

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ЕКОНОМІКИ І ТЕХНОЛОГІЙ
НАВЧАЛЬНО-НАУКОВИЙ ТЕХНОЛОГІЧНИЙ ІНСТИТУТ
Кафедра електричної інженерії та автоматизації

Конспект лекцій з курсу „ Спеціальні розділи фізики”

для здобувачів вищої освіти на першому (бакалаврському) рівні
денної та заочної форм навчання всіх спеціальностей

РЕКОМЕНДОВАНО

на засіданні кафедри електричної
інженерії та автоматизації
(протокол № 2 від 18.09.2025 р.)

ПОГОДЖЕНО

Науково-методичною радою Державного
університету економіки і технологій
(протокол № 3 від «21»10.2025 р.)

м. Кривий Ріг
2025 р.

Конспект лекцій з курсу «**Спеціальні розділи фізики**» для здобувачів вищої освіти на першому (бакалаврському) рівні денної та заочної форм навчання всіх спеціальностей. Державний університет економіки і технологій, Навчально-науковий технологічний інститут, кафедра електричної інженерії та автоматизації; уклад. В. ГРИГОР`ЄВА. Кривий Ріг, 2025. 143 с.

Укладач: Вікторія ГРИГОР`ЄВА доцент, к.т.н.

Відповідальний за випуск: Вікторія ГРИГОР`ЄВА доцент, к.т.н.

Конспект лекцій з освітнього компоненту «**Спеціальні розділи фізики**» для здобувачів вищої освіти на першому (бакалаврському) рівні за спеціальностями G11 «Машинобудування»; G10 «Металургія»; G3 «Електрична інженерія»; G7 «Автоматизація, комп'ютерно-інтегровані технології та робототехніка»; G1 «Хімічні технології та інженерія»; G16 «Гірництво та нафтогазові технології» денної та заочної форм навчання розроблено у відповідності до навчального плану з метою надання здобувачам вищої освіти методичної допомоги у поглибленні знань і набутті практичних навичок.

Зміст

| | |
|--|-----|
| I. Механіка | 3 |
| 1. Кінематика матеріальної точки. | 3 |
| 2. Основні закони динаміки | 11 |
| 3. Робота і енергія. Закон збереження енергії. | 15 |
| 4. Динаміка обертового руху. | 19 |
| II. Молекулярна фізика. | 28 |
| 5. Вступ. | 28 |
| 6. Основи МКТГ. | 33 |
| 7. Основи термодинаміки. | 40 |
| 8. Реальні гази і рідини. | 45 |
| III. Електромагнетизм. | 51 |
| 9. Електричне поле у вакуумі. | 51 |
| 10. Закони постійного струму. | 60 |
| 11. Магнітне поле. | 65 |
| 12. Електромагнітна індукція. | 71 |
| IV. Коливання та хвилі. | 77 |
| 13. Механічні і електромагнітні коливання. | 77 |
| 14. Квазістаціонарні струми. | 84 |
| 15. Електромагнітні хвилі. | 89 |
| V. Оптика. | 93 |
| 16. Геометрична і хвильова оптика. | 93 |
| VI. Квантова природа випромінювань. | 108 |
| 17. Хвильові властивості речовини. | 113 |
| VII. Фізика атомного ядра. | 116 |
| VIII. Фізика твердого тіла. | 125 |
| 18. Електричний струм в рідинах і газах. | 141 |
| Література | 143 |

I. Механіка

А.Тема: Кінематика матеріальної точки.

1. Вступ. Предмет і задача механіки.
2. Відносність руху.
3. Вектори переміщення, швидкості та прискорення МТ.
4. Рух точки по колу.

1) **Фізика** - це наука о загальних формах руху матерії і їх взаємних перетвореннях.

Найпростішою формою руху матерії є механічний рух, який являє собою переміщення в просторі тіл або його частин однієї відносно іншої.

Механіка – частина фізики, яка вивчає загальну форму руху матерії та рівновагу тіл

Механіка поділяється на 3 розділа:

- кінематика - вивчає рух тіл, не розглядаючи ті причини, які цей рух спричиняють;
- динаміка вивчає закони руху тіл і ті причини, які викликають або змінюють цей рух;
- статика – вивчає закони рівноваги системи тіл.

Вперше принципи механіки були сформульовані Ньютоном.

Макроскопічними – називаються тіла, що складаються з величезної кількості атомів або молекул.

Повільним або нерелятивістськими називаються рухи, швидкості яких значно менше швидкості світла у вакуумі: ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с).

Фізика мікрочастинок називається квантовою фізикою, а фізика, що вивчає рух тіл з великою швидкістю називається релятивістською механікою або механікою теорії відносності.

Механіка Ньютона – класична нерелятивістська механіка.

2) Рух кожного тіла можна розглядати по відношенню до будь якого іншого тіла.

Всякий рух, а також спокій тіла відносні.

Система тіл, умовно взятих як нерухомі, зв'язана з тілом система координат і спосіб вимірювання часу, тобто годинник, разом складають система відліку.

ТВ – тіло відліку

$$СВ = \text{ТВ} + \text{СК} = \text{СК}$$

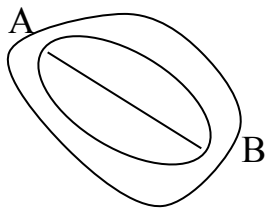
Відносність полягає в тому, що говорити про рух тіла не вказуючи систему відліку не має змісту, тому що шлях і переміщення одного і того ж тіла відносно різних систем відліку будуть різні.

Найбільш простим прикладом механічного руху є рух матеріальної точки.

Матеріальна точка – тіло розмірами якого можна знехтувати.

Тіло – сукупність матеріальних точок.

Дві точки можна з'єднати безліч лініями, серед цих ліній є одна, яка має найменшу довжину – вона називається відстанню між цими точками.

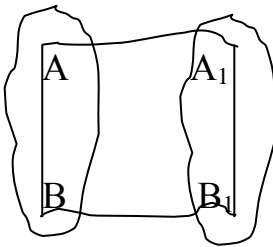


Саме цю лінію будемо називати прямою лінією

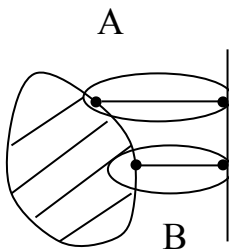
Абсолютно тверде тіло – це тіло, у якого відстань між двома точками залишається сталою.

Рух твердого тіла можна розбити:

1) Поступальний – це такий рух при якому пряма проведена в тілі під час руху залишається паралельна сама собі



Обертальний – рух при якому всі точки тіла рухаються по колу, центри яких лежать на одній прямій, яка називається віссю обертання.



Приклад: у колеса трамвая, які рухаються в протилежну сторону руху.

3. Основна задача кінематики – описати рух, вказати положення тіла в момент часу.

Способи задання руху:

1. Траєкторний
2. Векторний
3. Координатний

1. Під час руху матеріальна точка проходить неперервну послідовність точок системи відліку, яку називають траєкторією руху. Якщо траєкторія відносна, то положення матеріальної точки можна задати деякою функцією. Позначимо її

$$S = S(t) \quad (1) - \text{траєкторний спосіб задання руху.}$$

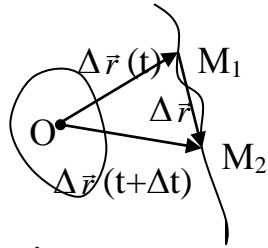
Приклад:
$$\left. \begin{aligned} S &= 5t \\ S &= 6 - 2t \end{aligned} \right\} \text{рівномірні рухи}$$

S – криволінійна координата

2. Задання з допомогою радіус – вектора.

→

\vec{r} - радіус – вектор



Маємо тіло. Нехай тіло знаходиться в т. М. Якщо положення т. M_1 змінюється і сам вектор.

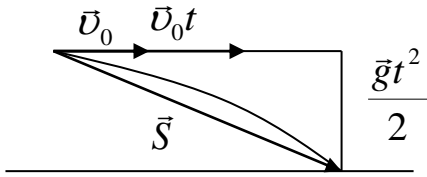
$\vec{r} = \vec{r}(t)$ (2) Векторний спосіб задання руху

Сполучимо початкове і кінцеве положення і позначимо його $\Delta\vec{r}$ це переміщення

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

$$\vec{S} = \vec{V}_0 t + \frac{\vec{a} t^2}{2}$$

Нехай тіло кинули горизонтально



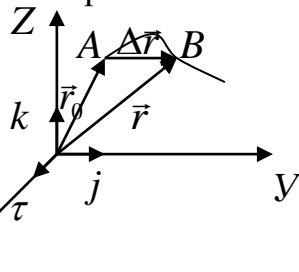
$$\vec{r}(t + \Delta t) - \vec{r}_0(t) = \vec{V}_0 t + \frac{\vec{a} t^2}{2}$$

$$\vec{r}(t + \Delta t) = \vec{r}_0(t) + \vec{V}_0 t + \frac{\vec{a} t^2}{2}$$

Якщо $r_0=0$, то радіус – вектор співпадає з переміщенням

3. Рух тіла у координатній формі

Положення точки визначається трьома скалярними рівняннями



$$\left. \begin{aligned} x &= x(t) \\ y &= y(t) \\ z &= z(t) \end{aligned} \right\} (3)$$

Вони еквівалентні векторному рівнянню

$\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ (4) проектування векторного рівняння на вісь

Величина яка дорівнює відношенню переміщення до часу за який цей рух здійснено називається середньою швидкістю

$$\vec{V}_{cp} = \frac{\vec{\Delta r}}{\Delta t} \quad (5)$$

Якщо рух задано у формі траєкторній, то

$$V_{cp} = \frac{\Delta S}{\Delta t} \quad (6) \text{ скалярна або лінійна середня швидкість}$$

Якщо проміжок часу прямує до нуля, то відношення (5) і (6) прямує до границі, яка називається миттєвою швидкістю – швидкість в даний момент часу.

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \dot{\vec{r}} \quad (7)$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = v \quad (8) \text{ – скалярна швидкість}$$

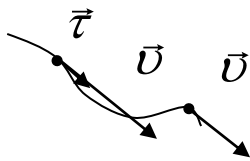
Модуль (7) = (8)

$$v = \left| \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t} \right| = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta S}{\Delta t} = \frac{dS}{dt} = \dot{S}$$

Миттєва швидкість – вектор направлений по дотичній до траєкторії

$\vec{\tau}$ - одиничний вектор дотичної

$$\vec{V} = V \cdot \vec{\tau}$$



$$[V] = 1 \frac{M}{c} \quad (9)$$

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t} = \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \dot{\vec{v}} = \ddot{\vec{r}} \quad (10)$$

(10) – Прискорення матеріальної точки в даний момент часу

Розкладемо вектор $\Delta \vec{V}$ на дві складові:

- 1) перша являє собою зміну швидкості за модулем часу Δt .
- 2) Друга – характеризує зміну швидкості з часом Δt за напрямком

Згідно з цим

$$a_{\tau} = \frac{d\mathcal{G}_{\tau}}{dt} \quad (11)$$

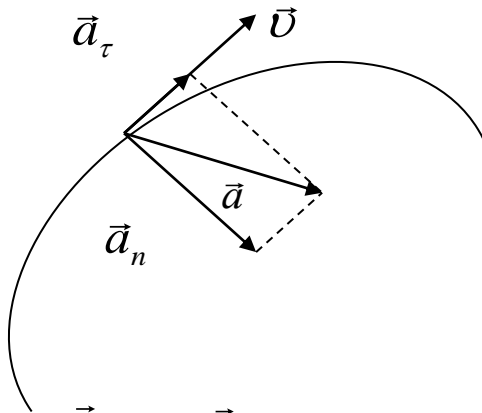
$$a_n = \frac{g^2}{r} \quad (12)$$

$$\vec{a} = \vec{a}_{\tau} + \vec{a}_n \quad (13)$$

\vec{a}_{τ} - тангенціальне або дотичне показує як змінюється швидкість тільки за числовим значенням

\vec{a}_n - нормальне або доцентрове характеризує зміну швидкості тільки за напрямком

Модуль будь-якого вектора може бути знайдено за теоремою Піфагора



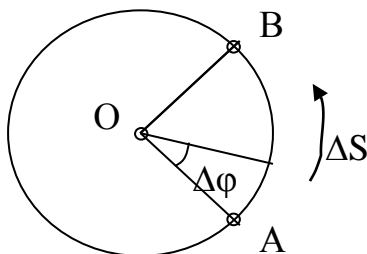
$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} \quad (14)$$

Якщо $\vec{a}_\tau = 0$ і $\vec{a}_n = 0$, то це означає – прямолінійний рівномірний рух.

Якщо $\vec{a}_n = const$ і $\vec{a}_\tau = 0$ - рівномірний рух по колу.

Якщо $\vec{a}_\tau = 0$ і \vec{a}_n змінюється з часом – рівномірний рух по кривій з різним радіусом кривизни.

4. Нехай матеріальна точка рухається по колу радіуса R . Нехай вона перемістилась з положення A в B . За малий проміжок часу точка здійснює дугове переміщення ΔS .



Кутовою швидкістю руху точки називається

$$\omega = \lim \Delta\varphi/\Delta t = \dot{\varphi} \quad (15)$$

$\dot{\varphi}$ - перша похідна кута повороту з часом

$$\varphi = \frac{\Delta S}{R} \quad (16)$$

Відношення довжини кола до діаметра – число π .

Кутом повороту називається відношення дуги S до радіуса.

Підставимо (16) в (15)

$$\omega = \frac{\Delta S}{R\Delta t} = \frac{\dot{S}}{R}$$

Зв'язок між лінійною і кутовою швидкістю

$$\dot{S} = \omega R \quad (17)$$

Якщо $\omega = const$, то її називають коловою частотою

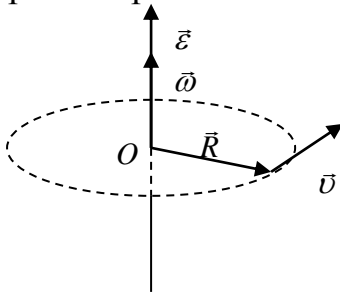
$$\vartheta = \frac{N}{t} \quad \vartheta = \frac{1}{T} \quad T = \frac{t}{N}$$

$$\omega = \frac{2\pi N}{t} = 2\pi\vartheta = \frac{2\pi}{T}$$

$$[\omega] = \frac{rad}{c} = \frac{1}{c} = c^{-1}$$

$$[\vartheta] = c^{-1} = Гц$$

Ознакою векторної величини є те, що повинно виконуватись правило паралелограма.



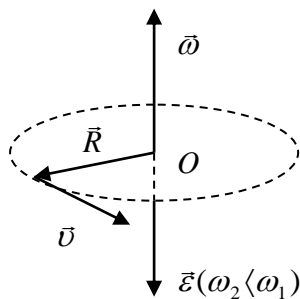
Кутову швидкість можна виразити через вектор, який направлений по вісі. Напрямок ω знаходиться за правилом свердлика: вектор кутової швидкості співпадає з напрямком поступального руху свердлика, ручка якого обертається в напрямку руху точки по колу.

$$\vec{V} = \vec{\omega} \cdot \vec{R} \quad (17') - \text{векторний добуток}$$

Кутове прискорення це

$$\vec{\varepsilon} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{\omega}}{\Delta t} = \dot{\vec{\omega}}$$

$\vec{\varepsilon}$ - направлено вздовж вісі



Якщо ω зменшується

$$[\varepsilon] = 1 \frac{rad}{c^2}$$

$$a_\tau = \dot{V} = \frac{d(\omega R)}{dt} = \varepsilon R \quad (20)$$

$$a_n = \omega^2 R \quad (21)$$

Якщо $\vec{\varepsilon} = const$, то

$$\left. \begin{aligned} \vec{\omega} &= \vec{\omega}_0 + \vec{\varepsilon}t \\ \varphi &= \varphi_0 + \omega_0 t + \frac{\varepsilon_x t^2}{2} \end{aligned} \right\} \text{рівняння обертального руху матеріальної точки з} \\ \text{сталим кутовим прискоренням}$$

φ - скаляр

V.Тема: Основні закони динаміки

1. Перший закон Ньютона. Інерційні системи відліку
2. Маса та імпульс
3. Другий закон Ньютона
4. Третій закон Ньютона
5. Закон збереження імпульсу

1. Динаміка є основним розділом механіки.

Основна задача динаміки – визначення положення тіла в довільний момент часу за відомим початковим положенням, початковою швидкістю та силами, що діють на тіло.

Сила – міра взаємодії даного тіла з іншими тілами.

Перший закон Ньютона виконується в інерціальних системах відліку (ІСВ).

Явище, яке полягає в збереженні тілом стану спокою або рівномірного прямолінійного руху називається **інерцією**.

Існують інерціальні і неінерціальні системи.

Інерціальною системою відліку є та, яка або знаходиться в стані спокою, або рухається рівномірно і прямолінійно відносно будь-якої іншої неінерціальної системи.

Прикладом ІСВ є геліоцентрична система Коперника (початок координат знаходиться в центрі Сонця; а вісі проведені в напрямках певних зірок).

Неінерціальність Землі полягає в її обертанні навколо своєї вісі і навколо Сонця.

Всі закони Ньютона виконуються тільки в ІСВ.

I закон Ньютона: Існує система відліку, в якій вільне тіло або знаходиться в спокої або рухається рівномірно і прямолінійно.

2. З досвіду відомо, що при однаковій дії різні тіла неоднаково змінюють швидкість свого руху, тобто набувають різні прискорення. Прискорення залежить не тільки від величини дії, але і від властивостей самого тіла (від його маси)

Маса – є міра інертності.

Властивість тіл чинити опір спробам привести їх в рух або змінити значення чи напрям їх швидкості називається інертністю.

Ізольована система двох тіл – це система, на яку не діють зовнішні тіла.

Швидкості цих тіл малі $V \ll C$, під час взаємодії швидкості їх змінюються

$$m_1 \Delta \vec{V}_1 = -m_2 \Delta \vec{V}_2 \quad (1)$$

m_1 і m_2 – числа які не залежать від швидкостей з якими рухаються кулі.

m_1 і m_2 – маси матеріальних точок

Якщо якесь із тіл вважати еталоном, то

$$m = -m_{em} \frac{\Delta V_{em}}{\Delta \vec{V}} \quad (2)$$

Еталон маси – 1 кг

Якщо (1) переписати як

$$\frac{m_1 \Delta \vec{V}_1}{\Delta t} = - \frac{m_2 \Delta \vec{V}_2}{\Delta t} \quad \text{і перейти до } \lim, \text{ то}$$

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2 \quad (3)$$

$$m \vec{V} = \vec{p} \quad (4) \text{ – імпульс тіла}$$

3. II закон Ньютона: швидкість зміни імпульсу тіла дорівнює силі, яка на нього діє.

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad (5) \text{ рівняння руху тіла}$$

$$\frac{d(m\vec{V})}{dt} = \vec{F} \quad (m=\text{const})$$

$$\frac{m d\vec{V}}{dt} = \vec{F}$$

$$m \vec{a} = \vec{F} \quad (6)$$

Перепишемо (5) $d\vec{p} = \vec{F} dt$ (7)

Проінтегруємо (7)

$$\int_0^t d\vec{p} = \int_0^t \vec{F} dt$$

$$p - p_0 = \int_0^t \vec{F} dt \quad (8)$$

$(p - p_0)$ - зміна імпульсу $F dt$ - імпульс сили

Зміна імпульсу тіла дорівнює імпульсу сили, що діє на тіло

Силою називають всіляку дію на дане тіло, яка надає йому прискорення або викликає деформацію.

Сила – фізична величина, яка характеризується напрямком, тобто векторна величина.

Якщо на тіло діє не одна сила, а декілька, то у всіх рівняннях другого закону замість сили треба ставити рівнодійну, тобто векторну суму всіх прикладених до тіла сил.

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots + \vec{F}_N = \sum_{i=1}^N \vec{F}_i \quad (9) \text{ – прояв принципу суперпозиції}$$

В його основі лежить принцип незалежності дії сил: кожна сила надає тілу одне і теж прискорення незалежно від того діють інші сили на нього чи ні.

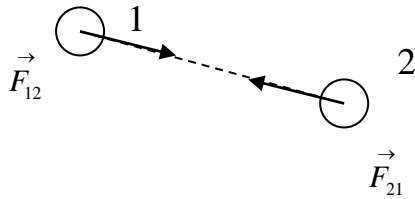
$$[F] = 1 \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} = 1 \text{Н}$$

Будь-яка дія одного тіла на інше носить характер взаємодії і визначається третім законом Ньютона.

III закон Ньютона: сили з якими взаємодіють тіла рівні за значенням і протилежні за напрямом.

$$\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21} \quad (10)$$

Якщо тіло 1 діє на тіло 2 з силою \vec{F}_{21} , то і тіло 2 діє на тіло 1 з силою \vec{F}_{12} .



Перетворимо рівняння (1) слідуочим чином

$$m_1(\vec{v}'_1 - \vec{v}_1) = -m_2(\vec{v}'_2 - \vec{v}_2)$$

$(\vec{v}'_1 - \vec{v}'_2)$ - після взаємодії

$(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)$ - до взаємодії

$$m_1\vec{v}'_1 + m_2\vec{v}'_2 = m_1\vec{v}_1 + m_2\vec{v}_2$$

$$\vec{P}'_1 + \vec{P}'_2 = \vec{P}_1 + \vec{P}_2$$

Імпульсом системи матеріальних точок називається векторна сума матеріальних точок які входять в цю систему.

$$\vec{P}' = \vec{P} \quad (11) \text{ – для ізольованої системи}$$

Повний імпульс ізольованої системи двох точок залишається сталим. Всі ці рівняння являють собою закон збереження імпульсу.

Складаємо систему з N матеріальних точок. Для кожної системи матеріальних точок можна записати другий закон Ньютона:

$$\frac{d\vec{P}_1}{dt} = \vec{F}_1^{(e)} + \vec{F}_1^{(i)}$$

(e) – екстер`ер (зовнішні сили)

(i) – інтер`ер (внутрішні сили)

$\vec{F}_1^{(e)}$ - рівнодійна всіх зовнішніх сил

$\vec{F}_1^{(i)}$ - рівнодійна всіх внутрішніх сил

$$\frac{d\vec{P}_2}{dt} = \vec{F}_2^{(e)} + \vec{F}_2^{(i)}$$

Додамо всі ці рівняння

$$\sum_{k=1}^N \frac{d\vec{P}_k}{dt} = \sum_{k=1}^N \frac{d\vec{P}_k^{(e)}}{dt} + \underbrace{\sum_{k=1}^N \frac{d\vec{P}_k^{(i)}}{dt}}_0$$

Внутрішні сили згідно III закону зустрічаються попарно і їх векторна сума дорівнює нулю.

Згідно попереднього означення знак суми і диференціала можна міняти місцями.

$$\frac{d}{dt} \sum_{k=1}^N \vec{P}_k = \sum_{k=1}^N \frac{d\vec{P}_k^{(e)}}{dt}$$

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \sum_{k=1}^N \vec{F}_k^{(e)} \quad (12) \text{ – II закон Ньютона для системи матеріальних точок.}$$

Якщо система ізольована, то кожна із зовнішніх сил дорівнює нулю.

1) $\vec{F}_k^{(e)} = 0$, тому $\frac{d\vec{P}}{dt} = 0 \Rightarrow \vec{P} = const$, тобто імпульс системи ізольованих матеріальних точок зберігається

2) $\sum \vec{F}_k^{(e)} = 0$

3) Якщо $\sum (\vec{F}_k)_x = 0$, то $P_x = const$

4) $\Delta t \approx 0$, тобто час протягом якого ми проводимо спостереження дуже малий.

