_7\text{N}$ α -частинками (ядрами атома гелію ${}^4_2\text{He}$) утворюється ядро ізотопу кисню ${}^{17}_8\text{O}$ і випромінюється протон ${}^1_1\text{p}$. Зручний спосіб перевірки правильності запису реакції — сума верхніх і сума нижніх індексів до і після реакції мають бути однаковими. Іноді використовують скорочений запис такого вигляду:



Ядерні реакції відбуваються із збудженими ядрами, до того ж спосіб збудження відіграє, як правило, вторинну роль. Перше, що потрібно зробити, — це в той чи інший спосіб перевести ядро до збудженого стану. Отримана ядром енергія перерозподіляється між нуклонами, і в такому стані ядро може перебувати доволі довго порівняно з характерним ядерним часом, який складає порядку 10^{-23} с.

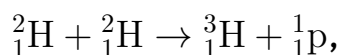
Якщо енергія надходить до ядра внаслідок поглинання ядром нейтрона або протона, виникає нове складене ядро з іншими значеннями Z і A . Складене ядро також може існувати дуже довго, а вже потім відбувається його перетворення.

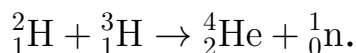
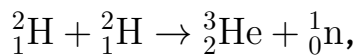
Ядерні реакції можуть відбуватися як з поглинанням (*ендотермічні реакції*), так і з виділенням енергії (*екзотермічні реакції*). Якщо відомі маси ядер до і після реакції, то енергію ядерної реакції можна обчислити за формулою:

$$\Delta E = [(m_1 + m_2) - (m_3 + m_4)]c^2, \quad (4.8.1)$$

де m_1, m_2, m_3, m_4 — маси ядер та елементарних частинок до і після реакції.

Дуже велика енергія виділяється в *термоядерних реакціях*, які є реакціями синтезу при злитті легких ядер. З реакцій синтезу легких ядер особливий інтерес мають наступні реакції:





Щоб почалася термоядерна реакція, потрібно подолати кулонівські бар'єри, тобто потрібно, щоб початкові ядра мали достатню кінетичну енергію. Найпростіше це можна зробити, якщо створити високу температуру, близьку до 10^8 К. У водневій бомбі висока температура створюється завдяки вибуху «звичайної» ядерної бомби, принцип дії якої ґрунтується на використанні реакції поділу.

Уже протягом багатьох років учені намагаються «приручити» термоядерну реакцію синтезу, створити умови для перебігу керованої термоядерної реакції. А умови виявилися дуже непростими. Необхідно створити не тільки високу температуру, коли речовина знаходиться у стані *плазми*, а й достатньо високу густину цієї плазми.

Радіоактивністю називають самодовільну зміну складу атомного ядра, яке відбувається за час, який суттєво більше характерного ядерного часу. Ядра, які самочинно розпадаються називають *радіоактивними*, а ядра час життя яких достатньо великий — *стабільними*. Більшість радіоактивних ядер отримана штучно і відповідну радіоактивність називають *штучною*.

Розрізняють такі типи радіоактивного розпаду: α -розпад, β -розпад, спонтанний поділ атомного ядра, протонний (або двопротонний) розпад.

При α -розпаді ядра спонтанно випускають α -частинки, тобто ядра ${}^4_2\text{He}$. Якщо при β -розпаді ядра випускають електрони й електронне антинейтрино, то це β^- -розпад. Існують також ядра, що випускають позитрон і електронне нейтрино — відбувається β^+ -розпад. До β -розпаду належить і *K-захоплення*, при якому ядро захоплює електрон із *K*-оболонки атома. Електрон при цьому перестає існувати, випускається електронне нейтрино.

Дочірнє ядро, яке утворюється при α - або β -розпаді звичайно перебуває у збудженому стані і для переходу в основний стан випромінюється жорстке короткохвильове електромагнітне випромінювання, яке називають *γ -випромінюванням*. Часто говорять, що ядро випускає γ -кванти, або γ -промені, або γ -фотони.

Важкі ядра можуть розпадатись на дві (або більше) частини. Це явище має назву *спонтанного поділу*. *Протонний розпад* можливий лише у незначній кількості штучно отриманих легких ядер, які характеризуються великим надлишком протонів.

При радіоактивному розпаді з бігом часу зменшується кількість ядер, що розпадаються. Цей процес статистичний, бо мова може йтися тільки

про імовірність розпаду певного ядра. При великій кількості радіоактивних ядер можна встановити загальний закон зменшення кількості їх з часом. Зазначимо, що зменшення кількості ядер за проміжок часу dt пропорційне як проміжку часу dt , так і кількості ядер, які ще не розпалися, в момент часу t , тобто

$$dN = -\lambda N(t) dt, \quad (4.8.2)$$

де λ має назву *сталого розпаду*.

