

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ і НАУКИ УКРАЇНИ
КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
БУДІВНИЦТВА І АРХІТЕКТУРИ

В.І. Клапченко

ТЛУМАЧНИК

З

ФІЗИКИ

*Рекомендовано Вченою радою Київського національного університету
будівництва і архітектури як навчальний посібник
для студентів, які навчаються за спеціальністю 192
«Будівництво та цивільна інженерія»*

Київ 2018

УДК 53(075)
ББК 22.3я7
К47

Рецензенти: **Шут Микола Іванович** - академік НАПН України, академік АНВО України, доктор фізико-математичних наук, зав. кафедри загальної та прикладної фізики Національного педагогічного університету ім. М.П. Драгоманова, професор; **Глива Валентин Анатолійович** - д.т.н., зав. кафедри цивільної та промислової безпеки Національного авіаційного університету, професор; **Гайдайчук Віктор Васильович**, - д.т.н, зав. кафедри теоретичної механіки КНУБА, професор.

Рекомендовано Вченою радою Київського національного університету будівництва і архітектури, протокол № 12 від "27" квітня 2018 року

Видається в авторській редакції

Клапченко В.І. Тлумачник з фізики: навчальний посібник. –
К47 К.: КНУБА, 2018. – 156 с.

Навчальний посібник орієнтований виключно на швидке повторення фізики та підготовку до тестових (чи екзаменаційних) випробувань з фізики. Призначений для студентів, які навчаються за спеціальністю 192 «Будівництво та цивільна інженерія», а також за іншими спеціальностями галузі знань «Архітектура і будівництво» та за спеціальностями суміжних галузей, за якими здійснюється навчання в будівельних вищих навчальних закладах.

УДК 53(075)
ББК 22.3я7

© В.І. Клапченко, 2018
© КНУБА, 2018

Передмова

Перед Вами – особливий вид навчальної літератури, яка з часом набуватиме все більшої популярності. «Тлумачник з фізики» є навчальним посібником, орієнтованим виключно на **швидке повторення та підготовку до тестових випробувань з фізики**. «Тлумачник» особливий не тільки за своїм призначенням, змістом та структурою, а й за способом «народження». Він появився в інтернеті як частина підготовленого автором електронного курсу «Фізика для інженерів. Тлумачник та тести», розміщеного на сторінці «Кафедра фізики» начального сайту www.org2.knuba.edu.ua нашого університету.

Тому «Тлумачник» не схожий із жодним з відомих видів літератури для навчання. Він не є підручником, посібником чи курсом лекцій, які планомірно і повно вводять в суть предмета, даючи історичні довідки, пояснення, приклади, виведення формул. Він не зовсім те, що ми звикли називати довідником або словником (навіть тлумачним) – не алфавітне, а тематичне подання матеріалу; не просте нагадування, а точна і повна класифікація та ідентифікація теми. Найближчими аналогами є студентський конспект, а точніше – високоякісна «шпаргалка».

Даний посібник тлумачить не окремі поняття та терміни з фізики, а окремі **пункти конкретної робочої програми з фізики, зміст** якої залежить від напрямку підготовки спеціаліста. Звідси – особливості **структури** «Тлумачника». Він поділений на 5 змістовних модулів, 21 тему та 450 статей (читай – пунктів робочої програми).

Кожна стаття «Тлумачника» виділена абзацем, назва помічена жирним шрифтом та підкресленням. В межах кожної статті абзаци відсутні! При цьому нумерація формул та рисунків – відсутня, іноді, щоб запобігти повторам, здійснюються посилання на сусідні статті тлумачника. В кожній статті тим чи іншим чином виділяються головні аспекти, на які слід звернути увагу. В електронній версії перехід від однієї статті «Тлумачника» до іншої дуже зручний – достатньо одного натискання лівої клавіші «мишки».

Ця зручність зберігається і при використанні друкованого варіанту «Тлумачника». Зокрема, при підготовці до екзамену з фізики. Проте студентам можна рекомендувати наступне: здійснити запис на вказаний

електронний курс, використати можливості електронної версії «Тлумачника» при підготовці та перевірити засвоєння матеріалу в тестовому випробуванні. В будь-якому випадку хочеться побажати студентам традиційне « Ні пуху, ні пера!»

Для запису на електронний курс «Фізика для інженерів. Тлумачник та тести» необхідно: 1). Зареєструватись на сайті www.org2.knuba.edu.ua в якості студента; 2). В вікні «Пошук курсів» набрати «Фізика для інженерів. Тлумачник та тести». Записатись на цей курс, ввівши ключ самореєстрації; 3). Ключ самореєстрації студентської групи отримати у автора посібника, каб. 474.

З М І С Т

Модуль 1. Механіка

<i>Тема 1.1. Кінематика</i>	6
<i>Тема 1.2. Основи динаміки</i>	13
<i>Тема 1.3. Енергія та робота</i>	19
<i>Тема 1.4. Елементи механіки суцільних середовищ</i>	23
<i>Тема 1.5. Елементи спеціальної теорії відносності</i>	28

Модуль 2. Молекулярна фізика

<i>Тема 2.1. Елементи статистичної фізики</i>	32
<i>Тема 2.2. Основи термодинаміки</i>	39
<i>Тема 2.3. Реальні молекулярні системи</i>	49

Модуль 3. Електрика та магнетизм

<i>Тема 3.1. Електростатика</i>	61
<i>Тема 3.2. Електричний струм</i>	74
<i>Тема 3.3. Магнітостатика</i>	83
<i>Тема 3.4. Електромагнітні явища</i>	94

Модуль 4. Коливання та хвилі, оптика

<i>Тема 4.1. Механічні та електромагнітні коливання</i>	101
<i>Тема 4.2. Механічні та електромагнітні хвилі</i>	108
<i>Тема 4.3. Геометрична оптика</i>	112
<i>Тема 4.4. Хвильова оптика</i>	117

Модуль 5. Основи квантової фізики та фізики ядра

<i>Тема 5.1. Квантова оптика</i>	123
<i>Тема 5.2. Теорія атома</i>	129
<i>Тема 5.3. Основи електроніки</i>	136
<i>Тема 5.4. Ядро та ядерні процеси</i>	143
<i>Тема 5.5. Ядерна енергетика та безпека</i>	148

Рекомендована література	154
---------------------------------------	-----

Модуль 1. Механіка

Тема 1.1. Кінематика

Фізика

Фізика (від *physis* - природа) – наука про найбільш фундаментальні закономірності руху матерії, її будову та властивості.

Предмет механіки

Предметом механіки є вивчення закономірностей найпростішої форми руху – **механічного руху**. Механічним рухом називають переміщення одних тіл відносно інших в просторі з часом.

Поділяють на класичну, релятивістську та квантову механіки:

-**класична** механіка вивчає рух **макротіл** при **малих швидкостях**, порівняно зі швидкістю світла в вакуумі $v \ll c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

-**релятивістська** механіка вивчає рух **макро-** та **мікротіл** при **швидкостях**, порівнянних зі швидкістю світла в вакуумі $v \rightarrow c = 3 \cdot 10^8$ м/с.

-**квантова** механіка вивчає рух **мікротіл** в **мікросистемах**.

Кінематика

Розділ механіки, в якому математично **описаний** механічний рух, не вникаючи в причини, які його породили.

Міжнародна система одиниць

Сучасною формою метричної системи одиниць вимірювання фізичних величин є Міжнародна система одиниць (СІ), яка з 1980 року запроваджена у всіх країнах світу. Основними одиницями СІ є:

1 м **метр** (*L*) – довжина, яку проходить світло в вакуумі за $1/2999792458$ долю секунди.

1 кг **кілограм** (*M*) – маса міжнародного прототипу кілограма.

1 с **секунда** (*T*) – час, що дорівнює 9192631770 періодам випромінювання, яке відповідає переходу між двома надтонкими рівнями основного стану атома цезію-133.

1 А **ампер** (*A*) – сила постійного струму, який, будучи пропущеним по двох нескінченно довгих провідниках малого перерізу, розташованих в вакуумі на відстані 1 м один від одного, зумовлює взаємодію між ними $2 \cdot 10^{-7}$ Н на кожен метр довжини.

1 К **кельвін (K)** – одиниця термодинамічної шкали температури, дорівнює $1/273,16$ температури потрійної точки води.

1 **моль (μ)** – кількість речовини, яка має стільки ж структурних елементів, скільки їх є в 12 г вуглецю ^{12}C .

1 **кандел (Kd)** – одиниця сили світла, яка на частоті $540 \cdot 10^{12}$ Гц енергетично рівна $1/683$ Вт/ср.

Матеріальна точка

Найбільш поширена **модель** механіки.

- Це тіло, **розмірами якого нехтують** порівняно з іншими розмірами в задачі.

- При цьому автоматично нехтують і такими характеристиками тіла, як **форма, колір, твердість** і т.п.

- Не можна нехтувати лише **масою тіла**.

Абсолютно тверде тіло (АТТ)

Часто вживана модель механіки, в якій:

- нехтують **величиною деформації** тіл порівняно з іншими лінійними величинами;

- **маса, розміри та форма тіла** обов'язково враховуються.

Суцільне середовище

Модель механіки для опису руху, в першу чергу, рідин та газів. В моделі нехтують **молекулярною будовою речовини**, вважаючи її однорідним та суцільним середовищем при будь-яких умовних подрібненнях.

Простір та час

В класичній фізиці уявлення про простір та час **ньютоніново-евклідові**. Простір **тривимірний, однорідний та ізотропний**, він є «**вмістилищем речей**». Час є суб'єктивним уявленням про протяжність подій. Об'єктивний (фізичний) плин часу піддається вимірюванню періодичними процесами. Шкала часу **однорідна**.

Система відліку

Системою відліку називають сукупність: **тіла відліку**, зв'язаної з тілом системи координат та **способу вимірювання часу**. Системи відліку ділять на **інерціальні (ІСВ)** та неінерціальні. Чим більш масивне тіло вибрано за тіло відліку, тим ближчою до ІСВ є система відліку. За вибором системи координат системи відліку бувають з декартовими координатами, циліндрич-

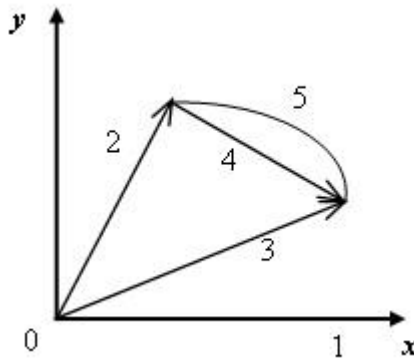
ними чи сферичними. Для земних умов найбільш поширеною є декартова система координат, де тілом відліку слугує поверхня Землі.

Траєкторія, переміщення, шлях

Основні поняття кінематики матеріальної точки введемо, користуючись рисунком. Цифрою **1** позначена система координат (в нашому випадку – двовимірна), цифри **2** та **3** відповідають **радіус-векторам** початкового та кінцевого положень матеріальної точки, **4** – вектор **переміщення**, **5** – **траєкторія** матеріальної точки.

Радіус-вектором називають направлений відрізок, що з'єднує початок координат з матеріальною точкою в даний момент часу (наприклад, **2** та **3**).

Вектор **переміщення** – направлений відрізок, що з'єднує початкову та кінцеву точки траєкторії (**4**).



Траєкторія – лінія, вздовж якої рухається матеріальна точка (**5**).

Шлях – скалярна величина (S в метрах), рівна **довжині траєкторії**.

Миттєва швидкість

Кінематична характеристика поступального руху тіл.

Швидкість – векторна фізична величина, чисельно рівна **переміщенню** тіла за одиницю часу:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}.$$

- Одиниця вимірювання – 1 м/с.

- Завжди орієнтована вздовж **дотичної** до траєкторії в **напрямку руху**.

Зауваження. Для складних рухів, часто нерівномірних, використовують поняття **середньої швидкості**. Це **скалярна** характеристика, яку визначають як шлях, пройдений тілом за одиницю часу:

$$v_{cp} = \frac{\Delta S}{\Delta t},$$

де ΔS – повний шлях, пройдений тілом за час Δt .

Лінійне прискорення

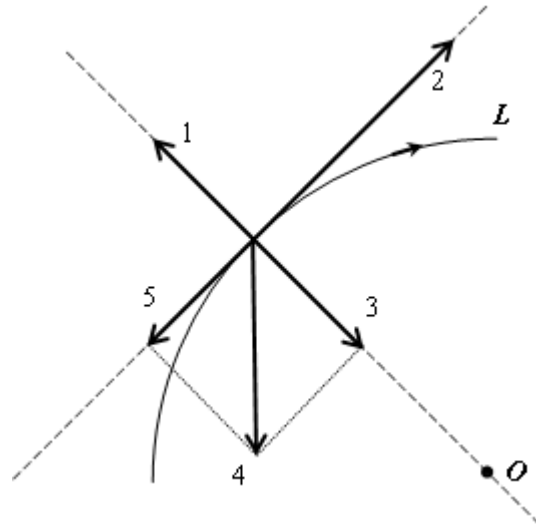
Прискорення – одна з кінематичних характеристик руху тіл, векторна величина, чисельно рівна зміні швидкості за одиницю часу:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} .$$

Одиниця вимірювання – 1 м/с^2 .

Нормальне та тангенціальне прискорення

На рисунку приведена ділянка L криволінійної траєкторії руху матеріальної точки з центром кривизни в точці O . Напрямок руху матеріальної точки по траєкторії показано стрілкою. Штриховими лініями вказані дотична до траєкторії та нормаль до неї, що проходить через центр кривизни траєкторії. Тоді **2** – вектор миттєвої швидкості, **4** – повне лінійне прискорення, **3** та **5** – складові лінійного прискорення: **нормальне 3** та **тангенціальне 5**.



Нормальне прискорення (інша назва – **доцентрове прискорення**) – складова лінійного прискорення, обумовлена зміною **напрямку** вектора миттєвої швидкості. Модуль прискорення

$$a_n = \frac{v^2}{R} ,$$

де R – радіус кривизни траєкторії. Завжди орієнтоване до **центру кривизни траєкторії**.

Тангенціальне прискорення – складова лінійного прискорення, чисельно рівна зміні **модуля** миттєвої швидкості за одиницю часу:

$$a_\tau = \frac{d|\vec{v}|}{dt} .$$

Завжди орієнтоване по **дотичній** до траєкторії.

Рівняння руху матеріальної точки

Основне рівняння кінематики матеріальної точки представляє собою залежність радіус-вектора матеріальної точки від часу:

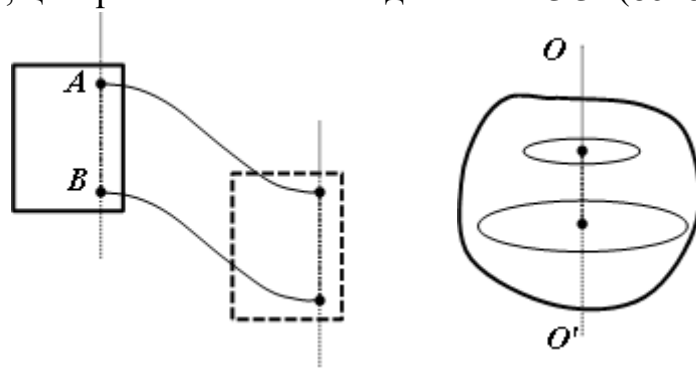
$$\vec{r} = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 \cdot t + \vec{a} \cdot \frac{t^2}{2}.$$

Поступальний та обертальний рухи

Відрізати **поступальний** (зліва) та **обертальний** (справа) рух АТТ можна за допомогою їх схематичних представлень (рисунок).

Поступальний рух АТТ – такий рух, при якому будь-яка пряма **AB**, проведена в тілі, переноситься паралельно сама собі.

Обертальний рух АТТ – такий його рух, коли кожна точка тіла описує колові траєкторії, центри кіл лежать на одній лінії **OO'** (**осі обертання**), а ця



вісь обертання перпендикулярна площинам, в яких лежать колові траєкторії.

Ступені свободи руху АТТ

В фізиці **кількість ступенів свободи руху тіла** визначають як таку кількість незалежних координат, яка необхідна для повного описання місцезнаходження тіла в просторі.

Найпростішим тілом є **одна** матеріальна точка – її положення визначають три декартові координати. Ці ступені свободи руху прийнято називати **поступальними**: $i = 3_{\text{п}}$. Таким тілом в молекулярній фізиці є одноатомна молекула.

Для описання положення тіла в вигляді **двох** жорстко зв'язаних матеріальних точок необхідно, крім трьох декартових координат для центра мас тіла, ще дві кутових координати, а тому: $i = 3_{\text{п}} + 2_{\text{об}}$. В молекулярній фізиці аналогом є двохатомна молекула, у якої, при певних умовах, може виникнути коливальний рух – одна коливальна ступінь свободи $i_{\text{к}} = 1$. Коливальні ступені свободи в молекулярній фізиці враховуються з коефіцієнтом 2, а тому: $i = 3_{\text{п}} + 2_{\text{об}} + 2i_{\text{к}}$.

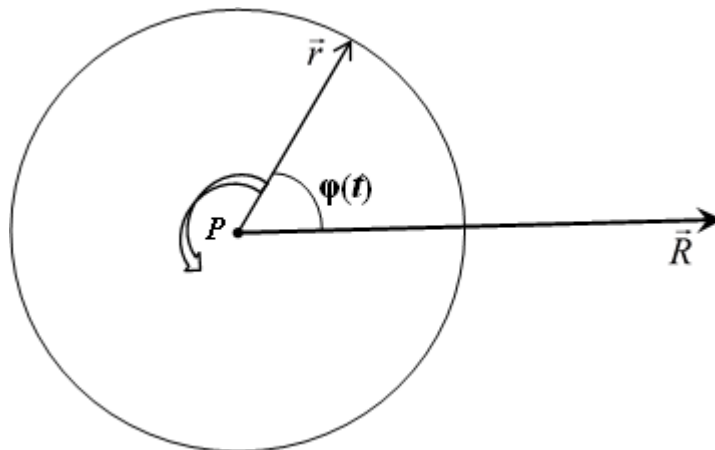
Три і більше жорстко зв'язаних матеріальних точок представляють модель АТТ. Його положення описують мінімум 6 координат: $\mathbf{i} = \mathbf{Z}_п + \mathbf{Z}_{об}$. Для молекулярних систем: $\mathbf{i} = \mathbf{Z}_п + \mathbf{Z}_{об} + 2\mathbf{i}_к$. Зауважимо, що АТТ, закріплене на **жорсткій нерухомій осі** має лише одну ступінь свободи руху!

Рівняння руху точки по колу

Обертальний рух АТТ відносно **жорсткої нерухомої осі** (рисунок) для кожної його матеріальної точки є **рухом по колу**, описувати який зручно в полярній системі координат. В центрі колової траєкторії знаходиться полюс P . Кут повороту φ радіус-вектора \vec{r} відраховують від полярного радіуса R . Модуль радіус-вектора залишається незмінним (радіус кола).

Тоді **рівнянням руху матеріальної точки по колу** буде залежність кута повороту радіус-вектора матеріальної точки від часу:

$$\vec{\varphi}(t) = \vec{\varphi}_0 + \vec{\omega}_0 \cdot t + \vec{\beta} \cdot \frac{t^2}{2}.$$



Кутова швидкість

Кутова швидкість (в розділі «Коливання та хвилі...» – **циклічна частота**) – одна з **кінематичних характеристик** обертального руху АТТ (руху матеріальної точки по колу). Псевдовектор, орієнтований вздовж осі обертання. Чисельно рівна зміні кута повороту радіус-вектора за одиницю часу:

$$\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}.$$

Кутове прискорення

Кутове прискорення – одна з **кінематичних характеристик** обертального руху АТТ. Псевдовектор, орієнтований вздовж осі обертання. Чисельно рівна зміні кутової швидкості за одиницю часу:

$$\vec{\beta} = \frac{d\vec{\omega}}{dt}.$$

Зв'язок лінійних та кутових характеристик при русі по колу

Зв'язок лінійних та кутових характеристик при русі матеріальної точки по колу необхідно, в першу чергу, чітко представляти графічно (рисунок). На рисунку показано траєкторію руху матеріальної точки (**пунктирна лінія**) зі стрілкою на ній, яка вказує напрям руху. Для визначеності, розглянуто випадок **рівносповільненого руху по колу**. Цифрами показано:

Вісь обертання 1, яка проходить через центр колової траєкторії перпендикулярно площині, в якій лежить коло.

Дотичну до кола 2 в точці, де в даний момент знаходиться матеріальна точка.

Радіус-вектор 3 матеріальної точки R , проведений з центра кола.

Вектор лінійної швидкості v (4), напрямлений вздовж дотичної **2** в напрямі руху.

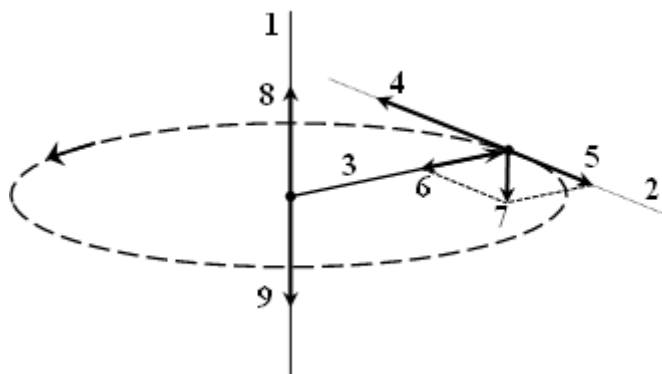
Вектор **тангенціального прискорення a_τ (5)**, напрямлений також вздовж дотичної **2**, але в протилежному напрямі (сповільнений рух!).

Вектор **нормального прискорення a_n (6)** – до центра кривизни траєкторії.

Вектор **повного прискорення a (7)** – лежить в площині траєкторії.

Кутову швидкість ω (8) – вздовж осі обертання **1** за правилом правого свердлика.

Кутове прискорення β (9) – вздовж осі обертання **1**, протилежно вектору кутової швидкості ω .



Математичний зв'язок цих характеристик між собою такий:

$$\vec{v} = [\vec{\omega} \times \vec{r}],$$

$$\vec{a}_\tau = [\vec{\beta} \times \vec{r}],$$

$$\vec{a}_n = -\omega^2 \vec{r}.$$

Класифікація простих рухів

За величинами нормального та тангенціального прискорень можна виділити окремі випадки рухів матеріальної точки.

Рівномірний прямолінійний рух –

$$a_n = 0, a_\tau = 0.$$

Рівномірний рух по колу –

$$a_\tau = 0, a_n = \text{const} \neq 0.$$

Прямолінійний рівнозмінний (тобто рівноприскорений або рівносповільнений) рух –

$$a_n = 0, a_\tau = \text{const} \neq 0.$$

Тема 1.2. Основи динаміки

Динаміка

Розділ механіки, в якому встановлюють причини, що породжують механічний рух, та наслідки (прискорення). Оперує такими поняттями, як маса, сила, імпульс, момент сил і т.п.

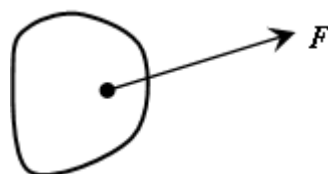
Уявлення про масу

Маса є мірою інертності тіла в поступальному русі. Одночасно **маса** є мірою гравітаційної взаємодії. На сьогодні з точністю 10^{-20} доведена їх еквівалентність, що складає суть принципу еквівалентності в загальній теорії відносності Ейнштейна. Одиниця вимірювання – 1 кг.

Поняття сили

Сила – векторна фізична величина, що є **мірою взаємодії** між тілами. Найявніші взаємодії в механіці визначають два ефекти: поява **деформації** у тіл або **зміна швидкості** тіл (поява прискорення). Обидва ефекти застосовують для визначення сили. Наприклад, дуже популярні пружинні динамометри, де силу визначають за величиною деформації. В СІ одиницю сили прийнято вводити через другий ефект: $1 \text{ Н} = 1 \text{ кг} \cdot 1 \text{ м/с}^2$.

Зауважимо, що сила – єдиний вектор, який, крім **модуля** та **напрямку**, має ще й **точку прикладання!**



Імпульс тіла

Імпульс тіла – одна з найважливіших динамічних характеристик тіла, чисельно рівна добутку маси тіла на його швидкість:

$$\vec{p} = m\vec{v}.$$

Іноді, зважаючи на другий закон Ньютона, користуються поняттям **імпульсу сили** – добутку сили на час її дії: $F dt$.

Перший закон Ньютона

Входить в систему законів динаміки матеріальної точки. Представляє собою жорсткий логічний зв'язок трьох тверджень:

- тіло знаходиться в інерціальній системі відліку (**ICB**);
- тіло знаходиться в стані рівномірного прямолінійного руху $\vec{v} = \text{const}$;
- на тіло не діють сили або вони скомпенсовані $\sum_i \vec{F}_i = 0$.

Основний варіант логічного зв'язку якраз і визначає **інерціальну систему відліку**:

$$ICB \Rightarrow \begin{cases} \sum_{i=1}^N \vec{F}_i = 0 \\ \vec{v} = \text{const} \end{cases}.$$

Як наслідок першого закону Ньютона використовують й інші варіанти логічних зв'язків:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^N \vec{F}_i = 0 \\ ICB \end{cases} \Rightarrow \vec{v} = \text{const}, \quad \begin{cases} ICB \\ \vec{v} = \text{const} \end{cases} \Rightarrow \sum_{i=1}^N \vec{F}_i = 0.$$

Другий закон Ньютона

Основний закон динаміки матеріальної точки. Стверджує, що в ICB зміна імпульсу тіла пропорційна імпульсу результуючої сили, що діє на тіло:

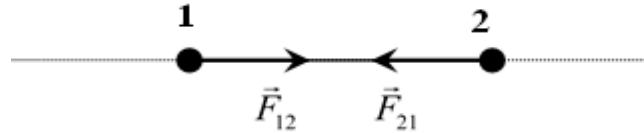
$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i.$$

Третій закон Ньютона

Входить до системи основних законів динаміки матеріальної точки. Стверджує, що

- при взаємодії **двох** тіл
- виникають **дві** сили,

- кожна з цих сил прикладена до **свого** тіла (рисунок),
- ці сили **рівні** за величиною,
- **протилежні** за напрямом,
- діють **вдovж однієї прямої**,
- мають **однакову природу**.



$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$$

Інерціальна система відліку

Системи відліку в яких **виконується перший закон Ньютона**, називають інерціальними системами відліку (ІСВ). В іншому разі – система є неінерціальною. Будь-яка інша система відліку, яка відносно відомої ІСВ рухається рівномірно та прямолінійно, також є ІСВ!

Динаміка тіл сталої маси

Частковий випадок основного закону динаміки матеріальної точки. В найбільш застосовній його формі для випадку руху тіл сталої маси ($m = \text{const}$) другий закон Ньютона має вигляд:

$$m\vec{a} = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i.$$

Сили інерції

Фіктивні сили, які виникають внаслідок неінерціальності системи відліку. Тобто, коли система відліку рухається відносно ІСВ з прискоренням \vec{a}_c . В земних умовах проявляють себе як сили Коріоліса (підмиті західні береги річок і т.п.). При необхідності розв'язування задачі в неінерціальних системах, до реальних сил, що діють на тіло маси m , додають силу інерції:

$$\vec{F}_{\text{ін}} = -m\vec{a}_c.$$

Зауважимо, що сили інерції ми відчуваємо реально (наприклад, при нерівномірному русі транспорту), а фіктивність їх полягає в тому, що до них є незастосовним третій закон Ньютона.

Закон динаміки системи матеріальних точок

До кожного з N тіл, що входять в систему та взаємодіють із зовнішніми тілами силами F_i , а також між собою внутрішніми силами f_{ij} , можна застосувати другий закон Ньютона. Знайшовши суму, та врахувавши третій закон Ньютона для внутрішніх сил f_{ij} , отримаємо:

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

який цілком аналогічний другому закону Ньютона для матеріальної точки. В якості такої матеріальної точки виступає центр мас системи тіл.

Центр мас

Представлення системи матеріальних точок одним тілом, повна маса якого зосереджена в умовній точці – центрі мас – радіус-вектор якого визначають так:

$$\vec{R}_{\text{цм}} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \vec{R}_i}{\sum_{i=1}^N m_i}.$$

Закон збереження імпульсу

Один з головних законів збереження в природі.

- В замкнених системах тіл сумарний імпульс всіх тіл системи зберігається з часом:

$$\sum_{i=1}^N \vec{p}_i = \text{const} \quad \text{при} \quad \sum_i \vec{F}_{i_{\text{зов}}} = 0.$$

- Є наслідком однорідності простору.

Рівняння Мещерського для реактивного руху

Рівняння Мещерського є **законом динаміки руху тіл змінної маси** (реактивного руху). Його можна отримати на основі закону збереження імпульсу. Вперше виведено Мещерським.

$$m\vec{a} = \vec{F} + \vec{F}_{\text{реакт}},$$

де реактивну силу визначають як

$$\vec{F}_{\text{реакт}} = -\vec{u} \frac{dm}{dt} .$$

Момент сили

Важлива динамічна характеристика в обертальному русі.

- Вводиться як векторний добуток радіус-вектора точки прикладання сили на вектор сили:

$$\vec{M} = [\vec{r} \times \vec{F}] .$$

Завжди орієнтований вздовж осі обертання за правилом правого свердлика.

Момент інерції

Міра інертності тіла в обертальному русі. Залежить від маси тіла та її розподілу відносно осі обертання. Для матеріальної точки маси m на відстані r від осі обертання момент інерції рівний:

$$I = mr^2 .$$

Для масивного тіла:

$$I = \int_{(m)} r^2 dm .$$

Момент імпульсу АТТ

Важлива динамічна характеристика обертально руху АТТ.

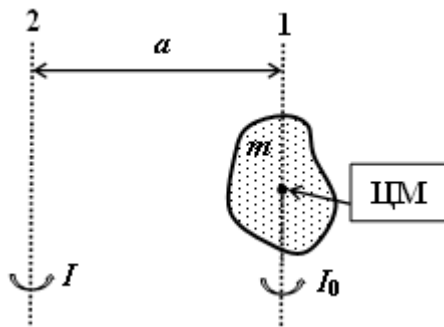
- Вводиться як векторний добуток радіус-вектора, проведеного з центра обертання до матеріальної точки, на вектор імпульсу:

$$\vec{L} = [\vec{r} \times \vec{p}] = I\vec{\omega} .$$

- Завжди орієнтований вздовж осі обертання за правилом правого свердлика.

Теорема Штейнера

Визначає момент інерції тіл відносно довільних осей обертання (рисунок):



- якщо існують дві **паралельні** осі **1** та **2**, відстань між якими **a** ;
- якщо перша вісь **1** проходить через центр мас тіла маси **m** ;
- якщо відносно першої осі **1** є відомим момент інерції тіла **I_0** ;
- то відносно другої осі **2** момент інерції цього тіла дорівнює **$I = I_0 + ma^2$** .

Закон динаміки обертального руху

Для обертального руху АТТ закон динаміки має вигляд

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \sum_{i=1}^N \vec{M}_i.$$

Якщо момент інерції АТТ є сталим, цей закон використовують у вигляді:

$$I\vec{\beta} = \sum_{i=1}^N \vec{M}_i.$$

Є аналогом другого закону Ньютона в динаміці обертального руху.

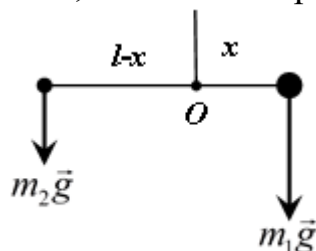
Умови рівноваги АТТ

Умовами рівноваги твердих тіл (**основа статyki**) є ліквідація всіх **6** ступенів свободи руху у кожного АТТ. Для цього для кожного тіла повинні бути скомпенсовані сили та моменти сил, тобто ліквідовані умови для виникнення поступального та обертального рухів:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^N \vec{F}_i = 0, \\ \sum_{i=1}^N \vec{M}_i = 0. \end{cases}$$

Центр тяжіння

За означенням, **центром тяжіння** тіла називають ту умовну точку **O** , відносно якої сума моментів сил тяжіння всіх матеріальних точок тіла дорівнює нулеві. Найпростіше це продемонструвати рисунком, де тілом є система двох матеріальних точок, зв'язаних жорстким невагомим стрижнем.



Рівновага наступить, якщо підвісити тіло в деякій точці O , місце знаходження якої знайдемо за означенням центра тяжіння:

$$m_1 g x - m_2 g (l - x) = 0.$$

Визначення центрів тяжіння складних тіл часто зводять до послідовного застосування подібної конфігурації двох матеріальних точок.

Закон збереження моменту імпульсу

Один з головних законів збереження в природі.

- В замкнених системах тіл повний момент імпульсу зберігається з часом:

$$\sum_{i=1}^N \vec{L}_i = \text{const} \quad \text{при} \quad \begin{cases} \sum \vec{F}_{i_{\text{зов}}} = 0, \\ \sum_i \vec{M}_{i_{\text{зов}}} = 0. \end{cases}$$

- Є наслідком ізотропності простору.

Уявлення про гіроскопи

Механічні пристрої, робота яких ґрунтується на **законі збереження моменту імпульсу**. Гіроскопи – це будь-які тіла, що мають стійкі осі обертання, тобто вісі, відносно яких момент інерції є екстремальним.

- Гіроскопи поділяють на **силові** та **орієнтаційні**. На ракетних установках, в торпедах, для стабілізації просторового напрямку руху застосовують силові гіроскопи. В якості орієнтаційних гіроскопів в авіації поширений **гірогоризонт**.

Тема 1.3. Енергія та робота

Поняття енергії

Єдина кількісна міра всіх форм руху матерії та взаємопереходів між ними.

Механічна енергія

Механічна енергія тіла чи системи тіл є сумою енергій, обумовлених рухом тіл (кінетична $W_k(\mathbf{v})$) та взаємодією тіл чи частин тіл між собою (потенціальна $W_n(\mathbf{r})$): $W = W_k(\mathbf{v}) + W_n(\mathbf{r})$.

Робота в механіці та потужність

Робота - одна з форм зміни енергії системи. В механіці розглядають:

- роботу сили – скалярний добуток сили на переміщення

$$dA = (\vec{F} \cdot d\vec{r}),$$

- роботу момента сили – скалярний добуток момента сили на кутове переміщення

$$dA = (\vec{M} \cdot d\vec{\phi}).$$

Потужністю механізму є робота, виконана ним за одиницю часу:

$$N = \frac{dA}{dt} = (\vec{F} \cdot \vec{v}).$$

Кінетична енергія поступального та обертального рухів

Складова повної механічної енергії, обумовлена станом руху тіл та систем. Кінетична енергія тіла маси m , що рухається поступально:

$$W = m \frac{v^2}{2},$$

Кінетична енергія АТТ, що здійснює обертальний рух:

$$W = I \frac{\omega^2}{2}.$$

Потенціальна енергія пружної деформації

Потенціальна енергія обумовлена взаємодією тіл та частин тіл між собою. При деформуванні пружини робота, виконана зовнішніми силами по деформуванню, буде запасена в вигляді потенціальної енергії деформованого тіла:

$$W_{\text{пр}} = k \frac{x^2}{2}.$$

Гравітаційна взаємодія

Гравітація – одна з фундаментальних взаємодій в Природі; причина взаємного притягання мас. Описується законом всесвітнього тяжіння.

Гравітаційне поле – особливе матеріальне середовище, через яке здійснюється гравітаційна взаємодія. Це поле створюється масами та діє на аналогічні маси.

Гравітаційне поле – **потенціальне**, має дві характеристики: **напруженість поля** – векторна силова локальна його характеристика та **потенціал поля** – скалярна енергетична інтегральна характеристика.

Закон всесвітнього тяжіння

Описує гравітаційну взаємодію двох точкових мас на відстані r між ними. Виведений Ньютоном на основі законів Кеплера, що описують рух планет в сонячній системі:

$$\vec{F}_G = -\gamma \frac{m_1 m_2}{r^3} \vec{r} .$$

Напруженість та потенціал гравітаційного поля

Напруженість гравітаційного поля – векторна силова характеристика поля, чисельно рівна силі, що діє на одиничну масу, внесenu в дану точку поля:

$$\vec{G}(r) = \frac{\vec{F}_G(r)}{m} .$$

Силкові лінії гравітаційного поля завжди закінчуються на масах.

Потенціал гравітаційного поля – скалярна енергетична характеристика поля, чисельно рівна тій потенціальній енергії, яку має одинична маса в даній точці поля. Найчастіше потенціальну енергію в даній точці поля визначають через роботу сил поля по перенесенню маси з даної точки в нескінченність, а тому потенціал є **інтегральною** характеристикою поля:

$$\varphi_G(r) = \frac{W_G(r)}{m} = \frac{A_{r\infty}}{m} .$$

Для точкової маси M напруженість та потенціал мають вигляд:

$$\vec{G} = -\gamma \frac{M}{r^3} \vec{r} , \quad \varphi_G = -\gamma \frac{M}{r} .$$

Зв'язок напруженості гравітаційного поля з потенціалом

Для гравітаційного поля, як і для **потенціальних полів будь-якої природи**, зв'язок напруженості з потенціалом має вигляд:

$$\vec{G} = -\text{grad}\varphi_G = -\vec{\nabla}\varphi_G .$$

Потенціальна енергія гравітаційної взаємодії

Енергія, обумовлена гравітаційною взаємодією двох тіл:

$$W_G = -\gamma \frac{M_1 m_2}{r} .$$

Потенціальні сили

Потенціальними називають сили, робота яких залежить лише від початкового та кінцевого положення тіл. Інакше кажучи, робота потенціальних сил по замкненій траєкторії тотожно дорівнює нулеві.