Перепишемо (12) $d\vec{P} = \sum_{k=1}^N \vec{F}_k^{(e)} dt$

Імпульс системи матеріальних точок може бути представлений у вигляді добутку маси системи помноженої на швидкість руху центру мас.

$$\vec{P} = m\vec{v}_C \quad (13)$$

Центр мас системи матеріальних точок – це така точка С координати якої виражаються слідуючим чином або радіус – вектор якої виражається рівнянням (14).

$$\vec{r}_C = \frac{\sum m_i \vec{r}_i}{\sum m_i} \quad (14)$$

$$\left. \begin{aligned} x_C &= \frac{\sum m_i x_i}{\sum m} \\ y_C &= \frac{\sum m_i y_i}{\sum m} \\ z_C &= \frac{\sum m_i z_i}{\sum m} \end{aligned} \right\} \quad (14')$$

Продиференціюємо (14) за часом

$$\dot{\vec{r}}_C = \frac{\sum m_i \dot{\vec{r}}_i}{\sum m}$$

$\dot{\vec{r}}$ - швидкість центра мас

$$\vec{v}_C = \frac{\sum \vec{P}_i}{m}$$

$$\sum \vec{P}_i = \vec{P}$$

$$\vec{P} = m\vec{v}_0 \quad (\text{тобто отримали 13})$$

підставимо цей вираз в (12) і одержимо

$$\frac{d(m\vec{v}_C)}{dt} = \sum \vec{F}_k^{(e)}$$

$$\frac{m d\vec{v}_C}{dt} = \sum \vec{F}_k^{(e)} \quad (15) - \text{теорема про рух центра мас}$$

Теорема про рух центра мас:

Центр мас системи матеріальних точок рухається як матеріальна точка маса якої дорівнює масі всієї системи, а діюча сила дорівнює геометричній сумі всіх зовнішніх сил, що діють на систему

Для ізольованої системи $\vec{P} = const$, оскільки згідно (13) для ізольованої системи центр мас рухається рівномірно і прямолінійно $\vec{v}_c = const$

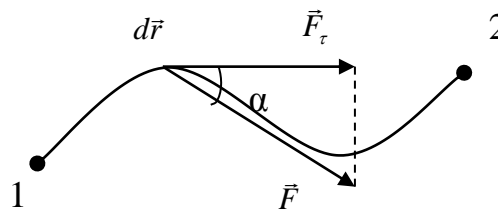
Центр мас є точка простору, відносно якої повний імпульс ізольованої системи дорівнює нулю.

Тема: Робота і енергія. Закон збереження енергії.

1. Робота і потужність. Одиниці їх вимірювання.
2. Робота сили. Кінетична енергія.
3. Консервативні і неконсервативні сили і системи. Потенціальна енергія.
4. Закон збереження енергії в консервативній системі.
5. Закон збереження енергії в неконсервативній системі.

1) Зміна механічного руху тіла виникає завдяки силам, які діють на нього з боку інших тіл. Для того щоб кількісно характеризувати процес обміну енергією між взаємодіючими тілами, в механіці розглядають поняття роботи.

Нехай матеріальна точка на яку діє сила F переміщується по траєкторії 1-2.



Проведемо дотичну до траєкторії, опустивши перпендикуляр на дотичну ми одержимо проекцію F_t - тангенціальна складова сили в напрямку переміщення.

Сила F може змінюватися як за модулем так і за напрямком.

Розглянемо елементарне переміщення, в межах якого силу F можна вважати сталою.

Елементарною роботою dA називається скалярний добуток $(\vec{F}, d\vec{r})$.

$$dA = (\vec{F}, d\vec{r}) = F dr \cos \alpha = F_t dr \quad (1)$$

Додаючи елементарні роботи для всіх елементарних ділянок шляху одержимо роботу сили F вздовж кривої 1 – 2.

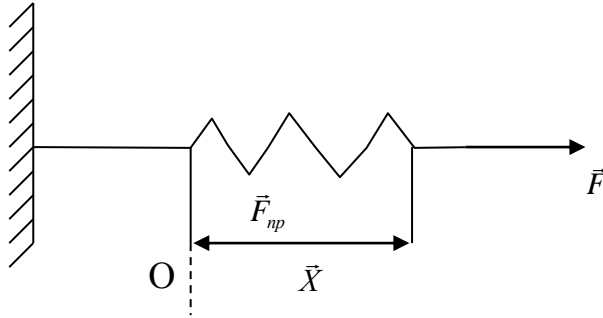
$$A = \int_1^2 (\vec{F}, d\vec{r}) = \int_1^2 F dr \cos \alpha \quad (2)$$

Під знаком інтеграла можуть стояти і сталі величини

Якщо $F = const$ і $\alpha = const$, то рух вздовж прямої

$$A = F \cos \alpha \int_{r_1}^{r_2} d\vec{r} = F \underbrace{\Delta r}_S \cos \alpha$$

Робота сили пружності



$$\vec{F}_{np} = -k\vec{x}$$

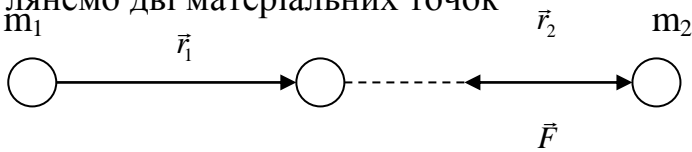
\vec{x} - вектор видовження пружини

$$A = \int_0^x (\vec{F}_{np}, d\vec{x}) = \int_0^x F_{np} dx \cos \alpha = - \int_0^x F_{np} dx (\text{тому що } \alpha = 180^\circ) = - \int_0^x kx dx = - \frac{kx^2}{2} \Big|_0^x = - \frac{kx^2}{2}$$

$$A = \int_0^x (\vec{F}_{np}, d\vec{x}) = \frac{kx_1^2}{2} - \frac{kx_2^2}{2}$$

Робота сили гравітаційної взаємодії

Розглянемо дві матеріальних точок

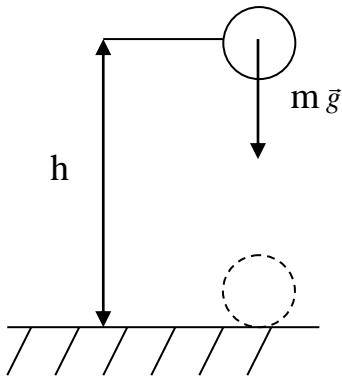


\vec{F} - сила гравітаційної взаємодії

$$F = \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2}$$

$$A = \int_{r_1}^{r_2} \gamma \frac{m_1 m_2}{r^2} dr \cos \alpha = (\alpha = 180^\circ) = -\gamma m_1 m_2 \left(-\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_1} \right) = \gamma m_1 m_2 \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)$$

Робота сили тяжіння



$$\alpha = 0$$

$$A = mgh$$

Для того, щоб охарактеризувати швидкість виконання роботи, вводять поняття потужності.

Потужність – це фізична величина, яка дорівнює роботі, яку виконує тіло за одиницю часу.

$$N = \frac{dA}{dt} \quad (3)$$

$$[N] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{с}} = 1 \text{Вт}$$

$$\text{В СГС } [N] = \frac{e\rho c}{c}$$

$$N = (\vec{F}, \vec{v})$$

$$A = \int_0^t N dt$$

Нехай матеріальна точка маси m рухається під дією сили F . Обчислимо роботу цієї сили

$$A = \int_0^t N dt = \int_0^t (\vec{F}, \vec{v}) dt = \int_0^t (\vec{F} dt, \vec{v}) = \int_0^t (d\vec{p}, \vec{v}) = \int_0^t m(d\vec{v}, \vec{v}) = \int_{v_0}^v m v dv =$$

$$\text{за II законом Ньютона} = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2} \quad (\vec{p} = m\vec{v}, \text{ так як } m = \text{const, то } d\vec{p} = m d\vec{v})$$

Теорема кінетичної енергії: робота сили при переміщенні матеріальної точки дорівнює приросту кінетичної енергії матеріальної точки.

$$A = \frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2} \quad (4)$$

$$E_k = \frac{mv^2}{2} = \frac{p^2}{2m} \quad (5)$$

$$A = E_k - E_{k0} = \Delta E_k \quad (4')$$

Кінетична енергія системи матеріальних точок – це сума кінетичних енергій окремих точок з яких складається система.

Робота всіх сил, що діють на систему МТ дорівнює приросту кінетичної енергії цієї системи.

3) В макроскопічній механіці всі сили ділять на консервативні і неконсервативні.

Якщо сили взаємодії залежать тільки від конфігурації матеріальних точок системи і робота цих сил при переміщенні систем із одного положення в інше не залежить від шляху переходу, то такі сили називаються консервативними.

Приклад: гравітаційна сила – відноситься до центральних сил, робота не залежить від шляху переходу; сила тяжіння, кулонівські сили.

Якщо робота не залежить від траєкторії, то робота такої сили по замкненому контуру дорівнює нулю.

Всі сили, які не відносяться до консервативних сил називаються неконсервативними.

Приклади: сила тертя – дисипативна сила (дисипація - розсіювання)
Дисипативні системи – це системи, в яких механічна енергія поступово зменшується за рахунок перетворення в інші форми енергії.

Дисипативні сили – сили в яких робота залежить від траєкторії переміщення тіла з однієї точки в іншу.

Консервативними системами називаються системи в яких діють лише консервативні сили.

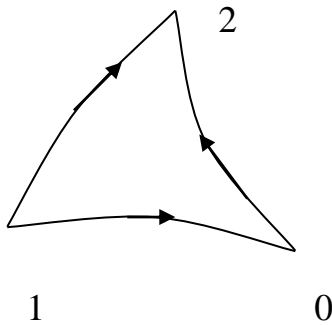
Якщо в системі не діють сили тертя, то така система є консервативною.

Потенціальна енергія

Будь-яке положення системи візьмемо за нульове, тоді потенціальною енергією системи в деякому положенні називають фізичну величину, яка чисельно дорівнює роботі, яку виконують консервативні сили системи при переході її з даного положення в нульове.

$$E_p^{(1)} = A_{(1)} \rightarrow 0 \quad (1)$$

Оскільки робота консервативних сил не залежить від шляху переходу, то $E_p(\vec{r})$ залежить тільки від координат точок системи. Оскільки нульовий рівень вибирається довільно, то потенціальна енергія системи визначена не однозначно, а з точністю до довільної сталої.



Нехай система перейшла з положення 1 в 2. Виберемо будь-яке положення за нульове і виразимо A_{12} через зміну потенціальної енергії системи.

Уявимо, що перехід $1 \rightarrow 2$ здійснюється через т. О

$$A_{12} = A_{10} + A_{02} = A_{10} - A_{20}$$

$$A_{12} = E_p^{(1)} - E_p^{(2)} \quad (2)$$

$$A_{12} = -(E_p^{(2)} - E_p^{(1)}) \quad (2')$$

Нехай на тіло діють сили:

1) $m\vec{g} : E_p = mgh$

2) $k\vec{x} : E_p = \frac{kx^2}{2}$

3) $\gamma \frac{Mm}{r^2} : E_p = -\gamma \frac{Mm}{r}$ нуль системи знаходиться в ∞ .

Повна механічна енергія системи – енергія механічного руху і взаємодії, тобто це сума потенціальної і кінетичної енергій

$$E = E_k + E_p$$

Оскільки потенціальна енергія може бути і від'ємною, і додатною, $E_k > 0$, то $E \geq E_p$.

$$A = E_k^{(2)} - E_k^{(1)} \quad A = A$$

$$A = -(E_p^{(2)} - E_p^{(1)})$$

$$E_k^{(2)} + E_p^{(2)} = E_k^{(1)} + E_p^{(1)} \quad (5) \text{ – закон збереження механічної енергії}$$

Закон збереження: якщо в ізольованій системі діють тільки консервативні сили, то повна механічна енергія залишається const.

$$5) \quad A = A^{(конс)} + A^{(дисипативн\ іх)}$$

За теоремою кінетичної енергії

$$A = E_k^{(2)} - E_k^{(1)}, \text{ а } A^{(конс)} = -(E_p^{(2)} - E_p^{(1)})$$

$$A^{(дисип)} = E^{(2)} - E^{(1)} \quad (6)$$

Оскільки $A^{(дисип)} < 0$ то $E^{(2)} < E^{(1)}$, то механічна енергія неконсервативної системи зменшується при цьому мають місце внутрішні зміни.

Механічна енергія макроскопічного руху переходить в кінетичну енергію безладного руху тіла, а також в потенціальну енергію їх взаємодії – цю енергію називають внутрішньою.

Закон збереження енергії для неконсервативних систем: в будь-якій ізольованій системі загальна енергія (механічна і внутрішня) залишається сталою.

В замкненій системі, в якій діють сили тертя, повна механічна енергія системи при русі зменшується.

Таким чином, в таких випадках закон збереження механічної енергії не виконується.

Але при “зниканні” механічної енергії завжди виникає еквівалентна кількість енергії іншого виду.

Тобто, енергія ніколи не зникає і не виникає знову, вона лише перетворюється з одного виду в інший.

В цьому полягає фізична сутність закону збереження і перетворення енергії.

Прикладом застосування законів збереження кількості руху і енергії при розв’язуванні реальної фізичної задачі є удар абсолютно пружних і недружніх тіл.

Удар – це короткочасна взаємодія двох тіл.

При ударі в тілах виникають значні внутрішні сили, що зовнішніми системами, які діють на них, можна знехтувати. Це дозволяє розглядати співударяючі тіла, як замкнену систему і застосовувати до неї законів збереження.

Тіла під час удару зазнають деформацію – зміну форми або об’єму тіла.

При ударі кінетична енергія відносного руху взаємодіючих тіл на короткий час перетворюється в енергію пружної деформації.

Удар називається центральним, якщо тіла до удару рухаються вздовж прямої, яка проходить через їх центри мас.

Абсолютно пружний удар – зіштовхування двох тіл, в результаті якого в обох взаємодіючих тілах не залишається деформацій і вся кінетична енергія, якою володіли тіла до удару, після удару знову перетворюється в кінетичну енергію.

Абсолютно непружний удар – зіштовхування двох тіл, в результаті якого тіла з’єднуються, рухаючись далі як одне ціле.

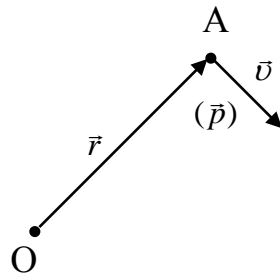
С.Тема: Динаміка обертового руху.

1. Момент імпульсу матеріальної точки та момент сили відносно довільного центра.
2. Закон збереження моменту імпульсу замкненої системи.

3. Момент імпульсу та момент сили відносно нерухомої вісі
4. Момент інерції. Основне рівняння динаміки обертового руху навколо нерухомої вісі.
5. Обчислення моментів інерції. Теорема Гюйгенса – Штейнера.

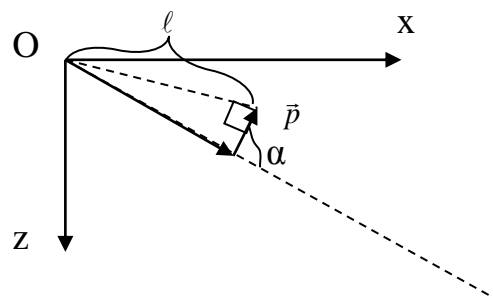
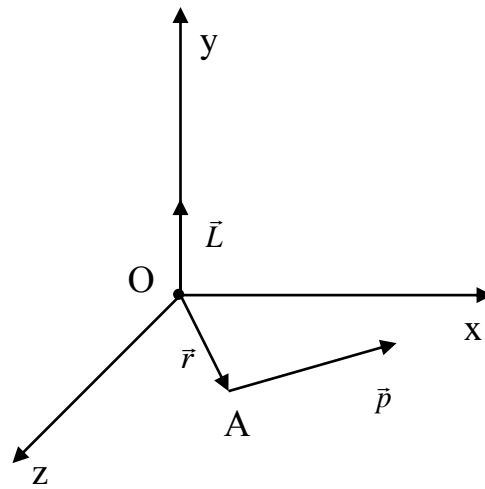
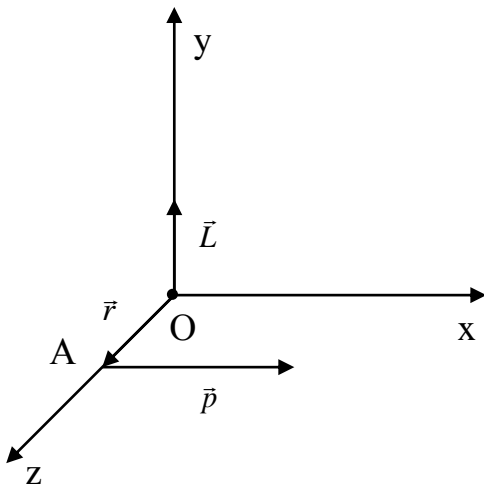
1) Виберемо будь-який початок т. О – початок або полюс. Нехай \vec{r} – радіус – вектор т.А відносно т.О.

т.А рухається з швидкістю \vec{v} , це означає, що вона має якийсь імпульс $\vec{p} = m\vec{v}$



Моменти імпульсу матеріальної точки А відносно т.О називається вектор \vec{L} дорівнює векторному добутку векторів \vec{r} і \vec{p}

$$\vec{L} = [\vec{r}, \vec{p}] \quad (1)$$



$$L = rp \sin \alpha = \ell p$$

ℓ - плече \vec{p} відносно т.О.

Продиференціюємо (1) за часом

$$\dot{\vec{L}} = [\dot{\vec{r}}, \vec{p}] + [\vec{r}, \dot{\vec{p}}]; \quad - \text{ за 2-м законом Ньютона } \dot{\vec{p}} = \vec{F}, \text{ то}$$

$$\dot{\vec{L}} = [\dot{\vec{r}}, \vec{F}] \quad (2) - \text{ момент сили } F \text{ відносно т.О}$$

$$\vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}] \quad (3)$$

$$M = rF \sin \alpha = \ell F$$

ℓ - плече сили F відносно т.О.

Підставимо (3) в (2)

$\dot{\vec{L}} = \vec{M}$ (4) – рівняння моментів: похідна за часом від моменту імпульсу матеріальної точки відносно т.О дорівнює моменту сили відносно цієї ж точки.

З означення виходить: момент сили \vec{M} не змінюється якщо точку прикладання сили перенести в будь-яку точку розташовану вздовж лінії.

Якщо $\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$, то $\vec{M} = \vec{M}_1 + \vec{M}_2$ на основі властивості векторного добутку.

Рівняння моментів дозволяє розв'язати задачі:

- 1) знайти момент сили \vec{M} відносно т.О в момент часу t якщо відомо залежність $\vec{L}(t)$
- 2) Визначити приріст моменту імпульсу $\vec{M}t$ відносно т.О за довільний проміжок часу, якщо відомо залежність $\vec{M}(t)$.

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}$$

$$d\vec{L} = \vec{M}dt$$

$$\int_{\vec{L}_1}^{\vec{L}_2} d\vec{L} = \int_{t_1}^{t_2} \vec{M}dt$$

$$\underbrace{\vec{L}_1 - \vec{L}_2}_{\Delta\vec{L}} = \int_{t_1}^{t_2} \vec{M}dt \quad (5) - \text{ рівняння моментів}$$

$$\underbrace{\vec{L}_1 - \vec{L}_2}_{\Delta\vec{L}} - \text{ заміна моменту імпульсу матеріальної точки відносно т.О}$$

$$\int_{t_1}^{t_2} \vec{M}dt - \text{ імпульс моменту сили відносно т.О}$$

2) Момент імпульсу системи матеріальних точок відносно т.О називається векторна сума моментів імпульсу всіх матеріальних точок системи відносно тієї ж т.О.

$$\vec{L} = \sum_{i=1}^n \vec{L}_i$$

Момент всіх сил, що діють на систему матеріальних точок

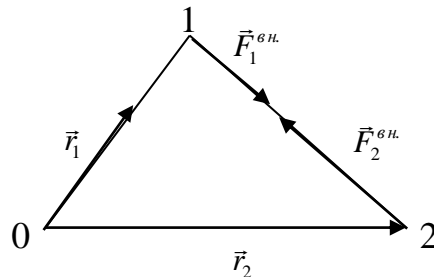
$$\vec{M} = \sum_{i=1}^n \vec{M}_i$$

Сили, що діють на кожну матеріальну точку можуть бути розділені на внутрішні і зовнішні

$$\vec{M}_i = \vec{M}_i^{вн.} + \vec{M}_i^{зовн.}$$

Внутрішні сили – це сили взаємодії.

За III законом Ньютона ці сили дорівнюють за модулем і протилежні за напрямом.



\vec{r}_1 і \vec{r}_2 радіус-вектори т.1 і 2

$$\sum_{i=1}^n \vec{M}_i^{вн.} = 0$$

Момент системи матеріальних точок визначається сумою моментів зовнішніх сил

$$\vec{M} = \sum_{i=1}^n \vec{M}_i^{зовн.}$$

$\dot{\vec{L}} = \vec{M}^{зовн.}$ (6) – рівняння моментів для системи матеріальних точок

момент імпульсу системи матеріальної точки

Похідна моменту імпульсу системи матеріальних точок відносно нерухомої т.О дорівнює геометричній сумі моментів всіх зовнішніх сил відносно т.О

$$\vec{L}_2 - \vec{L}_1 = \int_{t_1}^{t_2} \vec{M}^{зовн.} dt \quad (7)$$

Якщо $\int_{t_1}^{t_2} \vec{M}^{зовн.} dt = 0$ то $\vec{L}_2 = \vec{L}_1$ (якщо момент зовнішніх сил дорівнює нулю, то

момент імпульсу системи відносно т.О залишається сталим. Це твердження називається законом збереження моменту імпульсу)

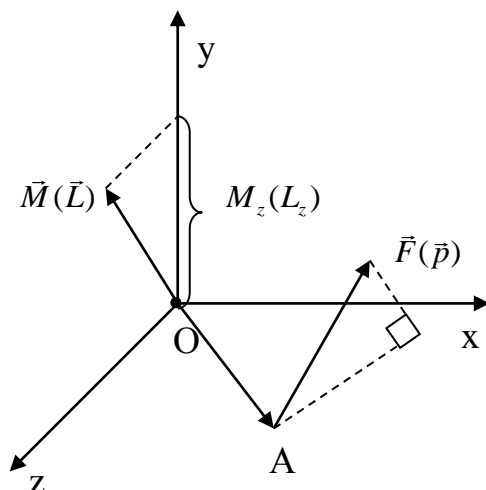
Очевидно, якщо система ізольована, то момент імпульсу зберігається.

3) Візьмемо довільну нерухому вісь z.

M_z - проекція \vec{M} на вісь z.

Момент сили відносно вісі z називається проекцією на цю вісь вектора \vec{M} відносно т.О, що лежить на вісі.

Запишемо (6) в проекціях на вісі.

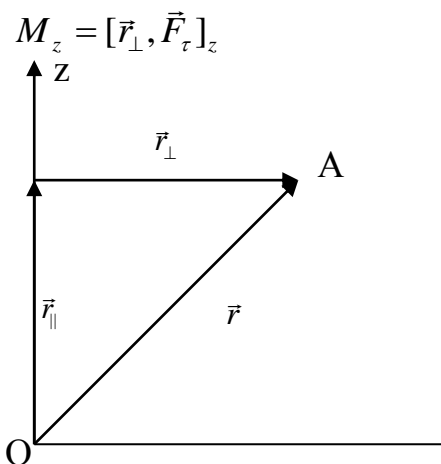


$$\begin{cases} \frac{dL_z}{dt} = M_z \\ \frac{dL_x}{dt} = M_x \\ \frac{dL_y}{dt} = M_y \end{cases}$$

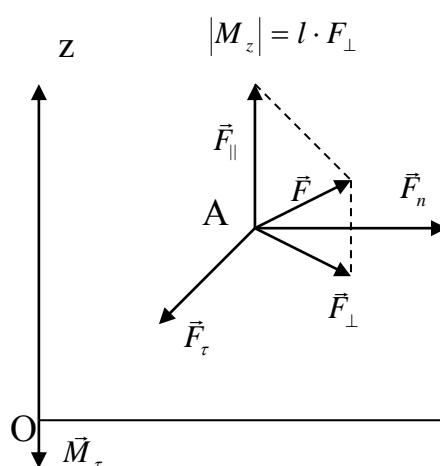
Кожне з цих рівнянь називається рівнянням моментів відносно нерухомої вісі. Момент сили M_z визначається лише тангенціальною складовою сили.