За одиницю часу з кількості N однакових нестабільних ядер у середньому буде розпадатися λN ядер. Величину $A(t) = \lambda N$, що характеризує швидкість розпаду ядер радіоактивної речовини, називають *активністю*.

В СІ за одиницю активності препарату взято один розпад за одну секунду. Ця одиниця має назву *беккерель* (Бк). Користуються також позасистемною одиницею *кюри*: $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Із рівняння (4.8.2) дістаємо

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (4.8.3)$$

де $N(t)$ — кількість радіоактивних ядер в момент часу t ; $N_0 = N(0)$ — кількість ядер у початковий момент часу $t = 0$.

Стала розпаду λ має простий фізичний зміст. Вона дорівнює

$$\lambda = \frac{1}{\tau}, \quad (4.8.4)$$

де τ — середній час життя ядра.

Співвідношення (4.8.3) — математичний запис *закону радіоактивного розпаду*. Очевидно, що кількість радіоактивних ядер зменшується з бігом часу за експоненціальним законом. Цей закон добре описує всі типи радіоактивного розпаду.

Головною задачею теорії радіоактивного розпаду є визначення сталої розпаду λ . Час, протягом якого розпадається половина початкової кількості ядер, називають *періодом піврозпаду* і позначають через $T_{1/2}$. Ця величина зв'язана із сталою розпаду співвідношенням

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,6931}{\lambda}. \quad (4.8.5)$$

Для різних радіоактивних ядер значення періоду піврозпаду лежить в дуже широкому діапазоні від 10^{-7} с до $5 \cdot 10^{15}$ років.

Практично дія електромагнітного і корпускулярного іонізувального випромінювання пов'язана з поглинанням енергії іонізувального випромінювання речовиною. Тому була введена фізична величина — *поглинута доза випромінювання* $D = W/m$, де W — повна енергія іонізувального випромінювання,

передана опроміненій речовині; m — маса опроміненої речовини. Відповідно до цього рівняння маємо $[D] = 1 \text{ Дж/кг}$. Ця одиниця має спеціальну назву *грей* (Гр). Для порівняння інтенсивності дії різних джерел іонізуючих випромінювань вводиться *потужність поглинутої дози випромінювання* $\dot{D} = D/t$ з одиницею $[\dot{D}] = 1 \text{ Гр/1 с} = 1 \text{ Гр/с}$.

Іонізуюче випромінювання на відміну від ряду небезпечних та шкідливих виробничих факторів (електричний струм, шум, вібрація та ін.), активно не сприймаються органами почуттів людини. Однак, тривале опромінювання організму у дозах, що перевищують гранично допустимі, а також разові опромінювання великими дозами можуть привести до порушення життєдіяльності окремих органів та всього організму.

Надзвичайно суттєвими для біологічної дії іонізуючого випромінювання є його вид та енергія. Це обумовлює введення спеціального коефіцієнта *відносної біологічної ефективності* (ВБЕ), який змінюється в межах $1 \div 20$. Для врахування цього було введено *еквівалентну дозу* випромінювання $H = QD$, де Q — коефіцієнт ВБЕ, D — поглинута доза випромінювання. Одиницею еквівалентної дози випромінювання є зіверт: $1 \text{ Зв} = 1 \text{ Дж/кг}$. Потужність еквівалентної дози випромінювання $\dot{H} = H/t, \text{ Зв/с}$.

Первинний процес впливу випромінювання на живі клітини, що приводить до радіаційного ушкодження, полягає у передачі енергії в наслідок процесів іонізації, збудження атомів тканини та пружних співударів. Іонізація відбувається або безпосередньо при впливі іонізуючих частинок (альфа, бета), або в результаті вторинних процесів при впливі фотонів і нейтронів на ядра атомів речовини біологічної тканини.

Однак, пряма іонізація повністю не пояснює руйнівну дію випромінювання. Біологічний ефект пропорційний поглинутої енергії випромінювання, яка витрачається на розрив хімічних зв'язків з утворенням вільних радикалів, високоактивних у хімічному відношенні. Оскільки жива тканина складається на 75% з води, вирішальне значення має непрямий вплив іонізованих молекул води та хімічні процеси наступних реакцій з вільними радикалами. Вільні радикали OH і H , які мають виключну хімічну активність, або безпосередньо, або через ланцюг вторинних перетворень HO_2 , H_2O_2 та інших активних окислювачів взаємодіють з молекулами органічної речовини, в першу чергу білку і призводять до руйнування клітин та нормальних біологічних процесів живої тканини. Під впливом радіації відбувається також ушкодження основних життєвих елементів клітин — клітинних ядер. Серйозні ушкодження клітинних структур призводять до порушення діяльності організму в цілому, його нервової системи, органів кровообігу, регуляції діяльності тканин і органів. В