Консервативні системи

Системи тіл, в яких діють тільки **потенціальні сили** (немає сил тертя). Для таких систем справедливий закон збереження механічної енергії.

Закон збереження механічної енергії

Один з головних законів збереження в природі.

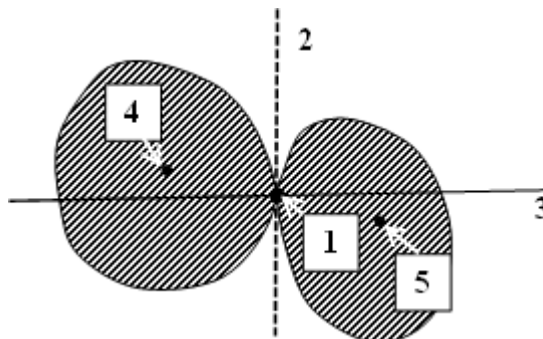
- В замкнених консервативних системах тіл повна механічна енергія системи зберігається з часом:

$$\sum_{i=1}^N (W_{k_i} + W_{n_i}) = \text{const} \quad \text{при} \quad \begin{cases} \sum_i \vec{F}_{i_{\text{зов}}} = 0, \\ \sum_i \vec{M}_{i_{\text{зов}}} = 0, \\ F_{mp_{ij}} = 0. \end{cases}$$

- Є наслідком однорідності шкали часу.

Пружний та непружний удари тіл та частинок

Ударами називають короткі взаємодії між тілами. Розрахунок ударів проводять на основі законів збереження: імпульсу (**ЗЗІ**), момента імпульсу (**ЗЗМІ**) та механічної енергії (**ЗЗМЕ**). Для спрощення удари поділяють на абсолютно пружні **АПУ** (відсутні пластичні деформації) та абсолютно непружні **АНУ** (відсутні пружні деформації, тіла після зіткнення рухаються як одне ціле). При розгляді ударів (рисунок) вводять:



Точку зіткнення 1 – точка первинного дотику поверхонь тіл. Площину **2**, дотичну до поверхонь тіл в точці зіткнення. **Лінію зіткнення 3**, що проходить через точку зіткнення **1** перпендикулярно площині **2**. **Центри мас тіл 4 та 5**. Відповідно до цього удари поділяють на:

- **прямі** – якщо відносна швидкість паралельна лінії зіткнення;
- **центральні** – якщо лінія зіткнення проходить через центри мас обох тіл.

Тема 1.4. Елементи механіки суцільних середовищ

Механічні властивості твердих тіл

Механічні властивості **твердих тіл** характеризують їх здатність чинити опір будь-яким змінам **розмірів** та **форми** (тобто **деформаціям** тіл). Види деформування: **розтяг-стиск, згин, зсув, кручення, об'ємна деформація**.

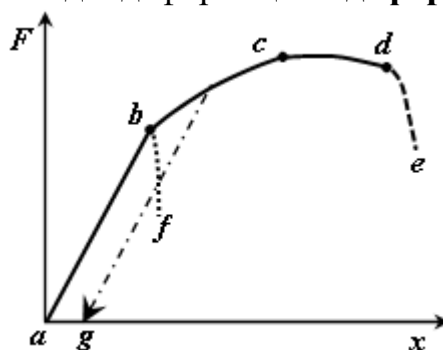
На відміну від твердих тіл, **рідини та гази** здатні чинити опір лише **об'ємним деформаціям**. Розглядають два граничні типи деформацій:

1. **Пружна деформація** – яка зникає після припинення дії зовнішньої сили.
2. **Пластична деформація** – яка залишається (іноді частково) в тілі і після припинення дії зовнішньої сили.

Не існує ідеально пружних чи ідеально пластичних тіл. Більшість матеріалів при малих зовнішніх впливах проявляє **переважно пружні** деформації, при великих зовнішніх навантаженнях – **переважно пластичні** деформації (крім крихких тіл!). Часто такі пластичні деформації зростають при незмінному навантаженні, тоді кажуть про **текучість** або **повзучість** матеріалів. (див. статтю **Деформація розтягу**).

Деформація розтягу

Один з видів деформування тіл. Наведемо типові залежності величини абсолютної деформації x від величини прикладеної зовнішньої сили F для одного з найпоширеніших видів деформацій – **деформації розтягу**:



1. **a-b** – область пружних деформацій (**область Гука**).
2. **b-f** – область руйнування **крихких** матеріалів. Для них **границя пружності** та **границя міцності** (точка **b**) фактично співпадають.
3. **b-c** – область пружно-пластичних деформацій. Починаючи з цієї області у тіл спостерігається часткова залишкова деформація (ділянка **a-g**).

4. **c-d** – область пластичних деформацій. Для цієї області характерною є **повзучість** матеріалів – зростання в часі величини деформації при сталому навантаженні.

5. **d-e** – область **розриву** цілісності матеріалу. Точка **d** – **границя міцності** пружно-пластичних матеріалів.

6. **a-g** – величина залишкової деформації, яка виникає після припинення дії короткочасного навантаження.

Пружність

Властивість твердих тіл відновлювати свою форму після припинення дії зовнішніх сил.

Повзучість

Явище зростання деформації твердого тіла з часом під дією незмінного навантаження.

Закон Гука

Для **області пружних деформацій** зв'язує величину **абсолютної деформації** тіла **x** з зовнішньою силою **F**, яка деформує тіло:

$$F = kx .$$

Сили пружності

Сили електромагнітної природи, які здійснюють супротив зовнішній деформації тіл. В області пружних деформацій (область Гука) їх величина визначається так:

$$F_{\text{пр}} = -kx .$$

Лінії та трубки течії

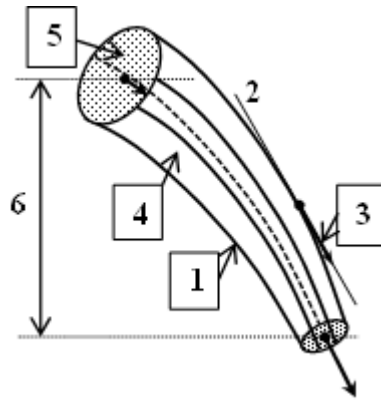
Графічно **стаціонарну ламінарну** течію рідин представляють так (рисунок):

1. Проводять сімейство **ліній течії 1**, **дотичні 2** до яких в будь-якій точці співпадають за напрямом з вектором **швидкості течії 3** в цій точці.

2. Сімейство ліній течії, яке охоплює скінчений об'єм, утворює **трубку течії 4**, зі змінною величиною **перерізу трубки течії 5**.

3. Між двома заданими перерізами трубки течії визначають **перепад висот h (б) в гравітаційному полі** Землі.

Така картина течії лежить в основі рівняння нерозривності течії та рівняння Бернуллі.



Циркуляція поля швидкостей течії

Циркуляцією векторного поля (просто **циркуляцією**) є криволінійний інтеграл по замкненому контуру певного виду. Дає змогу розділити поля на **потенціальні** та **вихрові**. Наприклад, у випадку поля швидкостей течії рідини чи газу має вигляд:

$$\oint_{(l)} (\vec{v} \cdot d\vec{l})$$

та дає змогу відрізнити **ламінару** течію від **турбулентної**.

Ламінарна та турбулентна течії

Визначаються значенням інтегралу – **циркуляцією вектора швидкості течії** рідини в потоці.

- Для **ламінароної** течії

$$\oint_{(l)} (\vec{v} \cdot d\vec{l}) \equiv 0$$

Картина ліній течії має вигляд:

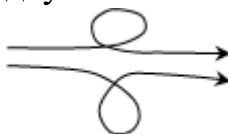


Тільки така течія може бути **стаціонароною**.

- Для **турбулентної** течії – циркуляція відмінна від нуля

$$\oint_{(l)} (\vec{v} \cdot d\vec{l}) \neq 0$$

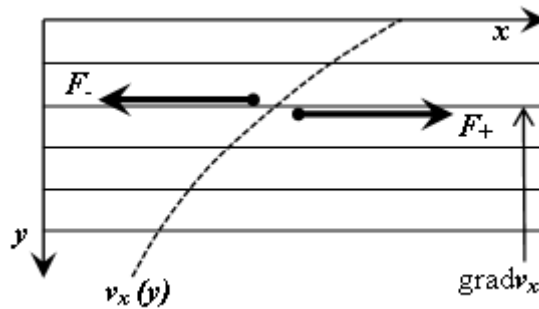
Картина ліній течії для цього випадку:



Турбулентна течія – завжди **нестаціонарна**, може бути навіть **розривною**.

Сили в'язкого тертя

Виникають в рідинах чи газах завдяки **переносу напрямленого імпульсу** прошарків, які рухаються з більшою швидкістю, до прошарків, що рухаються з меншою швидкістю (рисунок).



Обмін напрямленим імпульсом в ламінарному потоці рідини в напрямі осі x , при наявності розподілу швидкості потоку рідини $v_x(y)$ по осі y , призводить до гальмування більш швидкого прошарку F_- та прискорення повільнішого F_+ . Сили в'язкого тертя завжди орієнтовані вздовж потоку та перпендикулярно напрямку градієнта швидкості $\text{grad}v_x$. Відносяться до **явищ переносу**. В більшості випадків модуль сил в'язкого тертя задовільно описується законом Ньютона для в'язких (ньютонових) рідин:

$$F = \eta \cdot \frac{dv}{dy} \cdot S .$$

Рівняння нерозривності

Для нестисливої рідини

$$\omega S = \text{const} .$$

Для газів густина залежить від тиску, а тому у випадку газу рівняння нерозривності слід застосовувати в вигляді:

$$\rho \omega S = \text{const} .$$

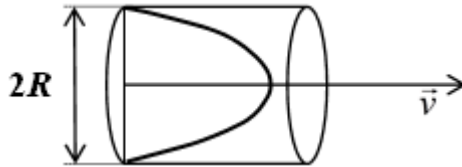
Рівняння Бернуллі

Отримане Д. Бернуллі на основі закону збереження механічної енергії. Описує з високою точністю **стаціонарну нерозривну ламінарну течію нестисливої ідеальної** (нев'язкої) рідини:

$$p + \rho \frac{v^2}{2} + \rho gh = \text{const} .$$

Формула Пуазейля

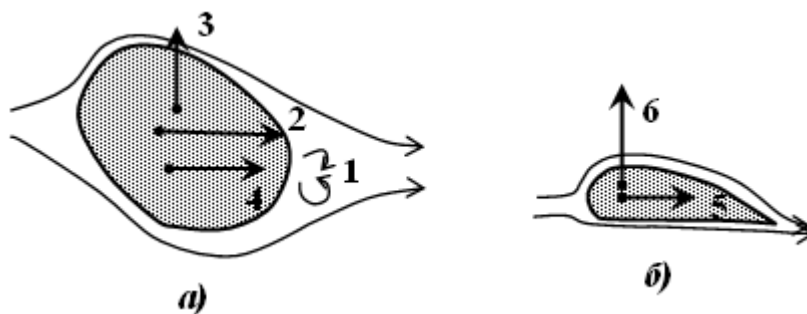
При течії рідин та газів по трубах наявність в'язкості призводить до специфічного розподілу швидкості потоку по радіусу труби (рисунок). При такому профілі розподілу швидкості, вважаючи течію ламінарною, **Пуазейль** розрахував об'єм V в'язкої (η) рідини, який протікає за одиницю часу t через трубу радіуса R та довжини l при заданому перепаді тиску Δp :



$$\frac{V}{t} = \frac{\pi R^4}{8\eta l} \Delta p .$$

Рух тіл в рідинах та газах

Розрахунок сил, що діють на рухомі тіла довільної форми (рис. *а*) в рідинах та газах, є складною задачею гідро- та аеромеханіки. Навіть для випадку спеціальних тіл обтічної форми (крило літака на рис. *б*) задачу, частіше всього, вирішують за допомогою модельного експерименту або ж комп'ютерного моделювання. За тілом довільної форми завжди виникає область турбулентності **1** та зниження тиску позаду тіла. Це породжує силу **лобового опору 2**. В залежності від форми тіла та його просторової орієнтації можуть з'являтися сили реакції потоку **3**. І обов'язково виникають **сили в'язкого тертя 4**, навіть у обтічних тіл (цифра **5** на рис. *б*).



Зауважимо, що підбором тіл зі спеціальною обтічною формою (рис. *б*) добиваються ліквідації реакції потоку **3** та лобового опору **2**, натомість отримують **підйомну силу крила 6**. З усіх приведених сил легко оцінити лише силу в'язкого тертя за формулою Стокса:

$$F_{\text{в'язк}} = 6\pi\eta Rv ,$$

яка виведена для тіл сферичної форми.

Критерій Рейнольдса

В гідро- та аеромеханіці розвинена **теорія подібності**, яка стверджує, що явища протікають подібним чином, якщо **безрозмірні комбінації величин**, від яких явище залежить, будуть **однаковими**. Ці безрозмірні комбінації величин називають **критеріями** або **числами**. До них, наприклад, належать критерії Рейнольдса, Маха, Архімеда, Нуссельта, Фур'є тощо.

Для потоку рідин чи газів важливим є число Рейнольдса:

$$Re = \frac{\rho v r}{\eta} .$$

- Якщо числа Рейнольдса малі ($0 \leq Re \leq 1000$) – течія буде **ламінарною**.
- Якщо числа Рейнольдса великі ($Re \geq 1000$) – рано чи пізно течія стане **турбулентною**.

Тема 1.5. Елементи спеціальної теорії відносності

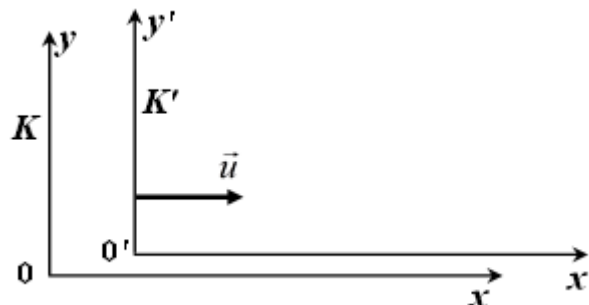
Принцип відносності класичної механіки

Інша назва – **принцип відносності Галілея**:

Ніякими **механічними** експериментами, проведеними всередині ІСВ, не можна встановити, рухається вона чи знаходиться в спокої. Тобто всі ІСВ рівноправні відносно протікання механічних явищ.

Перетворення координат Галілея та їх інваріанти

Перетворення координат між нерухомою системою відліку ***K*** та рухомою системою відліку ***K'*** (рисунок): $x = x' + ut$; $y = y'$; $z = z'$ називаються перетвореннями координат Галілея. При цьому час ***t***, маса ***m*** та прискорення ***a*** залишаються незмінними (інваріанти перетворень Галілея).



Передумови СТВ

Поява спеціальної теорії відносності (СТВ) Ейнштейна в 1905 році обумовлена двома обставинами:

1. **Неінваріантністю рівнянь** електродинаміки перетворенням координат Галілея.
2. **Негативним результатом дослідів Майкельсона-Морлі** по вимірюванню швидкості світла від рухомих джерел.

Принцип відносності СТВ

Є першим постулатом СТВ Ейнштейна: всі ІСВ рівноправні між собою.

Принцип інваріантності СТВ

Другий постулат СТВ Ейнштейна: швидкість світла у вакуумі є незмінною, незалежно від швидкості руху джерела чи приймача світла. Ця швидкість $c = 3 \cdot 10^8$ м/с є максимальною швидкістю руху матеріальних тіл.

Перетворення координат Лоренца

Перехід від координат рухомої системи відліку до координат нерухомої системи відліку в СТВ:

$$\left\{ \begin{array}{l} y = y' \\ z = z' \\ x = \frac{x' + ut'}{\sqrt{1 - u^2 / c^2}} \\ t = \frac{t' + ux' / c^2}{\sqrt{1 - u^2 / c^2}} \end{array} \right.$$

Релятивістська формула додавання швидкостей

Швидкості тіла, виміряні в рухомій v_x та нерухомій V_x системах відліку в напрямі відносного переміщення систем (вісь Ox), зв'язані так:

$$V_x = \frac{v_x + u}{1 + \frac{uv_x}{c^2}},$$

де u – відносна швидкість руху систем в напрямі осі Ox .

Скорочення довжин

Релятивістське скорочення довжин – один з кінематичних наслідків СТВ:

$$l = l_0 \sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}} .$$

Сповільнення плин timer

Релятивістське сповільнення плин timer – один з кінематичних наслідків СТВ:

$$\tau = \frac{\tau_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} .$$

Основний закон релятивістської динаміки

Одне з тлумачень **принципу відносності**: однаковість законів фізики в різних ІСВ. Тоді закон динаміки поступального руху повинен зберігати форму при переходах між рухомою та нерухомою системами відліку:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i .$$

Щоб цей вираз зберігався, враховуючи релятивістське сповільнення плин timer

$$dt = \frac{dt_0}{\sqrt{1 - u^2 / c^2}} ,$$

необхідно припускати існування релятивістського імпульсу виду

$$\vec{p} = \frac{\vec{p}_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} .$$

Релятивістський імпульс

Імпульсом тіла прийнято вважати добуток його **маси на швидкість**

$$\vec{p} = m\vec{u} .$$

Щоб форма запису зберігалась і для релятивістського імпульсу

$$\vec{p} = \frac{\vec{p}_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}},$$

необхідно припустити зміну маси рухомого тіла виду:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}.$$

Зростання маси рухомих тіл

Релятивістське зростання маси рухомого тіла – один з наслідків інваріантності законів динаміки в СТВ:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}.$$

Взаємозв'язок маси та енергії

Формула Ейнштейна, отримана в СТВ, яка визначає зв'язок маси тіла з її повною енергією:

$$W = mc^2.$$

Навіть в стані спокою тіло має ненульову енергію – енергію спокою

$$W_0 = m_0c^2,$$

де m_0 – маса спокою тіла, c – швидкість світла в вакуумі.

Модуль 2. Молекулярна фізика

Тема 2.1. Елементи статистичної фізики

Статистична фізика – класична та квантова – потужний метод теоретичного дослідження макроскопічних ансамблів тотожних частинок в усіх областях фізики. Ми розглядаємо **статистичну фізику як складову молекулярної фізики**, тобто як розділ, де застосовують статистичні методи до молекулярних систем (див. статтю **Статистичний метод дослідження**).

Статистичний метод дослідження

Основа статистичної фізики. Бере початок від Демокріта і його вчення про атом. Базується на

1. **Положеннях молекулярно-кінетичної теорії речовини (МКТР):** атомізм, тепловий рух, взаємодія молекул (див. детальніше статтю **МКТР**).
2. **Ідеалізованих моделях речовини** – ідеальний газ, ідеальна рідина, ідеальний кристал.
3. **Використанні теорії ймовірностей** в системах з великою кількістю частинок.

Задачею статистичного методу є перехід від **мікропараметрів системи тотожних частинок** до **макроскопічних термодинамічних параметрів** цієї системи. Наприклад, перехід від мікропараметрів моделі ідеального газу – маса, швидкість та концентрація молекул – до термодинамічного параметра – тиску (див. статтю **Рівняння стану газу в статистичній фізиці**).

Молекулярно-кінетична теорія речовини (МКТР)

В основі МКТР лежать три положення:

1. **Атомізм.** Всі тіла в природі складаються з великої кількості тотожних частинок, які передають властивості даної речовини – атомів та молекул.
2. **Тепловий рух.** Всі атоми та молекули речовини знаходяться в стані неперервного хаотичного теплового руху, характер якого залежить від агрегатного стану: хаотичне переміщення – газ, хаотичні коливання – тверде тіло, суміш хаотичних переміщень і коливань навколо положення рівноваги – рідина.
3. **Взаємодія.** Між атомами та молекулами існують сили притягання та відштовхування. На малих відстанях завжди переважають сили відштовхування, зі збільшенням відстані проявляють себе сили притягання.

Ідеальний газ

Найпоширеніша модель молекулярної фізики. Це газ, у якого:

- нехтують розмірами молекул порівняно з відстанню між ними. Іноді нехтують і атомарною структурою молекул (але не завжди!);
- нехтують потенціальною енергією взаємодії молекул порівняно з їх кінетичною енергією;
- зіткнення молекул між собою та зі стінками вважають пружними ударами.

Рівняння стану ідеального газу в статистичній фізиці

Визначає тиск газу, концентрація молекул якого $n = N/V$, маса однієї молекули m_0 , середня швидкість кожної $v_{\text{ср}}$. Виведення оснований на уявленнях про ідеальний газ та хаотичний характер руху молекул. Тиск пропорційний середній кінетичній енергії однієї молекули:

$$p = \frac{2}{3} n W_{\text{кін.ср}} .$$

Це рівняння називають рівнянням стану ідеального газу в статистичній фізиці.

Термодинамічний метод дослідження молекулярних явищ

Експериментально-теоретичний метод молекулярної фізики. Започаткований Карно та Клаузіусом. Ґрунтується на:

- уявленні про речовину як **суцільне** (безструктурне) **середовище**;
- припущенні про те, що стан речовини повністю описується набором **термодинамічних параметрів** (параметрів стану системи): температурою, масою (густиною), об'ємом тощо;
- **експериментально встановлених зв'язках** між термодинамічними параметрами – відповідними рівняннями стану та законами.

Зокрема це газові закони та рівняння стану газу, начала термодинаміки та ін.

Газові закони

Яскравий приклад застосування термодинамічного методу при вивченні газів. Експериментально встановлені газові закони:

- закон Бойля-Маріотта $T = \text{const}, pV = \text{const};$
- закон Гей-Люссака $p = \text{const}, \frac{V}{T} = \text{const};$
- закон Шарля $V = \text{const}, \frac{p}{T} = \text{const};$

- закон Авогадро: 1 моль будь-якого газу за нормальних умов займає об'єм 22,4 літра;
- закон Дальтона для тиску суміші газів

$$p = \sum_i^N p_i .$$

Рівняння Менделєєва-Клапейрона

Є рівнянням стану ідеального газу в термодинаміці. Отримане виключно на основі поєднання **газових законів без будь-яких гіпотез**. Уявлення «ідеальний газ» в термодинаміці означає лише «...такий газ, для якого справедливі газові закони».

Може бути представлено в двох видах:

$$pV = \frac{m}{\mu} RT ,$$

$$p = nkT .$$

Енергія молекул та її розподіл за ступенями свободи руху

З порівняння рівнянь стану ідеального газу, отриманих в статистичній фізиці та термодинаміці, Больцман зробив висновок: на одну ступінь свободи поступального руху однієї молекули ідеального газу в середньому припадає енергія

$$W = \frac{1}{2} kT .$$

Тоді ідеальний газ з багатоатомною структурою (розріджений газ), у якого кількість ступенів свободи руху більша за $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{об}} + 2i_{\text{кол}}$, матиме більшу середню енергію кожної молекули:

$$W_{\text{кін.ср}} = \frac{i}{2} kT .$$

Внутрішню енергію розрідженого газу з багатоатомною структурою молекул слід розраховувати так:

$$U = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} RT .$$

Абсолютна температура

Первинне уявлення про **абсолютну температуру** виникає з порівняння рівнянь стану ідеального газу, отриманих в статфізиці та термодинаміці:

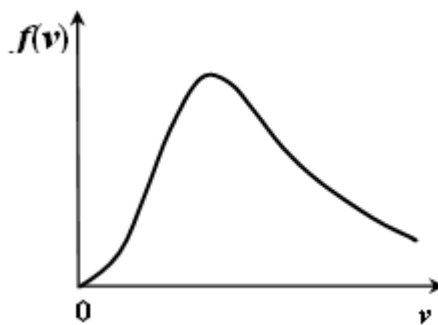
$$W_{\text{кін.ср}} = \frac{3}{2} kT .$$

Звідси: абсолютна температура є **термодинамічним параметром**, який визначає **середню кінетичну енергію** молекул ідеального безструктурного (що має лише 3 ступені свободи руху) газу.

Розподіл Максвелла молекул за їх швидкостями

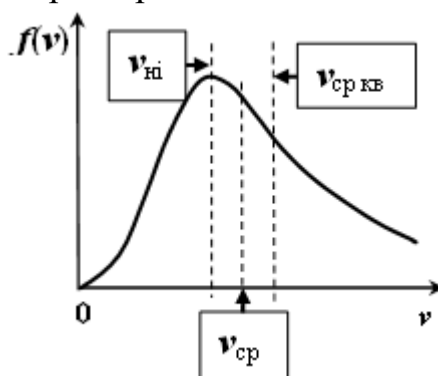
Формула Максвелла розподілу молекул за величиною їх швидкості означає **ймовірність** зустріти молекулу з даною величиною швидкості. Виведена вона в припущенні, що по кожній з трьох компонент швидкості розподіл буде співпадати з відомим в математиці **статистичним розподілом випадкових величин Гаусса**. Тоді формула Максвелла та її графічне представлення отримали такий вигляд:

$$f(v) = \frac{dN}{Ndv} \approx v^2 e^{-\frac{mv^2}{2kT}} .$$



Характеристичні швидкості молекул

Відповідно до розподілу Максвелла молекул за їх швидкостями (рисунок) можуть бути введені три характеристичні швидкості:



1) найбільш імовірна; 2) середня; 3) середньоквадратична

швидкості: $v = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$, $v = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$, $v = \sqrt{\frac{3kT}{\mu}}$.

Барометрична формула

Залежність атмосферного тиску від висоти називається **барометричною формулою**

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}}.$$

Виведена з умови рівноваги атмосферного стовпа з двома припущеннями: застосовності рівняння Менделєєва-Клапейрона до атмосферного газу та незмінності температури газу ($T = \text{const}$) від висоти h .

Розподіл Больцмана частинок в силовому полі

Больцман узагальнив барометричну формулу на випадок **потенціальних полів** будь-якої природи, прийшовши до висновку про залежність концентрації частинок в силовому полі від їх **потенціальної енергії в цьому полі**:

$$n = n_0 e^{-\frac{\Delta W_{\text{пот}}}{kT}}.$$

Статистика Максвелла-Больцмана

Об'єднавши розподіл Максвелла молекул за швидкостями з розподілом Больцмана частинок в силовому полі, приходимо до висновку: ймовірність знайти молекулу з певними значеннями координати та швидкості визначається величиною **повної енергії молекули** W (тобто суми кінетичної та потенціальної енергій):

$$f_{\text{МБ}}(r, v) \sim e^{-\frac{W}{kT}}.$$

Такий розподіл характеризує в фізиці **статистику тотожних, але розрізненних частинок**.

Зіткнення молекул, модель зіткнень

Розрахунок кількості зіткнень молекули та середньої довжини вільного пробігу молекул вдається провести на основі **моделі зіткнень**. Її формують так:

1. Виділяють **пробну молекулу**, діаметр якої збільшують **вдвічі**.
2. Всі інші молекули газу вважають **нерухомими** та **безрозмірними** (тобто матеріальними точками), **рівномірно розподіленими** в об'ємі.
3. Вважають **рухомою** лише пробну молекулу, швидкість якої по відношенню до інших молекул необхідно збільшити до $v = 2^{1/2} v_{\text{ср}}$.

Середня довжина вільного пробігу молекул

Середня довжина вільного пробігу молекул залежить від газокінетичного діаметра молекул d та концентрації n газу:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n}.$$

Технічний вакуум

Технічним вакуумом називають стан газової системи, коли середня довжина вільного пробігу молекул $\langle \lambda \rangle$ стає більшою за розмір D посудини, в якій знаходиться газ: $\langle \lambda \rangle \geq D$.

Вакуумна техніка

Вакуумною технікою називають сукупність пристроїв, матеріалів, засобів та технологій для ефективного зниження тиску газу (а значить, концентрації n молекул) в заданому технологічному об'ємі. Для отримання високого вакууму вакуумну техніку включають в послідовний ланцюжок установок.

1. **Механічні форвакуумні насоси.** Завжди виступають першою ступінню будь-якої вакуумної установки. Працюють за принципом, зворотнім до роботи компресора. Досягні розрідження $\sim 10^{-2}$ мм рт. ст.

2. **Дифузійні (стуминні) насоси.** В основі роботи – рівняння Бернуллі. Друга ступінь вакуумної установки. Розрідження $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст.

3. **Кріогенне виморожування.** Найчастіше – рідким азотом. Розрідження $\sim 10^{-7}$ мм рт. ст.

4. **Електросорбційні методи.** Іонізація газу та втягування електричним полем іонів в область сорбента. Остання ступінь вакуумної установки. Розрідження \sim до 10^{-9} мм рт. ст.

Явища переносу

Сукупність явищ в **нерівноважних термодинамічних системах**. Обґрунтовані в **статистичній фізиці**, експериментально досліджені (встановлені закони) в **термодинаміці**.

1. **Дифузія** – вирівнювання концентрації (або густини) при наявності градієнта густини. Обумовлена **більш високим потоком частинок** із області з **високою концентрацією** порівняно з зустрічним потоком. Густина потоку маси речовини в напрямі, протилежному градієнту густини, визначається законом Фіка:

$$\vec{J}_m = -D \vec{\nabla} \rho.$$

2. **Теплопровідність** – вирівнювання температури по системі при наявності градієнта температури. Обумовлена більшою **частотою теплових зіткнень** в

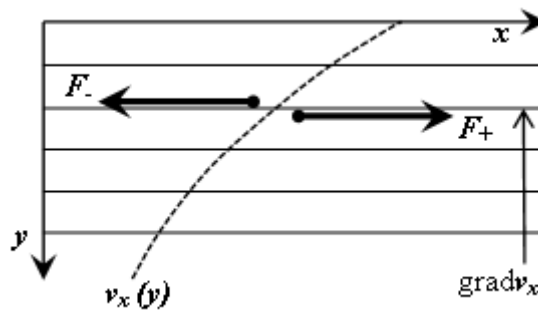
області з **вищою температурою**. Густина потоку тепла в напрямі, протилежному градієнту температури, визначається законом Фур'є:

$$\vec{J}_Q = -Dc_m\rho\vec{\nabla}T.$$

3. В'язкість – вирівнювання швидкості течії рідини чи газу при наявності градієнта швидкості. В газах обумовлена виключно кінематичним ефектом – **обміном частинками** на межі прошарків, що рухаються з **різними швидкостями** (див. рисунок).

Потік переносу напрямленого імпульсу (сила тертя), визначається законом Ньютона:

$$F = D\rho\vec{\nabla}|\vec{v}_x|.$$



Єдність природи явищ переносу, як показує статистична фізика, обумовлює те, що кінематичний коефіцієнт переносу D входить в усі три закони.

Способи теплопередачі

До них відносять: теплопровідність, конвекцію, випромінювання. Швидкість теплообміну між ТД системами та в межах однієї системи залежить від фізичного механізму **теплопередачі**.

1. **Теплопровідність** – перенос тепла без переносу маси – надзвичайно повільний процес, обумовлений малою величиною кінематичного коефіцієнта температуропровідності $D = 10^{-3} \dots 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$.

2. **Конвекція** – перенос тепла за допомогою направлених потоків рідини чи газу – досить швидкий механізм теплообміну, який має широке практичне застосування (обігрів приміщень, нагрів водяних котлів тощо).

3. **Випромінювання** – миттєвий перенос тепла від розігрітих тіл за рахунок теплового випромінювання (багаття, каміни).

Фізична кінетика

Складова частина статистичної фізики та **термодинаміки нерівноважних процесів**, в якій описані процеси вирівнювання потенціалів переносу в нерівноважних системах. При наявності в складних ТД системах **градієнтів** механічних (наприклад, гравітаційного Φ_G), електричного Φ_E , будь-яких

термодинамічних потенціалів Φ_j , виникають **взаємозв'язані потоки переносу відповідних субстанцій** в напрямі ліквідації градієнтів. Ці потоки описує система взаємозв'язаних рівнянь переносу Онзагера:

$$\vec{J}_i = -L_{ij} \vec{\nabla} \Phi_j,$$

яка включає всі відомі явища переносу, де L_{ij} – відповідні коефіцієнти переносу, причому $L_{ij}=L_{ji}$.

Наприклад, $L_{11} = D$ є коефіцієнтом дифузії, визначається законом **Фіка**; $L_{22} = a_T$ є коефіцієнтом температуропровідності, визначається законом **Фур'є**; $L_{33} = \nu$ є кінематичним коефіцієнтом в'язкості, визначається законом **Ньютона** для в'язких рідин; $L_{44} = \sigma_q$ є питомою електропровідністю, визначається законом **Ома** в диференціальній формі тощо.

Коротше кажучи, якщо в вашому будинку на верхніх поверхах прорвало водопровідну трубу, то рано чи пізно вода з'явиться і на всіх нижніх поверхах відповідно до системи рівнянь Онзагера.

Тема 2.2. Основи термодинаміки

Внутрішня енергія системи

Внутрішня енергія системи (U) є сумою **кінетичних** та **потенціальних** енергій **всіх** складових системи на **всіх** рівнях будови. В молекулярній фізиці найчастіше мають справу зі **змiнами внутрішньої енергії** (ΔU), обумовленими змiнами в русі та взаємодії атомів та молекул. Ці змiни розраховують через **молярну теплоємність при сталому об'ємі**:

$$\Delta U = \frac{m}{\mu} C_{\mu V} \Delta T.$$

Найпростіше внутрішню енергію розраховувати для **ідеального газу**

$$U = \frac{3}{2} \frac{m}{\mu} RT$$

та розріджених газів з багатоатомною будовою

$$U = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} RT.$$

Теплота та робота

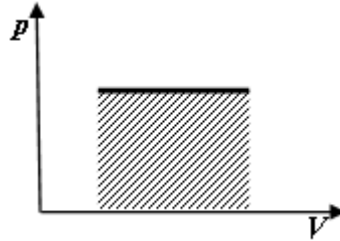
В молекулярній фізиці теплота та робота виступають **двома різними формами** змiни внутрішньої енергії системи: **теплота** – за рахунок теплообміну з навколишніми тілами; **робота** – за рахунок змiни об'єму системи.

Розрахунок роботи в молекулярній фізиці

В молекулярній фізиці елементарну роботу розраховують як добуток тиску на зміну об'єму:

$$dA = pdV .$$

Повну роботу визначають інтегруванням. Слід зазначити, що робота є **не функцією стану**, а функцією **процесу переходу** системи. Зокрема на pV -діаграмі повну роботу термодинамічного процесу визначає **площа під графіком** процесу переходу (заштрихована область на рисунку):



Теплоємність

Одна з основних **теплових властивостей** системи. Вводять теплоємність тіла (системи), 1 моля (**молярну теплоємність**), одиниці маси (**питому теплоємність**).

Молярна теплоємність чисельно рівна тій кількості тепла, яка необхідна для нагрівання одного моля на один градус:

$$C_{\mu} = \frac{\Delta Q}{\frac{m}{\mu} \Delta T} .$$

Аналогічно вводиться **питома теплоємність** c_m та виникає зв'язок між ними:

$$c_m = \frac{\Delta Q}{m \Delta T} ,$$

$$C_{\mu} = \mu c_m .$$

Кількість теплоти

Кількість тепла, наданого системі, розраховують через теплоємність системи та зміну її температури:

$$\Delta Q = \frac{m}{\mu} C_{\mu} \Delta T .$$

Перше начало термодинаміки

Є законом збереження енергії в теплових процесах: **надане системі тепло іде на зміну її внутрішньої енергії ΔU та на виконання системою роботи A над зовнішніми тілами:**

$$\Delta Q = \Delta U + A.$$

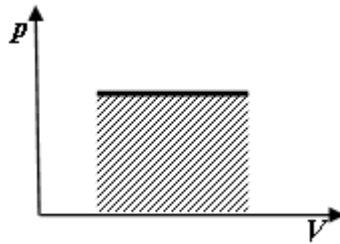
В диференціальній формі: $\delta Q = dU + pdV$.

Термодинамічні діаграми

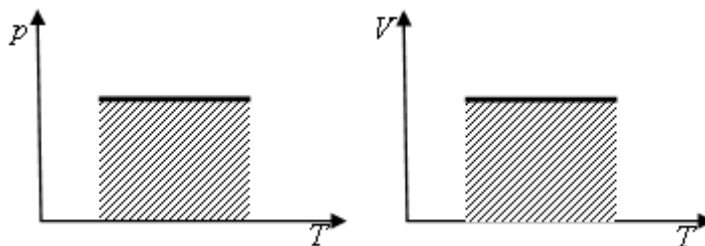
Графічне відображення рівноважних **станів** термодинамічної системи та **процесів переходів** системи між різними станами на діаграмах, на осях яких представлені термодинамічні параметри (тиск p , температура T , об'єм V , концентрація компонент C) або термодинамічні функції стану системи (ентропія S , ентальпія H тощо). Відображенню підлягають лише **рівноважні** стани та процеси.

Найпоширенішими є:

1. pV -діаграми (їх називають *індикаторними*), у яких площа під графіком процесу означає **роботу**, виконану в процесі.

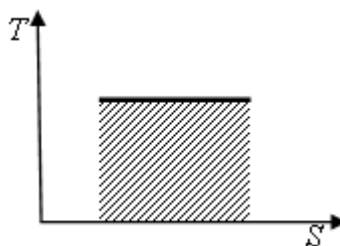


Для газів поряд з pV -діаграмою використовують pT - або VT -діаграми як допоміжні.