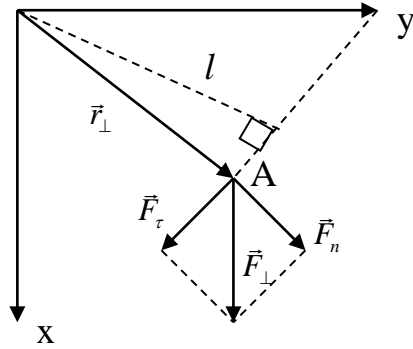
Момент сили відносно вісі дорівнює добутку тангенціальної складової сили на плече.

$$\begin{aligned} \vec{M} = [\vec{r}, \vec{F}] &= [\vec{r}_{\parallel}, \vec{F}] + [\vec{r}_{\perp}, \vec{F}] \\ &\stackrel{\substack{\perp OZ \\ np_z=0}}{=} [\vec{r}_{\perp}, \vec{F}_{\parallel}] + [\vec{r}_{\perp}, \vec{F}_{\perp}] \\ &\stackrel{\substack{\perp OZ \\ np_z=0}}{=} [\vec{r}_{\perp}, \vec{F}_r] + [\vec{r}_{\perp}, \vec{F}_\tau] \\ &\stackrel{=}{=} 0 \end{aligned}$$



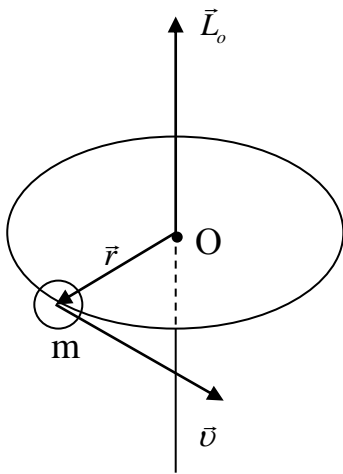
$$M_{\tau_z} = -M_z$$





4) При вивченні обертання твердого тіла використовують поняття момент інерції.

Розглянемо рух матеріальної точки по колу радіуса R.



$$\vec{L}_0 = [r, m\vec{v}]$$

$$L_{0O'} = \vec{L}_0 = mvr$$

Використаємо залежність між кутовою і лінійною швидкостями

$$v = \omega r, \text{ то } L = m\omega r^2$$

$$L = I\omega \quad (8) \text{ момент імпульсу}$$

$$I = mr^2 \quad (9) \text{ момент інерції матеріальної точки}$$

$$I = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (10) \text{ момент інерції системи матеріальних точок}$$

Моментом інерції системи матеріальних точок відносно вісі обертання називається фізична величина, яка дорівнює сумі добутків мас n матеріальних точок системи на квадрати їх відстаней до розглядаємої вісі.

$$M = \frac{d(I\omega)}{dt} \quad (11)$$

M – момент зовнішніх сил

Якщо $I = const$ (коли система матеріальних точок абсолютно тверде тіло), то

$$I \frac{d\omega}{dt} = M \quad \text{або} \quad I \dot{\omega} = M \quad \text{або}$$

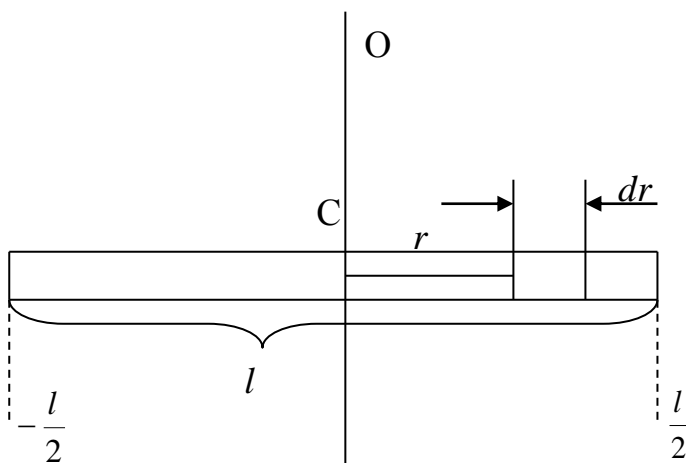
$I\epsilon = M$ (11) – основне рівняння динаміки обертового руху: добуток моменту інерції відносно нерухомої вісі обертання на кутове прискорення дорівнює моменту зовнішніх сил відносно тієї ж вісі.

Абсолютно тверде тіло – тіло, яке ні при яких умовах не може деформуватися і при всіх умовах відстань між двома точками цього тіла залишається постійною.

Спів ставимо основні величини і рівняння, які визначають обертання тіла навколо нерухомої вісі і його поступального руху.

| Поступальний рух | | Обертальний рух | |
|--------------------------|------------------------|-----------------------------|------------------------------------|
| Маса | m | Момент інерції | I |
| Шлях | S | Кут повороту | φ |
| Швидкість | $v = \frac{dS}{dt}$ | Кутова швидкість | $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$ |
| Імпульс | $p = mv$ | Момент імпульсу | $L = I\omega$ |
| Прискорення | $a = \frac{dv}{dt}$ | Кутове прискорення | $\varepsilon = \frac{d\omega}{dt}$ |
| Рівнодійна зовнішніх сил | F | Сума моментів зовнішніх сил | M |
| Робота | FdS | Робота обертання | $Md\varphi$ |
| Кінетична енергія | $E_k = \frac{mv^2}{2}$ | Кінетична енергія обертання | $E_k^{об} = \frac{I\omega^2}{2}$ |

5) Розглянемо на прикладі прямого тонкого стержня і знайдемо момент інерції.



Розіб'ємо цей стержень на n ділянок, кожна із яких є матеріальною точкою. Нехай довжина цієї ділянки dr , а сама ділянка знаходиться на відстані r від вісі обертання. Маса ділянки dm .

ρ - лінійна густина стержня

$$\rho = \frac{m}{l}$$

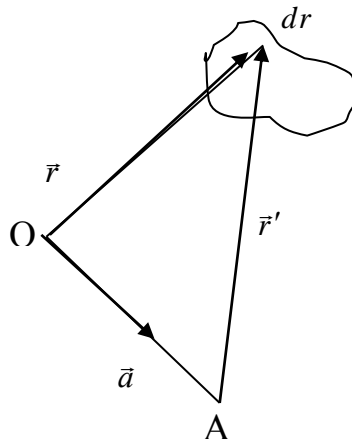
$$dm = \rho dr \quad dI = dm r^2 = \rho dr r^2 \quad I = \rho \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} r^2 dr = \rho \frac{r^3}{3} \Big|_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} = \rho \frac{l^3}{12} = \rho l \frac{l^2}{12} = m \frac{l^2}{12}$$

$$I_c = m \frac{l^2}{12} \quad (12) - \text{момент інерції відносно центра мас}$$

Якщо відомо момент інерції тіла відносно вісі, яка проходить через його центр мас, то момент інерції відносно будь-якої іншої паралельної вісі визначається теоремою Гюйгенса – Штейнера.

Розглянемо два довільних центра. Розіб'ємо тіло на елементарні маси. Знайдемо зв'язок між моментами інерції відносно т.О і т.А. Вісі О і А паралельні між собою.

$$\begin{aligned} \vec{r} &= \vec{a} + \vec{r}' \\ \vec{r}' &= \vec{r} - \vec{a} \\ (\vec{r}')^2 &= r^2 + a^2 - 2(\vec{r}, \vec{a}) \end{aligned}$$



Помножимо цю рівність на dm і проінтегруємо по масі

$$\int (r')^2 dm = \int r^2 dm + \int a^2 dm - 2 \int (\vec{r}, \vec{a}) dm$$

$$\underbrace{\int (r')^2 dm}_{I_A \text{ (момент інерції в т.А)}} = \underbrace{\int r^2 dm}_{I_O} + \underbrace{\int a^2 dm}_{ma^2} - 2 \underbrace{\int (\vec{r}, \vec{a}) dm}_{\vec{R}_C m}$$

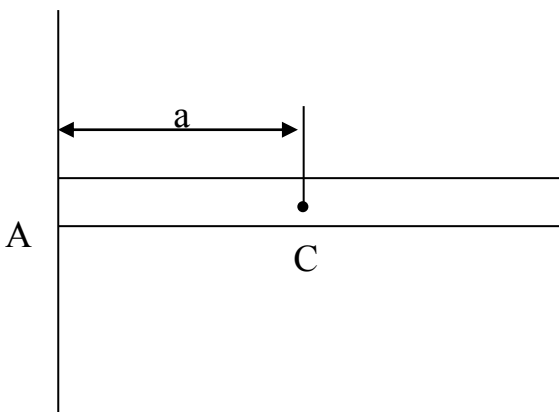
$\vec{R}_C = \frac{\vec{r} dm}{m}$ - радіус – вектор центра мас або вірніше горизонтальна складова.

Якщо центр мас співпадає з т.О, то $\vec{R}_C = 0$

$I_A = I_C + ma^2$ (13) - теорема Гюйгенса – Штейнера:

Момент інерції тіла відносно довільної вісі дорівнює моменту інерції його відносно паралельної вісі, що проходить через центр мас доданому до добутку маси тіла на квадрат відстані між осями.

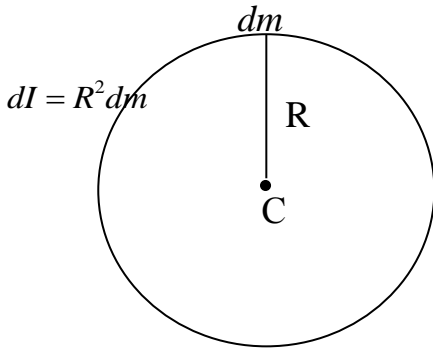
Знайдемо момент інерції прямого тонкого стержня довжиною l у якого вісь проходить через його кінець.



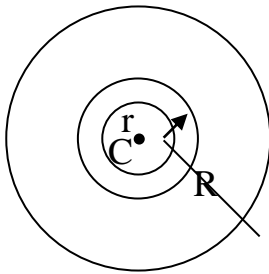
$$I_A = I_C + ma^2$$

$$I_A = \frac{1}{12} ml^2 + \frac{ml^2}{4} = \frac{1}{3} ml^2$$

Момент інерції обручу відносно вісі, що проходить через його центр мас.



$$I_C = mR^2$$



ρ_s - поверхнева густина $\rho_s = \frac{m}{S}$

$$dI = dm r^2 = \rho_s dS \cdot r^2$$

$$dS = \pi(r + dr)^2 - \pi r^2 = \pi r^2 + 2\pi r dr + \pi(dr)^2 - \pi r^2 = 2\pi r dr$$

Н.м. більш вищого порядку і вважаємо рівним нулю

$$I_C = \int_0^R \rho 2\pi r dr \cdot r^2 = 2\pi \rho \int_0^R r^3 dr = \frac{R^4}{2} \pi \rho = \rho \cdot \pi \cdot R^2 \cdot \frac{R^2}{2} = \frac{1}{2} mR^2$$

| Тіло | Положення вісі обертання | Момент інерції |
|------------------------------|--|---------------------|
| Полий циліндр | Вісь симетрії | mR^2 |
| Суцільний циліндр (або диск) | Таке ж | $\frac{1}{2} mR^2$ |
| Прямий стержень | Вісь \perp стержню і проходить через його середину | $\frac{1}{12} ml^2$ |
| Прямий стержень | Вісь \perp стержню і проходить через його кінець | $\frac{1}{3} ml^2$ |
| Куля радіуса R | Вісь проходить через центр кулі | $\frac{2}{5} mR^2$ |

II. Молекулярна фізика

A. Тема: Вступ

1. МКТ речовини
2. Ідеальний газ
3. Основне рівняння МКТГ

1. Основоположником є М.В. Ломоносов.

У 1860 р. на з'їзді хіміків були прийняті означення атомів і молекул:

Молекула – є найменша частинка речовини, яка здатна існувати самостійно, не може ділитися далі без втрати основних хімічних властивостей даної речовини;

Атом – найменша частинка елемент в молекулах простих і складних речовин.

Молекулярна фізика вивчає ті властивості речовини, які обумовлені її молекулярною будовою. В ній розглядаються перетворення речовини зв'язані із зміною енергії молекул, зміною агрегатного стану тіл. Виділений таким чином ряд питань охоплюється єдиним методом розгляду, єдиною теорією, яка називається МКТ будови речовини.

Перелічимо коротко ті явища, які підтверджують правильність початкових положень і ідей МКТ:

- 1) висока стисливість газів є доказом про наявність великих відстаней між їх молекулами;
- 2) намагання газів зайняти який завгодно великий представлений в його розпорядження об'єм є доказом того, що молекули газу рухаються незалежно одна від одної;
- 3) взаємне проникнення газів – дифузія, показує що молекули одного газу рухаються в пустотах між молекулами іншого газу;
- 4) змішування рідин, розчин твердих тіл в рідинах пояснюється переміщенням молекул різних сортів, при цьому істотно, що сума суміші може не дорівнювати від суми об'ємів змішуваних речовин, що свідчить про різну компактність молекулярних систем;
- 5) тиск газу на стінки посудини в якій знаходиться газ пояснюється ударами молекул, підвищення тиску при збільшенні густини пояснюється збільшенням числа молекул, які бомбардують поверхню, що обмежує газ; збільшення тиску при підвищенні температури пояснюється збільшенням швидкості молекул;
- 6) броунівський рух, пояснюється нерівномірністю ударів, які одержує броунівська частинка з боку молекул рідини чи газу.

Спостерігаючи, властивості газів, рідини і твердих тіл можна помітити, що рідини і тверді тіла займають об'єм, який відповідає їх власному, в той час, як газ займає довільний об'єм в який його помістили.

Між молекулами різних речовин незалежно від агрегатного стану існують сили, які являються комбінацією сил відштовхування і притягання.

Розглядаючи питання молекулярної фізики будемо спиратися на положення:

- 1) всі тіла складаються із дрібних частинок – атомів і молекул;
- 2) атоми і молекули знаходяться в стані неперервного руху, цей рух є вічним і не припиняється ні при яких умовах;
- 3) молекули різних речовин по-різному взаємодіють між собою.

$$[P] = 1 \frac{H}{m^2} = 1 Pa$$

$$760 \text{ мм рт. ст.} = 10^5 \text{ Па}$$

$$1 \text{ мм рт. ст.} = 133,3 \text{ Па}$$

$$\mu = m \cdot N_A \quad \nu = \frac{m}{\mu}; \quad N = \frac{m}{\mu} N_A = \nu \cdot N_A$$

2. Теоретичне вивчення молекулярних систем, які складаються з великої кількості молекул зв'язані з великими труднощами. Оскільки необхідно враховувати всі сили які діють на молекулу з боку всіх інших. Якщо припустити, що молекула є механічний об'єкт, який підкоряється законам механіки, то необхідно розв'язати задачу про рух всіх молекул під дією заданих сил.

Це означає, що необхідно розглядати систему рівнянь, яка складається з такої кількості рівнянь, яка кількість молекул, а точніше в три рази більше, так як кожна молекула має 3 координати. Але таку кількість рівнянь не те, що розв'язати, а і записати не можливо.

Із трьох станів речовини самим доступним є газоподібний, тому що взаємодії між молекулами дуже малі, а при певних умовах ними можна знехтувати. Таким чином вивчення молекулярної фізики почнемо з газів. Будемо вважати, що сили молекулярної взаємодії не тільки малі, а їх зовсім не має, крім цього розмірами молекул для простоти будемо нехтувати.

Газ молекули якого мають дуже малий власний об'єм і не взаємодіють одна з одною на відстані називають ідеальним. Абсолютна температура ідеального газу визначається за його властивостями, нуль її існує на 273,16 одиниць нижче практичної температурної шкали Цельсія $T = t + 273,16$ одиниць термодинамічної шкали температур. Кельвін – це $\frac{1}{273,16}$ частина термодинамічної температури потрійної точки води.

Основні положення МКТГ

1. Повна хаотичність руху
В газі довільний напрям руху молекул рівномірний, тобто немає жодного напрямку який би мав перевагу.
2. Пропорційність середньої швидкості молекули кореню квадратного із абсолютної температури $\bar{v} \propto \sqrt{T}$.
3. Середні кінетичні енергії різних газів при однаковій температурі рівні між собою $\frac{m_1 \bar{v}_1^2}{2} = \frac{m_2 \bar{v}_2^2}{2}$.

3. Основне рівняння МКТГ являє собою головне рівняння для одержання з нього газових законів, а також в зв'язку між енергією і температурою.

$$pV = \frac{2}{3} \bar{E} \quad (1) \text{ - основне рівняння МКТГ}$$

$$pV = \frac{1}{3} mN' \bar{v}^2 \quad (2) \text{ - основне рівняння МКТГ:}$$

Для даної маси газу добуток тиску на його об'єм дорівнює $\frac{1}{3}$ добутку числа молекул на квадрат середньої v .

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n v_i^2}{N'}}$$

$$pV = \frac{2}{3} N' \frac{m \bar{v}^2}{2}$$

$$E = N' \frac{m \bar{v}^2}{2} = N' \bar{E}$$

$pV = \frac{2}{3} \bar{E}$ - (3) – основне рівняння МКТГ: для даної маси газу добуток тиску на об'єм дорівнює $\frac{2}{3}$ їх кінетичної енергії.

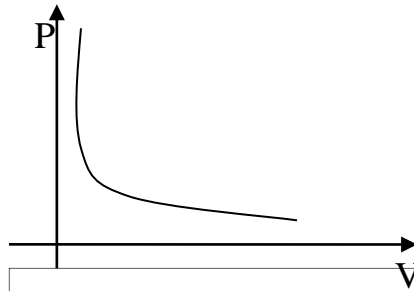
Із основного рівняння МКТГ можна одержувати всі основні газові закони:

1) Закон Бойля-Маріотта

$$T = const$$

$$pV = \frac{1}{3} mN' \bar{v}^2 \quad m, N', \bar{v}^2 = const$$

$$pV = const$$



2) Закон Дальтона: для суміші декількох газів кількість молекул дорівнює сумі складових молекул газу

$$p = \frac{2}{3} n \overline{E'} \quad n = \frac{N'}{V}$$

$$n = n_1 + n_2 + \dots + n_n$$

$$\overline{E'_1} = \overline{E'_2} = \dots = \overline{E'_n}$$

$$p = \frac{2}{3} n_1 \overline{E'_1} + \frac{2}{3} n_2 \overline{E'_2} + \dots + \frac{2}{3} n_n \overline{E'_n}$$

$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n$ Тиск суміші газів дорівнює сумі парціальних тисків

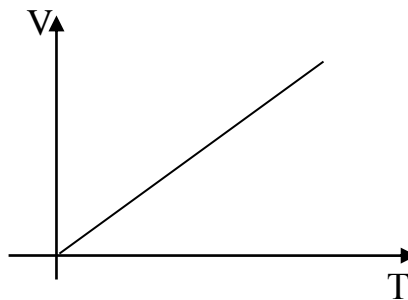
3) Закон Гей-Люссака

$$P = const$$

$$pV_1 = \frac{2}{3} N' \frac{m\overline{v}_1}{2} = \frac{2}{3} N' \frac{ma^2T_1}{2} \quad \overline{v}^2 = a^2T$$

$$pV_2 = \frac{2}{3} N' \frac{m\overline{v}_2}{2} = \frac{2}{3} N' \frac{ma^2T_2}{2} \quad a = const$$

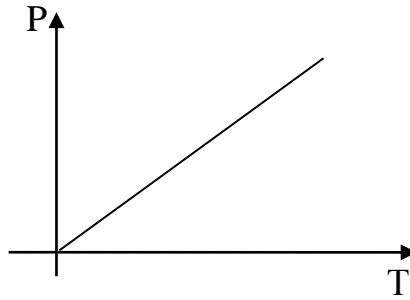
$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$ При $p = const$, але при різних T , V газів відносяться як абсолютні температури.



4) Закон Шарля

$$V = const$$

$$\left. \begin{aligned} p_1V &= \frac{2}{3} N' \frac{ma^2T_1}{2} \\ p_2V &= \frac{2}{3} N' \frac{ma^2T_2}{2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$$



5) Закон Авогадро: в однакових об'ємах при однакових T і P міститься однакова кількість молекул.

$$\left. \begin{aligned} pV &= \frac{2}{3} N_1 \frac{m_1 v_1^2}{2} \\ pV &= \frac{2}{3} N_2 \frac{m_2 v_2^2}{2} \end{aligned} \right\} \Rightarrow N_1 = N_2$$

б) Рівняння стану ідеального газу.

Встановлює зв'язок між основними параметрами стану P, V, T .

Запишемо основне рівняння МКТ для двох різних станів одного і того ж газу

$$\left. \begin{aligned} p_1 V_1 &= \frac{1}{3} N' m a^2 T_1 \\ p_2 V_2 &= \frac{1}{3} N' m a^2 T_2 \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2} = const - \text{основне рівняння газового стану}$$

$$pV = \frac{m}{\mu} RT - \text{рівняння Менделєєва-Клапейрона}$$

$$R = 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$$

Фізичний зміст R : це робота, яку виконує 1 моль газу, якщо його температуру можна підвищити на 1 К

$$pV = \nu RT$$

$$k = \frac{R}{N_A} \quad k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$$

$$\bar{E} = \frac{3}{2} kT \Rightarrow T - \text{це міра середньої кінетичної енергії молекул тіл}$$

Тиск як і температура тіла визначається через \bar{E}_k молекул, а через це відноситься до статичних величин. З фіз. точки зору абсолютний нуль T означає T при якій повинен припинитися поступальний рух молекул, а значить їх удари об стінку, які визначають тиск газу.

Розглядаючи рівняння середньої кінетичної енергії поступального руху молекул

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3KT}{m}}$$

$$m \cdot N_A = \mu$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3RT}{\mu}}$$

$$v_i = \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$$

$$v_{cp} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}$$

$$p = nKT$$

Тема: Основи МКТГ

1. Барометрична формула. Розподіл Максвелла-Больцмана.
2. Середній час і середня довжина вільного пробігу молекул.
3. Явища переносу в газах: внутрішнє тертя, теплопровідність, дифузія.
4. Внутрішня енергія. Теплообмін.

1. При виводі основного рівняння МКТГ ми допускали, що на молекули газу не діють зовнішні сили, через це можна було вважати, що молекули рівномірно розподілені по всьому об'єму посудини в якій вони знаходяться. Молекули повітря завжди знаходяться в полі сили тяжіння Землі. Якби цієї сили не було, то атмосфера розсіялась по всесвіту, але сила тяжіння і хаотичний тепловий рух приводять до того, що концентрація повітря змінюється з підняттям над поверхнею землі.

Гідростатичний тиск визначається

$$p = \rho gh \quad (1)$$

p - тиск рідини на глибині h від поверхні

ρ - густина рідини.

$$p = p_0 e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad (2) \quad \text{- барометрична формула}$$

Для одержання розподілу Больцмана використаємо визначення тиску через концентрацію молекул.

$$p = n_0 KT$$

$$n_0 KT = n_0' K T e^{-\frac{\mu gh}{RT}}$$

$$n_0 = n_0' e^{-\frac{\mu gh}{RT}} \quad (3)$$

n_0' - концентрація молекул повітря на поверхні землі

n_0 - на висоті h

Зробимо заміну $\frac{R}{\mu} = \frac{K}{m}$

$$n_0 = n_0' e^{-\frac{mgh}{KT}} \quad (4)$$

$$n_0 = n_0' e^{-\frac{E_p}{KT}} \quad (5)$$

$\bar{n} = \frac{n_0'}{n_0}$ - відносна концентрація

$$\bar{n} = \frac{n_0'}{n_0} e^{-\frac{E_p}{KT}} \quad (6) \quad \text{- універсальний закон розподілу}$$

Больцмана

З (6) \Rightarrow , що коли $n_0 \rightarrow n_0'$, то $T \rightarrow \infty$. Таким чином, концентрація молекул повітря вирівнюється.

$$h = \frac{RT}{g\mu} \ln \frac{P_0}{P} \quad (7)$$

2. Молекули ідеального газу будемо вважати як пружні кульки відповідних радіусів r_1 і r_2 . Зіткнення між молекулами може відбуватися тільки в тому випадку, якщо їх центри зійдуться на відстані рівній або меншій $r_1 + r_2$, або зіткнення станеться в тому випадку, якщо центр молекули буде знаходитися в середині кола з площею

$$S = \pi(r_1 + r_2)^2 \quad (1)$$

S - переріз розсіювання молекул

Між двома послідовними зіткненнями молекула проходить певну відстань, яка являється випадковою величиною.