наслідок цього можуть руйнуватися або припинятися процеси фізіологічного функціонування організму. Найбільш небезпечні для організму порушення в системі кровотворних органів і перш за все у кістковому мозку. При цьому у крові різко зменшується кількість білих кров'яних тілець — лейкоцитів (в значній степені зменшуються захисні сили організму у боротьбі з інфекцією), кров'яних пластинок — тромбоцитів (погіршується зворотність крові), та кра-сних кров'яних тілець — еритроцитів (погіршується забезпечення організму киснем). Крім того, ушкоджуються стінки судин, відбуваються крововиливи і порушується діяльність ряду органів та систем.

Потенціальною небезпечною дозою опромінювання є разові дози вищі 0,25 Зв, а також разові надходження радіонуклідів всередину організму понад п'ятикратного річного гранично допустимого надходження.

Радіаційні ушкодження можуть бути: соматичними, якщо радіаційний ефект опромінювання виявляється у самої особи, яка підпала під випромінювання, та генетичними, якщо радіаційний ефект опромінювання виявляється у його нащадків.

Опромінювання дозою 0,5 ÷ 1,0 Зв викликає почуття втоми, без серйозних втрат працездатності. Стан нормалізується за короткий термін часу.

У випадку однократного опромінювання дозою більше 1,0 Зв виникають різні форми *променевої хвороби*. При середньої (2,5 ÷ 4,0 Зв) та важкої (4,0 ÷ 7,0 Зв) степені променевої хвороби можливі летальні випадки. Доза опромінювання понад 7,0 Зв несумісна з життям.

Радіоактивні ізотопи використовуються у якості частинок високих енергій та радіоактивних індикаторів. Як джерело енергії вони використовуються для дозованого опромінення різних речовин з метою викликати наперед заплановані зміни в їх структурі, в тому числі на генному рівні, а також в стані їх атомів і молекул. На цьому базуються методи радіаційної хімії і радіаційної біології.

В радіаційній хімії: створюються речовини, які стійкі до радіаційного руйнування (радіобіологічний захист, захист стінок реактора, теплоносіїв і мастил тощо); створюються нові матеріали із наперед визначеними властивостями — нові полімери та ін.

Радіаційна біологія вивчає зміни в живих організмах, що виникають під впливом опромінення (спадкові якості тварин і рослин, мінливість тощо).

Ізотопи використовуються в медицині для діагностики і лікування деяких злоякісних пухлин та інших хвороб.

Дозовані опромінювання дають змогу забезпечувати збереження вирощеної сільськогосподарської продукції, продуктів її переробки. Опромінюван-

ня насіння у потрібному напрямі змінює терміни дозрівання культур, впливає на морозостійкість, стійкість проти хвороб тощо.

Як індикатори ізотопи використовуються в якості мічених атомів. За їх допомогою контролюються біологічні і технологічні процеси, визначається вік геологічних об'єктів, археологічних знахідок та багато іншого.

У медицині мічені атоми дають змогу одержати дані про рух атомів радіоактивних ізотопів в організмі, про нагромадження їх в тих чи інших органах, швидкість виведення з організму.

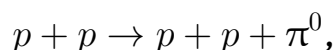
За допомогою мічених атомів в інтересах сільського господарства вивчаються проблеми фотосинтезу, раціонального підживлення ґрунтів, підживлення рослин, догляду за посівами, харчування тварин, синтез молочного жиру і м'язових білків, рух ґрунтових вод, переміщення газів і пари у ґрунті, міграція комах, дія інсектицидів, зношуваність деталей сільськогосподарської техніки тощо.

4.9. Елементарні частинки

При введенні поняття елементарних частинок спочатку передбачалось, що це є первинні, неподільні далі частинки, з яких складається вся матерія. До початку 20-го сторіччя елементарними вважались атоми. Після того як була встановлена складна структура атомів, вони перестали вважатись елементарними частинками. Теж саме відбулося з ядрами, а потім з протоном і нейтроном. Згідно із сучасними уявленнями, частинки «елементарні» не тому, що вони не можуть бути складені з інших частинок (тобто не мають внутрішньої структури), а тому що мають певні властивості.

Елементарними частинками зараз умовно називають велику групу найдрібніших мікрочастинок, які не є атомами або атомними ядрами (за виключенням протонів — ядер атома водню).