Проте площа під графіком у цих діаграм фізичного змісту не має.

2. TS -діаграми (*ентропійні*), у яких площа під графіком процесу означає **кількість теплоти**.



3. **HS**-діаграми (*ентальнійно-ентропійні*) – використовують в теплофізиці.
4. Фазові **pT**- та **ТС**-діаграми – відображення на діаграмах ліній рівноважного співіснування фаз при різних температурах **T** та концентраціях **C** компонент (див. статтю **Фазові діаграми**).

Ізопроееси в газах

Термодинамічні процеси в термодинамічних системах зі сталою кількістю речовини $m = \text{const}$ та сталому одному з параметрів стану системи: $T = \text{const}$ – ізотермічний; $p = \text{const}$ – ізобаричний; $V = \text{const}$ – ізохоричний; $S = \text{const}$ – ізоентропійний (адіабатичний).

▪ **Ізохоричний процес.** Взаємозв'язані зміни параметрів системи при сталому об'ємі. Перше начало термодинаміки для даного процесу може бути представлене так:

$$A = 0; \quad \Delta Q_V = \Delta U.$$

Теплоємність в ізохоричному процесі:

$$C_{\mu V} = \frac{i}{2} R.$$

Залежність параметрів газу в ізохоричному процесі:

$$V = \text{const}; \quad \frac{p}{T} = \text{const}.$$

▪▪ **Ізобаричний процес.** Взаємозв'язані зміни параметрів системи при сталому тиску. Перше начало термодинаміки для даного процесу може бути представлене так:

$$\Delta Q_p = \Delta U + p\Delta V.$$

Теплоємність в ізобаричному процесі:

$$C_{\mu p} = C_{\mu V} + R.$$

Це співвідношення теплоємностей для газів при сталому тиску та об'ємі носить назву **рівняння Майєра**. Залежність параметрів газу:

$$p = \text{const}; \quad \frac{V}{T} = \text{const}.$$

▪▪▪ **Ізотермічний процес.** Взаємозв'язані зміни параметрів системи при сталій температурі. Перше начало термодинаміки для даного процесу може бути представлене так:

$$\Delta U = 0; \quad \Delta Q_T = A.$$

Теплоємність в ізотермічному процесі:

$$C_{\mu T} = \infty .$$

Залежність параметрів газу в ізотермічному процесі:

$$T = \text{const} ; \quad pV = \text{const} .$$

•••• **Адіабатичний процес.** Взаємозв'язані зміни параметрів системи при повній відсутності теплообміну з навколишнім середовищем. Відноситься до ізопроцесів – **ізоентропійний**. Перше начало термодинаміки для даного процесу може бути представлено так:

$$\Delta Q = 0 ; \quad A = -\Delta U .$$

Теплоємність в адіабатичному процесі:

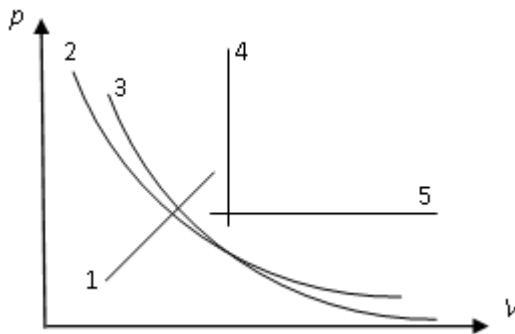
$$C_{\mu} = 0 .$$

Залежність параметрів газу в адіабатичному процесі:

$$pV^{\chi} = \text{const} ; \quad V^{\chi-1}T = \text{const} ; \quad p^{1-\chi}T^{\chi} = \text{const} .$$

Подібні залежності називають першим, другим та третім **рівняннями адіабати** (або рівняннями Пуассона для адіабатичного процесу).

Ізопроцеси легко розпізнаються на термодинамічних діаграмах (рисунок). Наприклад, ізохоричний – 4, ізобаричний – 5, ізотермічний – 2, адіабатичний – 3 (перетинає всі ізотерми). Процес 1 не відноситься до ізопроцесів.



Рівняння адіабати

Рівняння адіабати – взаємозв'язок термодинамічних параметрів газу в адіабатичному процесі – є наслідком інтегрування системи двох рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} pdV + Vdp = \frac{m}{\mu} R dT \\ pdV + \frac{m}{\mu} C_{\mu V} dT = 0 \end{array} \right. ,$$

де верхнє є **рівнянням Менделєєва-Клапейрона** в диференціальній формі, а нижнє – **першим началом термодинаміки для адіабатичного процесу** (теж

в диференціальній формі). Розв'язок системи рівнянь може бути представлений трьома рівняннями, що попарно зв'язують параметри газу:

$$pV^\chi = \text{const} ; \quad V^{\chi-1}T = \text{const} ; \quad p^{1-\chi}T^\chi = \text{const} ,$$

де літерою χ (читається: хі) позначено величину $\chi = C_{\mu p}/C_{\mu V} > 1$ – показник адиабати.

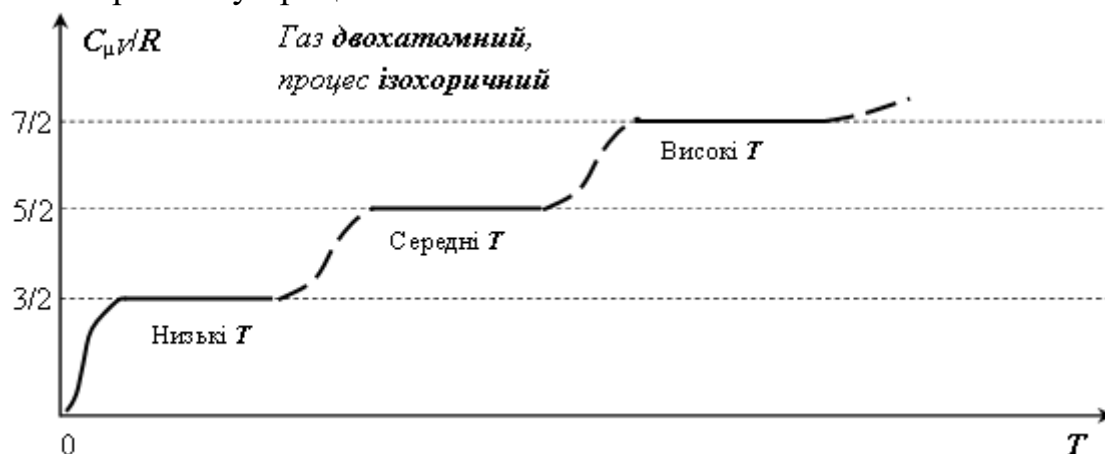
Формула Майєра

Визначає зв'язок теплоємності газу при **сталому тиску** з теплоємністю його при **сталому об'ємі**:

$$C_{\mu p} = C_{\mu V} + R .$$

Теплоємність газів та її температурна залежність

На рисунку приведено температурну залежність теплоємності двоатомного газу в ізохоричному процесі.



Теплоємність газів залежить:

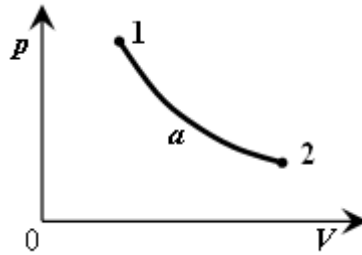
1. Від **кількісного складу молекул** газу, який визначає загальну кількість ступенів свободи руху молекул $i = i_{\text{пост}} + i_{\text{об}} + 2i_{\text{кол}}$.
2. Від виду **термодинамічного процесу** – $C_{\text{ад}} = 0$; $C_{\mu V}$; $C_{\mu p}$; $C_{\mu T} = \infty$.
3. Від **температури** (точніше від співвідношення **потенціальної енергії взаємодії з кінетичною енергією**), тому що різні ступені свободи руху (у відповідності з квантовою механікою) збуджуються різними порціями (квантами) енергії.

Зауважимо, що теплоємність **адиабатичного** та **ізотермічного** процесів визначається **виключно** самими процесами і ні від чого більше не залежать!

Оборотні та необоротні процеси

Термодинамічний процес $1a2$ (рисунок) вважається **оборотним**, якщо можливо здійснити зворотній процес $2a1$ по тим самим проміжним станам a і при цьому **ані в системі, ані в навколишньому середовищі** не виникне

жодних змін. Якщо хоч одна з цих обставин порушена, процес вважають **необоротним**.

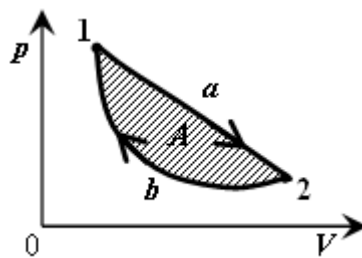


Причини необоротності:

1. **Нерівноважність процесу** (скінченна швидкість протікання).
2. Наявність **явищ переносу** (дифузії, теплопровідності, в'язкості).
3. Наявність **теплових втрат**.
4. Наявність **сухого тертя** між елементами системи.

Термодинамічні цикли

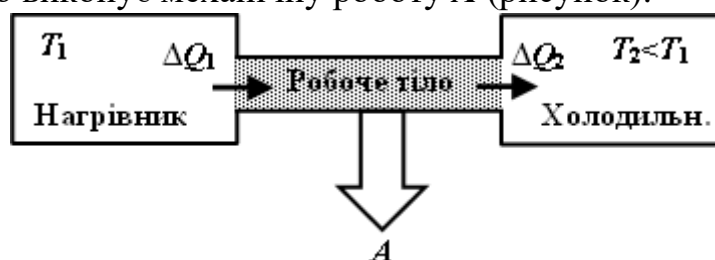
ТД циклом називають **замкнений круговий** процес, який, як мінімум, складається з двох процесів (1a2 та 2a1 на рисунку), що мають різні проміжні стани.



Прямим циклом, або **циклом теплового двигуна**, називають такий (зокрема він приведений на рисунку), в результаті якого система виконує роботу $A > 0$ (заштрихована площа). Змінивши напрям протікання процесів на протилежний (замінивши напрям стрілок) отримаємо **зворотній**, або **цикл холодильної машини**, при якому робота циклу від'ємна $A < 0$.

Тепловий двигун

Пристрій, що перетворює **теплоту згоряння палива** в **механічну енергію**. Фізичною основою роботи теплового двигуна є перенос тепла ΔQ_1 , отриманого робочим тілом в нагрівнику, до холодильника ΔQ_2 , в результаті чого робоче тіло виконує механічну роботу A (рисунок).



Характеризують тепловий двигун **механічним коефіцієнтом корисної дії (ККД)**

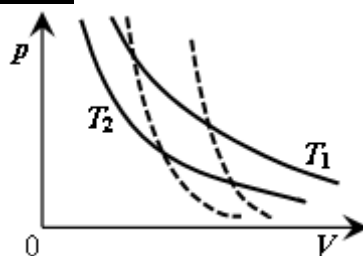
$$\eta = \frac{A}{\Delta Q_1}$$

та **тепловим ККД**

$$\eta = \frac{\Delta Q_1 - \Delta Q_2}{\Delta Q_1}.$$

У ідеального теплового двигуна вони співпадають (відсутні побічні втрати).

Цикл Карно та його ККД



Максимальний коефіцієнт корисної дії має ідеальний тепловий двигун, який

- має робочим тілом **ідеальний газ**;
- працює за **циклом Карно**, що складається з двох ізотерм і двох адиабат;
- є **оборотним** (цикл Карно є оборотним!).

Тоді величина ККД залежить лише від температур нагрівача та холодильника

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Ефективність теплових машин

Важливе зауваження для спеціалістів з теплоенергетики, теплотехніків та інженерів кріогенної техніки. Термодинамічний коефіцієнт корисної дії циклу Карно

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

є прямою теоретичною оцінкою ефективності тільки теплових двигунів. Стосовно інших типів теплових машин ефективність оцінюють тепловими ефектами:

- **Холодильні установки та кондиціонери** – ефективність визначають відношенням відібраного тепла до механічних затрат:

$$\frac{\Delta Q_2}{A} = \frac{\Delta Q_1 - A}{A} = \frac{1}{\eta} - 1.$$

Позначають як **EER**.

▪ **Теплові насоси** – ефективність визначають відношенням виділеного тепла до механічних затрат:

$$\frac{\Delta Q_1}{A} = \frac{1}{\eta}.$$

Позначають як **COP**.

Отже, їх ефективність тим **вища**, чим **меншим** є термодинамічний ККД!

Ентропія

На основі порівняння **теплового ККД** з **ККД циклу Карно** в термодинаміці введена функція стану системи S , яку назвали ентропією (дослівно: **розсіюванням**). Термодинаміка вводить приріст цієї функції стану системи так:

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}.$$

Фізичні тлумачення цієї величини такі:

- **Приведена теплота.**
- **Міра безладдя (хаосу) в системі.**
- **Міра обезцінення теплової енергії.**
- **Міра наближення системи до рівноваги.**

Друге начало термодинаміки

Один з найважливіших та найскладніших законів фізики. Має статистичний характер та велику кількість формулювань:

1. **Неможливий** круговий процес, єдиним результатом якого є перетворення тепла в еквівалентну йому роботу.
2. **Неможливий** самодовільний перехід тепла від менш нагрітого тіла до більш нагрітого.
3. **Неможливий** вічний двигун другого роду.
4. **Неможливе** спадання ентропії в замкненій термодинамічній системі $\Delta S \geq 0$.

Статистичне тлумачення другого начала термодинаміки

Больцман поставив проблему прагнення термодинамічних систем до рівноваги на статистичні «рейки». Він ввів поняття **термодинамічної ймовірності макростану** системи Ω як кількості мікростанів, якими можна реалізувати даний макростан

$$\Omega = \frac{N!}{N_1! \dots N_n!}.$$

Ця величина мінімальна для нерівноважних станів та максимальна для стану рівноваги. Звідси статистичне тлумачення II начала термодинаміки: системи завжди прямують в стани з **більшою термодинамічною ймовірністю**.

Формула Больцмана для ентропії

Спираючись на статистичне тлумачення II начала термодинаміки, Больцман запропонував статистичну формулу для розрахунку ентропії:

$$S = k \ln \Omega,$$

де k – стала Больцмана, $\Omega = \frac{N!}{N_1! \dots N_n!}$ – термодинамічна ймовірність стану системи.

Ентропія та інформація

Часто ентропію S , як міру хаосу або невизначеності в системі, згадують поряд з інформацією I , як мірою інформаційної визначеності в системі, хоч за змістом ці величини явно протилежні. Фізично вони різні, але математично дуже схожі. Зокрема найпростіший варіант формули Шеннона для визначення кількості інформації I , необхідної для точної ідентифікації окремого елемента з масиву ω однакових елементів

$$I = \log_2 \omega$$

(вимірюється в бітах), нагадує формулу Больцмана для ентропії $S = k \ln \Omega$ (Дж/К). Тоді суть II начала ТД – прямування замкнених ТД систем в бік зростання ентропії – найкоротше виражає жаргонний вираз фізиків «ентропія не дрімає!» Цей вираз бажано взяти на озброєння студентам в навчальному процесі.

Теорема Нернста

Твердження про те, що експериментальне наближення до абсолютного нуля температури можливе лише **асимптотично**.

▪ В кінцевому варіанті можна прийти до висновку: **абсолютний нуль температури недосяжний**. В такому формулюванні цю теорему називають **третім началом термодинаміки**.

Тема 2.3. Реальні молекулярні системи. Реальні гази

Рівняння Ван дер Ваальса

Одне з багатьох рівнянь стану реального газу. Найпростішим чином враховує відхилення реального газу від ідеального у вигляді двох поправок:

а) на взаємодію між молекулами, яка веде до додаткового тиску a/V^2 , розрахованого на 1 моль газу;

б) на власний об'єм 1 моля молекул $b \approx N_A \cdot 4\pi r^3/3$, який зменшує доступний іншим молекулам об'єм. Записане для одного моля газу рівняння Ван дер Ваальса має вигляд:

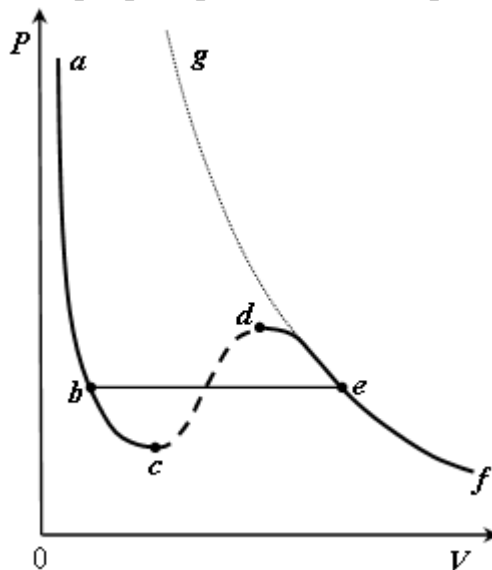
$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT.$$

Ізотерма Ван дер Ваальса

Відповідно до запропонованої Ван дер Ваальсом формули, що описує стан одного моля реального газу:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT,$$

ізотерма $T = \text{const}$ в pV -координатах матиме такий вигляд (жирна лінія $abcdef$ на рисунку). Для порівняння пунктирною лінією gef показана ізотерма ідеального газу. Експериментальні ізотерми, зняті без додаткових зусиль, завжди мають в середній частині прямолінійну ділянку – $abef$. При певних умовах (ліквідація зародків нового агрегатного стану) спостерігаються метастабільні стани: bc – перегріта рідина; de – переохолоджена пара.



Ділянка cd (показана пунктиром) ніколи не реалізується. Ділянка ab описує рідину, а ділянка ef – газ.

Метастабільні стани

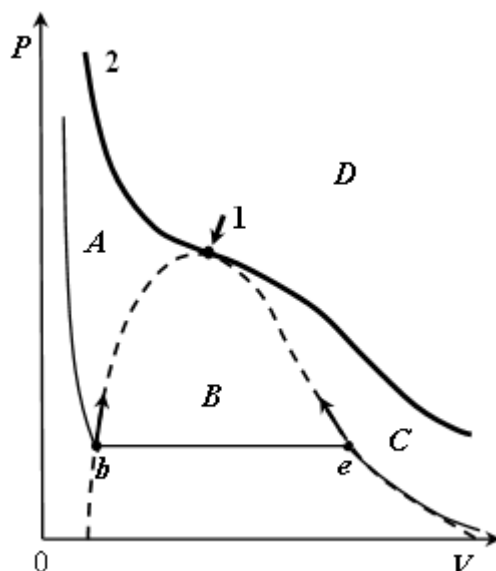
Метастабільні стани в термодинаміці – це стани з **нестійкою рівновагою**, тобто рівновагою, яка досягається лише за певних умов і може бути порушеною малим впливом на систему. Найчастіше виникають на межі переходу між різними агрегатними станами при **відсутності зародків нового агрегатного стану**. Це можуть бути: перегріте тверде тіло, переохолоджена рідина, перегріта рідина, переохолоджена пара. Два останніх можна спостерігати на pV -діаграмах (див. рисунок до статті **Ізотерма Ван дер Ваальса**):

1. **Перегріта рідина**. Виникає в рідинах при $T \geq T_{\text{кип}}$ та при відсутності зародків нового агрегатного стану – газових бульбашок. Стан можливий при природньому або примусовому знегажуванні рідин. На ізотермах Ван дер Ваальса (див. рисунок до статті **Ізотерма Ван дер Ваальса**) представляє ділянку bc . Використовують в бульбашкових камерах (один з трекових методів реєстрації радіоактивних частинок).

2. **Переохолоджена (пересичена) пара**. Стан, характерний для пари газу, тиск якої перевищує тиск насиченої пари за даної температури. Виникає в парі при $T \leq T_{\text{кип}}$ та при відсутності зародків нового агрегатного стану – центрів конденсації. В природніх умовах призводить до появи **туману**. На ізотермах Ван дер Ваальса представляє ділянку de (див. рисунок до статті **Ізотерма Ван дер Ваальса**). Використовують в камерах Вільсона (один з трекових методів реєстрації радіоактивних частинок).

Сімейство ізотерм Ван дер Ваальса

Повне сімейство ізотерм Ван дер Ваальса точками b і e виписує колоколоподібну область B (рисунок), вершина якої (де сходяться точки b і e) є **критичним станом речовини**. Цю точку **1** називають **критичною точкою**. Через неї проходить **критична ізотерма 2**. Лінія критичної ізотерми і колоколоподібна крива поділяють pV -діаграму на 4 області: A – рідина, B – рідина та її насичена пара, C – ненасичена пара, D – газ.



Критичний стан

Критичний стан речовини настає тоді, коли зникають **будь-які** відмінності між **рідиною** та її **насиченою парою**. Цей стан спостерігається в дуже вузькому околі термодинамічних параметрів – **критичній точці 1** (див. рисунок до статті **Сімейство ізотерм Ван дер Ваальса**). В цій точці густина насиченої пари дорівнює густині рідини, поверхневий натяг точно рівний нулеві, спостерігається нескінченна стисливість речовини та максимальними є флуктуації параметрів, що призводить до явища **критичної опалесценції**.

Критична температура

Температура, вище якої ніякими тисками **не можна перетворити газ в рідину**. За Менделєєвим це **найвища температура кипіння рідини**.

Зрідження газів

Процес переведення газів в рідкий стан вимагає досягнення двох умов:

1. **Головна** – пониження температури газу **нижче за критичну** ($T \leq T_{кр}$), інакше ніякими тисками не можна перетворити газ в рідину.
2. Досягнення **необхідного тиску**, при якому рідка фаза стає стійкою.

Для багатьох газів критична температура є нижчою за 0°C , а тому зрідження газів є областю **кріогенної техніки** – холодильні установки, **машина Лінде**, **турбодетандер Капіци**, посудини **Дьюара** тощо.

Вологість повітря та її вимірювання

Вологість повітря визначається вмістом водяної пари в повітрі. Є дві кількісні характеристики вологості:

- абсолютна вологість – маса водяної пари в одиниці об'єму повітря (тобто густина водяної пари) або пропорційна їй величина – парціальний тиск водяної пари p ;
- відносна вологість $B = p/p_{\text{нас}}$ – відношення абсолютної вологості до її максимального значення (тиску насиченої пари) за даної температури.

Гігрометр

Пристрій та метод визначення **абсолютної** та **відносної** вологості повітря. Оснований на експериментальному визначенні двох температур:

1. Температури приміщення T_k .
2. **Точки роси** – температури T_p , при якій пара в приміщенні (при охолодженні її) стає насиченою. Тоді за допомогою **таблиці насиченої пари води** при різних температурах визначають:
 - абсолютну вологість – як $p_{\text{нас}}(T_p)$,
 - відносну вологість – $B = p_{\text{нас}}(T_p)/p_{\text{нас}}(T_k)$.

Аспіраційний психрометр

Метод визначення **відносної** вологості, оснований на **зниженні температури тіла** при випаровуванні рідини з його поверхні.

- Представляє собою два ідентичних термометри, один з яких («мокрый» термометр) постійно змочується водою (за рахунок капілярного всмоктування рідини тканиною, опущеною одним кінцем в резервуар з водою).

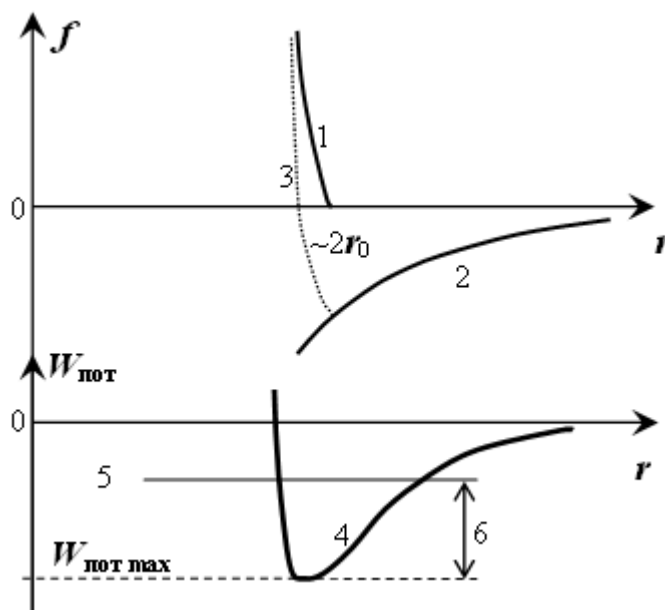
Температура «мокрого» термометра (при відносній вологості нижчій 100%) завжди нижча за **температуру «сухого»** термометра.

- За цією різницею температур за допомогою **психрометричних таблиць** (або **психрометричних номограм**) визначають відносну вологість.

Сили та потенціальна енергія міжмолекулярної взаємодії

Типові криві сил взаємодії f та потенціальної енергії зв'язку $W_{\text{пот}}$ двох молекул з радіусами r_0 представлені на рисунку.

Сили відштовхування (1) починають діяти на відстанях, менших за $2r_0$, в той час як сили притягання (2) проявляють себе на значних відстанях. Результуюча цих сил (3) поблизу $2r_0$ проходить через 0. Потенціальна крива взаємодії (4) завжди несиметрична. Величину взаємодії характеризує модуль максимальної енергії взаємодії $|W_{\text{пот max}}|$ (бо вона завжди від'ємна).



Повну енергію системи W на рисунку символізує суцільна горизонтальна лінія (5). Різниця енергій (6) між дном потенціальної «ями» (штрихована лінія) та рівнем повної енергії (5) характеризує кінетичну енергію $W_{\text{кін}} \approx kT$ системи двох молекул.

На порівнянні величин – модуля максимальної потенціальної енергії взаємодії та кінетичної енергії молекул – можна провести оцінювання найбільш вірогідного **агрегатного стану речовини**.

Агрегатні стани речовини

Агрегатний стан речовини **визначається співвідношенням** між модулем максимальної потенціальної енергії зв'язку молекул $|W_{\text{пот max}}|$ та кінетичною енергією системи взаємодіючих молекул $W_{\text{кін}} \approx kT$:

- якщо $|W_{\text{пот max}}| < kT$ – газоподібний стан,
- якщо $|W_{\text{пот max}}| \approx kT$ – рідкий стан,
- якщо $|W_{\text{пот max}}| > kT$ – твердий стан.

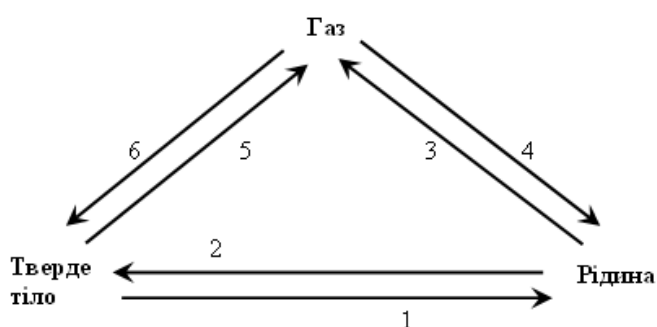
Поняття фази в молекулярній фізиці

Фазою (в мол. фіз.), або **термодинамічною фазою**, називають однорідну частину речовини, яка знаходиться в певному **агрегатному стані**, має певну **симетрію будови** та за своїми властивостями відрізняється від **інших станів цієї речовини**. Зокрема тверда фаза речовин часто має багато структурних модифікацій, а тому є багатофазною: **α -лід**, **β -лід**, **γ -лід** тощо.

Фазові переходи першого роду

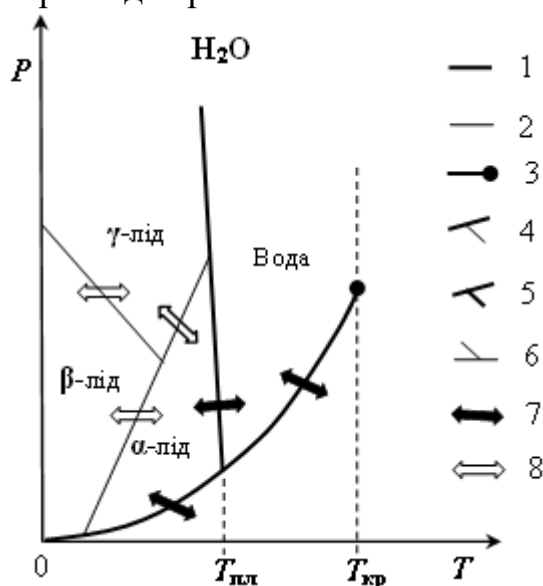
Фазові переходи першого роду (ФП I роду) – **перехід з однієї фази речовини в іншу, при якому виділяється чи поглинається** теплота, тобто це

переходи, в яких **стрибком змінюється внутрішня енергія** системи. Здебільшого мова йде про переходи між різними **агрегатними станами речовини**. Сукупність цих переходів можна відобразити символічною діаграмою (рисунок), а також побачити на реальних фазових діаграмах (див. статтю **Фазові діаграми**, жирні подвійні стрілки). На символічній діаграмі відмічені переходи: 1 – **плавлення** (перехід з кристалічної твердої фази в рідку); 2 – **кристалізація** (перехід з рідкої фази в кристалічну); 3 – **пароутворення** (перехід з рідкої фази в газоподібну); 4 – **конденсація** (перехід з газоподібної фази в рідку); 5 – **сублімація (возгонка)** – перехід з твердої фази в газоподібну; 6 – десублімація – **конденсація в тверду фазу** або **кристалізація з газоподібної фази**.



Фазові діаграми

Графічне відображення фаз речовини та ліній їх рівноважного співіснування в залежності від термодинамічних параметрів. Наприклад, на рисунку показана фазова pT -діаграма для речовини з хімічним складом H_2O .



На ній відмічені: лінії рівноваги двох фаз (1, 2), критичний стан речовини (3), потрійні точки або точки рівноваги трьох фаз (4, 5, 6), фазові переходи першого (7) та другого (8) роду.

Рівняння Клапейрона-Клаузіуса

Отримане на основі законів термодинаміки для ліній рівноваги різних фаз:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{r_{1,2}}{T(V_2 - V_1)}.$$

На фазовій pT -діаграмі визначає **нахил ліній рівноваги фаз**. Позначення: $r_{1,2}$ – **прихована** теплота фазового переходу; $V_1 = 1/\rho_1$, $V_2 = 1/\rho_2$ – **питомі об'єми** речовини в кожній з фаз відповідно.

Потрійна точка

Це точка на фазовій діаграмі (див. pT -діаграму H_2O), в якій в **термодинамічній рівновазі знаходяться три фази**. Найважливішими є потрійні точки рівноваги трьох фаз, які знаходяться в **трьох** різних агрегатних станах (тверда, рідка та газоподібна), тому що температура цих точок відтворюється надзвичайно точно. Тому потрійні точки є **реперними точками** температурних шкал. Наприклад, потрійна точка H_2O взята за 0°C шкали Цельсія.

Фазові переходи другого роду

Фазові переходи другого роду (ФП II роду) – міжфазні переходи **без затрат** (чи **виділення**) тепла. На відміну від ФП I роду термодинамічні функції змінюються плавно, проте **стрибком змінюються похідні від термодинамічних функцій** (властивості речовини). Майже завжди ФП II роду відбуваються в **межах одного й того самого агрегатного стану**, стрибком змінюється лише симетрія будови. Прикладами ФП II роду є:

- 1) переходи між **різними кристалографічними модифікаціями в твердих тілах** (найпоширеніший випадок),
- 2) критичні точки **розчинності рідин**,
- 3) критичні точки переходів **рідина-пара**,
- 4) критичні точки переходів **полярних діелектриків в сегнетоелектрики**,
- 5) критичні точки переходів **парамагнетиків в феромагнетики**,
- 6) критичні точки переходів провідників в стан **надпровідності**,
- 7) критична точка переходу ${}^4\text{He}$ в стан **надтекучості**.

Рідини та аморфні тіла

Конденсовані стани речовини, у яких спостерігається **ближній порядок** в розташуванні молекул. Відрізняються від кристалічного стану речовини, для якого характерним є **дальній порядок** в розташуванні атомів та молекул. Тому кристали здебільшого проявляють **анізотропію** властивостей (тобто в кристалі по різних напрямкам властивості можуть бути різними). Наприклад, анизотропію механічних, термодинамічних, оптичних характеристик. В той

же час рідини та аморфні тіла мають ізотропію властивостей. Додатково рідини мають підвищену рухливість молекул, що забезпечує їх **текучість**. У всіх конденсованих станах речовини себе проявляє поверхневий натяг. Найбільш суттєвий прояв поверхневого натягу – у рідин.

Поверхневий натяг

Фізичні явища, обумовлені **надлишковою енергією міжфазної поверхні** рідини. Здебільшого проявляють себе як прагнення рідин мати найменшу можливу поверхню при тому ж об'ємі. Обумовлює сферичну форму крапель рідин та цілу низку **капілярних явищ**.

Надлишкова поверхнева енергія обумовлена різницею концентрації молекул в даній фазі рідини та за межами міжфазної поверхні.

Коефіцієнт поверхневого натягу

Зазвичай кажуть про коефіцієнт поверхневого натягу рідини σ , маючи на увазі **коефіцієнт поверхневого натягу рідини на її міжфазній поверхні з парою цієї рідини σ_{12}** , тобто насиченою парою в повітрі. Означення цього коефіцієнта можуть бути такими:

- це **надлишкова поверхнева енергія одиниці поверхні** рідини: $\sigma_{12} = W_{\text{пов}}/S$ (Дж/м²). За фізичним змістом це теж саме, що
- **робота, яку необхідно виконати, щоб збільшити поверхню** рідини на 1 м². Або ж
- це та **сила поверхневого натягу, яка діє на одиницю довжини контура**, що обмежує рідину: $\sigma_{12} = F_{\text{пов}}/L$ (Н/м).

Напрямок сил поверхневого натягу визначають так:

- 1) в кожній точці, що належить поверхні рідини, – по **дотичній до поверхні S** ;
- 2) в кожній точці контура, що оточує поверхню рідини, – по **нормалі до контура L** ;
- 3) завжди діють в **напрямі скорочення величини поверхні** рідини S .

Змочування

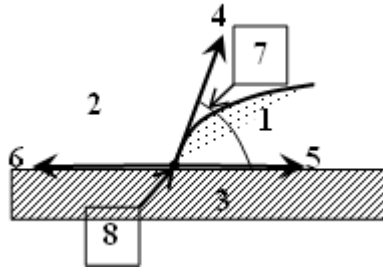
Якщо рідина, що попала на поверхню твердого тіла, розтікається по поверхні, то кажуть, що вона **змочує дану поверхню**. Якщо ж вона збирається в краплини, сферична форма яких дещо спотворена силою тяжіння, кажуть про **ефект незмочування**. Кількісна картина ефектів змочування та незмочування визначається **краєвим кутом змочування**.

Красвий кут змочування

Базове поняття при розгляді явища змочування та інших капілярних явищ. Розглянемо за допомогою рисунка **краплину рідини 1** на поверхні **твердого тіла 3** в оточенні **повітря 2**, збагаченого паром цієї рідини.

Відповідно до означення коефіцієнту поверхневого натягу на міжфазних поверхнях, тут показані сили поверхневого натягу (вектори **4,5,6**), розраховані на 1 метр довжини контура (тому вони рівні за величиною коефіцієнтам поверхневого натягу):

- коефіцієнт поверхневого натягу рідина-повітря **σ_{12} (4)**,
- коефіцієнт поверхневого натягу тверде тіло-рідина **σ_{31} (5)**,
- коефіцієнт поверхневого натягу тверде тіло-повітря **σ_{32} (6)**,

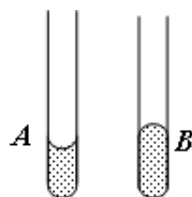


а також краєвий кут змочування **θ (7)**, косинус якого визначають із умови рівноваги контура **L** , який обмежує рідину і переріз якого показаний в точці **(8)**: **$\cos\theta = (\sigma_{31} - \sigma_{32}) / \sigma_{12}$** . Тоді, якщо

- **$\cos\theta > 1$** (математично не має змісту) – фізично означає **повне змочування**, рідина розтікається по поверхні твердого тіла тонкою плівкою;
- **$0 < \cos\theta < 1$** – означає **часткове змочування**, краплини рідини ведуть себе так, як це показано на наведеному нами типовому рисунку;
- **$-1 < \cos\theta < 0$** – крайовий кут більше 90° – **часткове незмочування**;
- **$\cos\theta < -1$** (математично також не має змісту) – з точки зору фізики означає **повне незмочування**, краплини на поверхні твердого тіла залишаються майже сферичними кульками (як краплини ртуті).

Капілярний тиск

Явище **змочування** (чи **незмочування**) рідиною твердої поверхні матеріалів тонких трубок (**капілярів**) призводить до формування певного профілю **менісків** рідини:



Наприклад, на рисунку у пробірці *A* рідина **змочує** поверхню стінок, формуючи **увігнутий** меніск, створюючи додатковий **від'ємний** тиск, який всебічно **розтягує** рідину. В той же час у пробірці *B* рідина **не змочує** поверхню стінок, формуючи **опуклий** меніск, створюючи додатковий (**додатний**) тиск, який всебічно **стискає** рідину. Величина цього тиску визначається формулою Лапласа.

Формула Лапласа

Визначає перепад тисків в рідині з **криволінійною** поверхнею порівняно з **плоскою** поверхнею рідини:

$$\Delta p = \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r},$$

де θ – краєвий кут змочування, σ_{12} – коефіцієнт поверхневого натягу рідини, r – радіус капіляра.

Капілярні явища

Явища **підвищення** чи **зниження** рівня рідини в тонких трубках та капілярах в залежності від ефектів змочування та незмочування матеріалу трубок рідиною.