Середня довжина, яку проходить молекула між двома послідовними зіткненнями називається середньою довжиною вільного пробігу $\bar{\lambda}$.

Проміжок часу між двома послідовними зіткненнями залежить, як від швидкості взаємодіючих молекул, так і від їх взаємного розміщення, а так як взаємне розміщення точок в просторі статистично незалежно від їх розподілу за швидкостями, то цей проміжок часу теж випадкова величина. Її середнє значення τ називається середнім часом вільного пробігу молекул.

Число вільних пробігів за будь-який проміжок часу збігається з числом зіткнень молекул за цей же проміжок.

Якщо за 1с молекула зазнає \bar{z} зіткнень, то довжина її траєкторії чисельно дорівнює середній швидкості її рухів і тоді середнє число зіткнень:

$$\bar{z} = \frac{\bar{v}}{\lambda} \quad (2)$$

Визначимо середнє число зіткнення, для цього припустимо, що молекула радіуса r рухається з середньою швидкістю \bar{v} , а всі інші молекули нерухомі. Рухаючись молекула буде стикатися з іншими молекулами, центри яких лежать від траєкторії руху на відстані $2r$.

Таким чином, за одиницю часу молекула зіткнеться з усіма молекулами, центри яких лежать в середині циліндра, радіус якого $2r$, а висота \bar{v} . Кількість

молекул в цьому циліндрі буде залежати від концентрації молекул в одиниці об'єму даного циліндру.

Таким чином, для середнього числа зіткнень молекул за одиницю часу маємо

$$\bar{z} = 4\pi r^2 \bar{v} n \quad (3)$$

Якщо прийняти до відома, що інші молекули теж рухаються і їх швидкості розподілені за законом Максвелла, то середнє число зіткнень буде у $\sqrt{2}$ разів більше

$$\bar{z} = 4\sqrt{2}\pi r^2 \bar{v} n \quad (4)$$

Знаючи число зіткнень, та їх середню v молекул, можна знайти їх середню довжину вільного пробігу

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{v}}{\bar{z}}$$

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi r^2 n} \quad (5)$$

Відстань на якій відбувається взаємодія між молекулами називається ефективним діаметром молекул σ .

$$\sigma = 2r \quad \bar{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n} \quad (6)$$

$$\bar{\tau} = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}} \quad p = nKT \Rightarrow n = \frac{p}{KT}$$

$$\bar{\tau} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n \bar{v}} \quad (7)$$

$$\bar{\lambda} = \frac{KT}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 p} \quad (8)$$

Маючи уявлення про середній вільний пробіг молекул та їх зіткнення між собою можна пояснити такі фізичні явища як: в'язкість або внутрішнє тертя, дифузію і теплопровідність.

3. Рівноважний стан газу в МКТ розглядається як стан повної хаотичності руху молекул, розподіл за швидкостями яких підкоряється закону Максвелла. Встановлення в газі максвелівського розподілу молекул за швидкостями при переході його в рівноважний стан завжди зв'язане з направленим переносом маси, імпульсу та енергії.

Процеси при яких відбувається перенос маси, імпульсу та енергії називаються явищами переносу в газах.

До процесів переносу відносяться:

- внутрішнє тертя – обумовлене переносом імпульсу;
- теплопровідність – переносом кінетичної енергії;
- дифузія переносом маси.

Ці явища описані законами:

- в'язкість – законом Ньютона;
- теплопровідність - законом Фур'є;

- дифузія – законом Фіка.

Внутрішнє тертя

Припустимо, що потік газу рухається паралельно нерухомій площині. Тоді швидкість буде змінюватися при переході від одного шару до іншого. При цьому на межі між двома сусідніми шарами виникає сила внутрішнього тертя.

$$F = \eta \frac{du}{dz} S \quad (1)$$

η коефіцієнт внутрішнього тертя $[\eta] = \text{Па} \cdot \text{с}$ $\frac{du}{dz}$ - градієнт швидкості

Градієнт – це вектор, який визначений в кожній точці поля і має напрям нормалі до поверхні рівня в бік зростання функції.

В рухомому газі на хаотичний рух молекул накладається упорядкований рух газів з різними швидкостями, через це імпульс кожної молекули можна розкласти на дві складові: одна з яких обумовлена участю молекул в хаотичному русі, друга в упорядкованому.

Таким чином, якщо молекула з шару з більшою швидкості переходить в шар з меншою, то надлишок свого імпульсу вона передає молекулам цього шару при зіткненні, а якщо навпаки, то гальмує їх рух, збільшуючи свій імпульс. Складова імпульсу яка переноситься через площадку S визначається швидкістю течії газу в тому місці, де сталося її останнє зіткнення. В середньому такі зіткнення проходять на відстані рівній середній довжині вільного пробігу. Таким чином, молекулам які пролітають площадку знизу вгору слід приписати швидкість течії газу $z - \bar{\lambda}$, а зверху вниз $z + \bar{\lambda}$, тоді вгору через площадку S із нижнього шару переноситься складова імпульсу

$$m(u - \frac{du}{dz})\bar{\lambda},$$

а навпаки $-m u$.

Відповідно з верхнього шару переноситься складова імпульсу

$$m(u + \frac{du}{dz})\bar{\lambda},$$

навпаки $m u$.

Різниця цих значень складових імпульсів дає величину $2m \frac{du}{dz} \bar{\lambda}$.

Імовірність того, що молекула буде рухатися через площадки знизу вгору, або навпаки дорівнює $\frac{1}{6}$, тому із всіх молекул які будуть рухатися через площадку в обох напрямках буде $\frac{1}{3}$ загальної кількості.

Зміна імпульсу всіх молекул буде

$$dK = 2m \frac{du}{dz} \bar{\lambda} \cdot \frac{1}{6} n S \bar{v} dt$$

Сила опору руху визначається

$$F = \frac{dK}{dT} = \frac{1}{3} mnS\bar{v} \frac{d\bar{u}}{dz} \bar{\lambda} \quad (2)$$

$$(1)=(2) \quad \mathfrak{l} \frac{d\bar{u}}{dz} S = \frac{1}{3} mnS\bar{v} \frac{d\bar{u}}{dz} \bar{\lambda}$$

$$\mathfrak{l} = \frac{1}{3} mn\bar{v}\bar{\lambda} = \frac{1}{3} \rho\bar{v}\bar{\lambda} \quad (3)$$

$$\rho = m \cdot n = \frac{m \cdot N}{V}$$

Теплопровідність

Якщо шари газу мають різну температуру, то в результаті хаотичного руху відбувається перехід молекули із шару з більшою температурою до шару з меншою температурою, тобто має місце явище теплопровідності.

Припустимо, що температура газу змінюється лише в напрямку вісі Ox . Тоді кількість теплоти, яка буде переноситися визначається

$$dQ = -K \frac{dT}{dx} S dt \quad (4) \quad \text{- закон Фур'є}$$

K - коефіцієнт теплопровідності

$\frac{dT}{dx}$ - градієнт температури

Знак „-“ показує, що енергія переноситься від шару з більшою температурою до шару з меншою температурою.

Якщо в газі існує градієнт, то це означає, що через площадку S в напрямі вісі Ox буде передаватися повна кількість енергії.

Нехай $T_1 > T_2$, то через площадку S за час dt зліва і справа пройде однакова кількість молекул $\frac{1}{6} n\bar{v}Sdt$, але вони переносять різну кількість теплоти.

Зліва на право молекули перенесуть

$$\frac{1}{6} mn\bar{v}Sdt C_v T_1,$$

а справа наліво

$$\frac{1}{6} mn\bar{v}Sdt C_v T_2.$$

Тоді кількість теплоти, яка переноситься за час dt через площадку S

$$dQ = \frac{1}{6} mn\bar{v}S C_v (T_1 - T_2) dt \quad (5)$$

$$dQ = \frac{1}{3} mn\bar{v} C_v \bar{\lambda} \frac{dT}{dx} S dt \quad (6)$$

$$(4)=(6) \quad K \frac{dT}{dx} S dt = \frac{1}{3} mn\bar{v} C_v \bar{\lambda} \frac{dT}{dx} S dt$$

$$K = \frac{1}{3} mn\bar{v} C_v \bar{\lambda}$$

$$K = \frac{1}{3} \rho\bar{v} C_v \bar{\lambda} \quad (7)$$

Дифузія

Коли в суміші газів концентрація будь-якого газу нерівномірна, то відбувається переніс цього газу з місць з більшою концентрацією в місця з меншою, тобто виникає явище дифузії.

Якщо в посудині знаходиться тільки один газ, то таке явище називається самодифузією.

Маса речовини, яка переноситься молекулами визначається

$$dM = -D \left(\frac{d\rho}{dx} \right) S dt \quad (8)$$

$\frac{d\rho}{dx}$ - градієнт густини

D - коефіцієнт дифузії

Знак „-“, вказує, що проходить вирівнювання густини.

Як і в попередніх випадках через площадку в одному напрямку переноситься $\frac{1}{6} \bar{v} S$ молекул, якщо це число помножити на масу молекули, то дістанемо масу, яка проходить через площадку S за час dt . Вираховуючи різну густину в різних шарах газу можна знайти

$$\frac{1}{6} \bar{v} S d\rho_1$$

$$\frac{1}{6} \bar{v} S d\rho_2$$

Маса яка переноситься газом в результаті дифузії визначається як

$$dM = \frac{1}{6} \bar{v} S (\rho_1 - \rho_2) dt \quad (9)$$

$$\rho_1 - \rho_2 = \frac{d\rho}{dx} \cdot 2\bar{\lambda}$$

$$dM = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda} \frac{d\rho}{dx} S dt \quad (10)$$

$$(8)=(10) \quad D \frac{d\rho}{dx} S dt = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda} \frac{d\rho}{dx} S dt$$

$$D = \frac{1}{3} \bar{v} \bar{\lambda} \quad (11)$$

$$\iota = \rho D \quad K = \iota \cdot C_V$$

4. Довільна термодинамічна система в будь-якому стані володіє певною енергією і ця енергія називається повною енергією системи. Повна енергія системи включає в себе:

- 1) кінетичну енергію механічного руху системи як цілого або її макроскопічних частинок;
- 2) потенціальну енергію яка залежить від положення системи в зовнішньому силовому полі;
- 3) внутрішню енергію, яка залежить від внутрішнього стану системи.

В термодинаміці завжди розглядають макроскопічні нерухомі системи, які не підлягають дії на них зовнішніх полів.

Для таких систем характерним є те, що значення внутрішньої і повної енергії співпадає.

Внутрішня енергія є одним із основних понять в термодинаміці, до її складу входять енергії всіх можливих видів руху і взаємодій всіх частинок.

Внутрішня енергія газоподібного тіла включає:

- 1) кінетичну енергію хаотичного (теплого, поступального та обертального) руху молекул;
- 2) E_k і E_p коливального руху атомів в молекулах;
- 3) E_p взаємодії між молекулами;
- 4) енергія електронних оболонок атомів і іонів;
- 5) енергія руху і взаємодії нуклонів в ядрі.

Внутрішня енергія являється однозначною функцією термодинамічного стану системи.

Значення внутрішньої енергії термодинамічної системи не залежить від того, яким шляхом система прийшла в цей стан.

Якщо згідно з якихось обставин термодинамічна система повернулася в попереднє положення, то повна зміна її внутрішньої енергії дорівнює нулю.

Якщо термодинамічна система знаходиться в стані рівноваги, то її внутрішня енергія залежить тільки від температури і зовнішніх параметрів.

Способи зміни внутрішньої енергії термодинамічної системи:

- шляхом теплообміну;
- шляхом виконання роботи.

Кількість енергії яка передається термодинамічній системі зовнішніми тілами в формі роботи називається роботою зовнішніх тіл над термодинамічною системою, а кількість енергії переданої системі зовнішніми тілами в формі теплоти називається кількістю теплоти.

$$[Q] = 1 \text{ Дж} \qquad 1 \text{ Дж} = 0,24 \text{ кал.}$$
$$1 \text{ кал} = 4,2 \text{ Дж} .$$

$$U = \frac{i}{2} \frac{m}{\mu} R \Delta T$$

$$\frac{m}{\mu} = \nu$$

$$U = \frac{i}{2} \nu R \Delta T$$

i - степінь вільності

Числом степенів вільності системи називається найменше число незалежних величин, які визначають положення системи в просторі

- 1) $i = 3$ - ідеальний
- 2) $i = 5$ - двоатомний (3 поступального і 2 обертального)
- 3) $i = 6$ - багатоатомний (3 поступального і 3 обертального)

Виходячи з МКТ будови речовини жодному її відповідних напрямків руху не можна надати переваги. Через це енергія на кожен ступінь вільності розподіляється рівномірно.

B.

C. Тема: Основи термодинаміки

1. Перший закон термодинаміки. Теплоємність.
2. Адіабатичний процес. Рівняння Пуассона.
3. Другий закон термодинаміки. Теорема Карно. Ентропія.

1. Термодинамічний стан ідеального газу описується трьома параметрами p, V, T .

Стан термодинамічної системи характеризується її внутрішньою енергією. Встановимо залежність між цією характеристикою і процесами, які можуть змінювати її, тобто роботою і кількістю теплоти.

При русі поршня, який закриває поміщений в циліндр газ виконується робота поршня над газом A , але при цьому згідно III закону Ньютона газ теж виконує роботу над поршнем

$$A = -A'$$

Передача теплоти не зв'язана з використанням макроскопічної роботи. Зміна внутрішньої енергії при цьому обумовлюється тим, що молекули більш нагрітого тіла виконують роботу над молекулами менш нагрітого тіла.

Таким чином, зміна внутрішньої енергії системи повинна дорівнювати сумі використаної над системою роботи і переданою системі кількості теплоти

$$\Delta U = \Delta Q + \Delta A' \quad (1)$$

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta A \quad (2)$$

I-й закон термодинаміки:

кількість теплоти, яка передається термодинамічній системі іде на зміну внутрішньої енергії системи та виконання системою роботи над зовнішніми тілами.

Перейдемо до диференціалів і визначимо зміну U для ізохоричного процесу

$$\Delta Q = dQ \quad \Delta A = dA \quad \Delta U = dU$$

$$dQ = dU + dA \quad dU = C_v dT,$$

тоді $dQ = C_v dT + pdV \quad (3)$

pdV - робота в адіабатичному процесі

$$\Delta A = p\Delta V$$

Якщо перейти до диференціалів, то $dA = pdV$ вона підходить до довільного ізопроцесу.

Для довільної маси газу

$$dQ = \frac{m}{\mu} C_v dT + pdV \quad (4)$$

Теплоємністю називається величина рівна відношенню переданого тілу тепла до визваного цим процесом підвищення температури

$$c = \frac{dQ}{dT}$$

$$[c] = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$$

Розрізняють:

- питому теплоємність – теплоємність 1 кг речовини;

$$[c] = \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$$

- грам атомну теплоємність – теплоємність 1 г атома;
- молярну – теплоємність 1 моля;
- теплоємність при $V = \text{const}$;
- теплоємність при $p = \text{const}$;

Для ізохоричного процесу I закон термодинаміки

$$dQ = C_v dT = dU$$

$$C_v = \frac{dQ}{dT} = \left(\frac{dU}{dT} \right)_v$$

При $p = \text{const}$

$$C_p = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT} + \frac{pdV}{dT}$$

$$pV = RT$$

$$pdV = RdT$$

$$R = \frac{pdV}{dT}$$

$$c_p = c_v + R \quad (5) \quad \text{- рівняння Майера}$$

Застосуємо перший закон термодинаміки до ізопроеців, нас буде цікавити кількість теплоти і робота, яка виконується в даному процесі

$$1) \quad p = \text{const} \quad dp = 0$$

$$A = \int_1^2 p dV = p(V_2 - V_1)$$

$$Q = c_v \int_{T_1}^{T_2} dT + p \int_{V_1}^{V_2} dV = c_v (T_2 - T_1) + p(V_2 - V_1)$$

Застосувавши д даного виразу рівняння Менделєєва-Клапейрона у вигляді

$$p(V_2 - V_1) = R(T_2 - T_1)$$

$$Q = (C_v + R)(T_2 - T_1)$$

$$Q = C_p (T_2 - T_1)$$

$$2) \quad T = \text{const}$$

$$dT = 0$$

$$A = p \int_1^2 dV = RT \int_1^2 \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}$$

$$dQ = dA \Rightarrow Q = A \quad \text{- вся теплота іде на виконання роботи}$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{V_2}{V_1}$$

$$A = RT \ln \frac{p_1}{p_2}$$

3) $V = const$

$$dV = 0$$

$$dA = 0 \Rightarrow A = 0$$

$$dQ = c_v dT \Rightarrow Q = c_v \int_{T_1}^{T_2} dT = c_v (T_2 - T_1)$$

$$dQ = dU \Rightarrow Q = U$$

2. Процес який відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем називається адіабатичним

$$dQ = 0$$

$$c_v dT + p dV = 0 \quad (6) \quad - \text{I закон термодинаміки}$$

Відрізняється від ізопроцесів тим, що в ньому одночасно змінюються всі три параметри стану системи p, V, T .

Характеристикою адіабатичного процесу є те, що в результаті адіабатичного розширення температура газу знижується, в результаті адіабатичного стиску температура газу підвищується.

Адіабатичний процес описується рівнянням Пуассона. Виведемо це рівняння.

$$c_v dT + p dV = 0$$

$$p dV + V dp = R dT$$

$$dT = \frac{1}{R} (p dV + V dp) \quad (7)$$

$$\frac{c_v}{R} (p dV + V dp) + p dV = 0$$

Із рівняння Майєра $R = c_p - c_v$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad c_v = \frac{i}{2} \frac{R}{\mu} \quad c_p = \frac{i+2}{2} \frac{R}{\mu} \quad \gamma = \frac{i+2}{i}$$

$$\frac{c_v}{c_p - c_v} (p dV + V dp) + p dV = 0$$

$$\frac{1}{\gamma - 1} (p dV + V dp) + p dV = 0$$

$$p dV + V dp - \gamma p dV - p dV = 0$$

$$V dp + \gamma p dV = 0$$

$$\frac{dp}{p} + \gamma \frac{dV}{V} = 0$$

$$\ln p + \gamma \ln V = \ln c \quad (8)$$

$pV^\gamma = const$ (9) - рівняння Пуассона

$$\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^\gamma = \frac{p_1}{p_2}$$

$$\left(\frac{T_2}{T_1} \right) = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \quad - \text{рівняння Пуассона.}$$

3. Термодинамічні процеси ділять на два види. До процесів I-го виду відносять такі процеси, які проходять самі по собі. Наприклад перехід тепла від більш нагрітого тіла до менш нагрітого, перетворення механічного руху в тепловий, називаються природними.

До процесів II-го виду відносять процеси які самі по собі не проходять і для їх виконання необхідно використати додатково процеси I-го виду і вони називаються штучними.

Такими процесами є перехід тепла від менш нагрітого тіла до більш, перехід теплового руху в механічний.

В природі I-і процеси переважають над II-ми.

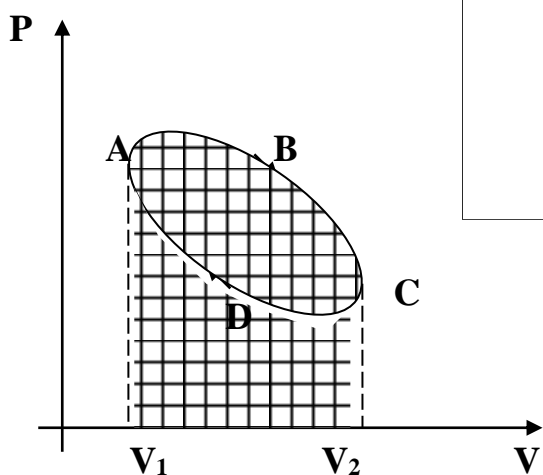
В теорії побудови теплових машин важливе місце мають кругові процеси – цикли.

Циклічним процесом називається процес в результаті якого система після ряду змін свого стану повертається в початковий стан.

Нас буде цікавити яку роботу виконує система після завершення циклу.



Якщо розглянути цикл в системі pV , то робота даного циклу після його завершення дорівнює площі ABCDA.

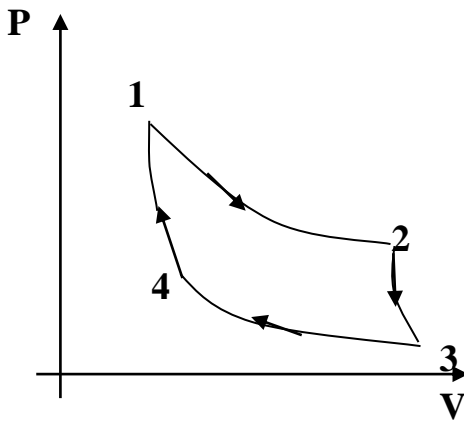


Машина яка виконує роботу за рахунок кількості теплоти яку вона одержує ззовні називається тепловою.

Карно показав в своїх розробках, що навіть в ідеальних умовах не може бути періодично діючої машини, яка б одержувала теплоту від нагрівача і

перетворювала її в еквівалентну роботу. Частина цієї теплоти віддається холодильнику.

Термодинамічний цикл Карно складається із двох ізотерм і двох адіабат. Він є оборотнім, так як всі складові частини являються рівноважними процесами, а тому машина працююча за циклом Карно може бути як тепловою так і холодильною.



η -коефіцієнт корисної дії теплової машини

$$\eta = \frac{Q_1 + Q_2}{Q_1} \quad \eta = \frac{T_1 + T_2}{T_1}$$

I закон термодинаміки дає можливість визначити з енергетичної точки зору чи можливий той чи інший процес в замкненій системі, але нічого не говорить про те, чи можливі напрямки протікання процесів, тим більше в природних.

Наприклад I закон термодинаміки не заперечує перехід теплоти від менш нагрітого до більш, але в природі такі процеси не спостерігаються.

Для визначення можливого напрямку процесу в термодинаміці вводять ще одну функцію стану – ентропію.

$$S = c_v \ln T + R \ln V + const \quad (1)$$

При ідеалізованих квазіадіабатних процесах ця функція не змінює своєї величини через це адіабатний процес називається ізоентропічний.

$$\Delta S = S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{V_2}{V_1} \quad (2)$$

$$S = c_v \ln p + c_p \ln V + const \quad (3)$$

$$S = c_p \ln T + R \ln p + const \quad (4)$$

(1,3,4) - справедливі тільки для ідеального газу.

Ентропія – це міра безпорядку в макроскопічній системі.

Властивості ентропії:

1) при самопротікаючих оборотних процесах ентропія замкненої системи може зростати або залишатися сталою.

$$\Delta S \geq 0 \quad (5)$$

2) у всіх реальних необоротних процесах ентропія замкненої системи обов'язково зростає

$$\Delta S > 0 \quad (6)$$

$$dS = \frac{dQ}{T} \quad (7)$$

$\frac{dQ}{T}$ - приведена теплота, T - температура при якій проходить теплообмін.