Найбільш характерною особливістю елементарних частинок є їх *здатність народжуватись і взаємоперетворюватись* одна в одну при зіткненнях. При цьому повна релятивістська енергія та імпульс зберігаються. Наприклад, при зіткненні протона, що рухається, з нерухомим протоном може відбуватися реакція



в якій виникає нейтральний піон. Маса піона дорівнює 135 МеВ, тому енергія протона, що налітає, повинна бути не меншою за це значення. Насправді вона повинна бути не менше 290 МеВ, так як у відповідності із законом

збереження імпульсу частина енергії уноситься системою в її поступальному русі та не бере участі в реакції.

Друга характерна риса елементарних частинок полягає в тому, що переважна їх більшість *нестабільна*. Частинки самовільно розпадаються. Середній час життя τ частинки у вільному стані змінюється в широких межах — від 10^{-24} с до нескінченності (для протона, наприклад, експериментально встановлено, що $\tau > 10^{32}$ років).

Існує кілька варіантів класифікації елементарних частинок, які ґрунтуються на певній властивості.

За належністю до відповідної статистики всі частинки (у тому числі і неелементарні) поділяються на *бозони* і *ферміони*.

За часом життя τ розрізняють *стабільні*, *квазістабільні* і *резонансні частинки* (або просто *резонанси*). *Резонансами* називають частинки, які розпадаються за рахунок сильної взаємодії з часом життя 10^{-23} с. *Нестабільні частинки*, час життя яких перевищує 10^{-20} с, розпадаються за рахунок електромагнітної або слабкої, але не за рахунок сильної взаємодії. Ці частинки відносяться до квазістабільних. Абсолютно стабільними частинками можна вважати лише фотон, електрон, протон і нейтрино.

За належністю до фундаментальних взаємодій частинки поділяються на *адрони* і *лептоли*.

Адронами називають елементарні частинки, які беруть участь у сильній взаємодії. Вони, як правило, беруть участь також й у електромагнітній і слабкій взаємодіях. Ці частинки складають найбільш багаточисельну групу елементарних частинок — їх налічує біля 400 (в основному резонансів).

Стабільні і квазістабільні адрони підрозділяються на *баріони* і *мезони*. В групу резонансів входять *баріонні* і *мезонні резонанси*.

Баріонами і *баріонними резонансами* називають адрони з напівцілим спіном (тому вони належать до класу ферміонів) і масами, які не менші маси протона. До них відносяться нуклони (протон і нейтрон), *гіперони* та ін. Протон і нейтрон — самі легкі баріони. Протон — єдиний стабільний баріон. Нестабільні баріони з масами, які більші за масу нуклона, та великим часом життя порівняно з ядерним часом (10^{-23} с) називають *гіперонами*.

Мезонами називають нестабільні заряджені або нейтральні адрони, які мають нульовий або цілочисловий спін, а тому належать до класу бозонів. Є мезони, маса яких — проміжна між масами електрона і протона (π^0 - і π^\pm -мезони, K^\pm -мезони) та маса яких більша за масу протона.

Лептонами називаються частинки, які не беруть участі у сильних взаємодіях і які мають спін $1/2$. На даний час встановлено існування шести

заряджених лептонів: електрон, мюон, важкий лептон (таон) та їх античастинки, і відповідні їм шість нейтральних частинок: електронне, мюонне і таонне нейтрино та їх античастинки. Нейтральні лептони не беруть участі і в електромагнітних взаємодіях.

Особливу групу елементарних частинок складають *переносники взаємодії* (фотон, бозони, глюони і гіпотетичні гравітони).

У мікросвіті кожній частинки відповідає античастинка. У деяких випадках частинка співпадає зі своєю античастинкою, тобто всі властивості частинки та античастинки тотожні. У такому випадку елементарні частинки називають дійсно нейтральними частинками. До них відносяться, наприклад, фотон і π^0 -мезон.

Якщо частинка і античастинка не співпадають, то маси, спіни, ізотопічні спіни, часи життя у них однакові, а інші характеристики (електричний заряд, магнітний момент, лептонні і баріонні заряди, дивність, чарівність, краса) однакові за абсолютною величиною, але протилежні за знаком. Дивність, чарівність і краса — це просто квантові числа. Так, електрон і протон відрізняються від позитрона (антиелектрона) і антипротона перш за все знаком електричного заряду. Нейтрон відрізняється від антинейтрона знаком магнітного моменту. Лептонні заряди у лептонів та антилептонів, баріонні заряди у баріонів та антибаріонів протилежні за знаком.

Поняття частинки та античастинки відносні. Що назвати частинкою, а що античастинкою — це питання угоди. Електрон вважають частинкою, а позитрон — античастинкою тільки тому, що у нашому Всесвіті переважають саме електрони, а позитрони є більш екзотичними об'єктами.

При зіткненні частинки з своєю античастинкою вони анігілюють. При анігіляції легких частинок та античастинок виникають γ -кванти, а важких частинок та античастинок — інші легкі частинки.