Для випадку змочування часто кажуть про явища **капілярного всмоктування**. Капілярне всмоктування є важливим ефектом, який широко використовується в побуті та промислових технологіях. Висоту капілярного всмоктування в земних умовах можна визначити з умови рівноваги стовпа рідини під дією перепаду лапласівського тиску:

$$h = \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r\rho g},$$

де σ_{12} – коефіцієнт поверхневого натягу рідини, θ – крайовий кут змочування, ρ – густина рідини, g – прискорення вільного падіння, r – радіус капіляра. Приклад капілярного ефекту – всмоктування розливої води серветкою.

Уявлення про адсорбцію та поверхнево-активні речовини

Адсорбцією називають вибіркоче поглинання молекул речовин (**адсорбатів**) з газового чи рідкого середовища поверхневим шаром твердого тіла чи рідини (**адсорбентів**). Фізично обґрунтоване **зниженням поверхневої енергії адсорбента** при попаданні на його поверхню молекул адсорбата. Наприклад, **активоване вугілля, силікагелі та цеоліти** є широкоживаними адсорбентами.

Поверхнево-активні речовини (ПАР)

Хімічні сполуки, які ефективно впливають на поверхневий натяг рідин, зокрема знижуючи його. Їх ефективність полягає в тому, що відчувається вплив навіть їх малих добавок в рідину, тому що концентруються вони (адсорбуються) здебільшого на поверхні розподілу фаз, знижуючи поверхневу енергію. Для води такими речовинами є мила, шампуні, пральні засоби тощо. Зазвичай, ефективні ПАР містять як гідрофільні, так і гідрофобні групи, а тому розчиняються як у неполярних жирах і органічних розчинниках, так і в полярних середовищах (наприклад, у воді).

Розчини та сплави

Розчинами називають фізично однорідні (**гомогенні**) суміші двох або більше речовин, в яких молекули (або іони) однієї речовини рівномірно розподілені **між молекулами іншої речовини**. **Загальні закономірності:**

- розчини відрізняються від **хімічних сполук** тим, що в них зовсім не витримуються стехіометричні співвідношення компонент, як це буває в хімічних реакціях;
- супроводжуються **тепловими ефектами** розчинності;
- спостерігаються ефекти **насичення** розчинності;
- іноді супроводжуються явищами **електролітичної дисоціації** (наприклад, водні розчини кухонної солі);
- розчинність суттєво залежить від **температури**. Зокрема розчинність газів падає з ростом температури.

Для розбавлених розчинів справедливі закони **Генрі**, **Вант Гоффа** та **Рауля**.

Близькими до розчинів є **сплави** – **тверді розчини** (іноді рідкі) однорідних речовин, утворені сплавленням кількох металів або металів з неметалами. Здебільшого сплави у твердому стані, на відміну від розчинів, мають кристалічну будову. Фізико-хімія сплавів – своєрідне відгалуження знань з фізики та хімії для окремих галузей промисловості.

Закон Генрі

Розчинність газів при сталій температурі пропорційна парціальному тиску p цього газу над розчином:

$$C = kp,$$

де k – деяка стала для даного газу, конкретного розчинника та температури.

Закон Рауля

Відносне зниження тиску насиченої пари розчинника над поверхнею розбавленого розчину нелетучої речовини пропорційне відношенню числа молей розчиненої речовини ν' до числа молей розчинника ν :

$$\frac{\Delta p_{\text{нас}}}{p_{\text{нас}}} = \frac{\nu'}{\nu} .$$

Закон Вант Гоффа

В розбавлених розчинах **парціальний тиск** розчинника розраховують як тиск ідеального газу – за допомогою рівняння **Менделєєва-Клапейрона**. Цей тиск носить назву **осмотичного**:

$$p_{\text{осм}} = \frac{m}{\mu V} RT .$$

Модуль 3. Електрика та магнетизм

Електрика та магнетизм

Розділ фізики, який вивчає взаємодію зарядів та струмів.

Тема 3.1. Електростатика

Електростатика

Розділ **електродинаміки**, який вивчає взаємодію нерухомих зарядів та систем нерухомих зарядів.

Електризація тіл

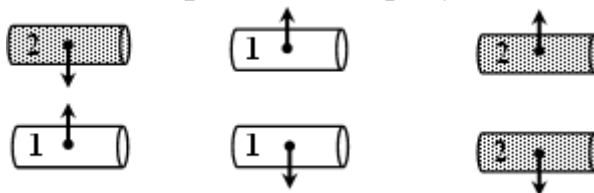
Набування **нейтральними** тілами надлишкового **електричного заряду** при взаємодії з іншими тілами – натиранні одним тілом іншого чи опроміненні. Вперше спостерігав Фалес Мілетський при натиранні **бурштину** (грецькою мовою – **електра**) вовною. Це слово дало назву всьому комплексу **електричних явищ**.

Найбільш відомі на сьогодні пари матеріалів, натирання яких призводить до появи надлишкових зарядів різного знаку – це **ебоніт + хутро** та **скло + шовк**. Зокрема здатність синтетичних матеріалів до електризації добре відома всім.

Два види електрики

Всі **наелектризовані тіла** можна поділити на дві великі групи **1** та **2**, які А) в межах однієї групи будь-які наелектризовані тіла **завжди тільки відштовхуються** одне від одного;

В) якщо виділити наелектризовані тіла з різних груп (наприклад, **1** – скляна паличка, натерта шовком; **2** – ебонітова паличка, натерта хутром), то, як і у випадку А, між тілами з однієї групи спостерігається **відштовхування**, а між тілами з різних груп – **тільки притягання** (рисунок).



Звідси зроблено висновок про існування в Природі **двох видів електрики** (негативна та позитивна) та, відповідно, **двох видів зарядів** («-» та «+»). На сьогодні встановлено:

- найпоширенішим у Природі носієм від'ємного заряду є елементарна частинка – електрон e^- (відкритий Томсоном, 1897 р.). Заряд електрона $q_e = -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Цей заряд вважається **елементарним** (досліди Міллікена, 1909 р.).
- найпоширенішим у Природі носієм позитивного заряду є елементарна частинка – протон p (відкритий Резерфордом, 1920 р.). Заряд протона $q_p = +1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Закон Кулона

Основний закон **електростатики**. Визначає величину та напрям сили взаємодії між двома **нерухомими точковими** зарядами. Встановлений Кулоном у 1785 р. (Г. Кавендіш, 1773 р., неопублікована робота).

Для вакууму:

$$\vec{F}_0 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{r}$$



В матеріальному середовищі, завдяки явищу електростатичної індукції, сила взаємодії між цими ж зарядами буде меншою в ϵ (діелектрична проникність середовища) разів:

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \vec{r}$$

де $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – електрична стала.

Електростатична індукція

Поява наведених зарядів в нейтральних тілах при піднесенні до них заряджених тіл. Причому завжди ближче до заряду знаходяться наведені заряди протилежного знаку (рисунок).



Це обумовлює:

1. **Електростатичне притягання** зарядженими тілами невеликих **нейтральних тіл**.

2. **Діелектричну проникність** речовин ϵ – зниження сили взаємодії зарядів в матеріальному середовищі за рахунок екранізації заряду наведеними зарядами.
3. Роботу **електростатичних генераторів та машин** – генератор Ван Граафа, машина Вімшурста (**електрофорна машина**).

Діелектрична проникність середовища

Показує у **скільки разів** сила взаємодії між зарядами у вакуумі більша за силу взаємодії між тими ж зарядами на тій самій відстані в даному середовищі:

$$\epsilon = \vec{F}_0 / \vec{F}$$

Завжди $\epsilon \geq 1$. Ослаблення взаємодії зарядів в середовищі обумовлене екранізацією **наведеними зарядами** (див. статтю **Електростатична індукція**).

Діелектричну проникність можна ввести і через поняття напруженостей електричного поля у вакуумі E_0 та у даній речовині E :

$$\epsilon = \frac{\vec{E}_0}{\vec{E}} = 1 + \chi$$

де χ – діелектрична сприйнятливість речовини.

Напруженість електричного поля

Одна з **характеристик електростатичного поля**. Напруженість поля є **векторною, силовою** характеристикою цього поля, чисельно рівною тій силі, що діє на одиничний позитивний заряд в даній точці поля. Є **локальною** (визначеною через параметри в даній точці) характеристикою даного поля.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q}$$

Принцип суперпозиції

Справедливий для **силових характеристик** будь-яких полів. Визначає **сумарну напруженість поля**, яку створює система N точкових зарядів в довільній точці – вона дорівнює векторній сумі напруженостей, які в даній точці створює кожен заряд окремо:

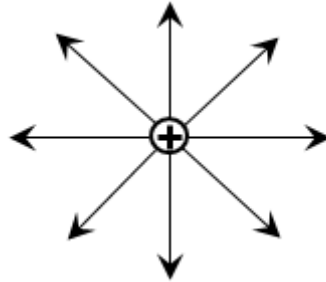
$$\vec{E} = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i$$

Поле точкового заряду

За означенням напруженість поля точкового заряду q :

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^3} \vec{r}$$

а картина силових ліній для позитивного заряду



Силові лінії поля

Графічне відображення силового поля за допомогою серії ліній, дотичні до яких в кожній точці співпадають з вектором напруженості поля, а густина ліній характеризує модуль напруженості (рисунок).

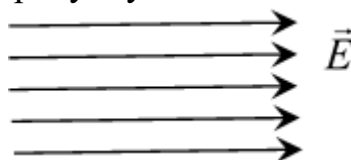


Однорідне поле

Часто вживаний випадок поля. Це поле, напруженість якого однакова за величиною та напрямом в кожній точці:

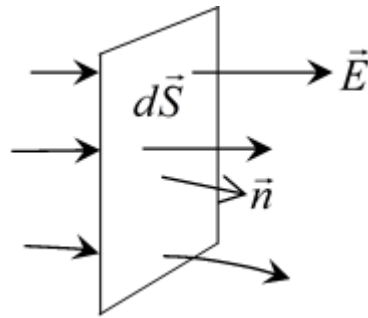
$$\vec{E} = \text{const}$$

Картина силових ліній такого поля – паралельні лінії з однаковою щільністю, як показано на рисунку.



Потік вектора напруженості

Елементарний потік вектора напруженості електростатичного поля (часто кажуть потік силових ліній поля) вводять як скалярний добуток вектора напруженості поля на елемент поверхні, яку він пронизує (рисунок).



$$d\Phi_E = (\vec{E} \cdot d\vec{S}) = E \cdot dS \cdot \cos \alpha$$

де кут $\alpha \Rightarrow \angle \vec{n}, \vec{E}$. Тоді повний потік

$$\Phi_E = \int_S (\vec{E} \cdot d\vec{S})$$

який для **плоскої поверхні** та **однорідного поля** буде рівним

$$\Phi_E = E \cdot S \cdot \cos \alpha$$

Теорема Гаусса

Узагальнення для **потенціальних полів** будь-якої природи: потік вектора напруженості поля через довільну замкнену поверхню дорівнює алгебраїчній сумі зарядів, охоплених поверхнею, поділений на $\epsilon\epsilon_0$:

$$\oint_{(S)} (\vec{E} \cdot d\vec{S}) = \frac{\sum_{i=1}^N q_i}{\epsilon\epsilon_0}$$

Частіше цю теорему використовують для **вектора електричного зміщення**

$$\vec{D} = \epsilon\epsilon_0 \vec{E}$$

$$\oint_{(S)} (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = \sum_{i=1}^N q_i$$

Застосування теореми Гаусса

Теорема Гаусса ефективна при застосуванні її до систем заряджених тіл з певною **симетрією**. Наприклад:

а) поле навколо нескінченної зарядженої нитки (**поле з циліндричною симетрією**) з погонним зарядом $\gamma = dq/dl$:

$$E = \frac{\gamma}{2\pi\epsilon\epsilon_0 r},$$

б) поле нескінченної рівномірно зарядженої площини з поверхневим зарядом $\sigma = dq/dS$ (симетрія задачі – **однорідне поле**, вектор напруженості якого **перпендикулярний** до площини):

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0}.$$

Потенціал електростатичного поля

Одна з характеристик електростатичного поля.

Потенціал поля є його **скалярною енергетичною** характеристикою, яка чисельно рівна потенціальній енергії одиничного позитивного заряду в даній точці поля:

$$\varphi(r) = \frac{W_{\text{пот}}(r)}{q}.$$

Потенціал є **інтегральною** характеристикою поля, тому що потенціальна енергія визначається через роботу по переміщенню заряду. Іншими словами, потенціал в даній точці поля часто визначають **як роботу сил поля** по перенесенню **одиничного позитивного заряду** з даної точки поля в нескінченність:

$$\varphi(r) = \frac{A_{r\infty}}{q}.$$

Потенціал точкового заряду

Розрахований для точкового заряду q як **робота по перенесенню** **одиничного позитивного заряду** з даної точки поля в нескінченність:

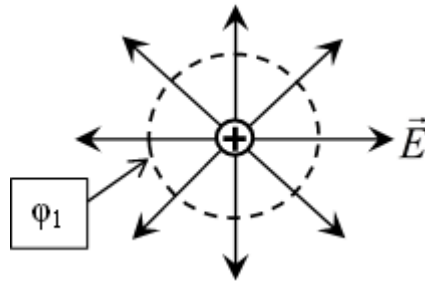
$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}.$$

Еквіпотенціальні поверхні

Еквіпотенціальними поверхнями називають геометричне місце точок з однаковим потенціалом $\varphi(r) = \text{const}$. Для точкового заряду

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}$$

ці поверхні є сферами. На рисунку видно лише переріз сфери – це коло, проведене пунктирною лінією. Звертаємо увагу на таку обставину: **кут між силовою лінією та екіпотенціальною поверхнею завжди 90°!** – що вказує на потенціальний характер поля.



Різниця потенціалів

Різницю потенціалів між двома точками поля Φ_{12} вводять як ту роботу, яку виконують сили поля по перенесенню одиничного позитивного заряду між цими точками. Враховуючи потенціальний характер електростатичного поля,

$$\Phi_{12} = \frac{A_{12}}{q} = \frac{A_{1\infty} - A_{2\infty}}{q} = \Phi_1 - \Phi_2$$

Робота по перенесенню заряду

1) **Роботу** по перенесенню елементарного заряду між точками з фіксованою різницею потенціалів Φ_{12} в потенціальному **електростатичному полі** відповідно до означення потенціалу (точніше різниці потенціалів) визначають так:

$$dA_{12} = \Phi_{12} dq$$

2) **Елементарну роботу** по перенесенню фіксованого заряду між двома нескінченно близькими точками в **електростатичному полі** визначають так:

$$dA = q d\varphi$$

3) Відповідно в провідних колах, де крім **кулонівських** діють і **сторонні** сили, **роботу по перенесенню елементарного заряду** між точками з напругою U , або електрорушійною силою \mathcal{E} , слід визначати так:

$$dA = U dq$$

$$dA = \mathcal{E} dq$$

Потенціальний характер електростатичного поля

Потенціальний характер будь-якого поля, зокрема електростатичного, означає таке: робота по перенесенню заряду силами цього поля вздовж довільного замкненого контура тотожно дорівнює нулеві $A_{1,2,\dots,1} \equiv 0$. Безпосередніми наслідками потенціальності є:

▪ **циркуляція вектора напруженості електростатичного поля** вздовж довільного замкненого контура **завжди** тотожно рівна нулеві

$$\oint_{(L)} (\vec{E}_{st} \cdot d\vec{L}) \equiv 0$$

▪ однорідне електростатичне поле **завжди** є системою **паралельних ліній з однаковою густиною**;
▪ силові лінії електростатичного поля та його еквіпотенціальні поверхні **завжди** перетинаються під прямим кутом.

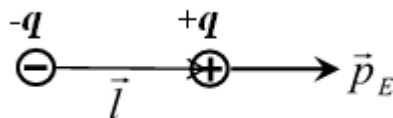
Зв'язок напруженості електростатичного поля з потенціалом

На основі порівняння **роботи сил електростатичного поля** та **роботи по перенесенню заряду через різницю потенціалів** отримуємо такі формули, що виражають зв'язок напруженості з потенціалом:

$$d\phi = -(\vec{E} \cdot d\vec{r})$$
$$\vec{E} = -\text{grad}\phi = -\vec{\nabla}\phi$$

Електричний диполь

Система з двох **рівних за величиною** та **протилежних за знаком** електричних зарядів (рисунок).



Основна характеристика – **дипольний момент**:

$$\vec{p}_E = q \cdot \vec{l}$$

Відстань l між зарядами називають **плечем диполя**.

Диполь в однорідному полі

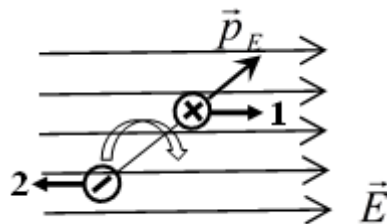
1. Головний ефект – орієнтаційний: в **однорідному електричному полі** на диполь діють дві **рівні за величиною**, але **протилежні за напрямом** сили **1** та

2, які створюють **обертальний момент**, що орієнтує диполь вздовж силових ліній поля:

$$\vec{M} = [\vec{p}_E \times \vec{E}]$$

Цю дію поля відмічено подвійною стрілкою на рисунку.

2. Слабкий ефект – поява **наведеного дипольного моменту** в електричному полі (електричне поле додатково розділяє заряди протилежних знаків). Порівняно з орієнтаційним ефектом наведеним моментом часто нехтують. Іноді додають словосполучення «жорсткий диполь», що означає повне нехтування наведеним моментом.



3. В електричному полі у диполя з'являється **додаткова енергія**:

$$W = -(\vec{p}_E \cdot \vec{E})$$

Диполь в неоднорідному полі

В **неоднорідному електричному полі** поведінка диполя складніша.

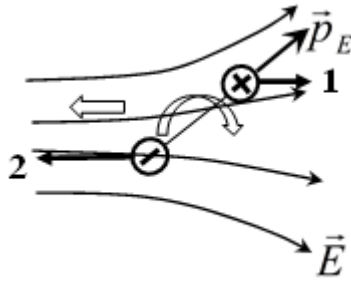
1. Орієнтаційний ефект. За рахунок пари сил **1** та **2** (які вже **не рівні** між собою!) створюється обертальний момент, який намагається орієнтувати диполь по полю:

$$\vec{M} = [\vec{p}_E \times \vec{E}]$$

2. Ефект втягування диполя. За рахунок різниці в силах **1** та **2** виникає результуюча сила, що **втягує** диполь в область сильного поля. Ця сила орієнтована в напрямі, **протилежному градієнту додаткової енергії** диполя в полі:

$$\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{p}_E \cdot \vec{E})$$

3. Слабкий ефект – поява **наведеного дипольного моменту** в електричному полі (електричне поле додатково розділяє заряди протилежних знаків). Порівняно з орієнтаційним ефектом наведеним моментом часто нехтують. Іноді додають словосполучення «жорсткий диполь», що означає повне нехтування наведеним моментом.



Перші два ефекти дії поля на диполь в неоднорідному полі показані на рисунку подвійними стрілками.

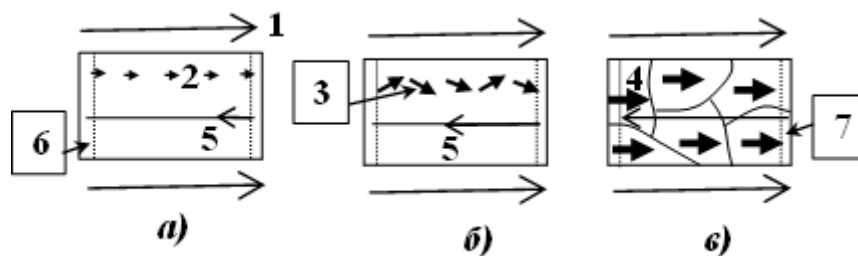
Полярні та неполярні діелектрики

Діелектрики – речовини, що не мають вільних носіїв заряду і тому не проводять електричний струм – поділяють на дві великі групи: **неполярні** та **полярні діелектрики**. В свою чергу серед полярних діелектриків виділяють окремий клас матеріалів – **сегнетоелектрики** (назву отримали від сегнетової солі).

- **Неполярні** – речовини, молекули яких при відсутності зовнішнього електричного поля **не мають постійних дипольних моментів** (наприклад, симетричні молекули типу O_2).
- **Полярні** – речовини, молекули яких **мають постійний дипольний момент** навіть при відсутності зовнішнього електричного поля (наприклад, молекули води).
- **Сегнетоелектрики** – полярні діелектрики, у яких взаємодія постійних дипольних моментів сусідів обумовлює **спонтанну поляризованість** в окремих областях матеріалу (**доменах**).

Діелектрики в електричному полі

При внесенні діелектриків в зовнішнє електричне поле вони **завжди послаблюють його**. Схематично механізми послаблення відображені за допомогою рисунків для неполярних діелектриків (*a*), полярних діелектриків (*б*) та сегнетоелектриків (*в*).



Однорідне зовнішнє поле E_0 для всіх випадків орієнтоване зліва направо і відмічене цифрою **1**. Наведені дипольні моменти в неполярних діелектриках

позначені цифрою **2**. Орієнтація постійних дипольних моментів в полярних діелектриках показана цифрою **3**. Орієнтація векторів поляризованості \mathbf{P} в окремих доменах сегнетоелектриків показана цифрою **4**. Напруженість поля наведених зарядів \mathbf{E}' у всіх випадках помічена цифрою **5**. Пунктирними лініями відмічені поверхневі прошарки з наведеним зарядом: зліва завжди негативний (**6**), справа завжди позитивний (**7**) наведений заряд.

Тому поле в діелектрику завжди ослаблене $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 - \mathbf{E}' < \mathbf{E}_0$ за рахунок:

- 1) в неполярних діелектриках – появи наведених диполів;
- 2) в полярних діелектриках – переважної орієнтації постійних дипольних моментів;
- 3) в сегнетоелектриках – переорієнтації вектора поляризованості доменів.

Характеристики поляризованого стану діелектриків

▪ Основною кількісною характеристикою поляризованого стану діелектриків є **поляризованість** \mathbf{P} – сумарний дипольний момент одиниці об'єму діелектрика:

$$\vec{P} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{p}_{Ei}}{V}$$

Модуль **поляризованості** численно рівний поверхневій густині наведених на діелектрику зарядів σ' .

▪ Здатність діелектриків до поляризації визначає така відносна характеристика як **діелектрична сприйнятливість** χ :

$$\chi = \vec{P} / \varepsilon_0 \vec{E}$$

яка зв'язана з **діелектричною проникністю** речовини ε :

$$\varepsilon = \frac{\vec{E}_0}{\vec{E}} = 1 + \chi$$

Зокрема для неполярних діелектриків діелектрична сприйнятливість $\chi < 10^{-2}$.

Вектор електричного зміщення

Інакше – **вектор електричної індукції** – модифікована силова характеристика електричного поля, яка враховує **наведені** заряди в речовині:

$$\vec{D} = \varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}$$

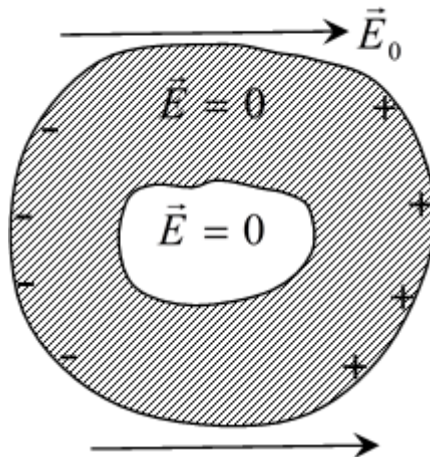
Особливості сегнетоелектриків

Спонтанна поляризованість сегнетоелектриків обумовлює їх особливі властивості, досліджені в 30-х роках минулого століття Курчатовим і Кобеко.

1. **Високі** значення діелектричної проникності $\epsilon \geq 80$.
2. **Нелінійна** залежність діелектричної проникності від величини поля E .
3. Явища **насичення поляризованості та гістерезису** (запізнення).
4. **Наявність точки Кюрі** – температури, вище якої сегнетоелектрик стає звичайним полярним діелектриком.
5. Електромеханічні та механоелектричні явища – прямий та зворотній **п'єзоефект**: поява різниці потенціалів при механічних деформаціях, або ж навпаки, поява механічних деформацій при прикладанні поля. Використовують в звукознімальних пристроях, як датчики деформацій, п'єзозапальнички тощо.

Провідники в електростатичному полі

Наявність в провідниках **вільних носіїв заряду** призводить до того, що переміщення зарядів в провіднику відбуватиметься до тих пір, поки поле всередині провідника не буде повністю **скомпенсоване** (рисунок).



Причому зовнішнє поле буде повністю скомпенсованим не тільки в матеріалі провідника (затемнена область), але й в порожнині всередині провідника. Таким чином, всі точки об'єму провідника, а також всі точки його поверхні є **еквіпотенціальною поверхнею**.

Одне з найпоширеніших використань цієї властивості провідників – екранування електричного поля провідними матеріалами.

Електроємність провідника

Електроємність – властивість матеріалів чи їх систем до накопичення електричного заряду. **Електроємність окремого провідника** чисельно рівна тому заряду, який потрібно принести з нескінченності на провідник, щоб змінити потенціал його поверхні на одиницю:

$$C = \frac{q}{\Phi_{\text{пов}}}$$

Для сферичного провідника це дає:

$$C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 R$$

Одиниця вимірювання електроємності – 1 Фарад – 1 Ф = 1 Кл/1 В.

Ємність конденсатора

Значно більшу електроємність можуть мати системи тіл, зокрема конденсатор. **Конденсаторами** називають системи з **двох провідників** (обкладинок конденсатора), **розділених діелектриком**.

Електроємність конденсатора чисельно рівна тому заряду q , який необхідно перенести з однієї обкладинки на іншу, щоб змінити різницю потенціалів обкладинок U на одиницю:

$$C = \frac{q}{U}$$

Електроємність плоского конденсатора

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$$

де S і d – площа пластин та відстань між ними відповідно.

З'єднання конденсаторів

1. При послідовному з'єднанні конденсаторів заряд на кожному **однаковий** $q_1 = \dots = q_i = \dots = q_N = q$. Напряга на з'єднанні дорівнює **сумі напруг** на кожному конденсаторі $U = U_1 + \dots + U_i + \dots + U_N$. Тоді:

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{C_i}$$

2. При паралельному з'єднанні конденсаторів напряга на кожному однакова $U = U_1 = \dots = U_i = \dots = U_N$, а заряд на батареї коденсаторів дорівнює сумі зарядів на кожному з них $q = q_1 + \dots + q_i + \dots + q_N$. Тоді:

$$C = \sum_{i=1}^N C_i$$

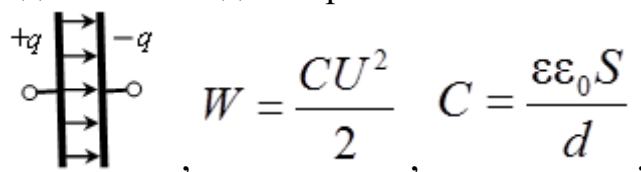
Енергія зарядженого конденсатора

Розглядаючи **електростатичний спосіб** зарядки конденсатора (переносячи послідовно малі порції заряду з однієї обкладинки на іншу), визначимо **роботу**, необхідну для цього, яка і є запасеною **енергією зарядженого конденсатора**:

$$W = \frac{CU^2}{2}, \text{ або } W = \frac{qU}{2}, \text{ або } W = \frac{q^2}{2C}.$$

Густина енергії електростатичного поля

Для плоского конденсатора, у якого електричне поле однорідне (рисунок), знаючи енергію зарядженого конденсатора та ємність плоского конденсатора:



The diagram shows a parallel plate capacitor with two vertical plates. The left plate is labeled '+q' and the right plate is labeled '-q'. Horizontal arrows between the plates represent the electric field. To the right of the diagram, the formulas $W = \frac{CU^2}{2}$ and $C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d}$ are written.

можна визначити об'ємну густину енергії в конденсаторі, яка і є **густиною енергії електростатичного поля**:

$$\frac{W}{V} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2}.$$

Тема 3.2. Електричний струм

Електричний струм

Електричним струмом називають всяке впорядковане переміщення заряджених частинок. Виділяють:

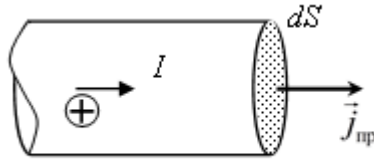
- **струми провідності** – напрямлене переміщення вільних носіїв заряду;
- **конвективні струми** – потоки заряджених частинок або переміщення поляризованих чи заряджених тіл;
- **струми зміщення** – (за гіпотезою Максвелла) область зі змінним електричним полем. В даному розділі розглядатимемо в основному струми провідності.

Сила та густина струму

Сила струму I – скалярна величина, яка визначає **кількість зарядів**, що переносяться через переріз провідника за **одиницю часу**:

$$I = \frac{dq}{dt}$$

Одиницею вимірювання є 1 A – одна з семи основних одиниць СІ. Сила струму – специфічна скалярна характеристика – вона має напрям: за напрям струму прийнято брати напрям переміщення позитивних зарядів (рисунок).



Густина струму – векторна фізична величина, чисельно рівна кількості зарядів, які переносяться струмом через одиницю поверхні провідника за одиницю часу по нормалі до поверхні:

$$\vec{j}_{np} = \frac{d^2q}{dSdt} \vec{n}$$

Постійний електричний струм

Постійним електричним струмом провідності називають такий, величина і напрям якого залишаються незмінними в часі, тобто

$$\vec{j}_{np} = \text{const}$$

Умови його існування:

Макроскопічні – необхідне замкнене провідне коло та джерело струму з діючою електрорушійною силою (ЕРС).

Мікроскопічні – в кожному елементі замкненого кола повинні бути присутніми **вільні носії заряду** та повинна бути відмінніною від нуля **напруженість електричного поля ($E \neq 0$)**. Це означає, що в колі повинні діяти не тільки кулонівські сили (які можуть бути скомпенсовані перетіканням зарядів), а ще й сили іншого походження – **сторонні сили**. Ці сили – механічної, хімічної та будь-якої іншої природи – зосереджені в області джерела струму.

ЕРС джерела струму

ЕРС джерела струму \mathcal{E} – скалярна фізична величина, яка чисельно рівна роботі сторонніх сил по перенесенню одиничного позитивного заряду в електричному колі:

$$\mathcal{E} = \frac{A_{\text{ст}}}{q}$$

Напругою на ділянці кола називають скалярну фізичну величину U , яка чисельно рівна сумарній роботі сторонніх та кулонівських сил по перенесенню одиничного позитивного заряду вздовж цієї ділянки кола:

$$U = \frac{A_{\text{ст}} + A_{\text{кул12}}}{q} = \mathcal{E} + \varphi_1 - \varphi_2$$

Ця формула зв'язує поняття напруги, ЕРС та різниці потенціалів для **неоднорідної ділянки** кола, тобто такої, що має і електричний опір, і джерело струму. Легко бачити, що різниця потенціалів, напруга та ЕРС мають одну й ту ж одиницю вимірювання – 1 В.

Закон Ома для однорідної ділянки кола

Встановлений для **однорідної** ділянки кола, тобто такої, що не містить ЕРС. **Сила струму, який протікає в однорідній ділянці кола, пропорційна напрузі на кінцях цієї ділянки:**

$$I = \frac{U}{R}$$

Коефіцієнт пропорційності R носить назву **електричного опору** ділянки кола. Одиниця вимірювання – **1 Ом = 1 В/1 А**. В диференціальній формі закон Ома записують через питому електропровідність σ , яка обернено пропорційна питомому опору ρ :

$$\vec{j}_{\text{пр}} = \sigma \vec{E}$$

Опір провідників

Інша назва – **активний опір**. **Електричним опором** називають здатність провідників перешкоджати упорядкованому рухові носіїв заряду. **Фізична причина опору металевих провідників** – розсіювання електронів провідності на коливаннях кристалічної решітки.

Характеристикою матеріалів є **питомий опір ρ** – опір зразка матеріалу довжиною 1 м та поперечним перерізом 1 м². Матеріали з низьким питомим опором широко використовуються в електротехніці – срібло ($1,6 \cdot 10^{-8}$ Ом·м), мідь ($1,7 \cdot 10^{-8}$ Ом·м), алюміній ($2,6 \cdot 10^{-8}$ Ом·м). Опір провідника можна розрахувати через питомий опір:

$$R = \rho(T) \frac{l}{S}$$

Питомий опір металевих провідників лінійно зростає з температурою. Цю властивість використовують в **термометрах опору**. При низьких температурах $T \leq T_{кр}$ в деяких провідниках спостерігається явище **надпровідності** – повне зникнення опору.

З'єднання резисторів

1. При послідовному з'єднанні опорів різної величини R_i по кожному з них протікає однаковий струм $I_1 = \dots = I_i = \dots = I_N = I$. Падіння напруги на з'єднанні дорівнює сумі падінь напруг на кожному резисторі $U = U_1 + \dots + U_i + \dots + U_N$. Тоді:

$$R = \sum_{i=1}^N R_i$$

2. При паралельному з'єднанні резисторів напруга на кожному з них однакова $U = U_1 = \dots = U_i = \dots = U_N$, а повний струм через з'єднання дорівнює сумі струмів через кожний з резисторів $I = I_1 + \dots + I_i + \dots + I_N$. Тоді:

$$\frac{1}{R} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{R_i}$$

Закон Ома для замкнутого кола

Замкнене електричне коло можна поділити на внутрішню частину кола (джерело живлення з ЕРС \mathcal{E} і внутрішнім опором r) та зовнішню частину (споживач з опором R). Кулонівська різниця потенціалів точно рівна нулеві ($\Phi_1 = \Phi_2$). А тому сила струму в замкненому колі:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}$$

Батарей елементів живлення

Іноді набори ідентичних елементів живлення необхідно об'єднувати для отримання більш потужного джерела струму – **батарей елементів живлення**.

1. **Послідовне з'єднання** елементів – для підвищення ЕРС джерела:

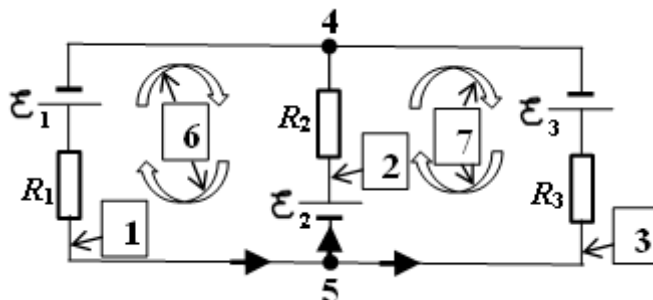
$$\mathcal{E} = \sum_{i=1}^N \mathcal{E}_i, \quad r = \sum_{i=1}^N r_i$$

2. **Паралельне з'єднання** елементів – для зниження внутрішнього опору джерела:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_i, \quad \frac{1}{F} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{F_i}.$$

Розгалужені електричні кола

Розгалужені електричні кола (рисунок) характеризують кількістю **віток** (розгалужень, гілок) p , кількістю **вузлів** n та кількістю **незалежних контурів** m .



1. **Віткою** називають послідовне з'єднання елементів, розташоване між сусідніми вузлами. Для нашого рисунка $p = 3$ (на схемі відмічені цифрами **1, 2, 3**). Це значить, існує така сама кількість **незалежних струмів** (на схемі відмічені **жирними стрілками**) і необхідно мати таку саму кількість рівнянь для розрахунку кола.

2. **Вузлом** електричного кола називають точки кола (відмічені на схемі жирними точками **4 і 5**), в яких сходяться **три і більше** віток. В нашій схемі $n = 2$.

3. **Контуром** називають замкнене коло, в яке входять **дві або більше** вітки. **Незалежним контуром** називають такий, в який входить **хоч одна** вітка, не задіяна в інших контурах. Для нашої схеми таких незалежних контурів всього два – $m = 2$. Позначені вони подвійними стрілками **6 і 7**, які одночасно вказують обраний напрям обходу контурів.

Для розрахунку розгалужених кіл використовують два правила Кірхгофа.

Правила Кірхгофа

Застосовуються для розрахунку розгалужених кіл.

1. **Перше правило** Кірхгофа є наслідком закону збереження заряду, формулюється для **вузлів** розгалуженого кола: **алгебраїчна сума струмів, які збігаються у вузлі, дорівнює нулеві**:

$$\sum_{i=1}^N I_i = 0$$

2. **Друге правило** Кірхгофа є результатом застосування закону Ома для двох паралельних віток, формулюється для **контурів** розгалуженого кола: **алгебраїчна сума падінь напруг в контурі дорівнює алгебраїчній сумі діючих в контурі ЕРС:**

$$\sum_{i=1}^N U_i = \sum_{j=1}^K \mathcal{E}_j$$

Правила застосування правил Кірхгофа

Загальні правила формування системи рівнянь для розрахунку розгалужених кіл:

- за першим правилом Кірхгофа можна записати лише $n - 1$ незалежне рівняння;
- за другим правилом Кірхгофа можна записати лише m рівнянь для незалежних контурів;
- повна система рівнянь повинна мати рівнянь не менше, ніж кількість віток p . Тому завжди перевіряють правильність системи рівнянь:

$$p = n - 1 + m.$$

Враховуючи, що напрями струмів та напрями обходу контурів обираються довільним чином, при записі рівнянь користуються **правилами знаків:**

- силу струму обирають зі знаком (+), якщо струм тече до вузла;
- падіння напруги беруть зі знаком (+), якщо обрані напрям струму і напрям обходу контура співпадають;
- ЕРС беруть зі знаком (+), якщо при вибраному напрямі обходу контура батарею проходять в послідовності від «-» до «+».