Ентропія в оборотньому процесі визначається приведеною теплотою.

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{dQ}{T} \quad (8) \quad \text{- ентропія для кінцевого оборотнього процесу}$$

II-й закон термодинаміки (формулювання Клаузіуса): процес при якому в системі не проходить ніяких змін крім передачі теплоти від гарячого тіла до холодного є необоротнім, інакше кажучи теплота не може самовільно перейти від холодного тіла до більш гарячого без будь-яких інших змін в системі.

Теорема Карно 1:

ККД ідеальної теплової машини яка працює за циклом Карно не залежить від робочої речовини, яку використовують в машині.

III-й закон термодинаміки (Нернст): ентропія при абсолютному нулю дорівнює нулю.

Теорема Карно 2:

Цикл Карно має найбільший ККД в порівнянні з іншими циклами в тому ж інтервалі температур.

II-й закон термодинаміки (формулювання Томсона):

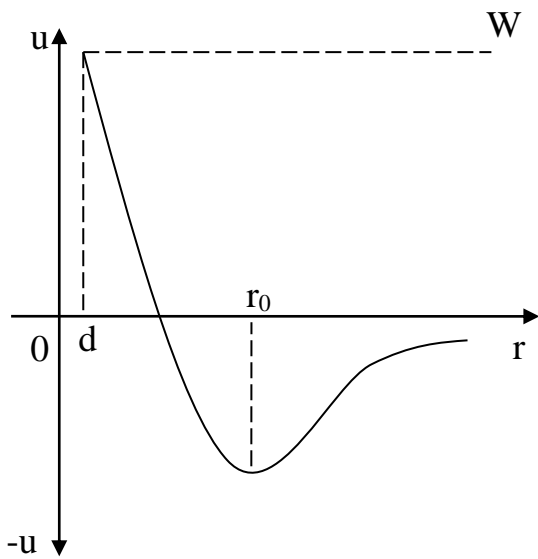
Процес при якому теплота перепадає в роботу є необоротнім, інакше кажучи неможливо перетворити в роботу всю теплоту взяту від тіла з однорідною температурою не проводячи ніяких змін в стані системи.

Абсолютним нулем температури називають граничну температуру при якій тиск ідеального газу обертається в нуль при фіксованому об'ємі або об'єм ідеального газу прямує до нуля при сталому тиску.

Тема: Реальні гази і рідини

1. Відхилення реальних газів від законів для ідеальних газів. Сили міжмолекулярної взаємодії.
2. Рівняння Ван-дер-Ваальса.
3. Внутрішня енергія газу.
4. Властивості рідкого стану. Будова рідини. Поверхневий шар.
5. Змочування та капілярні явища.

1.



При нормальних умовах відстані між молекулами газу великі і через це взаємодією між молекулами можна знехтувати, але при значному тиску відстань між молекулами зменшується і рівняння Менделєєва-Клапейрона, а також закони для ідеальних газів не можна застосовувати для реальних газів. Щоб можна було застосовувати ці закони для реальних газів необхідно враховувати взаємодію між молекулами.

Залежність повної енергії взаємодії молекул на відстані зображено на малюнку.

Повна енергія системи W зображена пунктирною лінією і на відстані d потенціальна енергія повністю перетворюється в кінетичну, а так як взаємодія між молекулами приводить до зміни тиску, то необхідно в рівняння Менделєєва-Клапейрона внести поправку. Другу поправку необхідно внести на власний об'єм молекул.

2. Виходячи із уявлень про скінченні розміри молекул та взаємодії між ними Ван-дер-Ваальс запропонував рівняння стану реального газу в розрахунку для 1 моль у вигляді

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \quad (1)$$

a, b - сталі, які характеризують індивідуальні властивості газів

b - враховує власний об'єм молекул, який в 4 рази більше від сумарного об'єму.

При низьких тисках, при взаємодії між молекулами вплив на зміну тиску незначний.

При значних тисках перш ніж молекула дійде до стінки посудини відбуваються подвійні і більш складні зіткнення, тому змінюється величина b .

За рахунок притягання між молекулами відбувається зменшення тиску на p_i .

Оскільки на кожну молекулу, що знаходиться біля стінки посудини сили притягання направлені всередину посудини.

Таким чином, поправка до тиску обумовлена силами взаємного притягання і ця поправка називається внутрішнім тиском

$$p_i = \frac{a}{V^2} \quad (2)$$

Поправка a залежить від інтенсивності взаємодії між молекулами.

Рівняння Ван-дер-Ваальса для довільної маси газу.

$$\left(p + \frac{m^2 a}{\mu^2 V^2}\right) \left(V - \frac{m}{\mu} b\right) = \frac{m}{\mu} RT \quad (3)$$

(3) є кубічним відносно V . При його розв'язку можливі такі випадки

1) Один корінь дійсний, два уявних

$$T > T_{кр}$$

2) Всі корені дійсні і різні.

$$T < T_{кр}$$

3) Всі корені дійсні і рівні

$$T = T_{кр}$$

Перетворимо (1)

$$V^3 - \left(b + \frac{RT}{p}\right) V^2 + \frac{a}{p} V - \frac{ab}{p} = 0 \quad (4)$$

Оцінки критичних параметрів речовини можна виконати на основі рівняння Ван-дер-Ваальса. Оскільки рівняння є кубічним відносно V і має 3 корені, як у випадку критичного стану всі рівні, то ліва частина рівняння Ван-дер-Ваальса є точним кубом

$$(V - V_{кр})^3 = 0 \Rightarrow V^3 - 3V_{кр} V^2 + 3V_{кр}^2 V - V_{кр}^3 = 0 \quad (5)$$

Для критичного стану речовини в рівнянні (4)

$$p = p_{кр}$$

$$T = T_{кр}$$

$$V = V_{кр}$$

Зробимо в (4) заміну

$$V^3 - \left(b + \frac{RT_{кр}}{p_{кр}}\right) V^2 + \frac{a}{p_{кр}} V - \frac{ab}{p_{кр}} = 0 \quad (6)$$

Прирівнявши коефіцієнти при однакових степенях V рівняння (5) і (6) переписуться

$$\left. \begin{aligned} b + \frac{RT_{кр}}{p_{кр}} &= 3V_{кр} \\ \frac{a}{p_{кр}} &= 3V_{кр}^2 \\ \frac{ab}{p_{кр}} &= V_{кр}^3 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Із рівнянь (7) визначимо критичні параметри рівняння і сталі рівняння Ван-дер-Ваальса

$$\left. \begin{aligned} p_{кр} &= \frac{a}{3V_{кр}^2} \\ p_{кр} &= \frac{ab}{V_{кр}^3} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \frac{a}{3V_{кр}^2} = \frac{ab}{V_{кр}^3} \Rightarrow V_{кр} = 3b$$

$$p_{кр} = \frac{ab}{27b^3} \Rightarrow p_{кр} = \frac{a}{27b^2}$$

$$p_{кр}b + RT_{кр} = 3V_{кр} p_{кр}$$

$$T_{кр} = \frac{3V_{кр} p_{кр} - p_{кр} \cdot b}{R} \Rightarrow T_{кр} = \frac{8a}{27bR}$$

$$b = \frac{V_{кр}}{3} \quad a = 3V_{кр}^2 p_{кр}$$

3. У випадку реального газу необхідно враховувати потенціальну енергію взаємодії молекул, яка визначається силами Ван-дер-Ваальса

$$p' = \frac{a}{V^2} \quad - \text{ додатковий тиск}$$

$$U' = \int \frac{adV}{V^2} = -\frac{a}{V} + const \quad (1) \quad - \text{ додаткова внутрішня енергія}$$

4. Рідина – це агрегатний стан речовини, який знаходиться між газоподібним і твердим.

Рідина в наслідок різного характеру теплового руху молекул істотно відрізняється від газів і твердих тіл.

Рідина характеризується текучістю, легкою зміною форми, нестисливістю і наявністю вільної поверхні.

Середні відстані в молекулах рідини набагато менше ніж в газах, а через це сили взаємодії між молекулами рідини відіграють велику роль. В рідині переважають ван-дер-ваальсовські сили.

Рідина як проміжний стан між газом і твердим тілом відображає і безпорядок і порядок в множині молекул.

Реальна рідина володіє внутрішнім тертям, яке обумовлене зчепленням між молекулами.

Сила внутрішнього тертя всередині рідини виражається законом Ньютона.

$$F = -\iota \frac{\Delta\omega}{\Delta x} \Delta S \quad (2)$$

$\frac{\Delta\omega}{\Delta x}$ - градієнт швидкості течії

ι - коефіцієнт в'язкості

ΔS - площа дотикання шарів в рідині

Завдяки існуванню внутрішнього тертя тіло, яке рухається в рідині зазнає опору, сила опору залежить від роду рідини, розмірів тіла і швидкості руху

$$F = 6\pi \iota rU \quad (3)$$

Величина обернена в'язкості називається текучістю.

Наявність у тіл вільної поверхні яка є границею фаз приводить до особливого типу явищ, так званих поверхневих.

Система насичена пара – рідина при сталій температурі перебуває у термодинамічній рівновазі.

Для замкненої системи швидкість випромінювання з одиниці поверхні дорівнює швидкості конденсації.

Густина рідини завжди більша своєї насиченої пари.

Аналіз показує, що молекули поверхневого шару перебувають в особливому енергетичному стані в порівнянні з молекулами, які знаходяться в середині рідини. Тому для збільшення поверхні рідини необхідно виконати роботу проти сил внутрішнього тиску. Таким процесом повинен бути оборотній ізотермічний процес, а характеристичною термодинамічною функцією повинна стати вільна енергія.

$$dA = -\sigma dS \quad (4)$$

σ - питома вільна поверхнева енергія

dS - площа елемента поверхні рідини

„-“ - показує, що робота виконується зовнішніми силами над системою

σ - коефіцієнт поверхневого натягу – це величина, яка дорівнює відношенню роботи ізотермічного утворення поверхні рідини до площі цієї поверхні

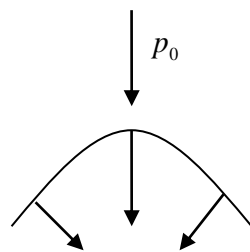
$$\sigma = \frac{dA}{dS} \quad (5) \quad [\sigma] = \frac{H}{m}$$

$$\sigma = \frac{F}{2l} \quad - \text{для мильного розчину}$$

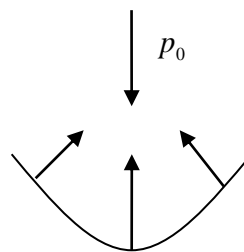
$$\sigma = \frac{F}{l}$$

Сили поверхневого натягу завжди направлені по дотичній до поверхні меніска

Меніск – поверхня фаз рідина-пара



$$p = p_0 + p_{\wedge}$$



$$p = p_0 - p_{\wedge}$$

У разі викривлення меніску сили поверхневого напруження створюють додатковий тиск Δp в порівнянні з плоским меніском

Для випуклого меніску $\Delta p > 0$, для вгнутого $\Delta p < 0$. Цей тиск називається лапласівським.

$$\Delta p = \frac{2\sigma}{r} \quad (6) \quad - \text{для краплі}$$

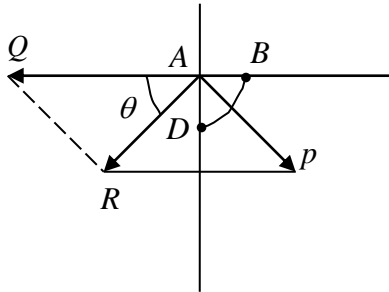
r - радіус краплі

$$\Delta p = \frac{\sigma}{r} \quad (7) \quad \text{для циліндра}$$

В загальному випадку

$$\Delta p = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (8)$$

5.



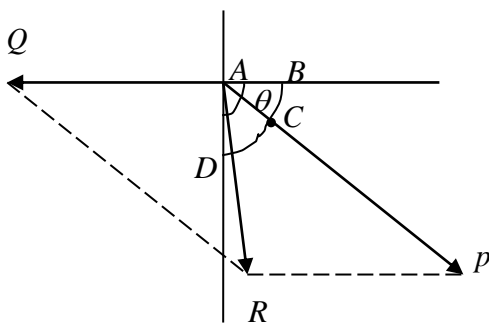
Розглянемо молекулу А на поверхні рідини, яка дотикається з зануреним у рідину твердим тілом. Опишемо навколо цієї молекули сферу молекулярної дії. Молекули навколишньої рідини знаходяться в частині $ABCD$, їх дія на молекулу А виразиться рівнодійною силою P , направленою по

бісектрисі $\angle BAD$.

Молекули твердого тіла з свого боку діють на молекулу А, створюючи рівнодійну сил Q перпендикулярну до поверхні тіла.

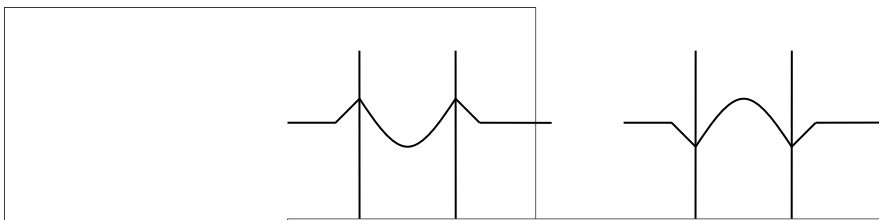
В свою чергу рівнодійна p і Q змінює всі сили, діючи з боку рідини і твердого тіла. В залежності від співвідношення між силами p і Q R може бути направлена в бік твердого тіла або в бік рідини.

В першому випадку говорять, що рідина змочує тверде тіло, а в другому – рідина не змочує тверде тіло.



Поверхня рідини в посудині носить назву меніска.

Вгнутий меніск рідини буде мати в тому випадку, якщо крайовий кут змочування $\theta < 90^\circ$, і випуклий коли $\theta > 90^\circ$.



Якщо в рідину, що знаходиться в посудині занурити широку трубку, то у випадку змочування рідина біля стінок трубки підніметься і утвориться вгнутий меніск; якщо рідина не змочує, то утвориться випуклий меніск і рідина опуститься.

За рахунок додаткового лапласівського тиску рідина підніметься на висоту

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r} \quad (9) \quad \text{- формула Жюрена}$$

Електромагнетизм

Тема: Електричне поле у вакуумі.

1. Електричні заряди і поля. Властивості електричного заряду.
2. Закон Кулона. Одиниці заряду.
3. Вектор напруженості поля точкового заряду. Принцип суперпозиції.
4. Потенціал. Еквіпотенціальні поверхні. Зв'язок потенціалу і напруженості поля.
5. Провідники в електричному полі.
6. Електроємність. Плоский конденсатор. Енергія електростатичного поля.

1. Електростатика вивчає властивості і взаємодію нерухомих зарядів в системі відліку електричних зарядів і зв'язаних з ними полів. Для розуміння електростатичних явищ необхідно згадати будову атома. Атом в нормальних умовах є нейтральним в електричному відношенні, тобто кількість позитивно заряджених протонів в ядрі дорівнює кількості електронів які знаходяться на зовнішніх орбітах атома. При певних змінах(теплові, механічні, хімічні або дія полів)електрона зовнішнього шару можуть стати вільними, відірватися від свого атома, внаслідок цього атом електризується, тобто перетворюється в позитивно заряджений іон, так проходить явище електризації.

Електричний заряд являє собою джерело електромагнітного поля. Він завжди пов'язаний з матеріальним носієм.

Електричний заряд – скалярна характеристика елементарних часток, яка характеризує їх здатність вступати в електромагнітну взаємодію, створювати і відчувати вплив електричного поля.

Електричний заряд є внутрішньою характеристикою елементарної частинки, яка визначає її електромагнітну взаємодію. Вся сукупність електричних і магнітних явищ – це прояв існування руху і взаємодії електричних зарядів. Розрізняють два види електричних зарядів умовно названих додатними і від'ємними. При взаємодії однойменні заряди відштовхуються. Для розуміння електричної будови речовини суттєві дві відомі властивості електричного заряду: заряд збирається і заряд квантується. Ці характеристики заряду є кількісними, а це значить що заряд можна виміряти, повний електричний заряд ізольованої системи являє собою величину яка ніколи не змінюється.

Під ізольованою системою розуміють таку систему тіл або частинок, якщо між ними і зовнішніми тілами немає обміну електричними зарядами.

Закон збереження електричного заряду: алгебраїчна сума електричних зарядів, тіл або частинок, які утворюють ізольовану електричну систему, не змінюється при довільних процесах, які відбуваються в цій системі.

Це визначення справедливе в довільній ІСВ, тобто електричний заряд є релятивістськи інваріантним числом.

Експерименти показали, що в природі заряди складаються із дискретних зарядів сталої величини. Заряди електрона і протона різні за знаком і рівні за модулем з точністю до $\frac{1}{3} \cdot 10^{20}$.

Досліди показують, що ні у жодній із заряджених частинок не зустрічається заряд менший за заряд електрона або протона. Цей заряд називають елементарним.

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

Деякі елементарні частинки (нейтрон, фотон, нейтрино) мають нульовий електричний заряд. Будь-яке заряджене джерело може мати заряд рівний цілому кратному заряду електрона .

$$q = ne \quad n = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Заряд довільної частинки не може бути дробовим числом.

Досліди показують, що взаємодія між зарядженими числами відбувається не тільки в речовині але і у вакуумі, тобто просторі не зайнятому речовиною. В цьому випадку вона ще сильніша, з цього слідує, що якщо речовина і впливає на взаємодію наелектризованих тіл, то лише послаблює її. Тобто речовина не є посередником у взаємодії. Посередником у взаємодії наелектризованих тіл є електричне поле.

Електричне поле – це особливий вид матерії, який існує не тільки в речовині, а і у вакуумі, яке не має різких меж, а плавно змінюється при переході від однієї точки до іншої.

На відміну від електрона протон не є точково зарядженою частинкою.

Під точковим зарядом розуміють матеріально заряджене тіло розмірами якого можна знехтувати в порівнянні з відстанню на якій оцінюється його дія.

2. Подібно до того як гравітаційне поле описують законом всесвітнього тяжіння сила з якою взаємодіють два точкових заряди описується законом Кулона.

Закон Кулона: два нерухомі точкові заряди взаємодіють у вакуумі з силою прямо пропорційною добутку кількості електрики цих зарядів і обернено пропорційна квадрату відстані між ними і направленою вздовж прямої, яка з'єднує ці заряди

$$F = \frac{K|q_1||q_2|}{r^2} \quad (1)$$

За одиницю електричного заряду приймається такий заряд, який діє на рівний йому , що знаходиться на відстані 1 см. з силою 1 дин. але ця одиниця дуже мала і через це використовують одиницю в $3 \cdot 10^9$ раз більше, ця одиниця називається кулон.

$$F = 1 \text{ дин} = 10^{-5} \text{ Н}$$

$$K = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2}$$

$$K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$$

Закон Кулона для вакууму

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1||q_2|}{r^2} \quad (2)$$

$$q = It$$

В тому випадку, якщо взаємодіючі заряди розміщені в якомусь середовищі, то закон Кулона

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{|q_1||q_2|}{\epsilon r^2} \quad (3)$$

В векторній формі

$$\vec{F}_{1,2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{1,2}^3} \vec{r}_{1,2} \quad (4)$$

3. Нехай маємо деякий розподіл зарядів q_1, q_2, \dots, q_n зафіксованих у просторі. При цьому нас будуть цікавити не сили з якими взаємодіють ці заряди один на одний, а сила з якою діють ці заряди на будь-який заряд q_0 , розміщений в околі цих зарядів. Наявність заряду в просторі приводить до зміни цього простору, створенням в ньому електричного поля, що приводить до того, що на заряд, розміщений в цьому просторі діє сила. Нехай в даний простір поміщений заряд q пробний. На цей заряд з боку заряду q буде діяти сила

$$\vec{F} = q_{np} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^3} \vec{r} \quad (5)$$

Із (5) витікає, що сила діюча на пробний заряд залежить не лише від величин, які визначають поле (q, \vec{r}) , а від величини пробного заряду. Якщо брати різні пробні заряди $q'_{np}, q''_{np}, \dots, q^n_{np}$ вносячи ці заряди в одну і ту ж точку поля заряду q , то визначимо, що на них будуть діяти сили F', F'', \dots, F^n . Ці сили будуть різні, але відношення сили до величини пробного заряду

$$\frac{F'}{q'_{np}} = \frac{F''}{q''_{np}} = \dots = \frac{F^n}{q^n_{np}} = E$$

Величина, яка вимірюється відношенням сили, що діє з боку поля на нерухомий пробний точковий заряд, поміщений в дану точку поля, до величини цього заряду називається напруженістю електричного поля.

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad (6)$$

Напрямок \vec{E} співпадає з напрямком сили, що діє на додатній заряд

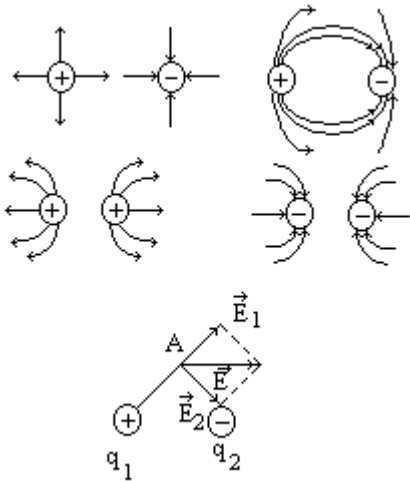
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{\epsilon r^2} \quad (7)$$

$$[E] = \frac{H}{Кл} = \frac{В}{м}$$

$$\vec{F} = \vec{E} \cdot q \quad (8)$$

Якщо на пробний заряд діє не один, а система зарядів, то сумарна напруженість електричного поля визначається за правилом суперпозиції, тобто дорівнює геометричній сумі напруженостей, які створював би кожний заряд системи окремо

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots + \vec{E}_N = \sum_{i=1}^N \vec{E}_i \quad (9)$$



Визначимо роботу при переміщенні заряду $dA = Fdl \cos \alpha$, $F = qE$, то

$$dA = qEdl \cos \alpha = qEdr \quad (10)$$

4. Із механіки відомо, що тіло, яке знаходиться в потенціальному полі сили має запас потенціальної енергії за рахунок якої виконується робота. Це означає, що робота може бути представлена, як різниця значень потенціальної енергії, яку мав заряд q' в т.1 і т.2 поля створеного зарядом q

$$A = \frac{q'q}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{q'q}{4\pi\epsilon_0 r_2} = W_{p_1} - W_{p_2} \quad (11)$$

Звідси для потенціальної енергії q' в полі заряду q одержимо

$$W_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q'q}{r} + const \quad (12)$$

$const$ вибирається такою, що при $r \rightarrow \infty$ $W_p \rightarrow 0$

Із (12) видно, що потенціальна енергія, якою володіє пробний заряд залежить не лише від величини пробного заряду q' , а і від величин визначаючих поле q і r , а це значить, що цією величиною можна характеризувати електростатичне поле. Якщо взяти систему зарядів $q'_{np}, q''_{np}, \dots, q^N_{np}$, то в одній і тій же точці поля ці заряди будуть володіти різними значеннями енергії $W'_1, W''_2, \dots, W^N_N$, але відношення потенціальної енергії до пробного заряду є величина стала для всіх зарядів

$$\frac{W}{q_{np}} = const$$

Нею можна характеризувати поле. Величина, яка визначається відношенням потенціальної енергії, якою володіє заряд в даній точці поля до величини цього заряду називається потенціалом поля в даній точці.

$$\varphi = \frac{W_p}{q} \quad (13)$$

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r} \quad (14)$$

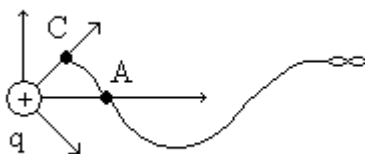
Для наочного зображення електростатичних полів замість \vec{E} вводяться поверхні однакового потенціалу.

Поверхні, які мають однаковий потенціал в кожній точці поля називаються екіпотенціальними поверхнями.