Так як позитрон та антипротон також стабільні, як і відповідні їм частинки, то фізика допускає поряд із звичайною речовиною існування антиречовини. Ядра атомів антиречовини побудовані з антипротонів та антинейтронів, а їх оболонки складаються з позитронів. Деякі антиядра були отримані штучно в прискорювачах. У Всесвіті антиречовина астрономами не виявлена. Не виключно, що у Всесвіті антиречовини і немає, так як у первинних космічних променях кількість антипротонів, що реєструються, приблизно в 10^4 раз менша кількості протонів.

У світі елементарних частинок законів збереження налічується більше, ніж у макроскопічному світі та вони відіграють значно більшу роль. Частина цих законів — точні, а частина — наближені. Точні закони виконуються при

всіх фундаментальних взаємодіях, а наближені — тільки при деяких. До точних законів збереження відносяться закони збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу, електричного заряду, баріонного заряду і трьох лептонних зарядів. Інші закони збереження (дивності, чарівності, краси, ізотопічного спіну та ін.) є наближеними.

В мікросвіті всі явища повинні відбуватися обов'язково, якщо тільки вони задовольняють всім законам збереження. Імовірність явища може бути досить малою, але воно рано чи пізно відбудеться, якщо тільки при цьому будуть виконані всі закони збереження.

Питання для самоконтролю

- 1) Закон випромінювання Кірхгофа.
- 2) Закони Стефана-Больцмана і Віна.
- 3) Закони фотоефекта Столетова.
- 4) Рівняння Ейнштейна для фотоефекту.
- 5) Гіпотеза де Бройля.
- 6) Співвідношення невизначеностей Гейзенберга.
- 7) Хвильова функція та рівняння Шредінгера.
- 8) Постулати Бора.
- 9) Квантові числа електрона. Квантування енергії та моменту імпульсу.
- 10) Багатоелектронні атоми. Принцип Паулі.
- 11) Пояснення періодичної системи Менделєєва.
- 12) Склад ядра. Властивості нуклонів.
- 13) Основні властивості атомних ядер.
- 14) Фундаментальні взаємодії.
- 15) Основні властивості ядерних сил.
- 16) Ядерні реакції. Види й особливості ядерних реакцій.
- 17) Радіоактивний розпад. Закон радіоактивного розпаду.
- 18) Елементарні частинки.
- 19) Класифікація елементарних частинок.
- 20) Закони збереження для елементарних частинок.

Додатки

А. Префікси для утворення кратних та частинних одиниць вимірювання

Префікс	Числове значення	Позначення	
		кирилиця	латиниця
Атто	10^{-18}	а	<i>a</i>
Фемто	10^{-15}	ф	<i>f</i>
Піко	10^{-12}	п	<i>p</i>
Нано	10^{-9}	н	<i>n</i>
Мікро	10^{-6}	мк	μ
Мілі	10^{-3}	м	<i>m</i>
Сант	10^{-2}	с	<i>c</i>
Деци	10^{-1}	д	<i>d</i>
Дека	10	да	<i>da</i>
Гекто	10^2	г	<i>h</i>
Кіло	10^3	к	<i>k</i>
Мега	10^6	М	<i>M</i>
Гіга	10^9	Г	<i>G</i>
Тера	10^{12}	Т	<i>T</i>
Пета	10^{15}	П	<i>P</i>
Екса	10^{18}	Е	<i>E</i>

Б. Основні фізичні константи

Назва	Позначення, формула	Значення
Прискорення вільного падіння	g	9,80665 м/с ²
Гравітаційна стала	G	$6,6742 \cdot 10^{-11}$ Н·м ² /кг ²
Швидкість світла у вакуумі	c	$2,99792458 \cdot 10^8$ м/с
Стала Планка	h	$6,6260693 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
Стала Больцмана	k	$1,3806505 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Число Авогадро	N_A	$6,0221415 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹
Універсальна газова стала	$R = kN_A$	8,314472 Дж/(моль·К)
Стала Фарадея	$F = N_A e$	96485,3383 Кл/моль
Стала Стефана-Больцмана	σ	$5,6704 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м ² ·К ⁴)
Стала Віна	b	$2,898 \cdot 10^{-3}$ м·К
Стала Рідберга	R_∞	$10973731,5$ м ⁻¹
Стала Рідберга для водню	$R_H = 2\pi c R_\infty$	$2,066 \cdot 10^{16}$ с ⁻¹
Електрична стала	ϵ_0	$8,85418782 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Магнітна стала	μ_0	$1,256637061 \cdot 10^{-6}$ Гн/м
Елементарний заряд	e	$1,60217653 \cdot 10^{-19}$ Кл
Маса електрона	m_e	$9,1093826 \cdot 10^{-31}$ кг
Маса протона	m_p	$1,67262171 \cdot 10^{-27}$ кг
Маса нейтрона	m_n	$1,67492728 \cdot 10^{-27}$ кг
Маса Землі	M_3	$5,976 \cdot 10^{24}$ кг
Радіус Землі	R_3	$6,378 \cdot 10^6$ м