Робота та потужність електричного струму

Максимальну роботу по переносу електричного заряду в електричному колі виконує **джерело струму**. Відповідно до означення ЕРС елементарна робота по переносу заряду dq :

$$dA = \mathcal{E} dq$$

Робота, яку може виконати струм на ділянці кола з напругою U :

$$dA = U dq = IU dt$$

Звідки **потужність** струму P , як роботу, виконану за одиницю часу, можна визначити так:

$$P = IU, \quad P = I^2 R, \quad P = \frac{U^2}{R}$$

Закон Джоуля-Ленца

Вся робота електричного струму на активному опорі R буде виділена у вигляді тепла. Цей закон, незалежно один від одного, встановили **Джоуль і Ленц**:

$$Q = I^2 R t$$

Струм через електроліти

Електролітами називають розчини кислот, солей та лугів, які супроводжуються **електролітичною дисоціацією**, тобто явищем розпаду нейтральних молекул під впливом розчинника на **іони**. Прикладом може бути розчин солі в воді – молекула $NaCl$ розпадається на іон натрію (Na^+ -**катіон**) та іон хлору (Cl^- -**аніон**).

Електроліти називають провідниками другого роду на відміну від металевих провідників – провідників першого роду. Основна відмінність: провідність здійснюється не електронами, а іонами, в результаті чого на електродах виділяються розчинені речовини. При протіканні струму через електроліт позитивно заряджені іони рухаються в напрямі негативно зарядженого електрода (катода), звідси загальна назва – **катіони**. Відповідно негативно заряджені іони рухаються до електрода з потенціалом (+). Зазвичай такий потенціал має анод, звідси загальна назва – **аніони**.

Закони електролізу

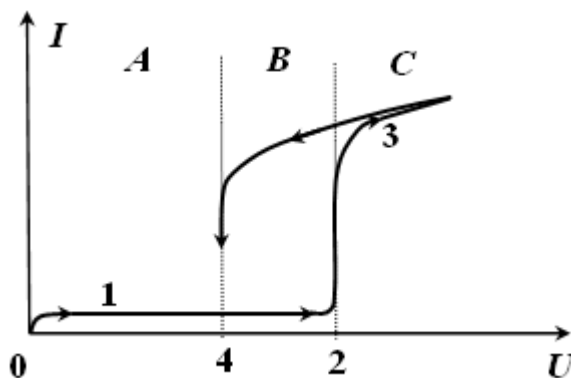
Дослідженням маси речовин, що виділяються на електродах при протіканні струму через електроліти, займався Фарадей, який встановив два закони електролізу. Ми будемо користуватись **об'єднаним законом Фарадея для електролізу**:

$$m = \frac{\mu}{nN_A e} I t$$

в якому іноді замість добутку числа Авогадро N_A на заряд електрона e користуються числом Фарадея $F = N_A e = 96485$ Кл/моль. Літерою n в цьому законі позначена валентність іона.

Струм в газах

Розглянемо **вольт-амперну характеристику (ВАХ)** неонові лампи (скляний балон зі зниженим тиском газу та двома металевими електродами). ВАХ представляє собою залежність сили струму I , що тече через газовий проміжок між електродами, від величини напруги U на електродах (рисунок).



При малих напругах спостерігається низька провідність газу з малою величиною сили струму **несамостійного газового розряду 1**, обумовленою дією зовнішніх іонізаторів (наприклад, іонізація радіоактивним фоном).

При досягненні напругою величини пробою $U_{пр}$ газового проміжку **2**, сила струму різко зростає, досягаючи значень **3**, які не залежать від наявності зовнішнього іонізатора. Цей стан називають **самостійним газовим розрядом**, про який свідчить яскраве свічення газового проміжку. Цей стан стабільний, він підтримується процесами **іонізації газу електронним ударом та іон-електронною емісією** на катоді.

Зникає самостійний газовий розряд лише при зниженні напруги до величини гасіння газового розряду $U_{г}$, причому завжди $U_{г} < U_{пр}$. Тому вольт-амперна характеристика є поділеною на три області:

А) область **несамостійного газового розряду**, де сила струму **1** визначається лише потужністю зовнішнього іонізатора;

С) область **самостійного газового розряду** (тліючий розряд), де сила струму **3** визначається лише конструкцією лампи;

В) область **гістерезису або метастабільних станів**. Тобто якщо в цю область попадати з області А – то це буде область несамостійного розряду, якщо з області С – то буде область самостійного розряду.

Типи газових розрядів

1. **Іскровий розряд**. Нестационарний газовий розряд при високих тисках газу (порядка атмосферного), високих напругах (мільйони вольт) та великих струмах (десятки та сотні кілоампер). Класичний приклад – блискавка.

2. **Дуговий розряд**. Самостійний газовий розряд при високих тисках, невеликих напругах (десятки вольт) та значних струмах (кілоампери). Класичний приклад – дуга електрозварювання.

3. **Тліючий розряд**. Самостійний газовий розряд в розріджених газах, при незначних напругах та струмах. Використовують в люмінесцентних лампах та газорозрядних лампах різного призначення.

4. **Коронний розряд.** Низькострумний газовий розряд за рахунок виникнення області в газі з великою **напруженістю** поля ($E > 10$ В/м). Найчастіше виникає там, де є електроди з малим радіусом кривизни. Спостерігається у вигляді світних корон (звідки назва) з характерним шипінням.

Уявлення про плазму

При будь-яких типах газових розрядів виникає іонізований стан газу, який коротко іменують **плазмою**. З деякою натяжкою, враховуючи розповсюдженість подібного стану у Всесвіті $\approx 96\%$, плазму відносять до **четвертого стану** речовини – іонізований, квазінейтральний її стан.

Насправді всіх ознак нового агрегатного стану у плазми немає, проте є ціла низка особливостей.

1. **Компонентний склад плазми** – крім молекул та атомів, завжди присутні іони та електрони. У високоіонізованій плазмі іон-електронна компонента переважає.
2. **Неізотермічність** – здебільшого температури атомів, іонів та електронів суттєво відрізняються.
3. **Особлива взаємодія з електричними та магнітними полями** (магнітні пастки для плазми, плазма термоядерного синтезу).

Авто- та термоелектронна емісія

Для формування струмів у вакуумі необхідне джерело носіїв зарядів (здебільшого це електрони). Таким джерелом виступають підігрівні катоди (на основі явища **термоелектронної емісії**) та холодні катоди (на основі **автоелектронної емісії**).

1. **Термоелектронна емісія** – виривання електронів за межі розігрітих тіл. Потік електронів залежить від роботи виходу з матеріалу $A_{\text{вих}}$ та температури T (формула Річардсона -Дешмена):

$$j_{\text{нас}} \sim T^2 e^{-\frac{A_{\text{вих}}}{kT}}$$

З підвищенням температури цей потік значно зростає.

2. **Автоелектронна (холодна) емісія** – виривання електронів за межі матеріалу за допомогою формування поблизу поверхні матеріалу електричного поля великої напруженості. Суть явища можна зрозуміти з формули Річардсона-Дешмена: сильне електричне поле знижує роботу виходу електронів з матеріалу $A_{\text{вих}}$, що веде до різкого зростання потоку електронів.

Електровакуумні прилади

1. Електронно-променеві трубки з електростатичним (осцилографи) або магнітним (телевізійні кінескопи) управлінням електричним променем.
2. Електровакуумні лампи – діоди (кенотрони), тріоди і т.п.
3. Вакуумні термо- та фотоелементи.
4. Вакуумні тиратрони (газотрони).

Тема 3.3. Магнітостатика

Магнітостатика

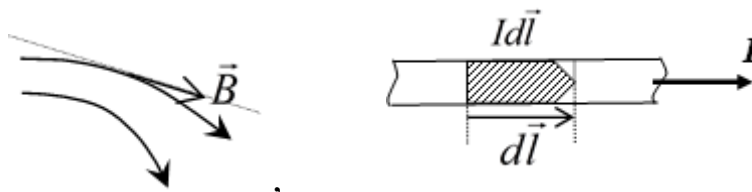
Підрозділ магнетизму, який вивчає **стаціонарні магнітні поля**, створені намагніченими тілами та струмами, вивчає та описує взаємодію намагнічених тіл та струмів через магнітне поле.

Магнітне поле та його характеристики

Складова частина загального електромагнітного поля, яке створюється **рухомими зарядами, струмами, намагніченими тілами** та діє на них же.

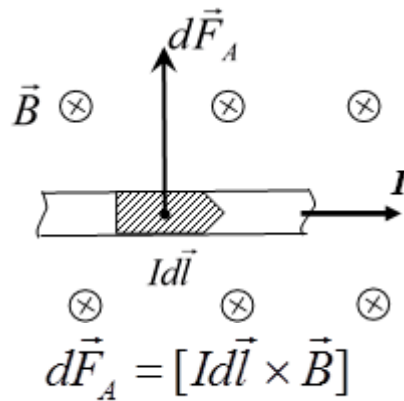
Магнітне поле – **непотенціальне**. Воно відноситься до особливого класу – **вихрових** полів. Таке поле має лише одну – **силову** – характеристику поля – вектор індукції магнітного поля \vec{B} . Відповідно до цього графічне представлення магнітного поля можливе лише за допомогою **силових ліній поля**, дотична до яких співпадає з вектором індукції поля \vec{B} (рисунок зліва).

Для дослідження локальних властивостей магнітного поля вводять поняття елемента струму $I d\vec{l}$ (рисунок справа) – аналога пробного заряду в електростатиці.



Закон Ампера

Основний закон магнетизму. Визначає силу, яка діє в магнітному полі на провідник зі струмом. Приведемо рисунок (силові лінії магнітного поля перпендикулярні площині рисунка) та формулу закону Ампера для елемента струму:



Для розрахунків використовують скалярний запис закону Ампера

$$dF_A = I \cdot dl \cdot B \sin \alpha$$

при цьому напрям сили визначають за правилом лівої руки:

- силові лінії повинні входити в долоню;
- витягнуті пальці повинні бути орієнтовані вздовж струму;
- відхилений великий палець вказує напрям сили Ампера.

Вектор магнітної індукції

Визначення основної силової характеристики магнітного поля – **вектора магнітної індукції** – можна здійснити за будь-якою силовою дією з боку магнітного поля:

- через силу, що діє на провідник зі струмом в магнітному полі (**закон Ампера**);
- через силу, що діє на рухомий заряд в магнітному полі (**силу Лоренца**);
- через **обертальний момент**, який діє на контур зі струмом в магнітному полі. Практичні способи визначення ґрунтуються саме на цьому способі.

Ми введемо модуль **вектора магнітної індукції** через **закон Ампера** – як ту максимальну силу, яка діє на одиничний елемент струму в магнітному полі:

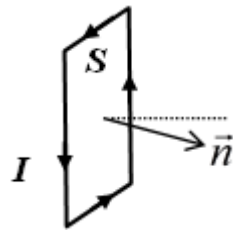
$$B = \frac{dF_{A\max}}{I \cdot dl}$$

Одиниця вимірювання в СІ – **1 Тл = 1 Н/(1 А·1 с)**. Напрямок вектора узгоджений з правилом лівої руки.

Магнітний момент контура зі струмом

Для діагностики локальних властивостей магнітного поля на практиці застосовують **не елемент струму** (його неможливо виділити, не припинивши протікання струму), а **контур зі струмом**, який можливо виготовити будь-яких розмірів. Основною характеристикою контура зі струмом, що визначає

його взаємодію з магнітним полем, є **магнітний момент** \vec{p}_m , завжди орієнтований по нормалі до площини контура (рисунок)

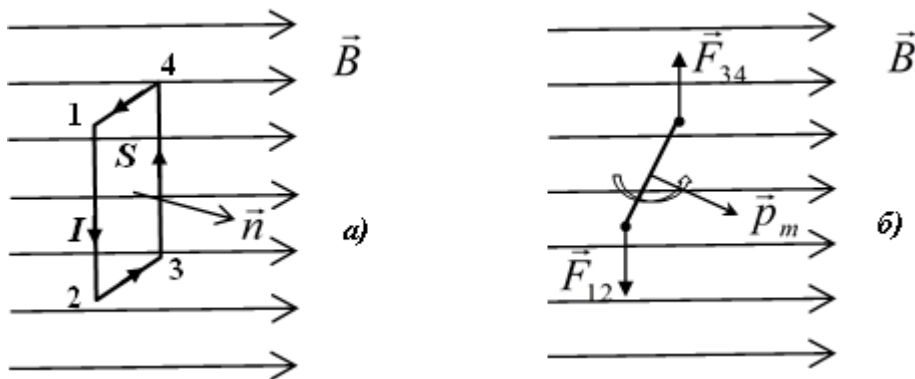


та рівний

$$\vec{p}_m = IS \cdot \vec{n}$$

Контур зі струмом в однорідному полі

Детально взаємодію контура зі струмом з магнітним полем можна розглянути за допомогою рисунка (а) – вид збоку, б) – вид зверху).



Легко довести, що сума сил, діючих на контур в однорідному полі, дорівнює нулеві. Проте на контур діє **обертальний момент**:

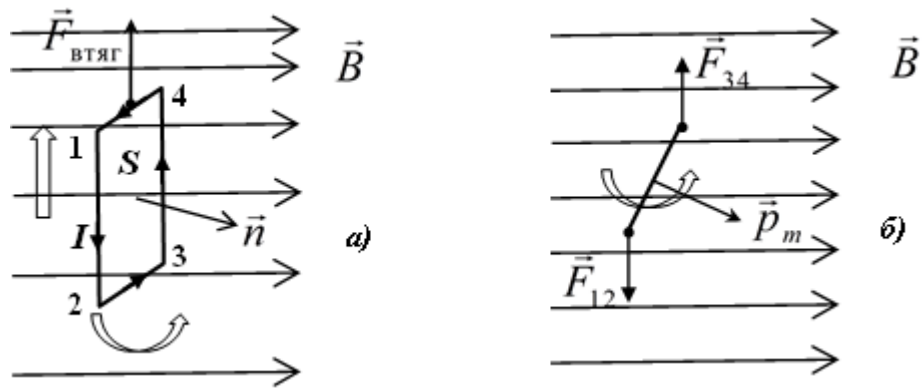
$$\vec{M} = [\vec{p}_m \times \vec{B}]$$

який намагається орієнтувати магнітний момент по полю (подвійна стрілка на рисунку). Крім того контур в магнітному полі має додаткову енергію:

$$W = -(\vec{p}_m \cdot \vec{B})$$

Контур зі струмом в неоднорідному полі

В неоднорідному магнітному полі (на рисунку неоднорідність присутня лише у вертикальній площині) сили, що діють на контур, некомпенсовані.



Тому контур відчуває дві дії з боку поля:

- **орієнтування магнітного моменту по полю** за рахунок обертального моменту

$$\vec{M} = [\vec{p}_m \times \vec{B}] ,$$

- **втягування контура** зі струмом в область сильного поля. Сила, що втягує контур,

$$\vec{F} = \vec{\nabla}(\vec{p}_m \cdot \vec{B}) .$$

Обидві ці дії на рисунку показані подвійними стрілками.

Зауваження. Індуковані магнітні моменти (наприклад, у діамагнетиків) орієнтовані проти поля. Тому вони завжди **виштовхуються (!)** з області сильного поля.

Принцип роботи електродвигунів

Наявність обертального моменту, що діє на контур зі струмом в магнітному полі,

$$\vec{M} = [\vec{p}_m \times \vec{B}]$$

призвела до розробки двох найпоширеніших типів електродвигунів:

- **двигун постійного струму** (працює також і на змінному однофазному струмі) – з обов'язковим **колектором**, що підключає до джерела струму різні контури у відповідні моменти часу;
- **асинхронний двигун** – двигун з короткозамкненими контурами – працює лише на змінному **трьохфазному струмі**.

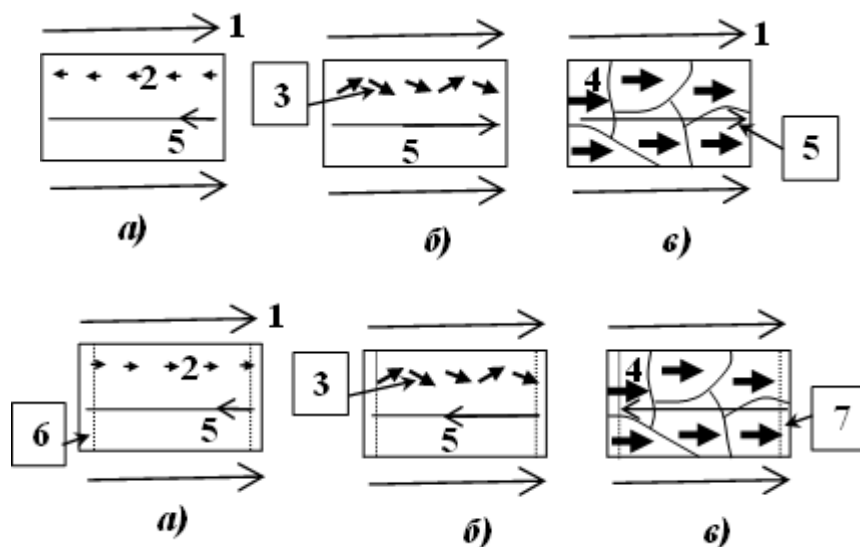
Діа- та парамагнетики

Магнітні властивості речовини залежать від наявності (чи відсутності) **постійних магнітних моментів атомів** при відсутності магнітного поля. За цією ознакою магнетики ділять на дві великі групи:

- **діамагнетики** – матеріали, у атомів яких **орбітальні та спінові магнітні моменти електронів** повністю скомпенсовані;
- **парамагнетики** – матеріали, атоми яких мають некомпенсовані чи то орбітальні, чи то спінові моменти електронів. В цій групі виділяють окремий клас магнетиків:
- **феромагнетики** – матеріали, атоми яких мають **значні некомпенсовані спінові магнітні моменти**, взаємодія яких обумовлює **спонтанну намагніченість** окремих областей (**доменів**) матеріалу. Легко бачити, що існує досить глибока аналогія між поділом матеріалів за їх магнітними властивостями та поділом матеріалів за електричними властивостями (див. статтю **Полярні та неполярні діелектрики**).

Магнетики в магнітному полі

Поведінка діамагнетиків *a)*, парамагнетиків *б)* та феромагнетиків *в)* у зовнішньому магнітному полі B_0 (**1**) показана на верхньому рисунку. Для порівняння на нижньому рисунку показана поведінка неполярних діелектриків *a)*, полярних діелектриків *б)* та сегнетоелектриків *в)* у зовнішньому електричному полі E_0 (**1**).



Зрозуміло, що малі стрілки (позначені цифрами **2, 3, 4**) на верхньому рисунку відповідають магнітним моментам, а на нижньому – дипольним електричним моментам.

Привернувши увагу на загальну схожість поведінки, підкреслимо три важливі відмінності:

- відсутність у магнетиків наведених зарядів обох знаків **6 і 7**;
- наведені (індуковані) магнітні моменти **2** (верхній рисунок *a)*) за правилом Ленца орієнтовані проти зовнішнього поля та **послаблюють його** в речовині;

▪ орієнтаційний ефект для постійних магнітних моментів (верхній рисунок б) та в)) формує наведене поле \mathbf{B}' , орієнтоване в напрямі зовнішнього поля (5), підсилюючи його в речовині.

Характеристики намагніченого стану

1. Основною кількісною характеристикою намагніченого стану магнетика є намагніченість \mathbf{J} – сумарний магнітний момент атомів в одиниці об'єму магнетика

$$\vec{J} = \frac{\sum_{i=1}^N \vec{P}_{mi}}{V}$$

Намагніченість співпадає з вектором наведеного в магнетик магнітного поля \mathbf{B}' .

2. Здатність магнетиків до намагнічення визначає така відносна характеристика, як **магнітна сприйнятливість** χ_m :

$$\chi_m = \mu_0 \vec{J} / \vec{B}_0,$$

яка зв'язана з **магнітною проникністю** середовища:

$$\mu = \frac{\vec{B}}{\vec{B}_0} = 1 + \chi_m$$

Для пара- та ферромагнетиків магнітна проникність завжди більша одиниці, тобто більшість середовищ підсилює зовнішнє поле. І лише діамагнетики послаблюють магнітне поле, правда, малопомітно: $\chi_m \leq 10^{-5}$.

Напруженість магнітного поля

За аналогією з електричним полем, властивості якого описують дві характеристики: напруженість поля та **вектор електричного зміщення** (незалежна від явища електростатичної індукції характеристика), для магнітного поля, крім вектора магнітної індукції, також вводиться модифікована силова характеристика – **напруженість магнітного поля**:

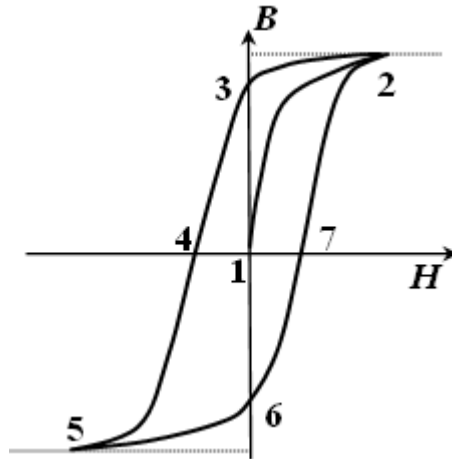
$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0},$$

на яку також не впливає намагніченість середовища.

Особливості феромагнетиків

До особливостей феромагнетиків (отримали назву від латинської назви заліза) відносять:

- **високі** значення магнітної проникності $\mu \geq 10^2$;
- **нелінійна** залежність магнітної проникності від величини зовнішнього поля H ;
- явища **насичення намагніченості** та **гістерезису**. Приведена типова петля гістерезису для феромагнетиків (рисунок);



Якщо в розмагніченому феромагнетикі почати намагнічування зовнішнім полем H (вісь абсцис), то послідовність змін така: початковий стан **1**, нелінійно переходить до стану **насичення 2** (відмічено штриховою лінією), при зменшенні зовнішнього поля досягаємо точки **3** (**залишкова намагніченість**). При зміні напрямку зовнішнього поля проходимо точку **4** (**коерцитивна сила**) та знову попадаємо в область насичення намагніченості **5**. Зменшуючи поле до нуля, попадаємо в точку **6** (**залишкова намагніченість протилежного напрямку**). Чергова зміна напрямку зовнішнього поля та збільшення його приводить у точку **7** (**коерцитивна сила**) та при подальшому збільшенні – знову в область насичення намагніченості **2**.

- **наявність точки Кюрі** – температури, вище якої феромагнетик стає звичайним парамагнетиком;
- **наявність магнітострикції** – магнітомеханічних та механомагнітних явищ, аналогічних прямому та зворотньому п'єзоэффекту.

Сила Лоренца

Силою Лоренца прийнято вважати силу, яка діє на **рухомий заряд з боку магнітного поля**:

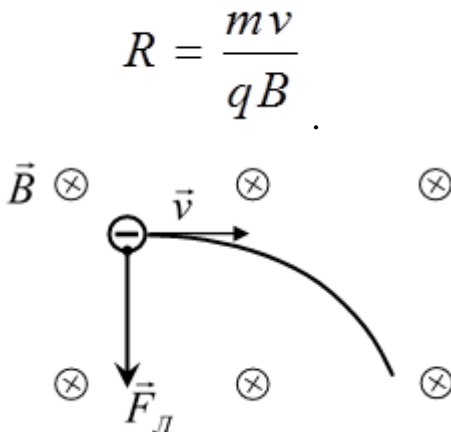
$$\vec{F}_L = q \cdot [\vec{v} \times \vec{B}]$$

Напрямок сили Лоренца можна встановити за правилом лівої руки: якщо розташувати ліву руку так, щоб лінії магнітної індукції входили в долоню, чотири витягнуті пальці вказували напрям швидкості позитивно зарядженої

частинки, то відігнутий на 90° великий палець вказуватиме напрям сили Лоренца.

Рух заряджених частинок в однорідному полі

1. Якщо напрям вектора швидкості співпадає з напрямом силових ліній магнітного поля – $F_L = qvB\sin 0^\circ = 0$ – частинка рухається прямолінійно та рівномірно.
2. Якщо вектор швидкості перпендикулярний силовим лініям поля (рисунок), частинка рухається по колу радіуса R :



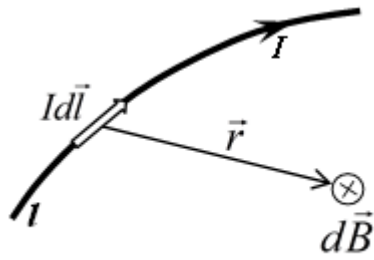
3. Якщо вектор швидкості знаходиться під довільним кутом до ліній поля – траєкторією є **гвинтова лінія**.

Використання магнітних полів

1. Рух заряджених частинок по колу в однорідному магнітному полі використовують в **циклічних прискорювачах заряджених частинок**: циклотронах, синхротронах, синхрофазотронах.
2. Залежність **радіуса кривизни** заряджених частинок від приведенного заряду частинки q/m використовують в маспектрометрах для визначення хімічного складу матеріалів.
3. Складний рух заряджених частинок в **неоднорідному магнітному полі** використовують в магнітних пастках – для утримування розігрітої плазми в установках ТОКАМАК, для захисту від «сонячного вітру» магнітним полем Землі (радіаційні пояси Землі).

Закон Біо-Савара-Лапласа

Визначає магнітне поле навколо провідника зі струмом. Конфігурацію струму та геометрію задачі видно з рисунка.

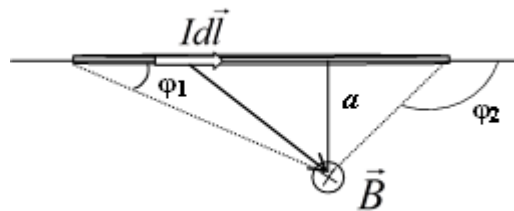


Формула закону приведена для розрахунку індукції магнітного поля

$$\vec{B} = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \int_{(l)} \frac{[Id\vec{l} \times \vec{r}]}{r^3}$$

Магнітне поле прямолінійного провідника зі струмом

Застосування закону Біо-Савара-Лапласа для розрахунку магнітного поля, створеного ділянкою прямолінійного провідника зі струмом (рисунок):



розрахунок для напруженості магнітного поля в довільній точці дає

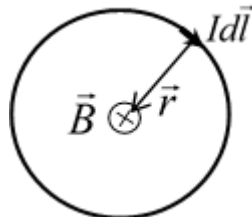
$$H = \frac{I}{4\pi a} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2)$$

Якщо провідник нескінченний, то

$$H_\infty = \frac{I}{2\pi a}$$

Магнітне поле колового провідника

Застосування закону Біо-Савара-Лапласа для розрахунку магнітного поля, створеного коловим провідником зі струмом в центрі кола (рисунок).

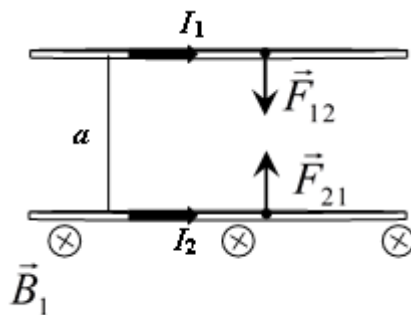


Результат розрахунків для напруженості поля:

$$H = \frac{I}{2r}$$

Взаємодія струмів

Найпростіший варіант взаємодії струмів – два паралельних прямолінійних нескінченно довгих провідника зі струмами I_1 та I_2 , що течуть в одному напрямі на відстані a (рисунок). В області провідника зі струмом I_2 існує магнітне поле \vec{B}_1 , створене провідником I_1 . За законом Ампера сила \vec{F}_{21} зумовлює притягання струму 2 до струму 1. Аналогічну дію робить і сила \vec{F}_{12} .



Сила взаємодії між струмами, в розрахунку на одиницю довжини провідника:

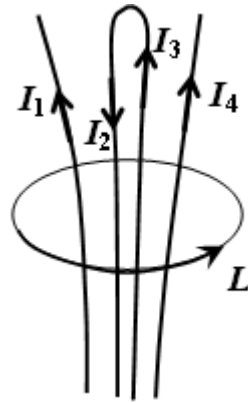
$$\frac{F_{21}}{l_2} = \frac{\mu\mu_0 I_1 I_2}{2\pi a}$$

Ця взаємодія струмів лежить в основі введення основної одиниці СІ – сили струму 1 А (див. статтю **Міжнародна система одиниць**).

Закон повного струму

Узагальненням законів магнетизму є доведена теорема, що носить назву **закону повного струму**: циркуляція вектора напруженості магнітного поля вздовж довільного замкненого контура L чисельно рівна алгебраїчній сумі струмів, охоплених цим контуром:

$$\oint_{(L)} (\vec{H} \cdot d\vec{L}) = \sum_{i=1}^N I_i$$



При застосуванні закону необхідно мати на увазі правило знаків: струм беруть зі знаком «+», якщо вибраний напрям обходу контура (стрілка на контурі L) та напрям струму зв'язані правилом правого свердлика.

Для нашого рисунка сума справа (враховуючи, що струми I_2 та I_3 рівні за величиною): $I_1 - I_2 + I_3 + I_4 = I_1 + I_4$.

Застосування закону повного струму

Закон повного струму застосовний до систем провідників з певною симетрією, наприклад, довгий соленоїд чи тороїд. Напруженість магнітного поля в середній частині цих систем:

$$H = In,$$

де $n = N/l$ – кількість витків на одиницю довжини.

Вихровий характер магнітного поля

Відмінність магнітного поля від електростатичного (інакше кажучи, **вихрового** від **потенціального**) зводиться до принципової різниці двох інтегралів.

1. **Теорема Гаусса** для потенціальних полів (верхній інтеграл) та її **аналог** для вихрових полів (нижній інтеграл):

$$\oint_{(S)} (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = \sum_{i=1}^N q_i,$$

$$\oint_{(S)} (\vec{B} \cdot d\vec{S}) \equiv 0,$$

що вказує на **відсутність магнітних зарядів** в Природі.

2. Циркуляція векторів напруженості полів – електростатичного (верхній інтеграл) та магнітного – **закон повного струму** – (нижній інтеграл):

$$\oint_{(L)} (\vec{E}_{st} \cdot d\vec{L}) \equiv 0$$

$$\oint_{(L)} (\vec{H} \cdot d\vec{L}) = \sum_{i=1}^N I_i$$

що вказує на **замкненість** силових ліній магнітного поля.

Тема 3.4. Електромагнітні явища

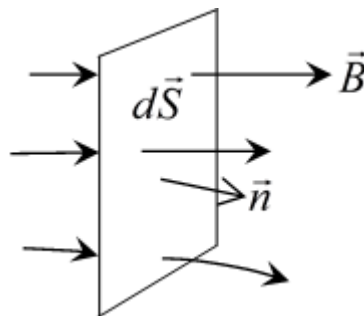
Електромагнітні явища

Розділ магнетизму, в якому вивчають змінні електричні та магнітні поля.

Потік вектора магнітної індукції

Елементарним потоком вектора магнітної індукції є скалярний добуток вектора індукції на елемент поверхні, яку пронизує магнітне поле (рисунок):

$$d\Phi = (\vec{B} \cdot d\vec{S})$$



Відповідно повний потік:

$$\Phi = \int_S (\vec{B} \cdot d\vec{S})$$

Магнітний потік в магнетизмі є **аналогічним** імпульсу в механіці.

Робота по переміщенню контура зі струмом в магнітному полі

Перенос (чи **поворот**) контура зі струмом в магнітному полі вимагає виконання роботи, яка йде на **зміну додаткової енергії контура** в цьому полі:

$$W = -(\vec{p}_m \cdot \vec{B})$$

Легко отримати, що елементарна робота такого переносу:

$$dA = Id\Phi$$

- Якщо $dA \geq 0$ – цю роботу виконує джерело струму (основа роботи електродвигунів).
- Якщо $dA \leq 0$ – цю роботу виконують зовнішні сили (основа роботи електрогенераторів).

Закон Фарадея для явища електромагнітної індукції

Явище електромагнітної індукції полягає в тому, що при всякій зміні магнітного потоку, що пронизує замкнений провідний контур, в контурі **виникає наведений (індукований) струм**. Як показав Максвелл, замкнений контур є лише індикатором явища.

В загальному: за будь-якої зміни магнітного потоку, що пронизує площу довільного контура, в останньому виникає (індукується) ЕРС індукції, пропорційна швидкості зміни магнітного потоку (**закон Фарадея**):

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}$$

Правило Ленца

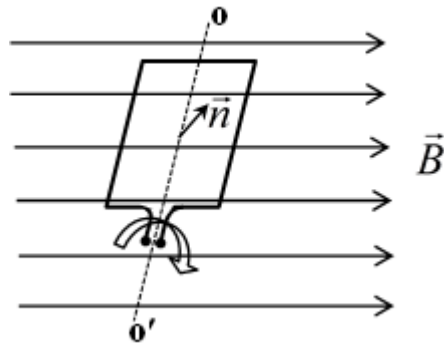
Правило Ленца визначає напрям **індукованого струму**. В загальному, правило Ленца «відповідає» за знак « \leftarrow » в законі Фарадея для явища електромагнітної індукції.

Згідно з правилом Ленца індукційний струм у замкненому провіднику завжди має такий напрям, що створюваний цим струмом власний магнітний потік протидіє тим змінам зовнішнього магнітного потоку, які породили індукційний струм. Наприклад, за правилом Ленца індуквані магнітні моменти в діамагнетиках завжди орієнтовані проти зовнішнього поля.

Генератори електричного струму

Явище електромагнітної індукції покладене в основу роботи генераторів електричного струму. Для прикладу на рисунку приведено принцип роботи генератора змінного струму. При обертанні контура навколо осі OO' з кутовою швидкістю ω на кінцях наводиться ЕРС індукції:

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \cdot \sin\omega t$$



Закон Генрі для явища самоіндукції

Якщо в контурі протікає електричний струм, то створене ним магнітне поле, пронизуючи переріз контура, формує **власний магнітний потік** контура. При зміні струму в контурі змінюється і власний магнітний потік контура, призводячи, за законом Фарадея, до появи ЕРС індукції в **цьому самому** контурі.

Це явище отримало назву **явища самоіндукції**, а закон, що його описує, встановив Генрі:

$$\mathcal{E}_{si} = -L \frac{dI}{dt},$$

де L – індуктивність контура. Порівнюючи закон Генрі із законом Фарадея, приходимо до висновку, що власний магнітний потік контура зі струмом дорівнює:

$$\Phi = LI.$$

Індуктивність контура

Індуктивність контура є **мірою інертності контура** по відношенню до зміни струму в ньому. Одиницею вимірювання є 1 Генрі: $1 \text{ Гн} = 1 \text{ В}/(1 \text{ А/с})$.

Залежить:

- від розмірів та форми контура;
- від кількості витків контура;
- від магнітних властивостей середовища, в якому знаходиться контур.

Наприклад, індуктивність довгого соленоїда

$$L = \mu\mu_0 \frac{N^2 S}{l},$$

де S – переріз, l – довжина та N – кількість витків контура.

Процеси в колах з індуктивністю

В електричних колах з великою індуктивністю різкі зміни основного струму можуть призвести до шкідливих наслідків.

1. В **замкнених колах** наводяться значні індукційні струми, які можуть пошкодити апаратуру. Наприклад, лампочки розжарення згорають переважно в моменти вмикання чи вимикання струму.

2. При **розривах провідного кола** на кінцях наводяться величезні ЕРС самоіндукції, які здатні здійснити пробій газу та спричинити дуговий розряд з повним вигоранням електродів.

Взаємоіндукція

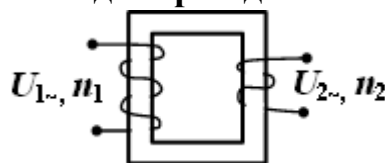
Два близько розташовані контури зі струмом вважаються **індуктивно зв'язаними**, якщо магнітне поле, створене одним з них, перетинає переріз іншого. Для таких контурів можливе явище **взаємоіндукції** – при зміні струму в одному з них наводиться електрорушійна сила індукції в іншому:

$$\mathcal{E}_{i1} = -L_{12} \frac{dI_2}{dt}, \quad \mathcal{E}_{i2} = -L_{21} \frac{dI_1}{dt}$$

Коефіцієнт $L_{12} = L_{21}$ називають **взаємоіндуктивністю** контурів. Він залежить: від розмірів та форми кожного контура, від кількості витків кожного контура, від магнітних властивостей середовища, від взаємного розташування контурів. Найпоширеніше застосування – трансформатори.

Трансформатори

Технічні пристрої для перетворення змінного електричного струму однієї напруги в змінний електричний струм іншої напруги. Робота основана на явищі взаємоіндукції. Найпростіший трансформатор являє собою замкнене **залізне осердя**, на яке намотані **дві провідні обмотки** (рисунок).