Еквіпотенціальні поверхні мають таку властивість, що напрям нормалі до них співпадає з напрямом вектора напруженості в цій же точці. В цьому випадку, якщо поле однорідне, то еквіпотенціальні поверхні являють собою систему рівновіддалених одна від одної площин перпендикулярних до цієї поверхні

$$[\varphi] = 1 \frac{Дж}{К} = 1В.$$

$$1 \text{ ел.ст.од.} = 300В$$



$$A_{\infty c} = A_{\infty A} + A_{AC}$$

$$\frac{A_{\infty c}}{q'} - \frac{A_{\infty A}}{q'} = \frac{A_{AC}}{q'}$$

$$\varphi_c - \varphi_A = \frac{A_{AC}}{q'} = U \quad \text{різниця потенціалів двох}$$

точок поля.

Так, як напруженість електричного поля і потенціал є різними його характеристиками в одних і тих же точках, то між ними існує взаємозв'язок. Нехай на вісі x в електричному полі на відстані dx знаходиться точка 1 і 2. При переміщенні заряду q із 1 в 2 буде виконана робота

$$dA = qE_x dx \quad (15)$$

Цю різницю можна виразити через різницю потенціалів точки 1 і 2.

$$dA = q(\varphi_1 - \varphi_2) = -qd\varphi \quad (16)$$

Так, як (15) і (16) визначають одну і ту ж роботу прирівняємо праві частини

$$qE_x dx = -qd\varphi$$

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}$$

$$E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}$$

$$E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}$$

В загальному випадку для \vec{E} через його компоненти можна записати

$$\vec{E} = -\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \vec{k} \right) \quad (17)$$

$$E = -grad\varphi \quad (18)$$

Для електростатичного однорідного поля (18) перепишеться

$$E = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{d} \quad (19)$$

$$\varphi_1 - \varphi_2 = U$$

$$E = \frac{U}{d} \quad (20)$$

5. Досліди з електростатики показали, що різні речовини можуть по різному зберігати електричний заряд після електризації. В одних речовинах заряд може вільно переміщатися по всьому об'єму під дією будь-якої невеликої сили, такі тіла називаються провідниками.

До провідників відносяться всі метали, електроліти, іонізовані гази. Такі речовини, як слюда, скло, фарфор, чиста вода і інші є діелектриками, тобто заряди в них переміщатися не можуть, але можуть орієнтуватися під дією зовнішнього поля.

Такий поділ є умовним, так, як у швидкозмінних електричних полях заряд в провіднику не встигає зміститися на помітну відстань за час зміни поля. Відома велика група елементів властивості яких відрізняються і від провідників, і від діелектриків. До таких елементів відносяться більшість елементів 3,4,5 групи періодичної системи Менделєєва.

Носії зарядів у провіднику здібні рухатися під дією дуже малої сили. Через це рівновага зарядів на провіднику може спостерігатися лише при виконанні слідуючих умов:

- 1) напруженість електричного поля скрізь в середині провідника повинна бути рівна нулю. Це значить, що потенціал в середині провідника повинен бути сталим

$$\varphi = const$$

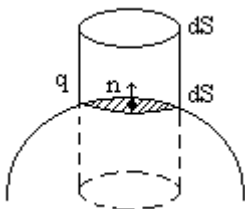
- 2) напруженість поля на поверхні провідника в кожній точці повинна бути направлена по нормалі до поверхні

$$E = E_n$$

Таким чином, у випадку рівноваги зарядів поверхня провідника є екіпотенціальною.

Якщо провіднику надати заряд q , то він розподілиться так, щоб виконувалась умова рівноваги, тобто заряди всередині провідника будуть відсутні, тоді потік \vec{E} буде дорівнювати нулю.

Таким чином, при рівномірному розподілі. Або при рівновазі зарядів на провіднику заряди всі розміщені на його поверхні з якоюсь густиною σ



Якщо взяти невелику циліндричну поверхню, утворену нормаллями до поверхні провідника і основами величиною dS , одна з яких розміщена всередині провідника, а інша зовні, то потік вектора електричного зміщення через цю поверхню DdS . Заряд, який заключається на площадці dS з поверхневою густиною $\sigma = \sigma dS$

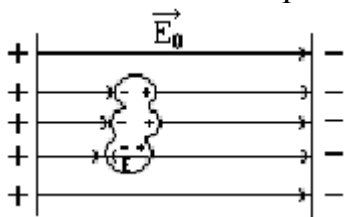
Таким чином, враховуючи, що потік через внутрішню циліндричну поверхню дорівнює нулю і згідно теорії Остроградського - Гаусса

$$DdS = \sigma dS \Rightarrow D = \sigma$$

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (21)$$

Якщо поверхня провідника має виступи, або заглиблення, то максимальна густина заряду буде на остриях, це явище можна продемонструвати.

Якщо провідник помістити в зовнішнє електростатичне поле, то і провідник, і поле піддаються певним змінам, так як вільні заряди, що є в провіднику зміщуються під дією зовнішнього поля так, що позитивні заряди в напрямі \vec{E} , а негативні в протилежному. За рахунок цього в середині провідника створюється поле \vec{E} якого направлений в протилежному напрямі \vec{E} зовнішнього поля.



Перерозподіл зарядів відбувається до тих пір, доки заряд всередині провідника не стане дорівнювати нулю, а лінії напруженості не стануть перпендикулярними до поверхні провідника. Заряди, які одержуються на кінцях провідника під дією зовнішнього електричного поля називаються наведеними зарядами.

Явище перерозподілу зарядів на провіднику у зовнішньому електростатичному полі називають електростатичною індукцією.

Властивість зарядів розташовуватися на зовнішній поверхні провідника використовується для пристроїв, які служать для одержання високих напруг і називають електростатичним генератором.

6. Нехай маємо наелектризований провідник. Якщо форма і розміри провідника не змінюються, а також постійними залишаються зовнішні умови, то чим більше заряд передається провіднику, тим більше його потенціал.

Таким чином, заряд провідника пропорційний його потенціалу

$$q = CU \quad (22)$$

const C – характеристика для кожного провідника при даних зовнішніх умовах і називається електричною ємністю

$$\Delta q = C \Delta U \Rightarrow C = \frac{\Delta q}{\Delta U} \quad (23)$$

З (23) видно, що ємність провідника чисельно дорівнює заряду, який змінює потенціал провідника на одиницю.

В СІ за одиницю ємності приймають ємність такого провідника у якого при зміні заряду на 1 Кл потенціал змінюється на 1 В і ця одиниця називається Фарад.

$$[C] = 1 \frac{[Kл]}{[В]} = 1[\Phi]$$

Визначимо ємність кулі: із (22) і (24)

$$U = \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \quad (24)$$

$$q = C \frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} \Rightarrow C = 4\pi\epsilon\epsilon_0 r \quad (25)$$

Необхідно зауважити, що ємність провідника не залежить від його хімічного складу, а суттєво залежить від форми провідника.

Електроємність окремого провідника дуже мала. Збільшити її за рахунок збільшення провідника немає сенсу, але в радіотехніці і інших галузях техніки необхідно мати провідники великої ємності. Таку систему провідників називають конденсатором.

Система двох провідників, розділених шаром діелектрика називають конденсатором.

Провідники в цій системі називають обкладками конденсатора, або пластинами.

Вони мають заряди рівні за модулем, але протилежні за знаком.

Величина електроємності конденсаторів залежить від:

- 1) форми пластин
- 2) розмірів
- 3) розміщення і діелектричних властивостей середовища між ними
- 4) за характером роботи.

Визначимо ємність плоского конденсатора. Напруженість електричного поля між пластинами.

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

σ - поверхнева густина заряду

$$\sigma = \frac{q}{S}$$

$$E = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S} \quad (26)$$

З іншого боку ємність зв'язана з різницею потенціалів

$$E = -\frac{dU}{dx} \quad (27)$$

$$\frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S} = -\frac{dU}{dx}$$

$$\int_{U_1}^{U_2} dU = -\frac{q}{\epsilon\epsilon_0 S} \int_0^d dx$$

$$U_1 - U_2 = \frac{qd}{\epsilon\epsilon_0 S}$$

$$q = \frac{\epsilon\epsilon_0 S(U_1 - U_2)}{d}$$

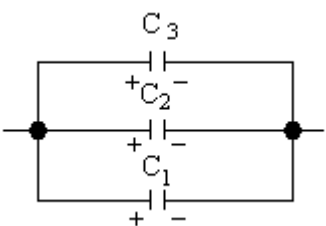
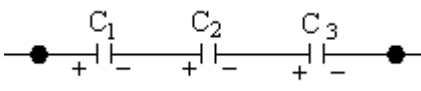
$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{d} \quad (28)$$

Для збільшення ємності конденсатори з'єднують в батареї, при цьому використовують паралельне і послідовне з'єднання

Довільну сукупність електричних зарядів можна розглядати, як систему точкових зарядів. Розглянемо систему двох точкових зарядів q_1 і q_2 , які знаходяться на відстані r_{12} .

Кожен із цих зарядів в полі іншого заряду володіє потенціальною енергією.

$$\begin{aligned} W_1 &= q_1 U_{12} \\ W_2 &= q_2 U_{21} \end{aligned} \quad (29)$$

| Паралельне | Послідовне |
|---|---|
| <p>$U = const$</p>  <p>$q = \sum_{i=1}^n q_i = q_1 + q_2 + \dots + q_n$</p> <p>$U_1 = U_2 = \dots = U_n$</p> <p>$C = \sum_{i=1}^n C_i = C_1 + C_2 + \dots + C_n$</p> | <p>$q = const$</p>  <p>$U = \sum_{i=1}^n U_i = U_1 + U_2 + \dots + U_n$</p> <p>$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{C_i} \right) = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \dots + \frac{1}{C_n}$</p> <p>$q_1 = q_2 = \dots = q_n$</p> |

U_{12} - потенціал, який створює другий заряд в полі першого

$$U_{12} = \frac{q_2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{12}} \quad (30)$$

$$U_{21} = \frac{q_1}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r_{12}}$$

із (30) в (29)

$$W_1 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 r_{12} \epsilon}$$

$$W_2 = \frac{q_1 q_2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon r_{12}} \quad (31)$$

Із (31) видно, що

$$W_1 = W_2 = W_{12} \quad (32)$$

Таким чином

$$W_{12} = q_1 U_{12} = q_2 U_{21} \quad (33)$$

Так визначається енергія системи двох точкових зарядів, а зміст (33) такий : якщо один із зарядів нерухомий, наприклад другий, то енергія визначається роботою поля по переміщенню першого заряду з даної точки в нескінченність. Це твердження справедливе і для другого заряду.

Із (33) слідує

$$W_{12} = \frac{1}{2}(q_1 U_{12} + q_2 U_{21}) \quad (34)$$

(34) дає можливість описати процес одночасного переміщення обох зарядів. Робота переміщення кожного із зарядів дорівнює половині потенціальної енергії системи.

Для n зарядів

$$W = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^n q_k U_k \quad (35)$$

(35) показує, що енергія системи дорівнює половині сумі добутків з кожного заряду на кожний потенціал.

Нехай маємо заряджений провідник у якого $U_k = U$, а $\sum_{k=1}^n q_k = q$, тоді (35) переписеться

$$W = \frac{qU}{2} \quad (36)$$

$$q = CU \Rightarrow W = \frac{CU^2}{2} \quad (37)$$

$$W = \frac{q^2}{2C} \quad (38)$$

Для зарядженої сферичної поверхні радіуса r потенціал

$$U = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}, \text{ тоді} \quad (39)$$

$$W = \frac{q^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r}$$

Загальна формула для енергії системи зарядів визначає по суті енергію поля цієї системи

$$W = \frac{\epsilon\epsilon_0 S U^2}{2d} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{2} E^2 S d = \frac{\epsilon\epsilon}{2} E^2 V \quad (40)$$

Енергія однорідного поля пропорційна об'єму, який займає поле.

Енергія зосереджена в одиниці об'єму називається густиною енергії електричного поля.

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{\epsilon\epsilon_0 E^2}{2} \quad (41)$$

Тема: Закони постійного струму.

- 1 Постійний струм. Рух зарядів в електричному полі.
- 2 Закон Ома для ділянки кола. Опір провідника. Сторонні сили електрорушійних сил. Диференційна форма закону Ома.
- 3 Закон Ома для повного кола. Закон Джоуля - Ленца.
- 4 Правила Кірхгофа.

1 Ми вже знаємо, що в провідниках заряд може вільно переміщуватися. Якщо до двох граничних поверхонь прикласти різницю потенціалів або напругу $U = \phi_2 - \phi_1$,

то в провіднику почнеться направлений рух електричних зарядів, тобто електричний струм.

Електричним струмом називається направлений рух електричних зарядів в провіднику.

Струм проходячи по провіднику:

- нагріває його ;
- чинить силову дію;
- чинить хімічну дію.

Електричний струм ділиться на:

- 1) струм провідності –обумовлюється переміщенням мікроскопічних електрично – заряджених тіл в певному напрямі всередині нерухомого провідника;
- 2) конвекційний –утворюється рухомими наелектризованими макроскопічними частинками або тілами;
- 3) зміщення –спостерігається в діелектриках у випадку квазістаціонарних струмів.

Історично складається так, що за напрям електричного струму прийняли напрям руху позитивно заряджених частинок, хоча в металах електричний струм утворюється рухом електронів в протилежному напрямі.

Для виникнення і існування електричного струму необхідні слідуєчи умови:

- 1) наявність у даному середовищі вільних заряджених частинок;
- 2) наявність у провіднику електричного поля за рахунок енергії якого переміщувалися б ці заряджені частинки, тобто повинна існувати різниця потенціалів на кінцях провідника;
- 3) для одержання неперервного електричного струму необхідно джерело електричного струму;
- 4) наявність замкненого електричного кола.

Електричним колом називається сукупність джерел струму, споживачів електроенергії вимірювальних приладів, регулюючих приладів, вимикачів з'єднаних провідниками.

Для кількісної характеристики електричного струму введено поняття сили струму

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (1)$$

Силою струму називається скалярна фізична величина, яка чисельно дорівнює величині заряду який переноситься через поперечний переріз провідника в одиницю часу.

Якщо сила струму і напрям в часі залишаються незмінними, то такий струм називається постійним.

$$I = \frac{q}{t} \quad (2)$$
$$[I] = \left[\frac{Кл}{с} \right] = 1[A]$$

В електродинаміці виникає необхідність ввести поняття вектора густини струму – це вектор який співпадає з напрямом струму і вимірюється величиною заряду,

який проходить через одиничну площадку перпендикулярну напрямку вектора струму за одиницю часу.

$$j = \frac{dq}{dS \cdot dt} = \frac{dI}{dS}$$

Якщо струм постійний, то

$$j = \frac{I}{S}$$

$$[j] = \left[\frac{A}{m^2} \right]$$

Візьмемо однорідний циліндричний провідник довжиною l і площиною перерізу S . Нехай в одиниці об'єму даного провідника буде n_0 заряджених частинок, тоді заряд який знаходиться в даному провіднику

$$q = en_0Sl$$

Визначаємо густину

$$j = \frac{en_0Sl}{St} = \frac{en_0l}{t} = en_0\bar{v} \quad (3)$$

\bar{v} - середня швидкість направленого руху.

Сила струму

$$I = \frac{dq}{dt} = ne\bar{v}S$$

2. Робота по переміщенню заряду

$$A = qU \Rightarrow U = \frac{A}{q} \quad (4)$$

Таким чином, напруга на ділянці кола вимірюється роботою струму цієї ділянки при переміщенні одиниці електричного заряду через поперечний переріз провідника.

Ом в 1827 році помітив, що

$$I = \frac{U}{R} \quad (5)$$

Закон Ома: сила струму в провіднику прямо пропорційна різниці потенціалів на кінцях провідника і обернено пропорційна опору цього провідника.

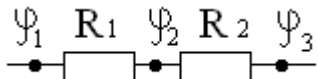
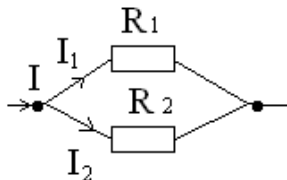
$$R = \rho \frac{l}{S} \quad (6)$$

Опір провідника залежить від його розмірів і форми, а також від матеріалу з якого зроблено провідник

$$\begin{aligned} [R] &= 1[Om] \\ [\rho] &= 1[Om \cdot m] \end{aligned}$$

У тому випадку, якщо маємо ввімкнені декілька резисторів опорами R_1, R_2, \dots , то в залежності від способу з'єднання загальний опір визначається по – різному.

З'єднання може бути послідовним і паралельним.

| Послідовно | Паралельно |
|--|--|
|  <p> $U = U_1 + U_2$ $I = I_1 = I_2$ $R = R_1 + R_2$ $R = R_1 \cdot n$ - Для n однакових опорів </p> |  <p> $U = U_1 = U_2$ $I = I_1 + I_2$ $\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$ $R = \frac{R_1}{n}$ </p> <p>Для n однакових опорів</p> |

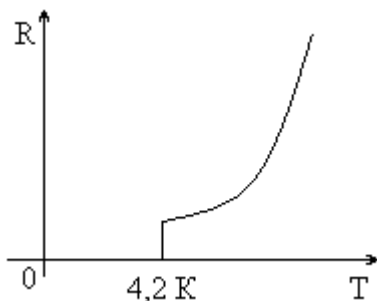
Досліди показують, що зміна питомого опору, а значить, і опору з температурою описується лінійним законом

$$R = R_0(1 + \alpha t)$$

$$\rho = \rho_0(1 + \alpha t)$$

$$\alpha = \frac{1}{273}$$

В 1911 році Камерлінг-Оннес при дослідженні провідності чистої ртуті при низьких температурах виявив, що опір зникає при температурі 4,2 К. Це явище він назвав надпровідністю.



Для вираження закону Ома в диференціальній формі розглянемо Δl провідника, напруга на кінцях якого

$$\Delta U = U_1 - U_2$$

Запишемо закон Ома для цього участка

$$i = - \frac{\Delta U}{\rho \frac{\Delta l}{\Delta S}}$$

Використовуючи зв'язок напруженості з різницею потенціалів

$$E = - \frac{\Delta U}{\Delta l}$$

маємо $i = \frac{1}{\rho} E \Delta S$, де $\frac{1}{\rho} = \gamma$

γ - провідність, вимірюється в сіменсах

Розділивши i на ΔS , одержимо

$$j = \gamma E \quad \text{Закон Ома в диференційній формі} \quad (7)$$

$$\gamma = \frac{1}{\rho}$$

Якщо ділянка включає в себе крім споживача джерела електричного струму, то робота, яка виконується сторонніми силами складається із роботи електричного кола всередині джерела і роботи проти сил опору зовнішнього кола

$$A_{cm} = A_{дж} + A' \quad (8)$$

Величина, яка дорівнює відношенню роботи, яку виконують сторонні сили по переміщенню точкового додатного заряду вздовж всього кола, включаючи і джерело струму, до величини цього заряду називається ЕРС джерела струму.

$$\varepsilon = \frac{A_{cm}}{q} = \frac{A_{дж} + A'}{q} \quad (9)$$

$$[\varepsilon] = 1[B]$$

В тому випадку якщо полюси джерела струму розімкнені

$$A' = 0, \text{ то } \varepsilon = \varphi_1 - \varphi_2$$

ЕРС дорівнює різниці потенціалів, яка створюється на його полюсах.

$\varepsilon = U$ - холостий хід.

3. Для того, щоб в колі існував електричний струм, воно повинно бути замкненим. Замкненість електричного кола струму приводить до замкненості силових ліній напруженості електричного поля.

Це значить, що циркуляція \vec{E} по замкнутому контуру для поля постійного струму не дорівнює нулю, тобто електричне поле в провідниках з струмом не є потенціальним, таке поле називається вихровим

$$\oint \vec{E}_l dl \neq 0$$

Чисельне значення циркуляції \vec{E} електричного поля постійного струму називається ЕРС.

$$\oint \vec{E}_l dl = \varepsilon$$

Робота по замкнутому контуру не дорівнює нулю

$$\varepsilon = \frac{A}{q} \Rightarrow A = q\varepsilon$$

Якщо до джерела електричного струму з ЕРС ε ввімкнути провідник, то в ньому виникне направлений рух носіїв зарядів.

Ту частину електричного кола в якій вільні носії зарядів рухаються в тому самому напрямі, як і під дією сил електростатичного походження називається зовнішньою частиною кола.

Ту частину електричного кола в якій вільні носії зарядів рухаються в напрямі протилежному напрямку дії електростатичних сил називаються внутрішньою ділянкою кола.

Межі поділу замкнутого електричного кола на зовнішню і внутрішню ділянки називають полюсами джерела ЕРС, або електрода .

За законом збереження енергії повна робота джерела ЕРС

$$A = A_{зов} + A_{вн}$$

$$q\varepsilon = qU_{зов} + qU_{вн}$$

$$U_{\text{зов.}} = IR$$

$$U_{\text{вн}} = Ir$$

$$\varepsilon = I(R + r)$$

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r} \text{ - Закон Ома для повного кола (11)}$$

При проходженні електричного струму через провідник, провідник нагрівається, тобто виконується робота на ділянці кола величину якої можна визначити

$$A = q(\varphi_1 - \varphi_2) = qU$$

$$q = It$$

$$A = IUt$$

Так, як ця робота іде на нагрівання провідника, то

$$A = Q = IUt$$

$$U = IR$$

Закон Джоуля – Ленца

$$Q = I^2 Rt \quad (12)$$

Нехай в об'ємі провідника за одиницю часу виконується робота

$$A = -\Delta UI$$

Об'єм провідника $\Delta S, \Delta l$, тоді в одиниці об'єму провідника виділиться енергія

Закон Джоуля-Ленца в диференціальній формі

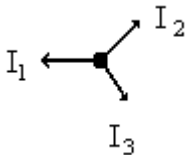
$$Q = -\frac{\Delta UI}{\Delta S \Delta l} = JE \quad (13)$$

Враховуючи закон Ома в диференціальній формі (13) перепишеться

$$Q = \gamma E^2 \text{ - закон Джоуля-Ленца в диференціальній формі.} \quad (14)$$

4. I правило: алгебраїчна сума струмів, які сходяться в вузлі дорівнюють нулю

$$\sum_{i=0}^n I_i = 0$$



II правило: в довільному замкненому контурі, довільно вибраному в розгалуженому електричному колі, алгебраїчна сума добутків сил струмів I_k на опір R_k дорівнює алгебраїчній сумі ЕРС ε_i , які зустрічаються в цьому контурі.

$$\sum_k I_k R_k = \sum_i \varepsilon_i$$

Тема: Магнітне поле.

1. Магнітне поле електричного струму. Взаємодія струмів між собою і магнітом.
2. Індукція і напруженість магнітного поля. Магнітний потік. Закон Біо – Савара – Лапласа.
3. Циркуляція \vec{E} магнітного поля. Закон повного струму. Сила Ампера.
4. Дія електричного і магнітного полів на рухомий заряд. Сила Лоренца. Ефект Холла.

1 В 1269 році Перегрінус встановив наявність полюсів постійного магніту, відштовхування однойменних полюсів і притягання різнойменних. Встановив різницю між природними і штучними магнітами, а також неподільність полюсів магніту.

Ерстед встановив дію провідника з струмом на магнітну стрілку. Якщо провідник з струмом помістити під або над магнітною стрілкою і ввімкнути струм, то стрілка відхиляється на певний кут. Таким чином, було встановлено, що навколо провідника з струмом завжди існує магнітне поле.

На відміну від електричного поля, яке діє як на рухомий так і нерухомий заряд, тільки магнітне поле діє на рухомий електричний заряд.

Магнітне поле діє на довільний електричний струм, чи це струм в металевих провідниках, чи це в газорозрядній трубці, чи це електронний пучок на екрані осцилятора.

Ампер в 1820 році встановив, що не лише провідник з струмом діє на магнітну стрілку, а й магніт діє на електричний струм.