В. Позасистемні одиниці

Одиниця	Позначення	Значення в СІ
Ангстрем	Å	10^{-10} м
Дюйм	дюйм	$2,54 \cdot 10^{-2}$ м
Астрономічна одиниця	а. о.	$1,49 \cdot 10^{11}$ м
Ар (сотка)	а	10^2 м ²
Гектар	га	10^4 м ²
Літр	л	$1 \text{ дм}^3 = 10^{-3}$ м ³
Мегаелектрон-вольт	Мев	$1,78266 \cdot 10^{-30}$ кг
Атомна одиниця маси	а. о. м.	$1,66 \cdot 10^{-27}$ кг
Карат	кар	$2 \cdot 10^{-4}$ кг
Грам	г	$1 \cdot 10^{-3}$ кг
Центнер	ц	100 кг
Тонна	т	1000 кг
Електрон-вольт	ев	$1,60217653 \cdot 10^{-19}$ Дж
Калорія	кал	4,1868 Дж
Ват-година	вт · год	$3,6 \cdot 10^3$ Дж
Кінська сила	к. с.	735,5 Вт
Міліметр ртутного стовпа	мм рт. ст.	133,32 Па
Бар	бар	$1 \cdot 10^5$ Па
Атмосфера фізична	атм	$1,01325 \cdot 10^5$ Па
Атмосфера технічна	ат	$0,98066 \cdot 10^5$ Па

Список використаних джерел

1. Дякон В. М., Ковальов Л. Є., Миколайчук М. Н. Основи фізики: навч. посіб. Бровари: АНФ ГРУП, 2014. 184 с.
2. Ильиных Н. И., Корякова И. П., Пилипенко Г. И. Физика: Методические указания по выполнению самостоятельных работ. Екатеринбург: УрТИСИ СибГУТИ, 2019. 71 с.
3. Иродов И. Е. Основные законы электромагнетизма. М.: Высш. шк., 1997. 288 с.
4. Ковальов Л. Є., Краснобокий Ю. М., Мартинюк М. Т., Замаховський Й. Ю. Фізичний експеримент і математичний апарат фізики: навч. посіб. К.: Науковий світ, 2003. 94 с.
5. Ковальов Л. Є., Побережець І. І. Задачі з фізики. Методичні вказівки до виконання самостійної роботи. Умань: ВПЦ «Візаві», 2017. 80 с.
6. Куліш В. В., Соловйов А. М., Кузнєцова О. Я. Фізика для інженерних спеціальностей. Кредитно-модульна система: навч. посіб. У 4 ч. М. 1. Механіка. Молекулярна фізика. К.: Книжкове вид-во НАУ, 2006. 232 с.
7. Куліш В. В., Соловйов А. М., Кузнєцова О. Я. Фізика для інженерних спеціальностей. Кредитно-модульна система: навч. посіб. У 4 ч. М. 2. Термодинаміка. Електромагнетизм. К.: Книжкове вид-во НАУ, 2006. 232 с.
8. Куліш В. В., Соловйов А. М., Кузнєцова О. Я. Фізика для інженерних спеціальностей. Кредитно-модульна система: навч. посіб. У 4 ч. М. 3. Коливання і хвилі. Оптика. К.: Книжкове вид-во НАУ, 2007. 172 с.