Роботу трансформатора характеризують коефіцієнтом трансформації $k = n_2/n_1 \approx U_2/U_1$. Задача трансформатора – мінімізація втрат при трансформації, тобто, досягнення 100% передачі енергії: $I_1U_1 \approx I_2U_2$. Способи зменшення втрат в трансформаторі:

- **зменшення опору** обмоток – ліквідація втрат на нагрів по закону Джоуля-Ленца;
- **непровідне осердя** (ізольовані залізні пластини, осердя з ферритів) – зменшення втрат на вихрові струми в осерді;

- зменшення розсіювання силових ліній магнітного поля (ідеал – тороїдальне осердя);
- зменшення втрат на перемагнічування – вибір для осердя магнітом'яких матеріалів (з вузькою петлею гістерезису) – (див. статтю **Особливості феромагнетиків**).

Енергія контура зі струмом

Енергія контура зі струмом чисельно рівна тій роботі, яка необхідна для перенесення контура зі струмом в магнітне поле, створене самим контуром. Елементарна робота:

$$dA = Id\Phi = Id(LI) = LI dl$$

Проінтегрувавши, матимемо:

$$W = \frac{LI^2}{2}$$

Об'ємна густина енергії магнітного поля

Для моделі нескінченно довгого соленоїда зі струмом, допускаючи, що його енергія рівномірно розподілена у внутрішньому об'ємі соленоїда, отримаємо об'ємну густину енергії всередині його:

$$\frac{W}{V} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}$$

Вона визначається напруженістю магнітного поля в соленоїді.

Гіпотези Максвелла

Узагальнюючи закони електромагнетизму, Максвелл висловив дві гіпотези.

1. Гіпотеза про існування, поряд з електростатичним, **вихрового електричного поля**, так що сумарне електричне поле рівне:

$$\vec{E} = \vec{E}_{st} + \vec{E}_{вихр}$$

Причому, як завжди, циркуляція електростатичного поля рівна нулеві:

$$\oint_{(L)} (\vec{E}_{st} \cdot d\vec{L}) \equiv 0$$

а вихрового численно рівна ЕРС індукції:

$$\oint_{(L)} (\vec{E}_{\text{вихр}} \cdot d\vec{L}) = \mathcal{E}_i$$

2. Гіпотеза про існування, поряд зі струмом провідності $\vec{j}_{\text{пр}}$, **струмів зміщення** – змінного електричного поля, яке також здатне породжувати магнітне поле:

$$\vec{j}_{\text{зм}} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

Рівняння Максвелла в інтегральній формі

Рівняння Максвелла є математичним узагальненням встановлених експериментально законів електромагнетизму. Інтегральна форма цих рівнянь отримана з урахуванням гіпотез Максвелла.

1. Першим рівнянням системи рівнянь електродинаміки є узагальнений Максвеллом запис закону Фарадея для явища електромагнітної індукції:

$$\oint_{(L)} (\vec{E} \cdot d\vec{L}) = - \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_S (\vec{B} \cdot d\vec{S}) \right)$$

2. Другим рівнянням системи рівнянь електродинаміки є узагальнений запис закону повного струму зі струмами зміщення:

$$\oint_{(L)} (\vec{H} \cdot d\vec{L}) = \int_S (\vec{j}_{\text{пр}} \cdot d\vec{S}) + \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_S (\vec{D} \cdot d\vec{S}) \right)$$

3. Третім рівнянням системи рівнянь електродинаміки є теорема Гаусса:

$$\oint_{(S)} (\vec{D} \cdot d\vec{S}) = \int_V \rho_q dV$$

4. Четвертим рівнянням системи рівнянь електродинаміки є аналог теореми Гаусса для магнітного поля:

$$\oint_{(S)} (\vec{B} \cdot d\vec{S}) \equiv 0$$

Цю систему з 4-ох рівнянь доповнюють ще три так звані матеріальні рівняння, що враховують властивості середовища,

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E} \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} \quad \vec{j}_{\text{пр}} = \sigma \vec{E}$$

Рівняння Максвелла в диференціальній формі

Найбільш вживаною є система рівнянь електродинаміки в диференціальній формі, причому у варіанті, запропонованому Хевісайдом. Перехід від інтегральної до диференціальної форми здійснено завдяки математичним теоремам Гаусса та Стокса.

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}_{\text{пр}}, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{D} &= \rho_q, \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &\equiv 0.\end{aligned}$$

Цю систему з 4-ох рівнянь також доповнюють матеріальними рівняннями, що враховують властивості середовища,

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H}, \quad \vec{j}_{\text{пр}} = \sigma \vec{E}.$$

Диференціальне рівняння електромагнітної хвилі

Виводиться з системи рівнянь Максвелла електромагнітного поля. Для електричної складової поля у випадку плоских хвиль у вакуумі має вигляд:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2},$$

де c – швидкість світла у вакуумі.

Модуль 4. Коливання та хвилі, оптика

Коливання та хвилі

Розділ фізики в технічному вузі, в якому вивчають загальні закономірності механічних та електромагнітних коливально-хвильових процесів, включаючи і явища хвильової оптики.

Тема 4.1. Механічні та електромагнітні коливання

Механічні та електромагнітні коливання

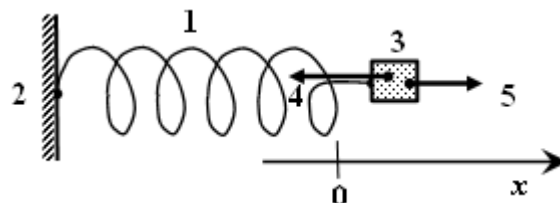
Коливаннями називають будь-які зміни **фізичних величин, які повторюються в часі**. Залежно від фізичної природи коливального процесу розрізняють: механічні коливання, електромагнітні коливання та коливання змішаної природи.

Коливальні процеси та системи

Розглядають гармонічні, вільні, згасаючі та незгасаючі коливання (незгасаючі можна отримати через вимушені коливання чи за допомогою автоколивань). До коливальних систем відносять: пружинний маятник, математичний та фізичний маятники, електричний коливальний контур.

Пружинний маятник

Коливальна система, в яку входить матеріальне тіло маси m (позначене цифрою **3**) та пружина **1** з жорсткістю k , один кінець якої прикріплений до самого тіла, а другий до тіла з нескінченною масою **2**. Якщо пружину розтягнути та відпустити (цей стан показаний на рисунку), то обов'язково з'явиться сила пружної деформації пружини **4** та сила в'язкого тертя **5**, яка залежить від властивостей середовища. Іноді до тіла може бути прикладена змінна в часі зовнішня сила $F_{зов}(t)$.



Застосувавши другий закон Ньютона для одновимірного руху тіла **3** вздовж осі Ox , отримаємо **диференціальне рівняння коливальних процесів пружинного маятника** в загальному випадку:

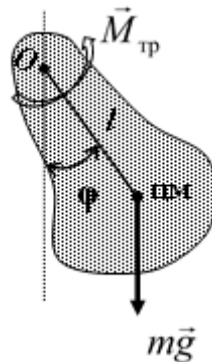
$$mx'' + rx' + kx = F_{\text{зов}}(t).$$

Це диференціальне рівняння для пружинного маятника може бути розв'язаним для випадків гармонічних, згасаючих та вимушених коливань. Зокрема можна встановити, від чого залежить частота ω_0 та період T гармонічних коливань пружинного маятника, а також його декремент згасання δ :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad T = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}, \quad \delta = \frac{r}{2m}.$$

Фізичний маятник

Фізичним маятником (рисунок) є будь-яке тіло, підвішене на горизонтальній осі O , яка не проходить через центр мас тіла. Математичний маятник – граничний випадок фізичного маятника, коли вся маса тіла зосереджена в одній матеріальній точці (центрі мас), в той час як підвіс є невагомим.



При відхиленні тіла від вертикалі на кут φ сила тяжіння створює момент сил, що намагається повернути тіло в положення рівноваги, розпочавши, таким чином, коливальний процес. Враховуючи, що рух у в'язкому середовищі завжди породжує момент сил тертя, а також можливість прикладання зовнішнього змінного момента сил $M_{\text{зов}}(t)$, із закону динаміки обертального руху отримаємо **диференціальне рівняння коливальних процесів фізичного маятника**:

$$I\varphi'' + R\varphi' + mgl\varphi = M_{\text{зов}}(t).$$

З цього рівняння для фізичного маятника можна визначити: частоту ω_0 та період T гармонічних коливань, декремент згасання δ :

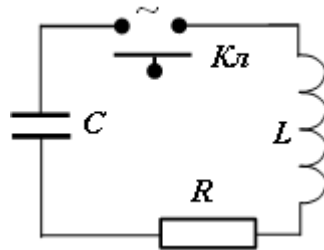
$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mgl}{I}}, \quad T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgl}}, \quad \delta = \frac{R}{2I}.$$

Зауважимо, що для математичного маятника період коливань взагалі не залежить від маси тіла:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}.$$

Електричний коливальний контур

Електричний коливальний контур є коливальною системою у вигляді замкненого кола, обов'язковими елементами якої є послідовно з'єднані конденсатор ємністю C та котушка індуктивності L (**реактивні елементи** кола). Наявність провідників означає, що в такому колі завжди присутній **активний** електричний опір R . Замикання кола (рисунок) може бути здійсненим або ключом **Кл** (після зарядки конденсатора), або під'єднанням зовнішньої змінної ЕРС.



В загальному випадку підключення зовнішньої ЕРС за другим правилом Кірхгофа отримаємо **диференціальне рівняння коливальних процесів в електричному коливальному контурі**:

$$Lq'' + Rq' + \frac{q}{C} = U_{\text{зов}}(t).$$

З цього рівняння для коливального контура можна визначити: частоту ω_0 та період T гармонічних коливань, декремент згасання δ , якщо коливання згасують:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad T = 2\pi\sqrt{LC}, \quad \delta = \frac{R}{2L}.$$

Приведене диференціальне рівняння коливань

Всі диференціальні рівняння будь-яких коливальних систем легко звести до диференціального рівняння коливань загального виду – **приведеного диференціального рівняння коливань**:

$$x'' + 2\delta x' + \omega_0^2 x = a_{\text{зов}}(t).$$

Диференціальне рівняння гармонічних коливань

Приведене диференціальне рівняння для гармонічних коливань має вигляд:

$$x'' + \omega_0^2 x = 0.$$

Його розв'язок:

$$x = A \sin(\omega_0 t + \varphi).$$

Перетворення енергії при гармонічних коливаннях

У всіх коливальних систем при гармонічних коливаннях потенціальна енергія переходить в кінетичну і навпаки. Відсутність тертя означає точне виконання закону збереження енергії.

Подання гармонічних коливань в комплексній формі

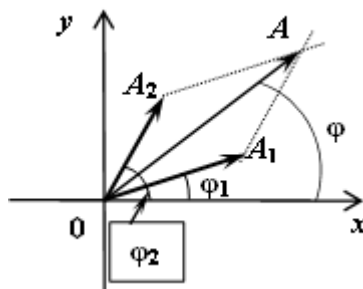
На комплексній площині гармонічні коливання: $X = \tilde{A} e^{-i\omega t}$, де комплексна амплітуда коливання $\tilde{A} = A e^{-i\delta}$.

Додавання однонаправлених коливань

Якщо матеріальна точка одночасно приймає участь в двох однаково напрямлених коливаннях різної амплітуди та частоти, виникає складний коливальний рух

$$x = x_1 + x_2 = A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2).$$

Кінцевий результат простіше зрозуміти за допомогою представлення коливань векторами амплітуд, що обертаються (рисунок). На рисунку приведений випадок $\omega_1 = \omega_2$.

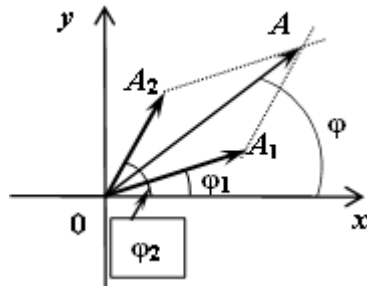


Легко бачити, що амплітуда та фаза результуючого коливання визначатимуться так:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}.$$

Биття

Виникає при додаванні двох однонаправлених коливань, частоти яких майже співпадають: $\omega_2 - \omega_1 = \Omega \ll \omega_{1,2}$. При цьому амплітуда результуючого коливання змінюється з частотою Ω від мінімального $|A_1 - A_2|$ до максимального $|A_1 + A_2|$ значень. Це явище використовується при налаштуванні контурів на одну й ту саму частоту. **Пояснити явище биття** можна за допомогою векторної діаграми додавання двох однонаправлених коливань (рисунок). При різниці в частотах обертання вектори A_1 та A_2 в певні моменти часу співпадатимуть за напрямом, даючи максимум, а через деякий час стануть протилежно орієнтованими, даючи мінімум.

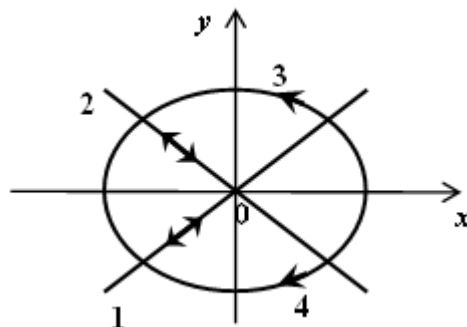


Додавання взаємноортогональних коливань

Якщо матеріальна точка приймає участь у двох коливальних процесах, які відбуваються вздовж **взаємноортогональних осей** (наприклад, x та y), то її траєкторія є складною лінією в площині xOy . Фактично мова йде про параметричний спосіб представлення траєкторії точки.

$$\begin{cases} x = A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) \\ y = A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) \end{cases}$$

В окремих випадках траєкторії є стійкими в часі лініями (їх називають фігурами Ліссажу). Для прикладу на рисунку приведені траєкторії при додаванні взаємноортогональних коливань однакової частоти: $\omega_1 = \omega_2$. Випадок **1** відповідає різниці фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 0^\circ$; випадок **2** відповідає різниці фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$; випадок **3** відповідає різниці фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 90^\circ$ і випадок **4** відповідає різниці фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 270^\circ$.



Фігури Ліссажу

При додаванні двох взаємноортогональних коливань матеріальна точка може мати **замкнену стійку в часі** траєкторію (фігуру Ліссажу), якщо виконуються умови: частоти коливань $\omega_1:\omega_2$ відносяться як цілі числа, а різниця фаз їх кратна 90° . Використовують для точного налаштування частот пристроїв по еталону частоти.

Диференціальне рівняння згасаючих коливань та його розв'язок

Приведене диференціальне рівняння згасаючих коливань має вигляд:

$$x'' + 2\delta x' + \omega_0^2 x = 0.$$

Його розв'язок:

$$x = Ae^{-\delta t} \sin(\omega t + \varphi).$$

Декремент згасання

Коефіцієнт δ , який враховує тертя в коливальній системі, входить в диференціальне рівняння згасаючих коливань

$$x'' + 2\delta x' + \omega_0^2 x = 0$$

та визначає темп спадання амплітуди згасаючих коливань.

Фізичний зміст: обернена до нього величина $1/\delta = \tau_e$, тобто визначає час, за який амплітуда коливань спадає в $e \approx 2,72$ разів.

Логарифмічний декремент згасання

Безрозмірний коефіцієнт, який вводиться як добуток декременту згасання δ на період коливань T : $\kappa = \delta T$.

Фізичний зміст: обернена до нього величина визначає кількість коливань, за які амплітуда зменшиться в e разів: $1/\kappa = N_e$.

Аперіодичні процеси

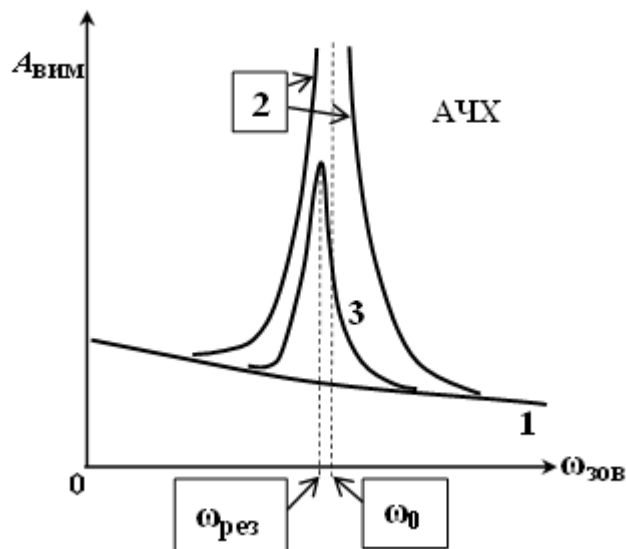
Аперіодичним називають коливальний процес, що втратив здатність до повторюваності. Спостерігаються при значному зростанні тертя в коливальній системі: $\delta \geq \omega_0$.

Вимушені коливання

Це такі коливання, які здійснює система під дією **зовнішньої періодичної сили**.

АЧХ вимушених коливань

На рисунку приведена амплітудно-частотна характеристика вимушених коливань системи (АЧХ – залежність амплітуди вимушених коливань $A_{\text{ВИМ}}$ від частоти зовнішньої сили $\omega_{\text{ЗОВ}}$) при різних значеннях декременту згасання δ в коливальній системі:



- 1 – $\delta = \infty$ (або при відсутності коливальних властивостей у системи);
- 2 – $\delta = 0$;
- 3 – $0 < \delta < \infty$.

Власна частота коливань системи ω_0 є незмінною, в той час як резонансна частота коливань залежить від δ :

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2}.$$

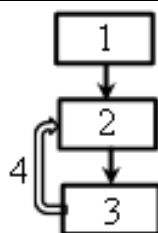
Явище резонансу

Резонансом називають різке (іноді – необмежене) зростання амплітуди **вимушених коливань** при співпаданні частоти зовнішньої періодичної сили $\omega_{\text{ЗОВ}}$ із резонансною частотою коливальної системи $\omega_{\text{рез}}$.

Автоколивання

Це коливання систем, які здійснюються за рахунок **зовнішнього неперіодичного джерела енергії**. Наприклад, всі годинники, окрім сонячного, є автоколивальними системами.

Блок-схема автоколивальної системи



де 1 – джерело енергії, 2 – регулятор подачі енергії, 3 – коливальна система, 4 – позитивний зворотній зв'язок.

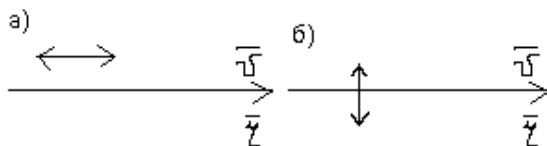
Тема 4.2. Механічні та електромагнітні хвилі

Загальні закономірності хвильових процесів

Хвиля – перенос коливальних збурень у просторі з часом. За природою хвильові процеси поділяють на **механічні** та **електромагнітні**. За характером процесів розповсюдження хвилі їх поділяють на **повздовжні** та **поперечні**.

Повздовжні та поперечні хвилі

Залежно від напрямку коливань частинок середовища (подвійні стрілки на рисунках) по відношенню до напрямку розповсюдження хвильового процесу (вказаного променем), хвилі поділяють на **повздовжні** (*a*) та **поперечні** (*б*).



Рівняння плоскої монохроматичної синусоїдальної хвилі

Плоске, необмежене в просторі джерело синусоїдальних коливань, що діє нескінченно довго, формує в просторі плоску синусоїдальну монохроматичну хвилю, що біжить:

$$\vec{E} = \vec{E}_m \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}).$$

Приведений приклад описує зміну в часі та просторі напруженості електричного поля хвилі. Великою $k = 2\pi/\lambda$ позначено хвильове число.

Швидкість механічних хвиль в газах

В газах розповсюджуються **виключно повздовжні хвилі**. Їх швидкість визначають пружні властивості газу, які зростають при збільшенні температури T :

$$v = \sqrt{\chi \frac{RT}{\mu}}.$$

Швидкість механічних хвиль в рідинах

В рідині можливі лише поздовжні хвилі. Швидкість їх розповсюдження визначає модуль об'ємного стискання рідини K_V :

$$v = \sqrt{\frac{K_V}{\rho}} .$$

Швидкість механічних хвиль в твердих тілах

Швидкість поздовжніх механічних хвиль в твердих тілах визначає модуль Юнга E :

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}} .$$

Вектор Умова

Визначає густину потоку енергії механічної хвилі вздовж нормалі \vec{n} до хвильового фронту

$$\vec{J}_w = \frac{\Delta W}{\Delta S \Delta t} \vec{n} = \vec{p} = w_V \cdot \vec{v} ,$$

де w_V – об'ємна густина енергії хвилі, v – швидкість розповсюдження.

Стоячі хвилі

Особливий випадок **інтерференції** хвиль – накладання двох хвиль, що біжать назустріч одна одній. Часто спостерігається як накладання падаючої хвилі з хвилею, відбитою від перешкоди. На відміну від хвиль, що біжать, в стоячій хвилі **відсутній перенос енергії** в просторі. Представляє собою лінійну структуру з послідовним чергуванням **вузлів** (амплітуда коливань $A = 0$) та **пучностей** (амплітуда коливань у яких $2A$). Це видно з рівняння стоячої хвилі:

$$x = 2A \cos(\vec{k} \cdot \vec{r}) \sin(\omega t) .$$

Відстань між сусідніми вузлами (чи сусідніми пучностями) дорівнює $\lambda/2$. Є основою роботи **резонаторів**.

Ефект Доплера

Зміна частоти хвилі, яку реєструє приймач, обумовлена відносним переміщенням джерела (швидкість руху u) та приймача (швидкість руху v). Для звукових хвиль спостерігається лише **поздовжній** ефект, тобто у випадках,

коли швидкості u та v орієнтовані вздовж лінії, що з'єднує джерело та приймач:

$$\omega' = \omega_0 \frac{c_{зв} \pm v}{c_{зв} \mp u}.$$

Верхні знаки відповідають випадку, коли джерело та приймач рухаються назустріч один одному, нижні знаки – коли віддаляються один від одного. Поздовжній ефект Доплера для електромагнітних хвиль застосовують в астрофізиці для визначення швидкостей розбігання галактик та в техніці для визначення швидкостей руху транспортних засобів.

Звукові хвилі

Звук – пружна механічна хвиля малої амплітуди. Характеристики звукової хвилі:

- **фізичні** – інтенсивність звукової хвилі I , частота звуку ν , спектральний склад звуку;
- **фізіологічні** – гучність, висота звуку (тон), тембр.

Гучність

Суб'єктивне сприйняття інтенсивності звукової хвилі.

Тон

Суб'єктивне сприйняття частоти (основної гармоніки) звуку.

Тембр

Суб'єктивне сприйняття частотного спектру звуку.

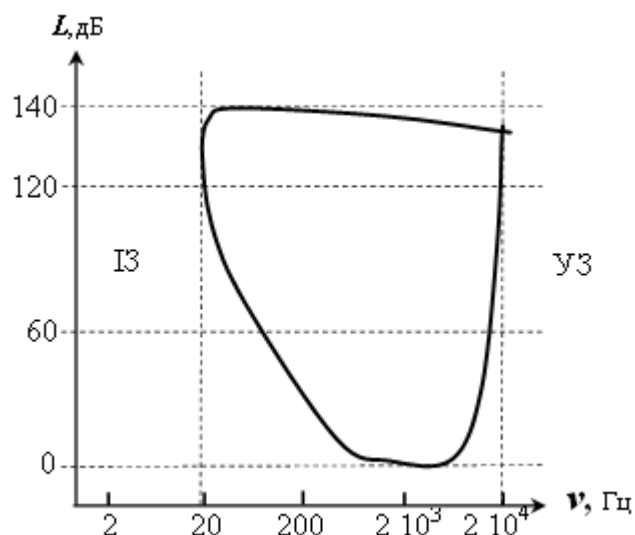
Область чутності

Загальні обмеження на область сприйняття звуку людським вухом:

- за частотою 16 Гц ... 20 000 Гц;
- за рівнем інтенсивності 0 ... 140 дБ;
- вище порогу чутливості людського вуха – $I_0 = 10^{-12}$ Вт/м².

Діаграма чутності

Детальна характеристика області чутності. Є індивідуальною для кожної людини. Зазвичай приводять усереднену діаграму сприйняття звуків людським вухом (рисунок).



Закон Вебера-Фехнера

Сприйняття інтенсивності I звукової хвилі людським вухом носить логарифмічний характер. Рівень інтенсивності звуку L у порівнянні з порогом чутливості людського вуха I_0 визначає закон Вебера-Фехнера:

$$L = \lg \frac{I}{I_0}.$$

Одиницею вимірювання рівня інтенсивності є **1 Б** (Белл).

Ультразвук

Звукові хвилі, частота яких більша за 20 000 Гц. Застосовують:

- у технологіях подрібнення, розмішування, очищення поверхонь матеріалів;
- в ультразвукових методах контролю (перевірка густини, міцності, наявності тріщин тощо);
- в медичних методах діагностики внутрішніх органів людини (УЗД);
- використовується деякими тваринами як звук і зір одночасно.

Інфразвук

Пружні звукові хвилі з низькими частотами, які не сприймаються людським вухом, $\sim 0,001$ Гц ... 16 Гц. Інфразвук впливає на діяльність деяких біоорганізмів та іноді радикально змінює їх поведінку.

Явище реверберації

Спадання інтенсивності звукової хвилі у приміщенні після вимкнення джерела звуку. Характеризується часом реверберації Δt : інтервалом часу, за який рівень інтенсивності ΔL падає на 60 дБ.

Диференціальне рівняння електромагнітної хвилі

Виводиться з системи рівнянь Максвелла електромагнітного поля. Для електричної складової поля у випадку плоских хвиль у вакуумі має вигляд:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2},$$

де c – швидкість світла у вакуумі.

Дослідження Герца

Герц експериментально розробив способи отримання та реєстрації електромагнітних хвиль, встановив закони відбивання та заломлення для електромагнітних хвиль. Перевіряв наявність інтерференції, дифракції та поляризації. Зробив **висновок**: світло – це електромагнітні хвилі з малими довжинами хвиль.

Вектор Пойнтинга

Визначає густину потоку енергії електромагнітної хвилі:

$$\vec{J}_w = \frac{\Delta W}{\Delta S \Delta t} \vec{n} = [\vec{E} \times \vec{H}].$$

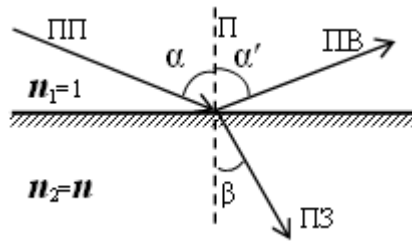
Тема 4.3. Геометрична оптика

Геометрична оптика

Розділ оптики, який вивчає закони поширення світлових променів, абстрагуючись від їх природи (корпускулярної чи хвильової). Базується на уявленні про **світловий промінь** та на припущенні про **відсутність взаємодії світла з частинками речовини**.

Закони геометричної оптики

1. **Закон про прямолінійне розповсюдження світла** в однорідному середовищі.
2. **Закони відбивання світла**: а) промінь, що падає **ПП**, промінь відбитий **ПВ** та перпендикуляр **П** в точці падіння лежать в одній площині; б) кут падіння дорівнює куту відбивання **$\alpha = \alpha'$** .



3. **Закони заломлення світла:** а) промінь, що падає **ПП**, промінь заломлений **ПЗ** та перпендикуляр **П** в точці падіння лежать в одній площині; б) відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення дорівнює відносному показнику заломлення другого середовища відносно першого:

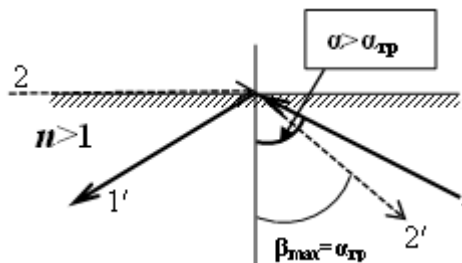
$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n .$$

4. **Закон про взаємну оборотність ходу променя.** В прямому та зворотному напрямках промінь проходить по тих самих просторових точках.

5. **Закон про невзаємодію променів,** що перетинаються, в однорідному лінійному середовищі.

Явище повного внутрішнього відбивання

Спостерігається при переході променя з **оптично більш густого** ($n_2 = n > 1$) в **оптично менш густе** ($n_1 < n_2 = 1$) середовище при кутах падіння, більших за граничний кут повного внутрішнього відбивання $\alpha \geq \alpha_{гр}$ (промінь 1 на рисунку).



Граничний кут повного внутрішнього відбивання $\alpha_{гр}$ визначають, спираючись на закон про взаємну оборотність ходу променів – як максимальний кут заломлення β_{max} при падінні променя 2 під максимально можливим кутом (вздовж межі середовищ) з оптично менш густого середовища: $\sin \beta_{max} = 1/n$.

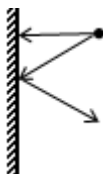
Волоконна оптика

Практичне застосування **явища повного внутрішнього відбивання світла** для каналізації світлових променів без втрат енергії в тонких прозорих **волокнах**. Використовують в оптоволоконній телефонії, оптичних системах

передачі інформації, в діагностичній медицині, при шифруванні оптичної інформації тощо.

Плоске дзеркало

Оптична деталь у вигляді гладкої плоскої поверхні, одна сторона якої (дзеркальна) здатна відбивати ($\approx 100\%$) світлових променів.



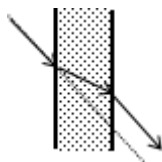
Сферичне дзеркало

Оптична деталь, відбиваюча поверхня якої має вигляд сегмента сфери. Дзеркальна поверхня може бути зовнішньою (опукле дзеркало) або внутрішньою (увігнуте дзеркало) поверхнею сфери.



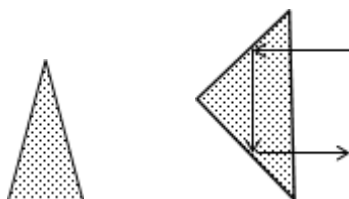
Плоскопаралельна пластина

Оптична деталь у вигляді прозорого тіла, обмеженого паралельними плоскими гладкими поверхнями.



Призма

Оптичний елемент у формі багатогранного тіла з прозорого для світла матеріалу, яке застосовують для зміни напрямку поширення пучків світла, розкладання білого світла в спектр (рисунок зліва). Поворотні призми (рисунок справа), що працюють на основі явища повного внутрішнього відбивання, повертають зображення на 180° .



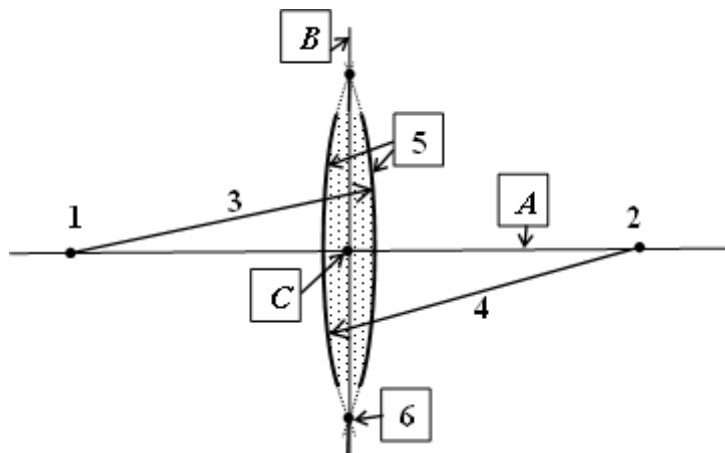
Тонка лінза

Поширена оптична деталь. Лінзу називають тонкою, якщо її товщина мала порівняно з радіусами сферичних поверхонь, що її обмежують.



Характеристичні точки, лінії та поверхні лінзи

Особливості геометрії лінзи формують такі графічні елементи системи тонкої лінзи (рисунок):



1. **Центри кривизни** (1 та 2) сферичних поверхонь 5, що обмежують матеріал лінзи. Через центри кривизни проводять пряму лінію А, яка називається **головною оптичною віссю (ГОВ) системи**. Для плоско-увігнутих або плоско-опуклих лінз (коли є лише один центр кривизни) ГОВ проводять через центр кривизни однієї поверхні перпендикулярно другій плоскій поверхні.

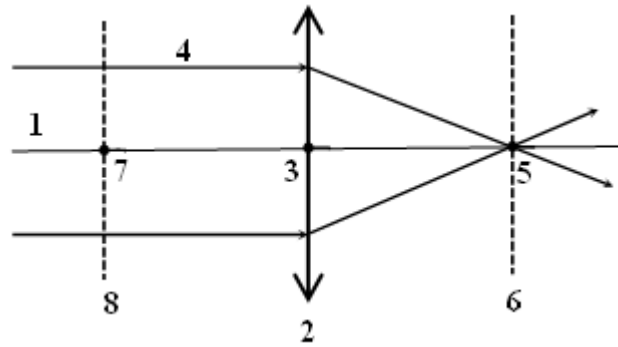
2. **Радіуси кривизни** сферичних поверхонь 3 та 4.

3. **Лінія перетину сферичних поверхонь** (або їх продовжень) 6, через яку проводять **площину лінзи В**. Іноді лінія перетину поверхонь лінзи виникає лише при малих зустрічних зміщеннях поверхонь вздовж ГОВ.

4. **Оптичний центр** лінзи С, який знаходять на перетині ГОВ з площиною лінзи. Оптичний центр має специфічні оптичні властивості: промені проходять його не заломлюючись.

Графічні елементи системи тонкої лінзи

Повний список графічних елементів тонкої лінзи (на рисунку приведено випадок збірної лінзи) включає:



1. **Головну оптичну вісь 1** (визначена геометричною побудовою).
2. **Площину лінзи 2**, на якій стрілками вказують збірною чи розсіювальною (стрілки змінюють напрям) є лінза. Також визначена геометричною побудовою.
3. **Оптичний центр лінзи 3**, визначений геометричною побудовою. Оптичний центр може бути визначений і оптичним способом: промені проходять його не заломлюючись.
4. **Фокуси лінзи 5** (передній) та **7** (задній) – це точки, в яких збираються всі промені (або їх продовження), якщо до лінзи вони проходили (**4**) паралельно ГОВ.
5. **Фокальні площини 6** (передня) та **8** (задня) – площини, перпендикулярні ГОВ та такі, що проходять через фокуси. У фокальних площинах збираються промені (або їх продовження), якщо до лінзи вони проходили паралельно один одному.

Формула тонкої лінзи

Співвідношення між фокусною відстанню $\pm F$ (відстань від лінзи до фокуса) тонкої лінзи, відстанню $+d$ від предмета до лінзи та відстанню $\pm f$ від лінзи до зображення:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}.$$

Правило знаків: відстані в формулі тонкої лінзи беруться зі знаком «+», якщо, відповідно до їх визначення (жирний текст), вони виміряні по ходу променів. Тому d завжди має знак «+».

При побудові зображень предметів найчастіше використовують два види променів: а) промені, що йдуть паралельно ГОВ, та б) промені, що проходять через оптичний центр лінзи. Тоді легко встановити побудовою, що

- розсіювальна лінза завжди дає **зменшене, пряме, уявне** зображення предмета;
- збірна лінза, в залежності від відстані d між предметом та лінзою, може давати

- зменшене, перевернуте, дійсне зображення (якщо $d > 2F$);
- збільшене, перевернуте, дійсне зображення (якщо $F > d > 2F$);
- збільшене, пряме, уявне зображення (якщо $d < F$).

Щоб провести окремих промінь через лінзу **завжди** використовують **додатковий промінь**, що проходить через центр лінзи, та враховують властивості фокальних площин!

Лупа

Оптичний прилад для розглядання дрібних деталей. Представляє собою збиральну лінзу. Тіла, що розглядаються, розташовують між фокальною площиною і лінзою. Дає збільшене уявне пряме зображення цих тіл.

Проекційний апарат

Оптичний пристрій, що проектує збільшене чи зменшене зображення освітлених об'єктів на розсіюючу поверхню (екран). Дає дійсне перевернуте зображення об'єктів.

Тема 4.4. Хвильова оптика

Хвильова оптика

Базується на уявленні про світло як **хвильовий процес**: розповсюдження світла описує принцип Гюйгенса-Френеля, а взаємодія світла з речовиною носить неперервний характер. Дає змогу пояснити явища: інтерференції, дифракції, дисперсії та поляризації світла. Зауважимо, що квантова оптика розглядає світло як потік корпускул, при цьому взаємодія з речовиною носить квантовий (стрибкоподібний) характер.

Інтерференція світла

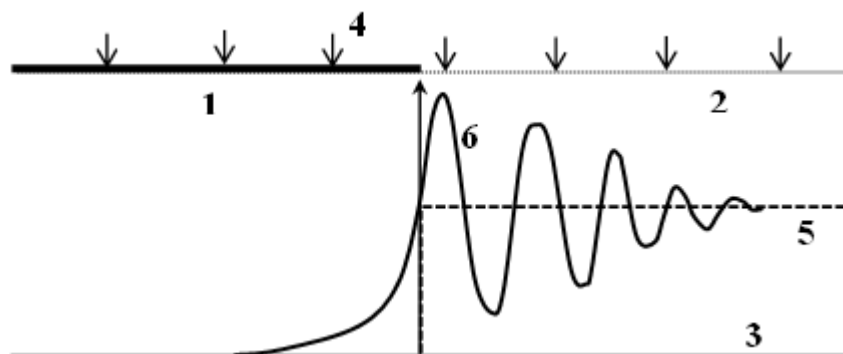
Явище **перерозподілу інтенсивності** світлового потоку в просторі (поява мінімумів та максимумів інтенсивності) при накладанні двох (або більше) **когерентних** світлових хвиль. **Когерентними** називають хвилі, різниця фаз між якими залишається незмінною в часі. Когерентні хвилі часто отримують за допомогою поділу хвильового фронту на дві (чи більше) частини (біщілини Юнга, біпризми Френеля, бідзеркала Френеля).