Для дослідження магнітного поля у вигляді індикатора використовують елемент струму – це струм помножений на ділянку провідника $l \cdot l$. За напрям береться напрям струму якщо струм постійний. Якщо поле неоднорідне, то використовують добуток Idl .

Магнітне поле – це особливий вид матерії, яке так як і електричне, неперервно заповнює простір, плавно змінюючись при переході від однієї точки до іншої, в цьому просторі може бути речовина або інші поля.

Магнітне поле діє на магнітну стрілку, намагнічує, деформує, змінює опір провідника.

$$dF = BIdl \sin(\hat{dl}, B) \quad (1)$$

2 Досліди проведені по вивченню магнітного поля струму та встановлення характеристик поля дозволяють зробити наступні висновки:

1) сила прикладена до провідника з струмом пропорційна елементу струму

$$F \propto Il$$

2) сила діюча на провідник з струмом має напрям нормалі до провідника.

3) величина сили залежить від орієнтації елемента струму.

4) відношення максимуму сили до елемента струму є величина стала

$$\frac{F_{\max}}{Il} = \text{const}$$

Величина яка вимірюється відношенням сили діючої з боку магнітного поля на елемент струму називається магнітною індукцією.

Вона є величина векторна

$$\vec{B} = \frac{\vec{F}}{Il}$$

$$[B] = \left[\frac{H}{Am} \right] = \left[\frac{H \cdot m}{A \cdot m^2} \right] = \left[\frac{Дж}{A \cdot m^2} \right] = \left[\frac{B \cdot c}{m^2} \right] = \left[\frac{B\delta}{m^2} \right] = [Тл]$$

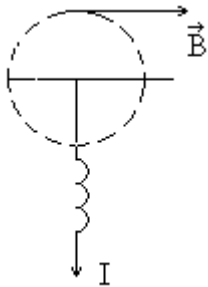
$$[B] = 1[Тл]$$

Для зручності користування і зображення магнітних полів вводяться силові лінії магнітного поля.

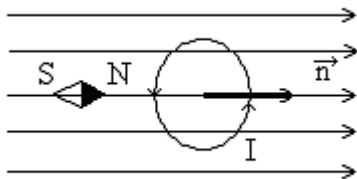
Силовою лінією називається дотична в кожній точці до якої співпадає з напрямом вектора індукції.

Напрямок вектора індукції магнітного поля можна визначити за правилом свердлика.

Якщо ручку свердлика повертати так, щоб поступальний рух співпадав з напрямом струму провідника, то напрям повороту свердлика співпадає з напрямом силових ліній.



За напрям магнітного поля може бути прийнято напрям, який співпадає з напрямком сили, яка діє на північний полюс магнітної стрілки, поміщеної в дану точку.



На основі проведених дослідів можна зробити висновок, що для магнітного поля, так як і для електричного виконується принцип суперпозиції: магнітне поле, створюване декількома струмами або рухомим зарядом окремо.

Фізики Біо і Савар експериментально дослідили характеристики магнітного поля електричних струмів. Результати цих дослідів узагальнив Лаплас.

Закон Біо – Савара – Лапласа:

величина індукції магнітного поля залежить від елемента струму, його орієнтації і обернено пропорційно квадрату відстані

$$dB = \frac{kI dl \sin(\hat{dl}, r)}{r^2} \quad (2)$$

$$k = \frac{\mu\mu_0}{4\pi}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_H}{м}$$

μ - магнітна проникність середовища

$$dB = \frac{\mu\mu_0 I dl \sin(\hat{dl}, r)}{4\pi r^2} \quad (3)$$

Наряду з силовою характеристикою магнітного поля вводиться характеристика, яка не залежить від властивостей середовища і характеризує магнітне поле в кожній точці по струму і положенню точки, ця характеристика називається напруженістю магнітного поля.

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu} \quad (4)$$

$$[H] = \left[\frac{A}{m} \right]$$

Закон Біо – Савара – Лапласа для \vec{H} запишеться

$$dH = \frac{Idl \sin(\hat{dl}, r)}{4\pi r^2} \quad (5)$$

Поле прямого струму:

$$H = \frac{I}{2\pi R} \quad (6)$$

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2\pi R} \quad (7)$$

$$R = r \cos \varphi$$

Поле колового струму:

$$H = \frac{I}{2R} \quad (8)$$

$$H = \frac{nI}{l} = n_0 I \quad (9)$$

n – кількість витків соленоїда

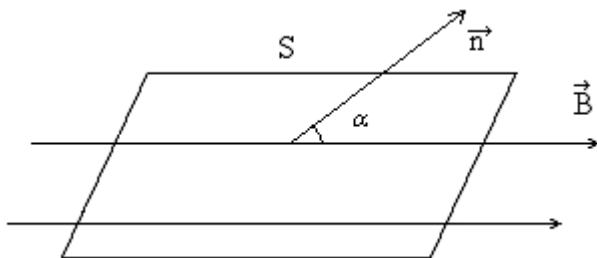
l – довжина соленоїда

n_0 - кількість витків на одиницю довжини

$$B = \frac{\mu\mu_0 I}{2R} \quad (10)$$

$$B = \frac{\mu\mu_0 nI}{l} \quad (11)$$

У тому випадку, якщо магнітне поле однорідне, то лінії магнітної індукції являють собою паралельні прямі. Уявимо в такому полі площадку площею S , яка перпендикулярна лініям магнітної індукції.



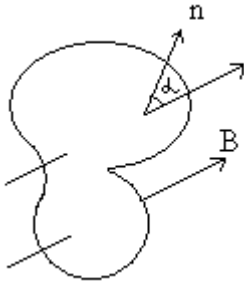
Добуток \vec{B} на площадку S являє собою потік вектора індукції магнітного поля.

$$\Phi = BS$$

Якщо вектор індукції створює з нормаллю до площадки кута α , то потік вектора індукції

$$\Phi = BS \cos \alpha$$

$$[\Phi] = 1[B\delta]$$



Якщо магнітне поле неоднорідне, то його розбивають на окремі ділянки, на яких поле можна вважати однорідним.

$$d\Phi = BdS \cos \alpha$$

$$\Phi = \int_S B_n dS$$

B_n - проекція \vec{B} на нормаль.

3. Циркуляцією вектора напруженості H називають інтеграл виду

$$\oint_L (\vec{H} \cdot d\vec{l}) = \oint_L H dl \cos(\vec{H}, \hat{d\vec{l}}) = \oint_L H_l dl = \varepsilon_m \quad (12)$$

ε_m - магніторушійна сила

H_l - складова вектора напруженості магнітного поля в напрямі нормалі.

Для простоти визначимо циркуляцію \vec{H} вздовж деякої лінії напруженості магнітного поля. прямого струму. Для прямого струму

$$\cos(\vec{H}, \hat{d\vec{l}}) = 1$$

$$H = \frac{I}{2\pi R}$$

Лінія напруженості поля прямого струму являє коло

$$\oint_L (H_l \cdot dl) = \frac{I}{2\pi R} \int_0^{2\pi R} dl = I \quad (13)$$

(13) показує, що циркуляція вектора напруженості не залежить від форми контуру і природи струму. Крім цього з (13)

$$\oint_L (H_l \cdot dl) \neq 0 \quad (14)$$

Силоне поле напруженість якого задовольняє (14) називається еквіпотенціальним, або вихровим, а це значить, що силові лінії магнітного поля не мають ні початку, ні кінця, так як вони являються замкненими. Те, що силові лінії магнітного поля є замкненими пояснює, що в природі не існує магнітних зарядів.

В тому випадку, якщо контур охоплює струми I_1, \dots, I_n , то (13)

$$\oint_L (H_l \cdot dl) = \sum_{k=1}^n I_k \quad \text{- закон Біо-Савара-Лапласа в диференційній формі} \quad (15)$$

Циркуляція вектора напруженості магнітного поля дорівнює арифметичній сумі струмів, охоплених контуром інтегрування.

В 1820 році Ампер експериментально встановив, що два провідника з паралельним струмом притягуються, (тобто два паралельних струми однакового напрямку), а антипаралельним відштовхуються з силою

$$F = \frac{\mu\mu_0 I_1 I_2 l}{2\pi R} \quad \text{- формула Ампера} \quad (16)$$

Напрямок \vec{F} можна знайти за правилом лівої руки.

Ампер – сила струму, який проходить по двох паралельних провідниках нескінченної довжини, малого перерізу, які знаходяться на відстані 1 м один від одного в вакуумі і утворюють силу взаємодії між собою $2 \cdot 10^{-7} \frac{H}{M}$

Якщо в магнітне поле помістити контур з струмом, то на нього буде діяти пара сил, які утворюють обертальний момент.

$$dM = IBdS \quad (17)$$

В однорідному магнітному полі на контур з струмом діє обертальний момент і контур повертається. Магнітний момент контура

$$\vec{P}_m = I\vec{S} \quad (18)$$

$$\vec{S} = S\vec{n} \quad (19)$$

n- вектор перпендикулярний до площини контура

Магнітний момент колового струму

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \vec{B}] \quad (20)$$

4 Спостереження за поведінкою променя на екрані осцилятора при дії на нього магнітного поля постійного магніта показує, що промінь відхиляється, тобто реагує на магнітне поле постійного магніта це явище приводить до думки, що на рухомі заряди в провіднику діє сила, а провідник приходить в рух за рахунок взаємодії цих зарядів з кристалічною решіткою.

Сила яка діє на рухому заряджену частинку з боку магнітного поля називають силою Лоренца.

Визначимо її. Як відомо на елемент струму, що знаходиться в магнітному полі, згідно закона Ампера, діє сила

$$dF = IBdl \sin(\vec{dl} \wedge \vec{B}) \quad (21)$$

Виразимо силу струму через кількість заряджених частинок та їх швидкість

$$I = qn_0 \bar{v} S \quad (22)$$

Підставимо (22) в (21)

$$dF = qn_0 \bar{v} S B dl \sin(\vec{dl} \wedge \vec{B}) \quad (23)$$

Кількість заряджених частинок, що знаходяться в розглядуваному елементі

$$dn = n_0 S dl \quad (24)$$

Визначаємо силу, яка діє на одну заряджену частинку

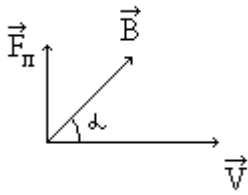
$$F_n = \frac{dF}{dn} = q \bar{v} B \sin(\vec{dl} \wedge \vec{B}) \quad (25)$$

Якщо частинка рухається в електромагнітному полі, то на неї діє як електричне так і магнітне поле, то результуюче значення сили Лоренца

$$F_n = qE + q \bar{v} B \sin(\vec{dl} \wedge \vec{B}) \quad (26)$$

Знаючи напрям вектора індукції магнітного поля і напрям руху, можна визначити напрям сили Лоренца за правилом трьох пальців лівої руки.

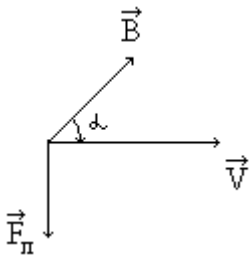
Якщо $q > 0$



$$\sin(\vec{dl} \wedge \vec{B}) = \sin(\vec{v} \wedge \vec{B})$$

\vec{F}_L - завжди великий палець

Якщо $q < 0$



$$\sin(\vec{dl} \wedge \vec{B}) = \sin(\vec{B} \wedge \vec{v})$$

$$F_L = q_+ v B \sin(\vec{v} \wedge \vec{B})$$

$$F_L = q_- v B \sin(\vec{B} \wedge \vec{v})$$

Якщо заряджена частинка рухається в магнітному полі з швидкістю \vec{v} перпендикулярно \vec{B} , то $F_L = qvB$. Звідси слідує, що частинка буде рухатися по колу радіуса R

$$qvB = \frac{mv^2}{R}$$

$$R = \frac{mv}{qB} \tag{27}$$

$$T = \frac{2\pi R}{v} \tag{28}$$

$$T = \frac{2\pi R}{qv} \tag{29}$$

Тема: Електромагнітна індукція.

1. Досліди Фарадея. Закон Індукції Фарадея і правило Ленца.
2. ЕРС індукції. Вихрові струми.
3. Індуктивність контура. Самоіндукція.
4. Енергія магнітного поля струмів. Енергія і густина енергії магнітного поля.
5. Трансформатори.

1. Після відкриття Ерстедом наявності магнітного поля навколо провідника з струмом Фарадей першим зрозумів, що електричні і магнітні явища необхідно вивчати разом, невідривно. Він відкрив явище електромагнітної індукції.

Дослід Фарадея заключається в наступному: якщо катушку замкнути на гальванометр і вводити в неї магніт, то стрілка гальванометра буде відхилятися. Явище виникнення в замкнутому провіднику електричного струму при зміні магнітного потоку який перетинає контур провідника називається електромагнітною індукцією, а струм який виникає при цьому називають індукційним.

Фарадей помітив, що величина ЕРС індукції прямо пропорційна швидкості зміни магнітного потоку з часом

$$\varepsilon_i \propto \frac{d\Phi}{dt} \quad (1)$$

При проведенні дослідів Фарадей не зміг пояснити чому стрілка гальванометра при внесенні магніту в катушку відхиляється в один бік, а при винесенні, в інший.

Максвелл вивів закон електромагнітної індукції (він називається закон Фарадея): яка б не була причина зміни потоку магнітної індукції, який охоплюється замкненим контуром виникаюча в контурі ЕРС

$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (2)$$

Знак мінус показує, що збільшення потоку $\frac{d\Phi}{dt} > 0$, викликає ЕРС $\varepsilon_i < 0$,

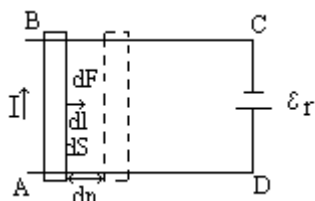
тобто поле індукційного струму направлене назустріч потоку; зменшення потоку ($\frac{d\Phi}{dt} < 0$) викликає ЕРС $\varepsilon_i > 0$, тобто напрямок потоку і поля індукційного струму співпадають.

Властивість напрямку індукційного струму пояснив Ленц.

Правило Ленца: індукційний струм завжди має такий напрям, що створене ним магнітне поле протидіє тому магнітному полю, яке породжує цей струм.

Напрямок індукційного струму визначається за правилом правої руки, (великий палець-напрямок руху провідника, чотири витягнуті пальці-напрямок індукційного струму).

2. Закон Фарадея можна вивести із закону збереження енергії.



Нехай маємо контур поміщений в однорідне магнітне поле з індукцією B , в якому елемент dl виконано у вигляді циліндричного провідника, який може рухатися по направляючих AB і CD . R -опір провідника. При замиканні кола через провідник буде проходити струм

$$I = \frac{\varepsilon}{R+r} \quad (3)$$

Гельмгольц вивів закон Фарадея із закону збереження енергії.

При проходженні електричного струму в колі відбуваються такі явища:

1) виділяється тепло

$$dQ = I^2 (R+r) dt$$

2) провідник рухається, тобто виконується механічна робота

$$dA_m = dF dh$$

dF - сила Ампера

$$dF = IB dl$$

$$dA_m = IB dl dh = IB dS = Id\Phi$$

Згідно закону збереження механічна робота і виділене тепло дорівнює роботі, що виконують джерела струму

$$dA_0 = I \varepsilon dt$$

$$dA_0 = dQ + dA_m$$

$$I \varepsilon dt = I^2 (R+r) dt + Id\Phi$$

$$\varepsilon = I(R+r) + \frac{d\Phi}{dt}$$

$$\varepsilon = \frac{d\Phi}{dt} = I(R+r)$$

$$I = \frac{\varepsilon - \frac{d\Phi}{dt}}{R+r} \quad \text{-(4) закон Ома для замкненого кола розміщеного в магнітному полі}$$

Роль ЕРС в даному випадку відіграє вираз

$$\varepsilon + \left(-\frac{d\Phi}{dt}\right)$$

Таким чином, другий доданок відіграє роль ЕРС індукції і відрізняється від нуля тільки в тому випадку, коли відбувається зміна магнітного потоку через замкнений контур. На основі цього отримуємо (2)

Всі причини, які приводять до зміни магнітного потоку через замкнений контур можна звести до двох видів:

1) контур рухається в постійному магнітному полі з якоюсь швидкістю ϑ . З цією швидкістю почнуть рухатися і носії електричних зарядів в контурі, тобто електрони.

На кожен електрон з боку магнітного поля буде діяти сила.

$$F = e \vartheta B$$

В результаті чого електрони почнуть рухатися направлено, створюючи електричний струм і ЕРС величиною

$$\varepsilon = -Bl\vartheta = -Bl \frac{dS}{dt}$$

Якщо контур одиничної довжини, то

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt}$$

2) контур не рухається в змінному магнітному полі.

Максвел передбачив, що вихрове магнітне поле, змінюючись з часом, породжує навколо себе змінне електричне поле.

Це поле відрізняється від електростатичного, так як є вихровим з напруженістю \vec{E} і в даному випадку на заряджену частинку діє перша складова сили Лоренца qE . В результаті чого заряджені частинки починають рухатися направлено, створюючи електричний струм.

В даному випадку циркуляція вектора напруженості вихрового електричного поля дорівнює швидкості зміни магнітного потоку з часом

$$\oint_l E_l dl = - \frac{d\Phi}{dt}$$

$$\oint_l E_l dl = \int_s \frac{\partial B}{\partial t} dS \text{ - локальний зв'язок між магнітним і електричним полем (5)}$$

Згідно закону електромагнітної індукції всяка зміна магнітного потоку з часом через замкнений провідний контур створює ЕРС в даному контурі.

Електричне поле, яке виникає при змінах магнітного поля, називається вихровим електричним полем.

Вихрове електричне поле відрізняється від електростатичного тим, що воно не зв'язане з електричними зарядами, лінії напруженості замкнені, робота сил електричного поля при русі електричного заряду по замкненій лінії може не дорівнювати нулю.

Індукційний струм виникає в суцільних провідниках, поміщених в змінне магнітне поле.

Ці струми є замкненими в товщі провідника і тому називаються вихровими (струми Фуко)

Струми Фуко, як і індукційні струми в лінійних провідниках, підкоряються правилу Ленца.

Струми Фуко мають такий напрям, що діючі на них з боку магнітного поля сили гальмують рух маятника. Вихрові струми крім гальмування (небажаний ефект) викликають нагрівання провідників. Тому для зменшення втрат на нагрівання якоря генераторів і осердя трансформаторів роблять не суцільними, а виготовляють з тонких пластин, відокремлених одна від одної шарами ізолятора і встановлюють їх так, щоб вихрові струми були направлені поперек пластин.

Вихрові струми виникають і в провідниках, по яких протікає змінний струм.

В результаті виникнення вихрових струмів швидкозмінний струм розподіляється по перерізу провідника нерівномірно – він, як би витісняється на поверхню провідника. Це явище називається скін-ефект, або поверхневий ефект.

Електричний струм, який протікає в замкненому контурі, створює навколо себе магнітне поле, індукція якого за законом Біо-Савара-Лапласа пропорційна I .

Тому магнітний потік

$$\Phi = LI$$

$$[L] = 1 \text{ Гн} \quad L \text{ – індуктивність контура.}$$

Явище виникнення ЕРС індукції в провіднику при зміні в ньому сили струму називається самоіндукцією.

$$1\Gamma_H = 1 \frac{B\delta}{A} = 1 \frac{B \cdot c}{A}$$

Індуктивність соленоїда

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

n – кількість витків

$$\varepsilon_{is} = -L \frac{dI}{dt}$$

знак мінус, згідно правила Ленца, показує, що наявність індуктивності в контурі приводить до уповільнення зміни струму в ньому.

Якщо струм з часом зростає, то $\frac{dI}{dt} > 0$ і $\varepsilon_{is} < 0$, то струм самоіндукції направлений назустріч струму, обумовленому зовнішнім джерелом, і гальмує його зростання.

Якщо струм спадає, то $\frac{dI}{dt} < 0$ і $\varepsilon_{is} > 0$, то індукційний струм має той же напрям, як і спадаючий струм в контурі, і послаблюють його спадання.

4. Магнітне поле, яке зв'язано з струмом характеризується певною енергією, мірою енергії магнітного поля струму буде робота струму розмикання.

$$dA = I \varepsilon dt$$

Величина ЕРС самоіндукції

$$\varepsilon_s = -L \frac{dI}{dt}$$

$$dA = -L I dI$$

$$A = -\int_1^0 L I dI = \frac{L I^2}{2}$$

Таким чином, енергія магнітного поля, зв'язаного з контуром

$$W = \frac{L I^2}{2} \quad (6)$$

Визначимо енергію магнітного поля соленоїда..

Індуктивність соленоїда

$$L = \mu\mu_0 n^2 V \quad (7)$$

V -об'єм соленоїда

$$V = S l$$

$$W = \frac{1}{2} \mu\mu_0 n^2 I^2 V \quad (8)$$

Так, як $I = \frac{B l}{\mu\mu_0 n}$ і

$$B = \mu\mu_0 H, \text{ то}$$

$$W = \frac{B^2}{2\mu\mu_0} V = \frac{B H}{2} V \quad (9)$$

Якщо $\frac{W}{V}$, то ми одержимо густину енергії

$$\omega = \frac{W}{V} = \frac{1}{2} \mu \mu_0 n_0^2 I^2 \quad (10)$$

Знаючи індукцію магнітного поля соленоїда

$$B = \mu \mu_0 I n_0 \Rightarrow I = \frac{B}{\mu \mu_0 n_0}$$

$$n_0 = \frac{n}{l}, \text{ а}$$

$$W = \frac{1}{2} \frac{B^2 V}{\mu \mu_0}, \text{ то}$$

$$\omega = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu \mu_0} \quad (11)$$

$$\omega = \frac{1}{2} B H = \frac{1}{2} \mu \mu_0 H^2 \quad (12)$$

(11) показує, що магнітне поле характеризується величиною індукції, а вираз (12) – індукцією і напруженістю.

5. Трансформатор – статистичний електромагнітний прилад, який перетворює змінний струм однієї напруги в змінний струм тієї ж частоти іншої напруги.

Трансформатор складається:

- 1) первинна обмотка – підключена до мережі.
- 2) вторинна обмотка - до навантаження.
- 3) замкнене залізне осердя.

Трансформатор буде знижувальний, (якщо $N_1 > N_2$) і трансформатор буде підвищувальний, (якщо $N_1 < N_2$)

Принцип дії - побудовано на явищі електромагнітної індукції

$$K = \frac{N_1}{N_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$$

Якщо $K > 1$ – знижувальний.

Якщо $K < 1$ – підвищувальний.

Якщо первинна обмотка трансформатора підключена до мережі, а вторинна розімкнена, то такий режим роботи трансформатора називають режимом холостого ходу.

Якщо первинна обмотка трансформатора підключена до мережі, а вторинна до навантаження, то такий режим роботи називається режимом роботи трансформатора під навантаженням.

$$K = \frac{U_1}{I_2 R_2 + U_n}$$

$$K = \frac{U_1}{I_2 R_2 + R_n I_2}$$

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{U_1}{U_2}$$

$$i = \frac{I_2 U_2}{I_1 U_1}$$

Коливання та хвилі.

Тема: **Механічні і електромагнітні коливання.**

1. Гармонічні коливання і їх характеристики.
2. Вільні гармонічні коливання в коливальному контурі.
3. Вимушені коливання. Резонанс.
4. Хвильові процеси. Поздовжні і поперечні хвилі. Рівняння плоскої біжучої хвилі.
5. Інтерференція хвиль. Стоячі хвилі. Характеристика звукових хвиль.
6. Автоколивальні системи.

Коливаннями називаються періодичні процеси, які характеризуються змінами стану системи при яких вона багато разів через деякі проміжки часу повертається в одне і теж положення.

Найпростішими коливаннями є гармонічні коливання.