9. Куліш В. В., Соловйов А. М., Кузнєцова О. Я. Фізика для інженерних спеціальностей. Кредитно-модульна система: навч. посіб. У 4 ч. М. 4. Квантова та атомна фізика. К. : Книжкове вид-во НАУ, 2008. 232 с.
10. Матвеев А. Н. Механика и теория относительности: учеб. для студентов вузов. 3-е изд. М. : ООО «Издательский дом «ОНИКС 21 век»: ООО «Издательство «Мир и образование», 2003. 432 с.
11. Матвеев А. Н. Оптика: учеб. для физ. спец. вузов. М. : Высш. шк., 1985. 351 с.
12. Матвеев А. Н. Атомная физика: учеб. для студентов вузов. М. : Высш. шк., 1989. 439 с.
13. Миколайчук М. Н. Фізика з основами біофізики: навч. посіб. Умань : УВПП, 2007. 284 с.
14. Огурцов А. Н. Физика и биофизика: учеб. пособ. В 2 ч. Ч. 1. Основы общей физики. Х. : НТУ «ХПИ», 2016. 528 с.
15. Основы физики и биофизики / под. ред. А. И. Журавлёва. М. : Мир ; БИНОМ. Лаборатория знаний, 2013. 384 с.
16. Посудін Ю. І. Біофізика : підручник. К. : Видавництво Ліра-К, 2017. 472 с.
17. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учеб. пособ. в 5 т. 4-е изд., стереот. Москва : Физматлит, 2005. Т. 1. Механика. 560 с.
18. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учеб. пособ. в 5 т. 5-е изд., испр. Москва : Физматлит, 2006. Т. 2. Термодинамика и молекулярная физика. 544 с.
19. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учеб. пособ. в 5 т. 5-е изд., стереот. Москва : Физматлит, 2009. Т. 3. Электричество. 655 с.
20. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учеб. пособ. в 5 т. 3-е изд., стереот. Москва : Физматлит, 2002. Т. 4. Оптика. 792 с.
21. Сивухин Д. В. Общий курс физики: учеб. пособ. в 5 т. 2-е изд., стереот. Москва : Физматлит, 2002. Т. 5. Атомная и ядерная физика. 783 с.

Предметний покажчик

- Абсолютна вологість, 71
Абсолютно чорне тіло, 122
Адіабатична оболонка, 42
Адіабатична стала, 54
Аерація ґрунту, 28
Аморфні тіла, 72
Бозони, 139
Біопотенціали, 88
Вектор Умова-Пойнтінга, 103
Взаємною індукцією, 96
Випаровування рідини, 70
Внутрішня енергія, 51
Внутрішній опір, 87
Відносна вологість, 71
В'язкість, 28
Гармонічні коливання, 31
Групова швидкість, 108
Густина потоку енергії, 103
Густина струму, 85
Гідроаеромеханіка, 25
Гідростатичний тиск, 25
Дефект маси, 144
Джерело струму, 84
Дзеркальні ядра, 144
Динамічна в'язкість, 29
Дисипативні сили, 20
Дифракційна решітка, 113
Дифракція світла, 112
Дифузія, 56
Довжина хвилі де Бройля, 128
Довжина шляху, 9
Друга теорема Карно, 62
Діамагнетики, 93
Діелектрична сприйнятливність, 81
Еквіпотенціальна поверхня, 78
Електрична індукція, 81
Електричне зміщення, 81
Електричний момент диполя, 78
Електричний струм, 84
Електрорушійна сила, 84
Електростатична індукція, 82
Електроємність, 82
Елементарна робота сили, 17
Енергія зв'язку ядра, 144
Ентальпія, 53
Ентропія, 63
Загальне начало термодинаміки, 42
Загальний закон збереження енергії, 20
Закон Архімеда, 26
Закон Бойля–Маріотта, 45
Закон Брюстера, 115
Закон Бугера, 108
Закон Біо–Савара, 91
Закон Вант–Гоффа, 57
Закон Гей–Люссака, 46
Закон Гесса, 54
Закон Гука, 16
Закон Дальтона, 50
Закон Джоуля–Ленца, 87
Закон Кулона, 76
Закон Малюса, 116

- Закон Ньютона для в'язкого тертя, 29
- Закон Ома, 85
- Закон Паскаля, 25
- Закон Стефана-Больцмана, 123
- Закон Фарадея, 95
- Закон Фур'є, 56
- Закон Фіка, 56
- Закон випромінювання Кірхгофа, 123
- Закон збереження електричного заряду, 75
- Закон збереження механічної енергії, 20
- Закон збереження моменту імпульсу, 24
- Закон збереження імпульсу, 15
- Закон зміщення Віна, 124
- Закон зростання ентропії, 64
- Закон радіоактивного розпаду, 152
- Закони фотоэффекту, 124
- Зведена кількість теплоти, 62
- Звукові хвилі, 34
- Зовнішній опір, 87
- Ідеальна рідина, 26
- Ідеальний газ, 43
- Ізобари, 144
- Ізотони, 144
- Ізотопи, 143
- Імпеданс, 99
- Індуктивність, 96
- Інтерференція світла, 109
- Квазірівноважний процес, 44
- Квазістатичний процес, 44
- Кипіння, 70
- Когерентні хвилі, 109
- Коефіцієнт внутрішнього тертя, 29
- Коефіцієнт дифузії, 56
- Коефіцієнт поверхневого натягу, 58
- Коефіцієнт потужності, 100
- Консервативна сила, 19
- Кристалічні тіла, 71
- Критична точка, 68
- Кутова швидкість, 11
- Кількість ступенів свободи, 49
- Кінематичне рівняння руху, 9
- Кінетична енергія, 18
- Ламінарна течія, 26
- Лінія течії, 26
- Магнітна проникність, 93
- Магнітна індукція, 91
- Магнітне поле, 90
- Магнітний потік, 95
- Макросвіт, 6
- Макроскопічні параметри стану, 42
- Масове число, 132
- Математичний маятник, 32
- Матеріальна точка, 8
- Мегасвіт, 6
- Механічна хвиля, 33
- Миттєва швидкість, 10
- Модуль Юнга, 16
- Моль речовини, 44
- Молярна концентрація, 57
- Момент сили відносно осі, 21
- Момент імпульсу відносно осі, 21
- Момент інерції тіла, 22
- Мікросвіт, 6
- Найімовірніша швидкість, 48
- Напруженість електричного поля, 75
- Напруженість магнітного поля, 93
- Неоднорідна ділянка кола, 85
- Нестислива рідина, 25
- Нормальне прискорення, 11
- Нуклон, 132
- Нуклід, 143