Умови для максимумів при накладанні двох когерентних хвиль можна сформулювати двояко. По-перше, якщо різниця фаз двох хвиль кратна 2π :

($\Delta\phi = m \cdot 2\pi$), або, по-друге, якщо оптична різниця ходу променів кратна довжині хвилі λ : ($\Delta l = n\Delta r = m\lambda$). Для мінімумів умови виглядають так: різниця фаз кратна непарній кількості π : ($\Delta\phi = (2m + 1)\pi$), а різниця ходу променів – непарній кількості півдовжин хвиль $\lambda/2$: ($\Delta l = n\Delta r = (2m + 1)\lambda/2$).

Дифракція світла

У широкому розумінні **дифракція** є випадком **багатопроменевої інтерференції** вторинних хвиль, які виникають при огинанні світлом перешкод або при розсіюванні світла на **періодичних неоднорідностях** середовища. У вузькому розумінні явищем дифракції називають відхилення від законів геометричної оптики при огинанні світлом перешкод, порівняних за розміром з довжиною хвилі.



Як приклад на рисунку приведений випадок дифракції від краю плоскої непрозорої діафрагми **1**. На екран **3** попадають промені світла **4** лише від відкритої частини хвильового фронту **2**. Якби справедливими були закони геометричної оптики, то розподіл інтенсивності мав би вигляд **5** (пунктирна лінія). В результаті дифракції ми спостерігаємо розподіл інтенсивності світла **6** з явно вираженими мінімумами та максимумами інтенсивності. При цьому світло (частково) попадає в область геометричної тіні.

Почасова когерентність

Обмеження на когерентність, обумовлене **скінченністю часу** випромінювання хвилі атомарними системами $\Delta t_{\text{випр}}$. Тоді **довжина когерентності** вздовж світлового променя не перевищує величини $r_{\text{когер}} \leq c\Delta t_{\text{випр}}$. При довгих різницях ходу хвиль когерентність зникає.

Просторова когерентність

Обмеження на когерентність в напрямках, що відхиляються від осі світлового потоку, обумовлене **поперечною протяжністю** $b_{\text{джерела}}$ джерела світла. При кутах спостереження ϕ , що задовольняють умову $b_{\text{джерела}} \sin\phi \geq \lambda/2$, когерентність зникає.

Застосування інтерференції

Інтерференцію застосовують для

- інтерферометричних первинних еталонів довжини (точність 10^{-9} м);
- просвітлення оптики;
- створення діелектричних дзеркал для лазерів та лазерних гіроскопів;
- створення інтерференційних спектрометрів високої роздільної здатності.

Принцип Гюйгенса-Френеля

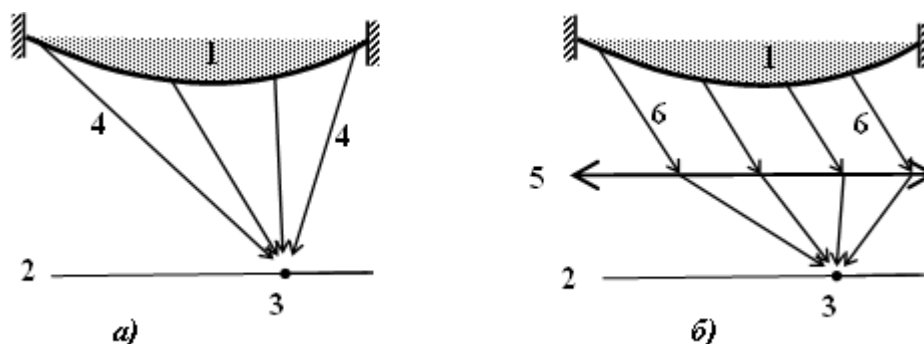
Основний принцип хвильової оптики. Представляє собою систему тверджень:

- 1) сукупність точок простору, до яких в даний момент часу дійшло хвильове збурення, утворює **хвильовий фронт**;
- 2) кожна точка хвильового фронту стає **вторинним точковим джерелом сферичних хвиль**;
- 3) новий хвильовий фронт проводять як поверхню, що **огинає всі сферичні хвильові фронти вторинних точкових джерел**;
- 4) всі вторинні точкові джерела, що належать одному й тому самому хвильовому фронту, **когерентні між собою та синфазні**;
- 5) інтенсивність хвилі, яка приходить в довільну точку простору, розраховують як **інтерференцію** сферичних хвиль всіх вторинних точкових джерел даного хвильового фронту.

Дифракція Френеля та Фраунгофера

За допомогою рисунка проілюструємо відмінність **дифракції Френеля** (рис. *а*) від **дифракції Фраунгофера** (рис. *б*).

На обох рисунках показана відкрита частина **сферичного хвильового фронту 1**, що попадає в отвір та формує дифракційну картину на екрані **2** у виділеній точці **3**. Тоді:



1. **Дифракція Френеля** – це дифракція в **збіжних променях 4**, які приходять від кожної точки хвильового фронту **1**. Розраховують таку дифракцію за допомогою методу зон Френеля.

2. **Дифракція Фраунгофера** – це дифракція в паралельних променях **6**, які приходять від кожної точки відкритого хвильового фронту **1**. Для цього на шляху променів поставлена збирна лінза **5**, в фокальній площині якої розташований екран **2**.

Метод зон Френеля

Метод розрахунку інтенсивності світла в **дифракції Френеля** (дифракції в збіжних променях), оснований на розбиванні відкритої частини сферичного фронту на окремі зони. Відстань до точки спостереження у сусідніх зонах відрізняється (в довжинах хвиль) на $\lambda/2$. Це означає, що амплітуди випромінювань у сусідніх зонах знаходяться в протифазі. Тому результуюча амплітуда в точці спостереження залежить від кількості відкритих зон: $A_{\Sigma} = A_0 - A_1 + A_2 - A_3 \dots$. Своєрідне використання метод зон Френеля знаходить у **фазових лінзах** – лінзах з нерівномірною поверхнею, в яких, за рахунок товщини матеріалу, добиваються зсуву фази на π для всіх непарних зон. Тоді результуюча амплітуда $A_{\Sigma} = A_0 + A_1 + A_2 + A_3 \dots$ тільки збільшується, а інтенсивність в окремій точці може зрости в тисячі разів. Використовують в системах запису інформації.

Формула дифракційної решітки

Є умовою для головних максимумів дифракційної решітки:

$$d \sin \varphi = m \lambda$$

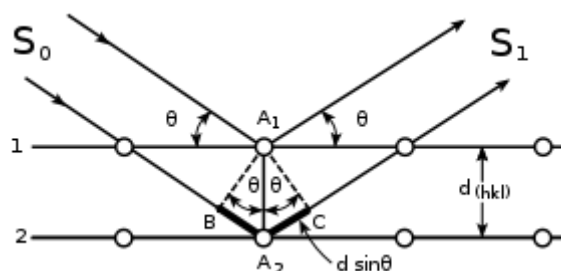
Літерою d позначено сталу решітки, а $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$ визначає порядковий номер максимуму. Дифракційні решітки є основою спектральних приладів з високою роздільною здатністю – дифракційних спектрографів.

Формула Вульфа-Бреггів

Визначає умови максимумів у відбитих променях (на рисунку – в напрямі S_1) при дифракції рентгенівських променів на кристалічних ґратках матеріалів:

$$2d \sin \theta = m \lambda$$

де θ – кут падіння, λ – довжина хвилі, m – ціле число, яке називається порядком дифракційного максимуму. Є основою рентгеноструктурного аналізу матеріалів.



Роздільна здатність оптичних приладів

Роздільна здатність оптичних приладів будь-якого типу обмежена явищем дифракції. Для приладів геометричної оптики роздільна здатність визначається тим мінімальним кутом δ_{min} , під яким дві близько розташовані світні точки спостерігаються через оптичний прилад як окремі: $R = 1/\delta_{min}$ (1). Для спектральних оптичних приладів формула (1) переходить в $R = \lambda/\delta\lambda$ (2), а для дифракційної решітки $R = mN$ (3), де m – порядок спектра, а N – кількість штрихів дифракційної решітки.

Уявлення про голографію

Голографія – особливий спосіб запису і відновлення інформації про будь-який об'єкт, оснований на реєстрації амплітуди та фази випромінювання від об'єкта (багатопроменева інтерференція).

Поляризація світла

Характеризує ступінь просторової впорядкованості площин поляризації світла в світловому потоці, тобто площин, в яких коливається вектор E напруженості електричного поля. Розрізняють:

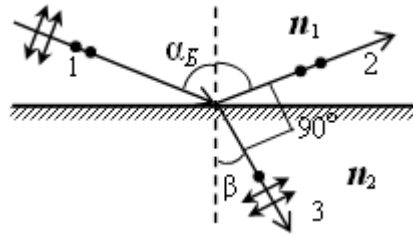
- **неполяризоване світло** – всі площини поляризації рівноймовірні (природне світло);
- **плоскополяризоване світло** – допустимою є лише одна площина поляризації;
- **частокково поляризоване світло** – мають площину поляризації з переважною ймовірністю;
- **поляризоване по колу (чи еліпсу)** – переважна площина поляризації якого обертається в просторі по колу.

Плоскополяризоване світло

Світло, у якого вектор напруженості E електричної складової хвилі коливається в межах однієї площини. Цю площину, в якій знаходиться вектор E та вектор швидкості v розповсюдження хвилі, називають **площиною поляризації**.

Закон Брюстера

Крім подвійного променезаломлення, це ще один спосіб отримання плоскополяризованого світла – при відбиванні та заломленні світла (рисунок). З рисунка видно, що при виконанні певних умов відбитий промінь **2** стає повністю плоскополяризованим.



Закон Брюстера визначає кут падіння α_B променя **1** неполяризованого світла, при якому відбитий промінь **2** стає повністю плоскополяризованим:

$$\operatorname{tg} \alpha_B = n_{21} = \frac{n_2}{n_1}.$$

На основі закону Брюстера сформовано поляризаційний пристрій для отримання плоскополяризованого світла – стопа Столетова.

Закон Малюса

Встановлює зв'язок між інтенсивністю I_A плоскополяризованого світла, яке проходить через **аналізатор**, та інтенсивністю I_{Π} світла, що пройшло **поляризатор**, в залежності від **кута α** між **площинами поляризації** поляризатора та аналізатора:

$$I_A = I_{\Pi} \cos^2 \alpha.$$

Штучна анізотропія

Формування анізотропії оптичних характеристик (показника заломлення) однорідних ізотропних діелектриків за рахунок

- механічної деформації;
- накладання зовнішніх електричного (ефекти Керра, Поккельса) чи магнітного (відповідні магнітооптичні ефекти) полів.

Ефект Керра

Поява **штучної анізотропії** в однорідних ізотропних діелектриках при внесенні їх в зовнішнє **електричне поле** (ефект Керра). За рахунок зміни показника заломлення вздовж напрямку поля виникає подвійне променезаломлення. Ефект Керра використовують для модуляції світлових потоків в оптоволоконних лініях: оптоволоконна телефонія, управління оптичними лініями передачі цифрової інформації.

Модуль 5. Основи квантової фізики та фізики ядра

Тема 5.1. Квантова оптика

Квантова оптика розглядає світло як **потік корпускул (фотонів)**, при цьому взаємодія квантів світла з речовиною, на відміну від неперервного процесу в хвильовій оптиці, носить **квантовий** (стрибкоподібний) характер.

Теплове випромінювання

Єдиний вид випромінювань тіл, при якому випромінювання знаходиться в термодинамічній рівновазі з самим тілом.

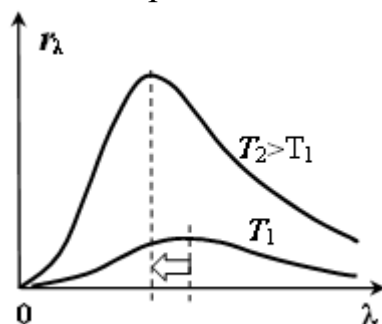
Люмінесценція

Один з видів **надлишкового** над тепловим випромінювань: перевипромінювання тілом енергії після попереднього збудження тіл зовнішнім впливом. Ділять на **фосфоресценцію** (пізніше перевипромінювання, досягає для атомів фосфору кількох годин) та **флуоресценцію** (швидке перевипромінювання, іноді доли мікросекунд). За способом попереднього збудження розрізняють:

- **фотолюмінесценцію** – попереднє опромінення світлом;
- **хемілюмінесценцію** – попереднє збудження хімічною реакцією;
- **радіолюмінесценцію** – обумовлену збудженням радіоактивними частинами;
- **ударну електрон-іонну люмінесценцію** – опромінення прискореними електронами чи іонами (наприклад, кінескоп телевізора);
- **тріболюмінесценцію** – попереднє збудження, обумовлене механічним подрібненням матеріалу.

Спектр випромінювання АЧТ

На рисунку приведено експериментальні спектри випромінювання розігрітих до різних температур абсолютно чорних тіл:



На відміну від атомарних спектрів (**лінійчаті**), молекулярних спектрів (**смугасті**, тобто складаються з серій ліній), спектри теплового випромінювання абсолютно чорних тіл (АЧТ) – **неперервні, монотонні та суцільні**:

Випромінюваність

Повна енергія, яку випромінює тіло з одиниці своєї поверхні за одиницю часу:

$$R = \frac{\Delta W}{\Delta S \cdot \Delta \tau}$$

Спектральна поглинальна здатність

Визначається долею енергії, яка **поглинута тілом** на даній частоті (чи довжині хвилі), від усієї енергії, що падає на тіло на даній частоті (чи довжині хвилі):

$$a_{\lambda} = \frac{W_{\text{погл}}(\lambda)}{W_{\text{пад}}(\lambda)} \quad \text{або} \quad a_{\nu} = \frac{W_{\text{погл}}(\nu)}{W_{\text{пад}}(\nu)}$$

За цією характеристикою вводиться три типи ідеалізованих тіл:

- **ідеальне дзеркало** $a_{\lambda} \equiv 0$;
- **сірі тіла**, у яких $0 < a_{\lambda} = \text{const} < 1$;
- **абсолютно чорне тіло** (АЧТ), у якого $a_{\lambda \text{ АЧТ}} \equiv 1$.

Спектральна випромінювальна здатність

Чисельно рівна тій енергії, яка випромінюється з одиниці поверхні тіла, за одиницю часу, в одиницю спектрального діапазону, тобто

$$r_{\lambda} = \frac{\Delta W}{\Delta S \cdot \Delta \tau \Delta \lambda}, \quad r_{\nu} = \frac{\Delta W}{\Delta S \cdot \Delta \tau \Delta \nu}$$

Абсолютно чорне тіло (АЧТ)

АЧТ – ідеалізована модель тіла, спектральна поглинальна здатність якого тотожно рівна одиниці для будь-яких довжин хвиль падаючого на тіло випромінювання:

$$a_{\lambda \text{ АЧТ}} \equiv 1$$

Моделлю такого тіла є закритий об'єм з малим вхідним отвором.

Закон Кірхгофа

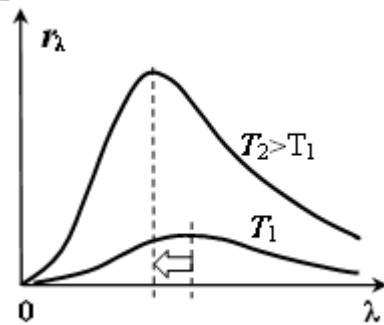
Оснований на застосуванні принципів **термодинамічної рівноваги** до систем з тепловим випромінюванням.

Відношення **спектральної випромінювальної здатності** до **спектральної поглинальної здатності** не залежить від природи тіл і є універсальною функцією частоти та температури:

$$\frac{r_{\lambda 1}}{a_{\lambda 1}} = \frac{r_{\lambda 2}}{a_{\lambda 2}} = \dots = \frac{r_{\lambda АЧТ}}{a_{\lambda АЧТ}} = r_{\lambda АЧТ}.$$

Закон Стефана-Больцмана

Отриманий на основі аналізу спектрів випромінювання АЧТ (рисунок). Площа під графіком – випромінюваність тіла.



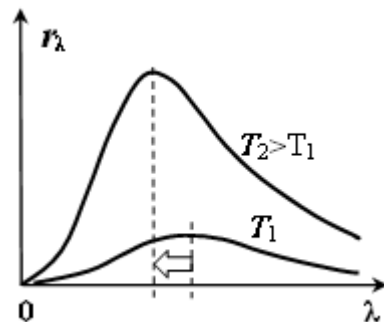
Випромінюваність АЧТ прямопропорційна четвертій степені абсолютної температури тіла:

$$R = \sigma T^4,$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – стала Стефана-Больцмана.

Закон зміщення Віна

Отриманий на основі вивчення спектрів АЧТ (рисунок):



Довжина хвилі, на яку припадає **максимум** в спектрі випромінювання АЧТ, обернено пропорційна абсолютній температурі T , при якій знаходиться тіло:

$$\lambda_{(b \text{ max})} = \frac{b}{T},$$

де $b = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ – стала Віна.

Утруднення класичної теорії теплового випромінювання

Жодна з багатьох спроб (Кірхгоф, Він, Релей, Джінс) отримати теоретичний спектр теплового випромінювання (близький до експериментального спектру АЧТ) на основі класичних уявлень (неперервний характер випромінювання) не привела до успіху. Зокрема формула Релея-Джінса

$$r_{\lambda} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot kT$$

породжувала цілу проблему, яку називали "тепловою смертю Всесвіту".

Квантова гіпотеза Планка

Як показав досвід, єдина можливість обійти ускладнення при поясненні законів теплового випромінювання – це відмова від уявлень про **неперервний характер випромінювання**. Тому в 1900 році Планк сформулював гіпотезу про квантовий (стрибкоподібний) характер теплового випромінювання у вигляді порції енергії:

$$W = h\nu,$$

де $h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка.

Формула Планка для спектра АЧТ

На основі гіпотези про квантовий характер випромінювання у 1900 р. Планк отримав формулу для **спектральної випромінювальної здатності АЧТ**

$$r_{\lambda} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

яка ідеально описувала експериментальні спектри АЧТ. Ним же було показано, що з цієї формули легко вивести закони Стефана-Больцмана та Віна.

Оптична пірометрія

Оптична пірометрія – це застосування законів теплового випромінювання для **вимірювання температури сильно розігрітих тіл**. Окремі методи вимірювання та температури, які вони визначають, приведені нижче.

1) **Радіаційна температура**. Використовують так званий радіаційний пірометр. Оснований на законі Стефана-Больцмана:

$$T_{p.} = \sqrt[4]{\frac{R}{\sigma}}, \quad T_{p.} \approx T.$$

2) **Колірна температура**. В якості пірометра використовують спектральний прилад. Колірну температуру визначають по максимуму в спектрі (закон

зміщення Віна). Метод складний, проте визначає температуру тіл найбільш точно:

$$T_k = \frac{b}{\lambda_{(в.макс)}}, \quad T_k = T.$$

3) **Яскравісна температура.** Експрес-метод. Застосовують пірометр з ниткою, що «зникає». Насправді мова йде про розігріту калібровану нитку, яка стає невидимою на фоні розігрітого тіла.

Зовнішній фотоефект

Виривання електронів за **межі матеріалу** при опроміненні його квантами світла. Для напівпровідників важливим є і **внутрішній фотоефект** – перехід електронів з валентної зони в зону провідності (поява відразу двох носіїв заряду – електрона та дірки) при опроміненні напівпровідників квантами світла.

Закони Столетова

На основі експериментальних досліджень зовнішнього фотоефекту Столетов встановив:

1. **Фотострум** насичення пропорційний **інтенсивності** світла.
2. **Максимальна швидкість** фотоелектронів зростає із зростанням частоти світла.
3. Існує **«червона» межа** фотоефекту – максимальна довжина хвилі, при якій фотоефект зникає.

Рівняння Ейнштейна для фотоефекту

Представляє собою **закон збереження енергії в явищі фотоефекту**, із залученням уявлення про **квантову природу** світла не тільки при випромінюванні (Планк), а й при **поглинанні** світла:

$$h\nu = A_{\text{вих}} + \frac{mv_{\text{max}}^2}{2}.$$

Використання фотоефекту в техніці

1. **Вакуумний фотоелемент** – один з найпоширеніших елементів систем реле та автоматики (вмикання та вимикання освітлення вулиць, входи в метро, ліфти, звукова «лампа» в кінопрокаті тощо).
2. **Фотоелектричні помножувачі (ФЕП)** – вимірювачі надзвичайно слабких світлових потоків.

Маса та імпульс фотона

Отримані на основі порівняння формули Ейнштейна зв'язку енергії-маси та квантової гіпотези Планка. Зокрема це дає масу фотона:

$$m_{\phi} = \frac{h\nu}{c^2},$$

тоді його імпульс:

$$p_{\phi} = \frac{h}{\lambda}.$$

де h – стала Планка, c – швидкість світла у вакуумі, λ – довжина хвилі. Можливі варіанти формул, якщо врахувати зв'язок: $\nu = c/\lambda$.

Світловий тиск

Наявність у фотона імпульсу автоматично наводить на думку про існування тиску на поверхні, на які падає світло. Цей тиск (хоч він і малий) був розрахований та виміряний (Лебедєв).

Ефект Комптона

Поява в розсіяному речовинами рентгенівському чи γ -випромінюванні довгохвильової компоненти $\lambda' > \lambda_0$:

$$\lambda' - \lambda_0 = \lambda_K (1 - \cos \theta) = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta),$$

де

$$\lambda_K = \frac{h}{m_e c},$$

комптонівська довжина хвилі електрона, тобто тієї частинки, на якій відбулось розсіювання. Пояснення ефекту основане на застосуванні законів збереження енергії та імпульсу при розгляді розсіювання як пружного зіткнення кванта випромінювання з нерухомою частинкою.

Корпускулярно-хвильовий дуалізм електромагнітного випромінювання (КХД)

Твердження про те, що електромагнітне випромінювання має **подвійну** природу: воно **одночасно є хвилею** (призводить до інтерференції, дифракції, поляризації) і **корпускулою**, квантом, (породжуючи фотоефект, ефект Комптона, світловий тиск).

Тема 5.2. Теорія атома

Гіпотеза та формула де Бройля

Гіпотеза де Бройля (1923 р.) закріплювала уявлення про матеріальну єдність світу. Це було твердженням про те, що корпускулярно-хвильовий дуалізм (КХД) притаманний не тільки електромагнітному випромінюванню, а й матерії в цілому. З цієї гіпотези випливало таке: частинкам речовини (корпускулам) також притаманний хвильовий процес, довжина хвилі якого визначається формулою де Бройля:

$$\lambda_{\text{дБ}} = \frac{h}{p}.$$

Природа хвильового процесу де Бройлем не обговорювалась. На сьогодні з цим хвильовим процесом пов'язують хвилю ймовірності знаходження частинки в кожній точці простору.

Співвідношення невизначеностей Гейзенберга

Добуток невизначеності координати мікрочастинки на невизначеність імпульсу цієї частинки вздовж даної координати є величиною не менше \hbar :

$$\begin{cases} \Delta x \cdot \Delta p_x \geq \hbar \\ \Delta y \cdot \Delta p_y \geq \hbar \\ \Delta z \cdot \Delta p_z \geq \hbar \end{cases}.$$

Співвідношення для координат-імпульсів легко переходять в співвідношення для енергії-часу: добуток невизначеності величини енергії мікрочастинки на невизначеність часу існування також є величиною не менше \hbar :

$$\Delta W \cdot \Delta \tau \geq \hbar.$$

Ці співвідношення вказують на хвильову природу мікрочастинок. Від уявлень про траєкторію мікрочастинок в мікросвіті слід відмовитись.

Рівняння Шредінгера

Основне рівняння квантової механіки в класичному наближенні. В застосуванні до стаціонарних станів електрона в атомі має вигляд:

1.
$$\Delta_L \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} (W - W_{\text{пот}}(\vec{r})) \Psi = 0,$$

де Δ_L – оператор Лапласа. З точки зору квантової механіки розв'язок операторного рівняння (1) допустимий при накладанні додаткових обмежень на клас власних Ψ -функцій оператора енергії:

2. Ψ -функції – обмежені, неперервні та монотонні;
3. Ψ -функції – зшивні на межах та двічі диференційовні;
4. Ψ -функції – ортонормовані:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Psi_i \Psi_j^* dV = \begin{cases} 1, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases}$$

Хвильова функція та її фізичний зміст

Це комплексна (або уявна) функція, яка є розв'язком рівняння Шредінгера та використовується в квантовій механіці для опису стану квантовомеханічної системи. *Фізичний зміст* має лише **квадрат модуля** цієї функції: це **густина ймовірності** зустріти мікрочастинку в даному елементі об'єму.

Теорія Бора

Напівкласична теорія атома. Основана на **класичному характері** орбітального руху електрона та **квантовому характері випромінювання**. Постулює:

1. Існування **стаціонарних** орбіт, на яких електрон не випромінює. Правило відбору **стаціонарних** орбіт:

$$m_e v_e r_e = n \hbar .$$

2. Випромінювання **кванта енергії** відбувається стрибком при переході з вищої стаціонарної орбіти на нижчу

$$W_m - W_n = h \nu_{nm} .$$

Дала змогу пояснити спектр атома водню та воднеподібних атомів.

Застосування рівняння Шредінгера до атома водню

Класична задача квантової механіки. Розв'язана в два етапи. На першому використана сферична симетрія атома водню та визначені сферично-симетричні радіальні $\Psi(r)$ -функції електрона. На цьому етапі повторені всі результати, які були відомі з теорії Бора для атома водню. На другому етапі визначений повний клас Ψ -функцій для електрона в атомі водню: $\Psi_{n,l,m_l}(r, \theta, \varphi)$ – нижні індекси яких в майбутньому набули змісту **квантових чисел** – головного n , орбітального l та магнітного m_l .

Головне квантове число

Значення числа: $n = 1; 2; 3; 4; \dots$ Визначає **енергію** електрона в атомі та **атомну оболонку**. В спектроскопії числову послідовність значень n замінюють послідовністю прописних літер K, L, M, N, O, \dots

Орбітальне квантове число

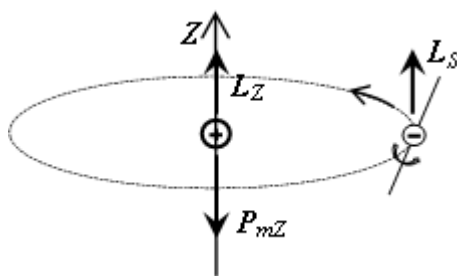
Значення числа: $l = 0; 1; 2; \dots; (n - 1)$. Визначає величини модулів **механічного** та **магнітного** моментів орбітального руху електрона та **атомну підоболонку**. В спектроскопії атомні підоболонки мають літерні позначення: $s; p; d; f; \dots$

Магнітне квантове число

Значення числа: $m_l = l; -(l - 1); \dots; 0; 1; \dots; (l - 1); l$. Всього приймає $2l + 1$ значення. Визначає проекцію **механічного** та **магнітного** моментів орбітального руху електрона на виділений в просторі напрям (просторове квантування).

Спінове квантове число

Значення числа: $m_s = +1/2; -1/2$. Приймає всього 2 значення. Визначає проекції власних **механічного** та **магнітного** моментів руху електрона на виділений в просторі напрям. Введене відповідно до **гіпотези Юленбека та Гаудсмита про спін** (обертання електрона навколо власної осі – рисунок) на основі експериментів по просторовому квантуванню. Як **четверте квантове число** з'являється в результаті розв'язання релятивістського квантово-механічного рівняння Дірака.



Спектр атома водню та воднеподібних атомів

Експериментально встановлений спектр атома водню задовольняє **комбінаційний принцип Рідберга-Рітца**

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right),$$

який є підтвердженим теорією Бора. Для воднеподібних атомів (($Z - 1$)-кратно іонізованих атомів, тобто всього з одним електроном на орбіті) теорія Бора дає аналогічну формулу:

$$\frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Принцип Паулі

Визначає специфіку статистики частинок з напівцілим спіном (**ферміонів**). Наприклад, для електронів в атомах він формулюється так: в квантових станах атома, які характеризуються набором всіх **чотирьох** квантових чисел, не може бути більше **одного** електрона. Тобто даний стан може бути або **порожнім**, або зайнятий **одним** електроном.

Магічні числа

Максимальні **числа заповнення електронами** енергетичних станів атома при допустимих варіаціях квантових чисел:

1. $n, l, m_l = \text{const}; m_s = \text{var} \rightarrow 2$;
2. $n, l = \text{const}; m_l, m_s = \text{var} \rightarrow 2(2l + 1) = 2; 6; 10; 14; \dots$;
3. $n = \text{const}; l, m_l, m_s = \text{var} \rightarrow \Sigma 2(2l + 1) = 2n^2 = 2; 8; 18; \dots$

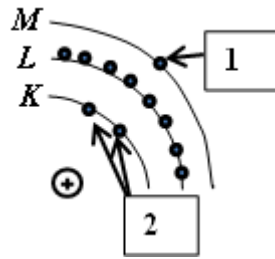
Принципи побудови таблиці елементів Менделєєва

1. **Принцип послідовності**: кожний наступний атом таблиці Менделєєва має ядро, у якого, як мінімум, на один протон більше ніж у попереднього та на один електрон збільшується кількість електронів в атомній оболонці.
2. **Принцип мінімізації повної енергії** системи. Стійкий стан кожного атома відповідає мінімуму повної енергії.
3. **Принцип заборони Паулі**. Заповнення електронних оболонок атома не повинно порушувати принцип Паулі.

Оптичні та глибинні електрони

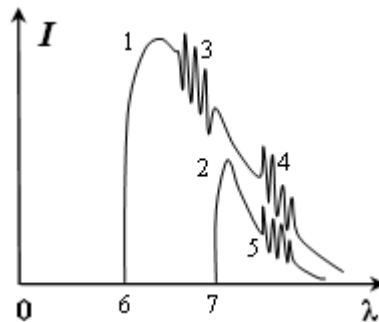
Для схематичного відображення електронних оболонок атома використовують певну **символіку** (наприклад, на рисунку показаний атом натрію). Цифрою **1** позначена найбільш віддалена від ядра оболонка **М**. Електрони цієї оболонки: слабкозв'язані, зовнішні, оптичні, валентні. Цифрою **2** позначена оболонка **К**. Електрони на ній: глибинні, сильнозв'язані, найближчі до ядра.

Перевірити стан глибинних електронів можна тільки в сильних взаємодіях з атомом (див. статтю **Ренгенівські спектри атомів**).



Рентгенівські спектри атомів

Типові спектри, зняті Мозлі у рентгенівській установці, в якій аноди виготовлялись з атомів різного сорту, мають такий вигляд:



Спектри складаються з **суцільної частини** (гладкі лінії) та **характеристичного спектру** (серії ліній 3, 4, 5). При високій напрузі на установці U_1 (крива 1) спостерігається найбільш короткохвильова **К-серія** (3), при нижчих напругах U_2 – тільки **Л-серія** (5), розташована на тому ж місці, що й **Л-серія** при високій напрузі (4). Нижні межі суцільних спектрів (6, 7) (найменші довжини хвиль) визначаються напругами на рентгенівській установці:

$$\lambda_{\min 1} = hc/eU_1 \quad (6),$$

$$\lambda_{\min 2} = hc/eU_2 \quad (7).$$

Формула Мозлі для характеристичного рентгенівського спектру

На основі експериментально визначених характеристичних рентгенівських спектрів Мозлі встановив для них таку закономірність:

$$\frac{1}{\lambda} = R(Z - \sigma_n)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

В цій формулі Z – порядковий номер атома в таблиці Менделєєва, n і m – цілі числа, $\sigma_n = 1$ ($n = 1$); $\sigma_n \approx 5$ ($n = 2$) і т.д. – стала екранування. При $n = 1$ – **К-серія**, $n = 2$ – **Л-серія**, $n = 3$ – **М-серія** тощо.

Завдяки дослідженням Мозлі таблиця елементів Менделєєва набула сучасного вигляду.

Фізична природа хімічного зв'язку

Квантова механіка виділяє 4 типи міжатомарних зв'язків в молекулярних системах та конденсованих станах речовини:

- 1) **іонний зв'язок** – обумовлений кулонівською взаємодією іонізованих атомів кристалічної решітки. **Сильний хімічний зв'язок.** Здебільшого призводить до діелектриків;
- 2) **ковалентний зв'язок** – обумовлений колективізацією пар електронів сусідніх атомів. **Сильний хімічний зв'язок.** Спостерігається у Н/П та діелектриків, а також у газів H_2 , O_2 , N_2 і т.д.;
- 3) **металевий зв'язок** – обумовлений колективізацією валентних електронів в зоні провідності. **Сильний хімічний зв'язок.** Матеріали – переважно провідні метали;
- 4) **дисперсійний, диполь-дипольний зв'язок, зв'язок Ван дер Ваальса** – різні типи слабкої квантово-механічної взаємодії електронних оболонок атомів. Приводить до **слабкого хімічного (або фізичного зв'язку).** Стехіометричні співвідношення не виконуються.

Енергетичні рівні та спектри молекул

Повна енергія електрона в молекулі розраховується значно складніше, ніж в атомі, тому що враховує не тільки **взаємодію електронів** з ядрами $W_{еліj}$, а й енергію **коливальних $W_{кол}$ та обертальних $W_{об}$ рухів** молекули:

$$W = W_{еліj} + W_{кол} + W_{об}.$$

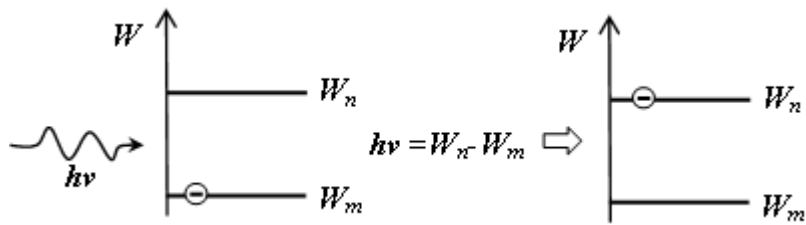
Розв'язок рівняння Шредингера для такого електрона в молекулі показує, що всі види енергій квантуються, тобто, поряд з електронними рівнями енергії з'являється низка близько розташованих коливальних та обертальних рівнів. А тому спектри молекул **не лінійчаті**, на відміну від атомів, а **смугасті**, оскільки представляють собою серії близько розташованих ліній.

1. В діапазоні **видиме світло – ультрафіолет**: електронно-коливально-обертальні **смуги**.
2. В діапазоні **інфрачервоних променів**: коливально-обертальні **смуги**.
3. В діапазоні **радіохвиль**: обертально-обертальні **лінії**.

Резонансне поглинання

Взаємодію світла з квантовими системами Ейнштейн розділив на три елементарних акти.

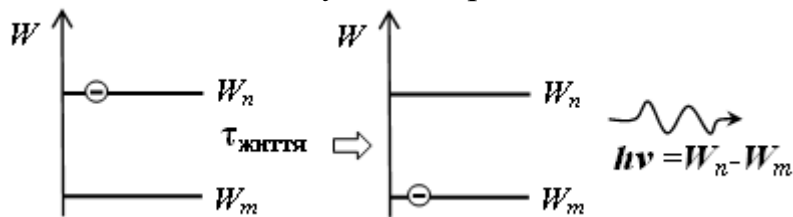
Перший з них – **резонансне поглинання** квантовою системою кванта світла (рисунок). Квантова система – двоурівнева: нижній рівень з енергією W_m , верхній – з енергією W_n . Квантова система знаходиться в **основному стані** (електрон на нижньому енергетичному рівні). На систему в основному стані падає квант світла з енергією $h\nu$. При виконанні умови **резонансу** (рівність енергії кванта різниці енергій) система з високою ймовірністю переходить в **збуджений стан** (електрон на верхньому енергетичному рівні).



Спонтанне випромінювання

Другим елементарним актом взаємодії світла з квантовою системою є **спонтанне випромінювання** (рисунок).

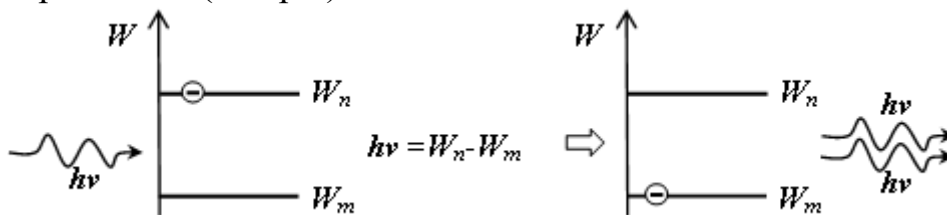
Квантова система знаходиться в **збудженому стані** (електрон на верхньому енергетичному рівні). Через деякий час (час життя) вона самодовільно переходить в **основний стан**, випускаючи резонансний квант енергії.



Вимушене резонансне випромінювання

Третім елементарним актом взаємодії світла з квантовою системою, спочатку гіпотетично, Ейнштейн допустив існування високоїмовірного процесу **вимушеного резонансного випромінювання** (рисунок).

Квантова система знаходиться в **збудженому стані** (електрон на верхньому енергетичному рівні). На неї падає **резонансний квант енергії**. Після чого система миттєво переходить в **основний стан** (електрон на нижньому енергетичному рівні). При цьому з'являються два **кванти-близнюки**. Вимушене резонансне випромінювання лежить в основі роботи квантових підсилювачів та генераторів світла (лазерів).



Принцип дії лазерів, їхні типи та практичне використання

Для створення оптичних квантових генераторів (лазер) необхідно виконати дві умови:

- створити **активне середовище** – перевести більшість квантових елементів системи в збуджений стан (здійснити інверсію заселеності рівнів електронами);

▪ створити **позитивний зворотній зв'язок** – організувати **резонатор**. В оптичному діапазоні таким резонатором є система **двох дзеркал**, розташованих перпендикулярно осі оптичної системи на відстані, **кратній половині довжини хвилі** випромінювання лазера (для виконання умови стоячої хвилі).

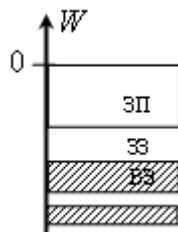
За способом створення активного середовища лазери поділяють на:

- лазери з оптичною накачкою;
- газорозрядні лазери;
- напівпровідникові лазери;
- лазери з хімічною накачкою і т.п.

Тема 5.3. Основи електроніки

Елементи зонної теорії твердих тіл

Зонна теорія твердих тіл базується на застосуванні рівняння **Шредінгера** до електрона в **періодичній потенціальній «ямі»** кристалу (адіабатичне одно-електронне наближення). Розв'язок його дає серію дозволених енергетичних рівнів, які можна об'єднати в **енергетичні зони дозволених рівнів** (виділені прямокутниками на рисунку) та **заборонених** (проміжки між ними) енергетичних зон. **Заповнені** електронами зони заштриховані, незаповнені зони – не мають штрихування. На енергетичній зонній структурі завжди відмічають рівень "0" потенціальної енергії (рівень вакууму).



Статистика Фермі-Дірака

Застосовна лише до **ферміонів** – частинок з напівцілим спіном $S = 1/2; 3/2; \dots$. Визначає ймовірність заповнення енергетичних станів електронами в залежності від їх енергії W . Символом μ позначено **енергію Фермі** – найбільшу енергію, яку в даному кристалі матиме електрон при температурі $T = 0 \text{ K}$.

$$f_{\text{ФД}} = \frac{1}{e^{\frac{W-\mu}{kT}} + 1}$$

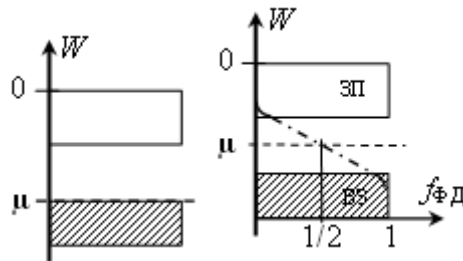
Статистика Бозе-Ейнштейна

Застосовна лише до **бозонів** – частинок з цілим спіном $S = 0; 1; 2; \dots$.
Визначає ймовірність заповнення енергетичних станів бозонами (наприклад, фотонами):

$$f_{\text{БЕ}} = \frac{1}{e^{\frac{W-\mu}{kT}} - 1}$$

Рівень Фермі

Має два означення. 1. **Найвищий** енергетичний рівень, зайнятий електронами при абсолютному нулі температури $T = 0 \text{ К}$. Так як абсолютний нуль температури є недосяжним, то при будь-якій температурі, відмінній від $T = 0 \text{ К}$, рівень Фермі визначають інакше. 2. Це рівень, ймовірність заповнення якого (відповідно до статистики **Фермі-Дірака**) дорівнює $1/2$. Тому у напівпровідників з власною провідністю цей рівень знаходиться в різних місцях в залежності від температури. Так, при $T = 0 \text{ К}$ (лівий рисунок) це верх валентної зони, а при $T \neq 0 \text{ К}$ – посередині між ВЗ і ЗП (правий рисунок).



Температура виродження

Температура, вище якої до електронів в твердих тілах можна застосовувати класичну статистику. Визначається з умови:

$$kT_{\text{вир}} = \mu$$

Тобто при $T \geq T_{\text{вир}}$ замість статистики Фермі-Дірака

$$f_{\text{ФД}} = \frac{1}{e^{\frac{W-\mu}{kT}} + 1},$$

застосовна статистика Маквелла-Больцмана: $f_{\text{МБ}} = e^{-\frac{W}{kT}}$.

Заповнення енергетичних зон

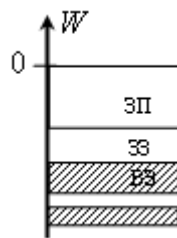
Заповнення електронами дозволених рівнів в енергетичних зонах визначається їх кількістю та тією обставиною, що електрон є **ферміоном**. Тому розподіл електронів по енергії в зоні визначає статистика **Фермі-Дірака**. За характером розподілу виділяють:

1) **зону провідності (ЗП)** – найвищу **незаповнену** (або **заповнену частково**) зону дозволених енергетичних рівнів;

2) **валентну зону (ВЗ)** – найвищу **повністю заповнену** (або **заповнену частково**) зону дозволених рівнів, в якій переважно знаходяться валентні електрони;

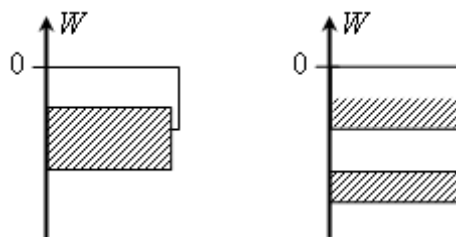
3) **заборонену зону (ЗЗ)** – діапазон енергій між ЗП та ВЗ, де немає дозволених енергетичних рівнів.

Зауважимо, що частково заповнена верхня зона є одночасно і зоною провідності (її так і називають), і валентною зоною. При цьому заборонена зона відсутня.



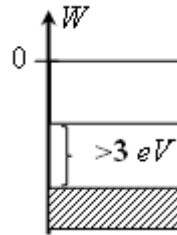
Провідники

Матеріали, висока провідність яких забезпечується переносом **вільних електронів** в **зоні провідності**. Такий тип провідності реалізується двома типами зонної структури: гібридизації зон (лівий рисунок) та частково заповненою зоною провідності (правий рисунок).



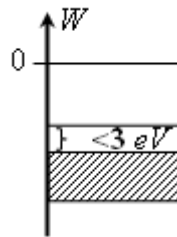
Діелектрики

Матеріали, провідність яких в звичайних умовах, фактично, **відсутня**. Типова зонна структура діелектрика приведена на рисунку.



Напівпровідники

Матеріали, провідність яких в звичайних умовах **дуже мала**. Особливістю напівпровідників є два способи переносу заряду: вільними електронами в зоні провідності (провідність **електронна**, або **n**-типу) та зв'язаними електронами у валентній зоні (**діркова** провідність, або провідність **p**-типу). Таку властивість мають деякі матеріали 4 групи таблиці Менделєєва та інтерметалеві сполуки з різних груп таблиці, середня валентність яких дорівнює 4. Типова зонна структура напівпровідника приведена на рисунку.



Електропровідність напівпровідників

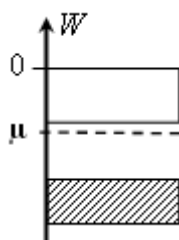
Інакше її називають **власною провідністю** напівпровідників. Здійснюється двома типами носіїв: **n**-типу – електронами зони провідності – та **p**-типу – зв'язаними електронами валентної зони, концентрації яких експоненціально зростають з температурою. Тому питомий опір напівпровідників з власною провідністю швидко зменшується при зростанні температури:

$$\rho = \rho_0 e^{\frac{\Delta W_{33}}{2kT}} .$$

Донорна провідність

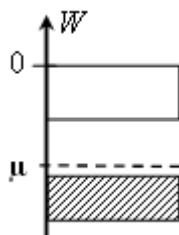
Донорна провідність напівпровідників (вона ж **електронна**, вона ж провідність **n**-типу) – провідність напівпровідників, де основним типом носіїв заряду є **вільні електрони** зони провідності. Їх висока концентрація обумовлена **домішкою** в напівпровідниках (валентність **IV**) атомів з **V** групи таблиці Менделєєва, у яких п'ятий електрон легко відривається та попадає в

зону провідності. Зонна структура напівпровідників з таким типом провідності приведена на рисунку.



Акцепторна провідність

Акцепторна провідність напівпровідників (вона ж **діркова**, вона ж провідність *p*-типу) – провідність напівпровідників, де основним типом носіїв заряду є **зв'язані електрони** валентної зони (дірки). Їх висока концентрація обумовлена **домішкою** в напівпровідниках (валентність **IV**) атомів з **III групи** таблиці Менделєєва, які відбирають у сусідніх атомів напівпровідника один електрон (формують відсутній електрон або **дірку у валентній зоні**). Зонна структура напівпровідників з таким типом провідності приведена на рисунку.



Контакти напівпровідників різних типів

Контакт напівпровідників *n*- та *p*-типу завжди супроводжується процесами **дифузії** та **рекомбінації** основних носіїв заряду, так що виникає контактна область, збіднена основними носіями заряду (**запорний прошарок**). Такий контакт завжди має односторонню провідність, що використовується в напівпровідникових діодах.

Контакти напівпровідників з металами

Контакт напівпровідників *n*- та *p*-типу з металом *M* також може приводити до збіднення основними носіями заряду області напівпровідника та виникнення в ньому **запорного прошарку** і **односторонньої провідності**, якщо виконуються наступні умови для **робіт виходу** $A_{\text{вих}}$ з цих матеріалів. Для контакту *M* - *n*: $A_{\text{вих}M} > A_{\text{вих}n}$; для контакту *M* - *p*: $A_{\text{вих}M} < A_{\text{вих}p}$. Такі контакти застосовують в діодах Шотткі та **уніполярних** транзисторах.

Напівпровідникові прилади

Електронні компоненти схем, які виготовлені з напівпровідникових матеріалів. Найпростіші з них:

- 1) терморезистор (**термістор**) – резистор, виготовлений з напівпровідника, опір якого з ростом температури спадає;
- 2) напівпровідникові діоди та діоди Шотткі – елементи з односторонньою провідністю, виготовлені на основі контактів *p-n* та *M-n*, *M-p*;
- 3) **уні-** та **біполярні транзистори**;
- 4) **фоторезистор** – напівпровідниковий резистор, опір якого зменшується при освітленні за рахунок **внутрішнього фото ефекту**;
- 5) **фотодіод** – напівпровідниковий діод з відкритою областю *p-n* контакту, темновий струм якого лінійно зростає при освітленні за рахунок **внутрішнього фото ефекту**;
- 6) **фотоелемент** – система з двох напівпровідникових діодів, включених назустріч, один з яких є фотодіодом. На основі фотоелементів виготовляють **оптрони та сонячні батареї**;
- 7) **світлодіоди та напівпровідникові лазери** – діоди, які при включенні в прямому режимі дають потік некогерентного (діоди) чи когерентного (лазери) випромінювання в досить широкому діапазоні (від ІЧ до УФ);
- 8) **інтегральні схеми та спеціальні прилади** – широка область сучасної мікро- та наноелектроніки.

Діод

Найпростіший напівпровідниковий пристрій, який застосовують в системах випрямлення змінних струмів. Представляє собою контакт напівпровідників різних типів – *p-n*-перехід, який має односторонню провідність.

Уніполярні транзистори

Трьохелектродний напівпровідниковий пристрій, призначений для використання в схемах підсилення електричних сигналів. Транзистори, в яких використано напівпровідник лише з **одним** типом провідності (**уні**) та властивості контактів напівпровідників з металами. Структурно-технологічні схеми таких транзисторів представлені на рисунках. Обов'язкова умова: метал для середнього контакту (**затвор**) підбирають так, щоб у взятому за основу напівпровіднику виникав заборний прошарок (штрих-пунктирна лінія на рисунках).



Біполярні транзистори

Трьохелектродний напівпровідниковий пристрій, призначений для використання в схемах підсилення електричних сигналів. В цих транзисторах використано контакти напівпровідників двох (звідси приставка **бі-**) різних типів (*n*-типу та *p*-типу). Структурно-технологічні схеми таких транзисторів представлені на рисунках.



Основи мікро- та наноелектроніки

Різні етапи розвитку **електроніки** в напрямку мінітюаризації. Стадія мікроелектроніки характеризувалась створенням інтегральних мікросхем, характерний розмір активних елементів яких був меншим за **10 мкм**. Нинішній стан – наноелектроніка – характеризується створенням інтегральних схем, розміри активних елементів яких менше **100 нм**. Успіх став можливим завдяки **інтерференційним методам еталонування** та вимірювання довжин, точність яких **1 нм**.

Надпровідність та її пояснення

Макроскопічне квантове явище, фазовий перехід II роду в електронному газі при температурах, нижче критичної температури надпровідного переходу $T \leq T_{кр}$. Спостерігається як **повне зникнення електричного опору** в електричному колі з матеріалу, охолодженому до температур, нижчих критичної. Вперше спостерігав в 1911 році Камерлінг-Оннес на зразках ртуті при $T \leq 4,2 K$. На сьогодні відомі матеріали з $T_{кр} > 100 K$. В основі пояснення явища надпровідності лежить квантове явище «**спарювання**» електронів, тобто їх перехід від статистики Фермі-Дірака до статистики Бозе-Ейнштейна (теорія БКШ).

Теорія БКШ

Пояснення явища надпровідності **Бардіним, Купером та Шріффером**, основане на квантовому ефекті виникнення при низьких температурах «**куперівських пар**» електронів. Причиною «спарювання» електронів є їх взаємодія з низькочастотним спектром **фононів** – коливань кристалічної решітки. Якщо енергія спарювання більша за енергію теплових зіткнень, то такі зіткнення стають невідчутними для пари електронів, тобто основної причини електричного опору.

Куперівські пари

Куперівською парою називають 2 електрони, кожний з яких є **ферміоном**, що мають ненульову енергію притягання в області кристалу, при цьому сумарний спін пари S стає рівним 0 або 1, як у **бозонів**. А для бозонів притаманне специфічне явище **бозе-конденсації** – своєрідний ФП II роду, обумовлений упорядкуванням бозонів в просторі імпульсів. Це впливає зі статистики **Бозе-Ейнштейна**.

Ефект Мейснера

Ефект **зависання** надпровідних матеріалів над областю з магнітним полем. Обумовлений **неможливістю проникнення магнітного поля** в надпровідний матеріал (інакше явище індукції призвело б до появи нескінченного струму в надпровіднику). Використовують для фіксації моменту переходу матеріалу в надпровідний стан.

Ефекти Джозефсона

Розрізняють два ефекти Джозефсона, які спостерігаються в області діелектричного розриву надпровідного кола (**контакту Джозефсона**):

- 1) **стаціонарний** – протікання надпровідного струму через діелектричний розрив;
- 2) **нестационарний** – випромінювання НВЧ хвиль з області діелектричного розриву, якщо до нього прикладено різницю потенціалів U . Частота випромінювання вказує на реальне існування куперівських пар електронів:

$$\hbar\omega = 2eU .$$

Контакти Джозефсона можна застосовувати для розробки елементів комп'ютерної техніки.

Тема 5.4. Ядро та ядерні процеси

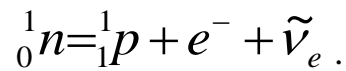
Склад ядра

Ядро будь-якого атома складається з **протонів** та **нейтронів**.

▪ Протон – відкритий **Резерфордом** у 1920 році, має масу $m_p \approx 1836 m_e = 1$ а.о.м., позитивний електричний заряд $q_p = +1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл та напівцілий спін $S = 1/2$.

▪ Нейтрон – відкритий **Чедвіком** у 1932 році, має масу $m_n \approx m_p$, є нейтральним (звідси назва) з $q_n = 0$ і також має напівцілий спін $S = 1/2$.

В складі ядра протон та нейтрон – стабільні. Вільний нейтрон з періодом напіврозпаду 12 хв. розпадається за схемою:



Символічне зображення ядер

В символічному записі ядра



знаходиться важлива інформація про нього:

- 1) літерою X позначено **хімічний символ** ядра в таблиці елементів Менделєєва;
- 2) літера Z є числом, яке означає
 - **порядковий номер** елемента в таблиці елементів Менделєєва;
 - кількість **протонів** у ядрі;
 - **зарядове число**;
- 3) літера A також є числом, яке означає
 - кількість **нуклонів** у ядрі (тобто протонів і нейтронів разом $A = Z + N$);
 - **масове число**;
 - **баріонний (важкий) заряд**.

Розмір ядер

Розмір ядер оцінюють на основі уявлення про нього як про **краплину** сферичної форми:

$$R = 1.2 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м}.$$

Для зручності в ядерній фізиці часто використовують позасистемну одиницю довжини – **1 Фермі**: $1 \text{ Ф} = 10^{-15} \text{ м}$.

Ізотопи

Ядра одного й того самого **хімічного елемента** з різною кількістю нейтронів. Наприклад, ізотопи водню:



Або ізотопи урану ${}^{238}_{92}U$ (природний вміст 99,3%) та ${}^{235}_{92}U$ (природний вміст 0,7%).

В ядерній фізиці групування ядер відбувається і за іншими ознаками:

- 1) ізотопи – $Z = \text{const}, N = \text{var}, A = \text{var}$;
- 2) ізотони – $N = \text{const}, Z = \text{var}, A = \text{var}$;
- 3) ізобари – $A = \text{const}, N = \text{var}, Z = \text{var}$;

4) ізомери – $Z = \text{const}$, $N = \text{const}$, $A = \text{const}$, але ядра мають різний період напіврозпаду.

Ядерні сили

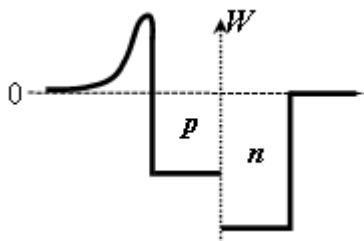
Ядерні сили (або **сильна взаємодія**) – одна з 4 фундаментальних взаємодій в Природі.

1. **Найбільша енергія** взаємодії, прийнята за 1. Наприклад, електромагнітна взаємодія має порядок $1/137$.
2. **Зарядовонезалежні**. Пари протон-протон, протон-нейтрон, нейтрон-нейтрон мають однакову енергію сильної взаємодії.
3. **Короткодійчі**. Радіус, на якому проявляють себе ядерні сили – 10^{-15} м.
4. Мають ефект **насичення зв'язків**. Обумовлено короткодійстю – взаємодіють лише з ближнім оточенням.
5. Мають **нецентральний** характер. Закону (типу закону Кулона) для ядерних сил не існує.
6. Носять виключно **обмінний** характер. Ядерна взаємодія відбувається в результаті обміну π^{\pm} - чи π^0 - мезонами.

Моделі ядер

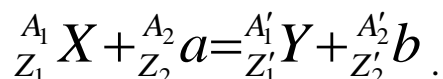
Єдиної моделі ядра не існує. Для опису та пояснення ядерних процесів застосовують **три основні моделі** та їх комбінації.

1. **Краплинна** модель. Уявлення про ядро як краплину рідини, з поверхневим натягом і т.п. Застосовна до важких ядер. Дала пояснення спонтанному та вимушеному поділу важких ядер.
2. **Оболонкова** модель. Аналог теорії Бора для ядер. Розглядає рух нуклонів в ядрі як вільне обертання на **оболонках**. Застосовна до **середніх та важких ядер**. Дала пояснення **магічним числам** в ядерній фізиці.
3. Модель **Фермі-газу**. Аналог зонної теорії твердих тіл. Розглядає заповнення дозволених енергетичних рівнів в ядрі протонами та нейтронами (як ферміонами). Застосовна до **важких**, іноді і до **середніх**, ядер. Дала пояснення **нейтрононадлишковості** важких ядер (див. рисунок), залучається до пояснення **альфа-розпаду**, нейтронної та протонної активності.



Ядерні реакції

Перетворення ядер **одних елементів** в ядра **інших** при взаємодії з іншими ядрами чи радіоактивними частинками. Загальна схема ядерної реакції:



Реакція має: • **вхідний канал** – ліва частина схематичної реакції; • **вихідний канал** – права частина схематичної реакції; • **висхідне ядро (X)**; • **кінцеве ядро (Y)**; • тип **радіоактивної частинки** у вхідному (*a*) чи вихідному (*b*) каналі. Вони є основою для **класифікації** ядерних реакцій.

Механізми та класифікація ядерних реакцій

Механізмами ядерної реакції є **пружні** та **непружні** зіткнення, або ж виникнення проміжного ядра (**компаунд-ядра**).

Класифікують ядерні реакції різним чином. Зокрема за затратами енергії – порогові чи безпорогові, **екзо-** чи **ендотермічні**. За схемою реакції – по типу **вхідного** чи **вихідного** каналу, по типу **висхідного** чи **кінцевого** ядра, по типу **радіоактивних частинок** в реакції і т.п.

Закони збереження в ядерних реакціях

1. Головна група законів – точне виконання **ЗЗМЕ, ЗЗІ, ЗЗМІ**.
2. Друга група – цілочислені закони збереження кількості важких частинок (**баріонного заряду**), легких частинок (**лептонного заряду**), електричного заряду (**збереження зарядового числа**), повного спіну (**збереження спінового числа**) і т.п.

Використання радіоактивних ізотопів

Радіоактивні ізотопи окремих атомів (природні або отримані штучно) знаходять широке використання:

- в **ядерній енергетиці** – природні ізотопи урану та штучні ізотопи плутонію (в реакторах-брідерах);
- в **медицині** – штучні ізотопи в методі **мічених атомів**;
- в **контрольно-вимірювальній апаратурі** в якості джерела радіоактивного випромінювання;
- в **наукових дослідженнях** – метод **мічених атомів**.

Радіоактивний розпад

Спонтанне перетворення ядер одних елементів в ядра інших, яке супроводжується випромінюванням радіоактивних частинок. За формальною ознакою радіоактивний розпад є ядерною реакцією без **вхідного каналу**.

Розрізняють:

- спонтанний поділ важких ядер;
- α -розпад;
- β^+ - та β^- -розпад;
- нейтронна та протонна активність.

γ -випромінювання супроводжує всі види радіоактивності.

Закон радіоактивного розпаду

Спадання в часі кількості ядер N радіоактивного препарату, які ще не розпались. В диференціальній формі закон спадання має вигляд:

$$dN = -N\lambda dt .$$

Після інтегрування матимемо закон радіоактивного розпаду:

$$N = N_0 e^{-\lambda \cdot t} ,$$

де стала розпаду λ може бути виражена через період напіврозпаду:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} .$$

Активність нукліду

Визначається кількістю радіоактивних розпадів за одиницю часу:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = N\lambda .$$

В СІ одиницею вимірювання є Беккерель – 1 Бк = 1 розп/с. Позасистемною одиницею є Кюрі – 1 Кі = $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк.

Альфа-розпад

α -розпадом називають спонтанне радіоактивне перетворення ядра з випусканням ядра атома гелію – альфа-частинки. Закономірності α -розпаду:

- 1) спостерігається лише у важких ядер: $A > 200, Z > 80$;
- 2) закони зміщення по таблиці Менделєєва: $A' = A - 4, Z' = Z - 2$;
- 3) спектр енергій α - частинок обмежений та дискретний:

$$4 \text{ MeV} < W < 8 \text{ MeV};$$

4) період напіврозпаду нукліду тим більший, чим менша енергія α -частинок;

5) теорія α -розпаду зводиться до тунелювання альфа частинок через потенціальний бар'єр.

Бета-розпад

Бета-розпадом називають спонтанне радіоактивне перетворення ядра з випусканням електрона (β^- -розпад) чи позитрона (β^+ -розпад). Закономірності бета-розпадів:

- 1) спостерігаються у **будь-яких ядер**: β^- – у нейтронадлишкових, β^+ – у протоннадлишкових;
- 2) закони зміщення по таблиці Менделєєва:
 - для β^- : $A' = A, Z' = Z + 1$;
 - для β^+ : $A' = A, Z' = Z - 1$;
- 3) спектр енергій бета-частинок є **неперервним** та має ознаки **порушення закону збереження енергії**;
- 4) супроводжуються порушенням закону збереження **спіну**;
- 5) на основі спостережень про порушення двох законів збереження Паулі запропонував гіпотезу про третю частинку в процесі бета-розпадів – нейтрино.

Нейтрино

Як **гіпотеза** була запропонована Паулі, експериментально її існування підтверджено Райнесом. Стабільний **лептон**. Відноситься до **ферміонів**. **Маса спокою** – відсутня (або дуже мала). **Нейтральна, слабковзаємодіюча** з речовиною субатомна частинка. На сьогодні нейтринна фізика – основа експериментальної бази астрофізики.

Тема 5.5. Ядерна енергетика та безпека

Дефект маси ядер

Фізична основа постановки задачі про ядерну енергетику. Це різниця між масою нуклонів, з яких складене ядро, та масою утвореного ядра:

$$\Delta m_{\text{я}} = Zm_p + Nm_n - m_{\text{я}}.$$

Для існуючих ядер завжди більша нуля. Обумовлено тим, що при утворенні ядра виділилась енергія зв'язку.

Енергія зв'язку ядер

За величиною дефекта маси ядра визначають **енергію зв'язку ядер** за допомогою формули Ейнштейна зв'язку енергії-маси:

$$W = \Delta m_{\text{я}} c^2.$$

Найбільш інформативною є **питома енергія зв'язку ядер** – енергія зв'язку, розрахована на 1 нуклон:

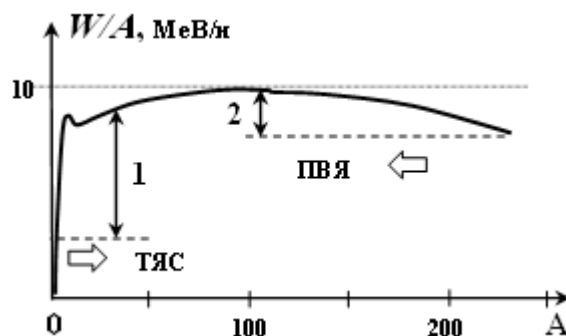
$$w_A(A) = \frac{\Delta m_{\text{я}} c^2}{A} .$$

Вона максимальна у середніх ядер і значно менша для легких та важких ядер.

Два шляхи одержання внутрішньоядерної енергії

Специфічна залежність **питомої енергії зв'язку атомних ядер** W/A від масового числа A (максимум у середніх ядер і значне зменшення її для **легких** та **важких** ядер) вказує на два можливих шляхи використання внутрішньоядерної енергії (рисунок):

- 1) синтез легких ядер (**термоядерний синтез ТЯС**) в середні, з виділенням ≈ 5 МеВ/нуклон (позначено цифрою **1** на рисунку);
- 2) поділ важких ядер (**ПВЯ**) на два середніх з виділенням ≈ 1 МеВ/нуклон (позначено цифрою **2** на рисунку).

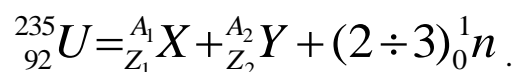


Історично першим був реалізований і набув широкого використання якраз другий шлях – **ПВЯ**.

Ланцюгова реакція поділу ядер

Ланцюговий характер реакції поділу оснований на існуванні таких **трьох** процесів:

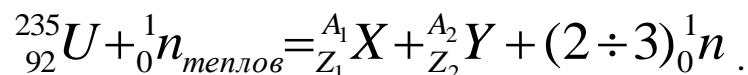
- 1) **спонтанного** поділу ядер ізотопа урану ${}_{92}^{235}\text{U}$ з виділенням 2 чи 3 нейтронів:



Це своєрідний «запал» ланцюгової реакції;

- 2) ефективного сповільнення нейтронів до **теплових енергій** різними матеріалами (наприклад, важка вода, звичайна вода, вуглець);

3) **вимушеного поділу ядер** ізотопа урану ${}_{92}^{235}\text{U}$ при бомбардуванні їх тепловими нейтронами з виділенням 2 чи 3 нейтронів:



Ядерні реактори

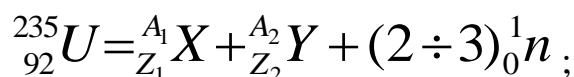
На сьогодні на реакціях поділу важких ядер розроблені та використовуються реактори двох типів:

- 1) реактори типу **ВВР** (водо-водяні), які працюють виключно на урановому пальному (збагаченому ізотопом урану ${}_{92}^{235}\text{U}$);
- 2) реактори-**брідери** (помножувачі), в яких, крім вказаного ізотопу урану, використовують ізоотоп плутонію-239, який синтезується безпосередньо в зоні реактора. Типовими представниками цих реакторів були РБМК Чорнобильської АЕС.

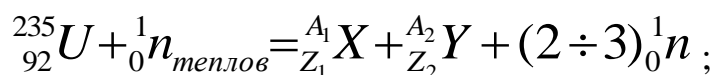
Реактори-брідери

Реактори, робота яких основана на трьох ядерних реакціях:

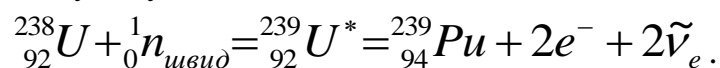
- 1) **спонтанного поділу ядер** ізотопа урану ${}_{92}^{235}\text{U}$ з виділенням 2 чи 3 нейтронів:



- 2) **вимушеного поділу ядер** ізотопа урану ${}_{92}^{235}\text{U}$ при бомбардуванні їх тепловими нейтронами з виділенням 2 чи 3 нейтронів:

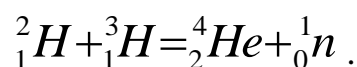


- 3) **перетворення ядер важкого ізотопу урану-238 в ядра ізотопу плутонію-239**, які також здатні до вимушеного поділу тепловими нейтронами (аналогічно реакції пункту 2):



Реакції синтезу атомних ядер (ТЯС)

На сьогодні найперспективнішою реакцією ТЯС є так звана дейтерій-трітієва реакція:



Проблеми керованого термоядерного синтезу

Для ТЯС існують дві основні проблеми:

- 1) проблема **розігріву** термоядерної суміші до $T = 10^7$ К. Розглядалися основні способи розігріву: • **газовий розряд**; • **НВЧ-розігрів** (установки ТОКАМАК, Росія); • лазерним промінням (лазерний ТЯС, започатковано в СРСР, розробляється в США);
- 2) проблема **утримання** розігрітої суміші для термоядерного синтезу. Існує лише для НВЧ-розігріву та розігріву газовим розрядом. Для утримання розігрітої плазми використовують магнітне поле (магнітні пастки).

Переваги та недоліки ядерної енергетики

Основна перевага – дешевизна енергії. Основний недолік – радіоактивне забруднення та великі затрати на стадії ліквідації станцій.

Взаємодія радіоактивних випромінювань з речовиною

Опромінення речовин радіоактивним випромінюванням може супроводжуватись трьома ефектами:

- 1) внесенням в речовину додаткової енергії $W_{\text{дод}}$ (**тепловий ефект**). Цей ефект не залежить від виду випромінювання та завжди пропорційний енергії потоку опромінення. На його основі вводиться **поглинута речовиною доза** опромінення;
- 2) появою в речовині додаткових іонів різного знаку (**ефект іонізації** складових речовини). Специфічний лише для заряджених частинок (α -випромінювання, β^+ - та β^- - випромінювання), а також для рентгенівського та γ -випромінювання. Ефект відсутній для опромінення нейтронами. Кількість іонів одного знаку пропорційна енергії потоку опромінення лише для рентгенівського та γ -випромінювання. На основі ефекту іонізації для електромагнітних випромінювань може бути введена експозиційна доза;
- 3) проникнення радіоактивних випромінювань в ядра атомів речовини та **провокування майбутніх ядерних реакцій**. Здебільшого це стосується лише одного виду радіоактивного опромінення – нейтронів.

Перші два ефекти суттєво впливають на роботу засобів електроніки та на стан і діяльність біологічних систем. Останній ефект вносить суттєвий внесок в обмеження довговічності матеріалів та живих організмів.

Закон поглинання

Чітка математична закономірність у вигляді **закону поглинання** існує лише для електромагнітних випромінювань (рентгенівське та γ -випромінювання):

$$I = I_0 e^{-\mu \cdot x},$$

де μ – лінійний коефіцієнт поглинання. Відомі і механізми зниження потоку:

- 1) **фотозбудження та фотоіонізація** при малих енергіях;
- 2) **комptonівське розсіювання** при середніх та великих енергіях;
- 3) **народження електронно-позитронних пар** при $W_\gamma \geq 1,02$ МеВ.

Для важких заряджених частинок існують лише закономірності у вигляді довжини проникнення в речовину. Ще складнішою є ситуація з нейтронами, у яких глибина проникнення дуже залежить від енергії нейтрона.

Поглинута доза

Визначається додатковою енергією, яку вносить радіоактивне опромінення в одиницю маси речовини:

$$D_{\Pi} = \frac{\Delta W_{\text{дод}}}{m}.$$

В СІ одиницею вимірювання поглинutoї дози є **1 Грей (Гр)**: $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/1 кг}$. В сто разів меншу одиницю називають **рад**: $1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад}$.

Експозиційна доза

Доза опромінювання, яку можна ввести за ефектом іонізації матеріалів. Визначається величиною додаткових зарядів одного знаку, які породжує випромінювання в одиниці маси речовини:

$$D_E = \frac{\Delta Q_{\text{ion}}}{m}.$$

Існує лише позасистемна одиниця вимірювання експозиційної дози, введена для рентгенівського та γ -випромінювання – **1 Рентген (Р)**. 1 Р – це така доза рентгенівського чи γ -випромінювання, яка в 1 кг сухого повітря породжує $2,6 \cdot 10^{-4}$ Кл іонів одного знаку.

Біологічно еквівалентна доза опромінення

Враховує різницю в шкоді людському організму різних видів радіоактивного випромінювання. Для рентгенівського та γ -опромінь поглинута та експозиційна дози пропорційні, відповідно пропорційною є і шкода біологічному організму, а тому за одиницю біологічно еквівалентної дози в СІ прийнято **1 Зіверт (Зв)**:

$$D_{\text{BE}} = D_{\Pi}.$$

Тобто $1 \text{ Зв} = 1 \text{ Гр}$ для електромагнітних випромінювань. В сто разів менша одиниця – **бер**: $1 \text{ Зв} = 100 \text{ бер}$. Шкідливість інших видів випромінювань враховується відповідними коефіцієнтами. Для електромагнітних випромінювань справедливі такі співвідношення: $1 \text{ рад} \approx 1 \text{ Р} = 1 \text{ бер}$. Тому дольна одиниця біологічно еквівалентної дози **бер** читається як «біологічний еквівалент рентгена».

Методи реєстрації радіоактивних випромінювань

1. Найпоширенішою групою методів є ті, в основу роботи яких покладено лічильник **Гейгера-Мюллера**. Це лічильники випромінювань, дозиметри різних типів та **пропорційні камери**.
2. Другу групу методів складають трекові методи для наукових досліджень: камера **Вільсона**, **бульбашкова камера**, метод **товстих емульсій** і т.п.
3. Третя група включає в себе такі екзотичні методи, як лічильники **Вавілова-Черенкова**, установки для **реєстрації нейтрино** та інші новітні методи.

Рекомендована література

1. **Загальний курс фізики:** Навч. посібник для студ. вищих техн. і пед. закладів освіти. В 3 т. /За ред. І.М.Кучерука. – К.: Техніка, 1999.
2. **Чолпан П.П.** Фізика: Підручник. – К.: Вища шк., 2003.
3. **Трофимова Т.И.** Курс фізики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. шк., 1990.
4. **Волькенштейн В.С.** Сборник задач по общему курсу физики: Учеб. пособие. – М.: Наука, 1985.
5. **Детлаф А.А., Яворский Б.М.** Курс фізики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. шк., 1989.
6. **Савельев И.В.** Курс фізики: Учеб.: В 3-х т. – М.: Наука, 1989.
7. **Трофимова Т.И.** Сборник задач по курсу фізики: Учеб. пособие для вузов. – М.: Высш. шк., 1991.
8. **Фізика. Практичний курс: Навчальний посібник для студентів заочної форми навчання всіх спеціальностей/** Автори: В.І.Клапченко, Г.Д.Потапенко, І.О.Азнаурян та ін. – К.: КНУБА, 2005, - 256 с.
9. **Фізика в будівництві:** навчальний посібник/ В.І.Клапченко, І.О.Азнаурян, Н.Б.Бурдейна та ін.. – К.: КНУБА, 2012. – 252 с.
10. **Фізика. Лабораторний практикум:** Базовий цикл. Навчальний посібник. – 3-тє вид., випр. і доп. /В.І. Клапченко, І.О. Азнаурян та ін. /За ред. В.І.Клапченка. – К.: КНУБА, 2012. - 228 с.
11. **Фізика. Збірник задач:** навчальний посібник для студентів усіх спеціальностей/ В.І. Клапченко, І.О. Азнаурян та ін.; за заг.ред. В.І.Клапченка. – К.: КНУБА, 2009. – 252 с.
12. **Азнаурян І.О.** Фізика та фізичні методи дослідження: Навчальний посібник. – К.: КНУБА, 2008. – 250 с.
13. **Конспект лекцій з фізики (електрика та магнетизм) /** Укл. В.І.Клапченко. – К.:КНУБА, 1999.**Загальна фізика: Лабораторний практикум:** Навч. посібник /За ред. І.Т.Горбачука. – К.: Вища шк., 1992.
14. **Денисов А.Е., Потапенко Г.Д.** Фізика в прикладній геодезії: Учеб. пособие. – К.: Вища шк., 1991.

Для нотаток

Клапченко В.І. Тлумачник з фізики: навчальний посібник. – К47
К.: КНУБА, 2018. – 156 с.