- Оборотний процес, 62
 Однорідна ділянка кола, 85
 Оптична довжина шляху, 110
 Оптична сила лінзи, 118
 Освітленість, 120
 Осмос, 57
 Основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії, 47
 Осцилятор, 31
 Парамагнетики, 93
 Переміщення, 9
 Перша теорема Карно, 62
 Перше начало термодинаміки, 52
 Період дифракційної решітки, 113
 Період піврозпаду, 152
 Питома теплота плавлення, 72
 Плоска хвиля, 34
 Поляризованість, 80
 Постулати Бора, 134
 Поступальний рух, 12
 Постійний струм, 85
 Потенціал електричного поля, 77
 Потенціальна енергія, 19
 Потрійна точка, 69
 Потужність, 17
 Потужність струму, 87
 Потік енергії, 103
 Потік рідини, 26
 Правило Ленца, 95
 Принцип Гюйгенса-Френеля, 112
 Принцип Паулі, 139
 Принцип Ферма, 117
 Принцип невизначеностей Гейзенберга, 129
 Прискорення, 10
 Прискорення вільного падіння, 15
 Пружинний маятник, 31
 Радіус-вектор, 8
 Робота сили, 17
 Розподіл Максвелла, 48
 Рівноважний стан, 42
 Рівняння Бернуллі, 27
 Рівняння Ван-дер-Ваальса, 67
 Рівняння Майєра, 54
 Рівняння Менделєєва–Клапейрона, 46
 Рівняння Пуассона, 54
 Рівняння Шредінгера, 131
 Рівняння динаміки обертального руху, 23
 Рівняння моментів, 21
 Рівняння неперервності, 27
 Самоіндукція, 96
 Середня квадратична швидкість, 47
 Середня швидкість, 10
 Середня шляхова швидкість, 10
 Сила, 13
 Сила Ампера, 92
 Сила пружності, 15
 Сила світла, 119
 Сила струму, 84
 Сила тертя ковзання, 15
 Сила тяжіння, 15
 Силова лінія, 77
 Скін-ефект, 96
 Співвідношення невизначеностей Гейзенберга, 130
 Стала Больцмана, 46
 Стала Рідберга, 133
 Стала розпаду, 152
 Стаціонарний рух рідини, 26
 Стаціонарний стан, 65
 Сторонні заряди, 79
 Струми Фуко, 96
 Сублімація, 72
 Сферична хвиля, 34

- Тангенціальне прискорення, 10
 Тверде тіло, 20
 Температура, 43
 Теорема Гюйгенса– Штейнера, 23
 Теорема Пригожина, 65
 Теплообмін, 52
 Теплопровідність, 55
 Теплоємність за сталого об'єму, 53
 Теплоємність за сталого тиску, 53
 Термодинамічна система, 41
 Термодинамічна імовірність, 64
 Термодинамічний процес, 44
 Термодинамічні параметри стану, 42
 Тиск рідини, 25
 Точка Кюрі, 94
 Точка роси, 71
 Траєкторія, 9
 Трубка течії, 26
 Турбулентна течія, 26
 Фазова діаграма, 69
 Фазовий стан, 69
 Фазові переходи, 69
 Ферміони, 139
 Феромагнетики, 94
 Формула Бальмера–Рітца, 134
 Формула Больцмана, 64
 Формула Віна, 124
 Формула Пуазейля, 30
 Фізичне поле, 13
 Фізичний маятник, 32
 Характеристична довжина, 7
 Хвильова поверхня, 34
 Хвильова функція, 129
 Хвильовий пакет, 107
 Хвильовий фронт, 33
 Цикл Карно, 60
 Число Авогадро, 44
 Число Рейнольдса, 30
 Ядерна модель атома, 132