Гармонічним коливальним рухом називається рух, який описується функцією

$$x = A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (1)$$

$$\text{або} \quad x = A \sin(\omega t + \varphi_0)$$

x – миттєве значення зміщення в момент часу t

A – максимальне відхилення тіла, що коливається від положення рівноваги, цю величину називають амплітудою.

$(\omega t + \varphi_0)$ - фаза коливань.

Значення фази при $t=0$ називається початковою фазою коливань.

ω - циклічна частота – кількість коливань за 2π секунди.

Частотою називається число коливань, що здійснює система за одиницю часу.

$$v = \frac{1}{T} \quad (2)$$

$$v = \frac{n}{t} \quad (3)$$

Час протягом якого тіло здійснює одне коливання називається періодом.

$$T = \frac{1}{v} \quad (4)$$

$$\omega = 2\pi v \quad (5)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (6)$$

Якщо розглядаються механічні коливання, то

$$\begin{aligned} [Ax] &= [M] \\ [\omega] &= [c^{-1}] \\ [g] &= [c^{-1}] = 1[Lu] \\ [T] &= [c] \end{aligned}$$

Якщо рух описується рівнянням (1), то систему називають гармонічним осцилятором, або лінійним осцилятором.

Швидкість і прискорення

$$v = \frac{dx}{dt} = -\omega A \sin(\omega t + \varphi_0) \quad (7)$$

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 A \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (8)$$

Порівнюючи (8) і (1)

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 x \quad \text{- рівняння руху тіла, що здійснює гармонічний коливальний рух} \quad (9)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega^2 x = 0 \quad \text{- диференціальне рівняння гармонічних коливань} \quad (9')$$

$$W_k = \frac{m v^2}{2}$$

$$W_k = \frac{m \cdot \omega^2 A^2 \sin^2(\omega t + \varphi_0)}{2}$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

$$W_k = \frac{m \cdot 4\pi^2 A^2 \sin^2\left(\frac{2\pi}{T} t + \varphi_0\right)}{T^2}$$

$$W_{\text{пол}} = \frac{2\pi^2 A^2 m}{T^2}$$

$$F = ma = -\frac{4\pi^2 A}{T^2} m \sin\left(2\pi \frac{t}{T} + \varphi\right) = -\frac{4\pi^2 m}{T^2} x$$

Під час гармонічного коливального руху прискорення тіла пропорційне зміщенню, направлене в сторону протилежну зміщенню.

(1) є розв'язком (9)

Пружинний, математичний і фізичний маятники –самостійно.

Пружинний маятник - $\omega = \sqrt{\frac{\kappa}{m}}$

Математичний маятник - $\omega = \sqrt{\frac{g}{e}}$

Фізичний маятник – тверде тіло, що може коливатися навколо нерухомої горизонтальної вісі

$$\omega = \sqrt{\frac{mgl_0}{I}}$$

2. Коливання, що відбуваються при відсутності зовнішніх сил і сил тертя називаються власними.

Частота власних коливань залежить від власностей системи.

Для таких коливань $v = \text{const}$, $A = \text{const}$, $E = \text{const}$

В реальних системах завжди мають місце втрати енергії на тертя і випромінювання.

Коливання, які відбуваються при відсутності зовнішніх сил, але при наявності втрат енергії на сили тертя та випромінювання називаються вільними.

Частота вільних коливань залежить від властивостей системи та інтенсивності втрат. Енергія вільних коливань з часом зменшується, а значить зменшується амплітуда: такі коливання називаються затухаючими.

Розглянемо коливну систему з тертям

$$F_{np} = -kx \quad F_{TP} = -r\dot{x} = -r\dot{x}$$

$$m\ddot{x} = -kx - r\dot{x}$$

Рівняння руху МТ, що здійснює вільні коливання

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + kx = 0 \quad (10)$$

$$\frac{r}{m} = 2\alpha, \quad \frac{k}{m} = \omega_0^2$$

$$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (10')$$

Якщо $\alpha \geq \omega_0$ (тертя значне), то система виведена з положення рівноваги, повернеться в нього не здійснюючи коливань, такий рух називається апериодичним.

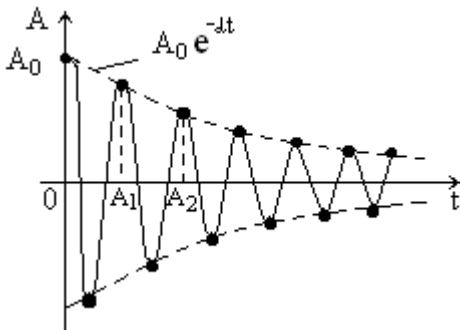
Якщо $\alpha < \omega_0$, то коливання виникнуть.

Розв'язком (10') буде функція.

$$x = A_0 e^{-\alpha t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (11)$$

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$$

В (11) амплітуда коливань зменшується A_0 при $t=0$ - найбільше значення відхилення.



Коливання, які зображені на малюнку називаються затухаючими, вони не є гармонічними, то говорити про амплітуду і частоту можна умовно

$$A = A_0 e^{-\alpha t} - \text{амплітуда для затухаючих коливань.} \quad (12)$$

Число α - називається коефіцієнтом затухання.

$$\alpha = \frac{r}{2m} \quad (13)$$

Декремент – відношення двох послідовних коливань.

$$A_1 = A_0 e^{\alpha T}$$

$$A_2 = A_0 e^{-2\alpha T}$$

$$D = \frac{A_1}{A_2} = \frac{1}{e^{-\alpha T}} = e^{\alpha T} \quad (14)$$

Логарифмічний декремент

$$\ln D = \alpha T = \delta \quad (15)$$

Добротністю системи називається величина Q , яка визначає втрати енергії коливань за період

$$Q = \frac{\pi}{\delta} \quad (16)$$

δ - коефіцієнт затухання.

Q – показує скільки коливань ми будемо бачити.

3. На осцилятор може діяти також і зовнішня сила, тобто рівнянням руху системи буде

$$m\ddot{x} + r\dot{x} + kx = F_{зov} \quad (17)$$

а) якщо $F_{зov} = const$, то мають місце затухаючі коливання навколо нового положення рівноваги ($\alpha < \omega_0$) або аперіодичний рух до нового положення рівноваги ($\alpha < \omega_0$)

б) якщо $F_{зov} = F_0 \cos \omega_3 t$ (18)

то $F_{зov}$ змінюється за гармонічним законом.

(18) в (17), поділивши на масу і позначивши

$$\frac{F_0}{m} = f_0$$

$$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \omega_0^2 x = f_0 \cos \omega_3 t$$

Розв'язок цього рівняння має вигляд

$$x = A_0 e^{-\alpha t} \cos(\omega_3 t + g) + A \cos(\omega_3 t - \varphi) \quad (19)$$

З часом коливання будуть відбуватися за законом

$$x = A \cos(\omega_3 t - \varphi) \quad (20)$$

Амплітуда коливань в цьому випадку

$$A = \frac{f_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_3^2)^2 + 4\alpha^2 \omega_3^2}} \quad (21)$$

Фаза $tq\varphi = \frac{2\alpha\omega_3}{\omega_0^2 - \omega_3^2}$ (22)

Якщо α дуже мале, то $A = \frac{f_0}{(\omega_0^2 - \omega_3^2)}$

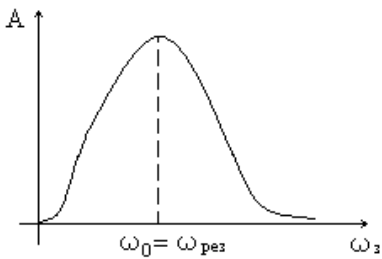
Якщо $\omega_0 = \omega_3$, тоді амплітуда буде н.в. Амплітуда вимушених коливань залежить від співвідношення ω_0 і ω_3

Визначимо резонансу частоту $\omega_{рез}$ - частота при якій амплітуда A зміщення досягає максимуму

$$\omega_{рез} = \sqrt{\omega_0^2 - 2\delta^2} \quad (23)$$

Явище різкого збільшення амплітуди вимушених коливань при наближенні частоти змушуючої сили до частоти $\omega_{рез}$ називається резонансом.

$$A_{рез} = \frac{x_0}{2\delta\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} \quad (24)$$



4. Процес поширення коливань в середовищі називається хвильовим процесом, або просто хвилею.

Розрізняють хвилі повздовжні і поперечні. Якщо частинки середовища коливаються вздовж напрямку поширення хвилі, то це хвилі повздовжні.

Якщо перпендикулярні напрямку поширення хвилі, то це хвилі поперечні.

Повздовжні хвилі поширюються в середовищах, в яких виникають пружні сили при деформації стиску і розтягу, тобто твердих тілах, рідких і газоподібних.

Поперечні хвилі можуть поширюватися в середовищі, в якому виникають пружні сили при деформації зсуву, тобто фактично тільки в твердих тілах.

В рідинах і газах виникають тільки повздовжні хвилі, а в твердих тілах як повздовжні, так і поперечні.

Довжина хвилі – це відстань між найближчими частинками, які коливаються в однаковій фазі.

$$\lambda = gT \quad (25)$$

$$\lambda = \frac{g}{\nu} \quad (26)$$

Якщо розміри джерела малі, то його називають точковим джерелом хвилі.

Нехай точкове джерело збуджує коливання в будь-яких середовищах.

За якийсь час t це коливання пошириться на відстань

$$r = g \cdot t$$

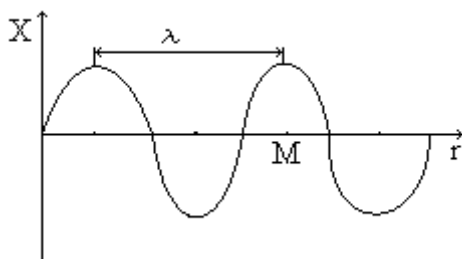
g - швидкість поширення хвилі.

Поверхня до якої дійшло коливання в будь який момент часу називають фронтом хвилі.

В ізотропних середовищах фронт хвилі від точкового джерела має форму сфери.

Якщо r дуже велике то сфера мало відрізняється від площини.

Формою хвилі називається графік, що показує розподіл в середовищі величин, що коливаються вздовж деякої вісі в даний момент часу.



Середовищу властива дисперсія, якщо швидкість поширення хвиль різних частот різна.

Біжучими хвилями називаються хвилі, які переносять в просторі енергію.

Для того, щоб вивести рівняння біжучої хвилі розглянемо плоску синусоїдальну хвилі. Величина, що коливається $-x$. Початкова фаза коливань в точці O дорівнює нулю.

$$x = A \cos \omega t \quad (27)$$

Хвильовий процес розповсюджується в напрямку вісі OM . В точці M фаза коливань така, як і в точці O τ секунд тому назад.

$$\tau = \frac{r}{g} \quad (r = OM)$$

Рівняння плоскої гармонічної хвилі

$$x = A \cos \omega(t - \tau) = A \cos \omega \left(t - \frac{r}{g} \right) \quad (28)$$

$$x = A \cos \left(\omega t - \frac{\omega r}{g} \right)$$

$$\frac{\omega}{g} = \frac{2\pi}{gT} = \frac{2\pi}{\lambda} = k \quad \text{- хвильове число.}$$

Рівняння біжучої хвилі

$$x = A \cos(\omega t - kr) \quad (29)$$

Поширення хвиль в однорідному ізотропному середовищі описується хвильовим рівнянням

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = -\omega^2 A \cos(\omega t - kr)$$

$$\frac{\partial^2 x}{\partial r^2} = -k^2 A \cos(\omega t - kr)$$

$$\frac{\partial^2 x}{\partial r^2} = \frac{k^2}{\omega^2} \cdot \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}$$

$$\frac{k^2}{\omega^2} = \frac{1}{g^2}$$

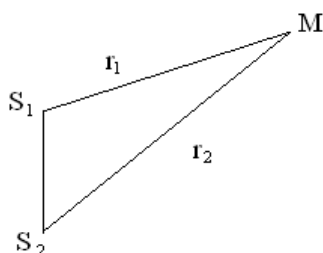
Хвильове рівняння

$$\frac{\partial^2 x}{\partial r^2} = \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \quad (30)$$

5. Узгоджене протікання в часі і просторі декількох коливних і хвильових процесів зв'язують з поняттям когерентності.

Когерентними називаються хвилі в яких різниця їх фаз залишається постійною з часом.

Розглянемо накладання двох когерентних сферичних хвиль, які збуджуються точковим джерелом S_1 і S_2



Інтерференцією називається явище, накладання когерентних хвиль в результаті якого відбувається взаємне підсилення в одних точках і послаблення в інших.

Знайдемо різницю фаз. Нехай в точці М. S_1 збуджує коливання.

$$x_1 = A \cos\left(\omega t - \frac{2\pi r_1}{\lambda}\right)$$

$$x_2 = A_2 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi r_2}{\lambda}\right)$$

$$\Phi_1 - \Phi_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1)$$

Якщо $\Delta r = (2n + 1)\frac{\lambda}{2}$, то

$$\Phi_1 - \Phi_2 = (2n + 1)\pi \text{ - умова мінімуму.}$$

$(r_2 - r_1)$ - різниця ходу хвилі.

Якщо $\Delta r = n \cdot \lambda$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), то

$$\Phi_1 - \Phi_2 = 2\pi n \text{ - умова максимуму (підсилення коливання)}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta r = 2n \cdot \frac{\lambda}{2} \\ \Delta r = (2n + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \end{array} \right. \quad (31)$$

Особливим випадком інтерференції є стоячі хвилі.

Стояча хвиля утворюється в результаті накладання двох біжучих косинусоїдальних хвиль, які розповсюджуються назустріч одна одній з однаковими частотами і амплітудами

$$\left\{ \begin{array}{l} x_1 = A \cos\left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} r\right) \\ x_2 = A \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{\lambda} r\right) \end{array} \right.$$

$$x_1 + x_2 = A \cdot 2 \cos \omega t \cdot \cos \frac{2\pi r}{\lambda}$$

$$x_1 + x_2 = 2A \cdot \cos \frac{2\pi r}{\lambda} \cos \omega t$$

Якщо r – фіксоване, то буде гармонічне коливання, але амплітуда коливання залежить

від r .

Якщо $\frac{2\pi r}{\lambda} = \pm m\pi$ ($m=0, 1, 2, \dots$), то амплітуда стоячої хвилі досягає максимального значення і дорівнює $2A$.

Якщо $\frac{2\pi r}{\lambda} = \pm\left(\frac{\pi}{2} + \pi m\right)$, то амплітуда стоячої хвилі обертається в нуль.

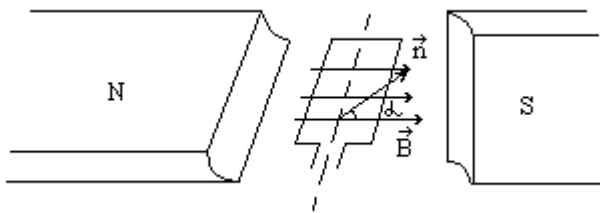
Точки, в яких коливання відсутні, тобто амплітуда стоячої хвилі дорівнює нулю, називаються вузлами.

Точки, в яких амплітуда стоячої хвилі максимальна ($A_{cm} = 2A$) називаються пучностями.

Тема: **Квазістаціонарні струми.**

1. Отримання змінної електрорушійної сили. Квазістаціонарний струм. Діюче і середнє значення змінного струму.
2. Опір, індуктивність і ємність в колі змінного струму.
3. Ввімкнення в коло змінного струму конденсатора, катушки індуктивності і резистора.

1. Явище електромагнітної індукції лежить в основі перетворення енергії механічного руху в енергію електричного струму .



Розглянемо приклад обертання плоскої рамки в однорідному магнітному полі. Позначимо площу S і кут між нормаллю до рамки \vec{n} і \vec{B} α . Тоді магнітний потік зчеплений з рамкою

$$\Phi = BS \cos \alpha \quad (1)$$

Будемо рівномірно обертати рамку навколо вісі з кутовою швидкістю ω кут α буде змінюватися з часом за законом

$$\alpha = \omega t \quad (2)$$

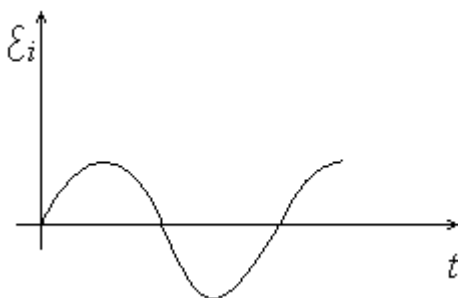
В наслідок цього в рамці буде створюватися змінна ЕРС індукції. Величину магнітного потоку можна переписати, виходячи із зміни кута α

$$\Phi = BS \cos \omega t \quad (3)$$

$$\varepsilon_i = \frac{d\Phi}{dt} = BS\omega \sin \omega t = \varepsilon_m \sin \omega t \quad (4)$$

$$\varepsilon_m = BS\omega$$

З (4) видно, що E_i залежить від часу і носить періодичний характер.



Якщо в колі, яке складається з опору індуктивності і ємності діє змінна ЕРС, то в колі виникнуть електромагнітні коливання і струм, протікаючи по довільному провіднику в даному колі буде змінним.

Змінним струмом називається струм, який гармонічно змінюється з часом.

$$i = I_m \sin \omega t \quad (5)$$

Квазістаціонарними струмами називаються струми, якщо довжина провідника по якому вони течуть значно менша довжини електромагнітної хвилі.

$$\lambda = CT$$

Якщо взяти наш промисловий струм ($\nu = 50 \text{ Гц}$), то довжина електромагнітної хвилі

$$\lambda = 0,02 \cdot 3 \cdot 10^3 = 6 \cdot 10^3 \text{ км},$$

таким чином промисловий струм є квазістаціонарним.

Для одержання змінного струму необхідні джерела гармонічної електрорушійної сили. Для змінного струму необхідно знайти такий його еквівалент, щоб він виділяв в провіднику кількість теплоти, такуж, як відповідний йому постійний струм.

Використовуючи закон Джоуля-Ленца для постійного струму встановимо співвідношення між діючим, або ефективним значенням змінного струму і максимумом

$$Q = I_{\text{ef}}^2 R t \quad (6)$$

$$Q = \int_0^t I^2 R dt = \int_0^t I_m^2 R \sin^2 \omega t \cdot dt = \int_0^t I_m^2 R \frac{1 - \cos 2\omega t}{2} dt = \frac{I_m^2 \cdot R t}{2} \quad (7)$$

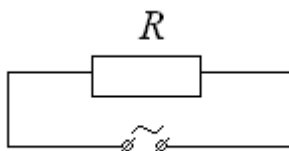
$$(6) = (7)$$

$$I_{\text{ef}}^2 = \frac{I_m^2}{2} \Rightarrow I_{\text{ef}} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \quad (8)$$

Аналогічне співвідношення:

$$U_{\text{ef}} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \quad (9)$$

2. Нехай коло складається з резистора з опором R , коло живить змінна напруга U

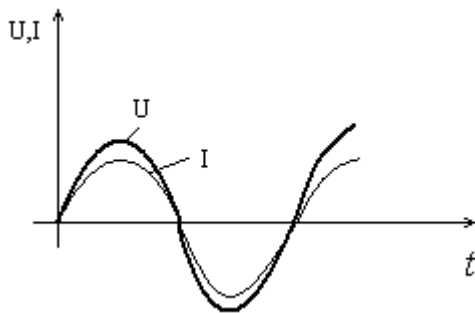


$$U = U_m \sin \omega t \quad (10)$$

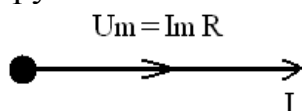
Згідно закону Ома струм, який тече через резистор

$$I = \frac{U}{R} = \frac{U_m}{R} \sin \omega t = I_m \sin \omega t \quad (11)$$

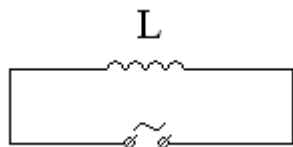
Із (10) і (11) видно, що струм і напруга змінюються в одній фазі, тобто зсув фаз між струмом і напругою дорівнює нулю.



На векторній діаграмі вектор амплітуди коливань напруги співпадає з віссю струмів.



Нехай в колі змінного струму ввімкнена катушка індуктивністю L .



Як і в попередньому колі, коло живить змінна напруга, що зумовлює виникнення змінного струму i як наслідок електрорушійної сили самоіндукції.

$$\varepsilon_c = -L \frac{dI}{dt}$$

Закон Ома для ділянки такого кола

$$U = IR - \varepsilon_c$$

Поскілки в колі активного опору немає опору рівного нулю, то останній вираз з врахуванням (10) набирає виду

$$U_m \sin \omega t = L \frac{dI}{dt} \quad (12)$$

З (12) визначимо силу струму

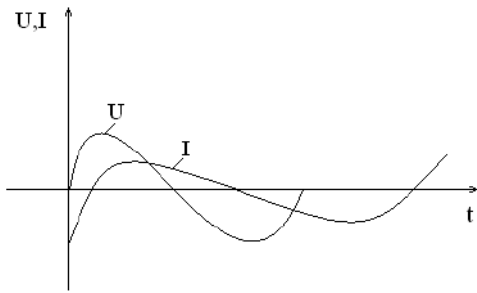
$$I = I_m \sin \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right)$$

При ввімкненні індуктивності в колі змінного струму роль опору відіграє величина

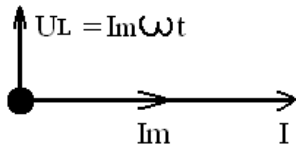
$$R_L = \omega L \quad (13)$$

Таким чином коливання струму в катушці відстають за фазою від коливань напруги на $\frac{\pi}{2}$

Зсув фаз між струмом і напругою пояснюється тим, що при відсутності активного опору прикладена напруга дорівнює електричній рушійній силі самоіндукції з протилежним знаком.



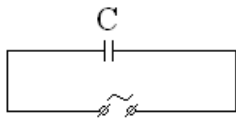
На векторній діаграмі це можна зобразити



Індуктивний опір на відміну від активного називається реактивним, так як він створює зсув фаз між I та U.

Розглянемо випадок, коли в колі змінного струму ввімкнений лише конденсатор.

В даному випадку при зарядці конденсатора миттєве значення заряду



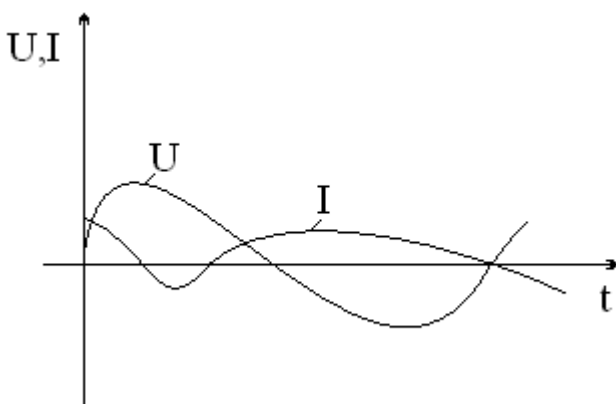
$$q = CU = CU \sin \omega t \quad (14)$$

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{d}{dt} (CUm \sin \omega t) = Im \sin \left(\omega t + \frac{\pi}{2} \right) \quad (15)$$

$$Im = Um \cdot \omega \cdot c \quad (16)$$

$$Rc = \frac{1}{\omega c} \quad (17)$$

У випадку коли в колі змінного струму ввімкнений лише конденсатор, то між струмом і напругою відбувається зсув фаз на $\pi/2$, тобто струм випереджує напругу на $\pi/2$.

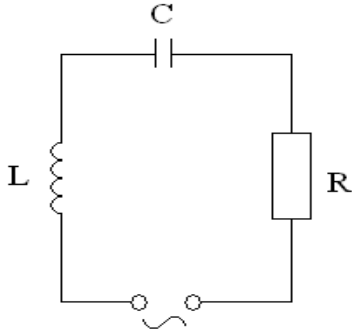


3. Якщо в клі змінного струму з

$$U = U_m \sin \omega t$$

ввімкнено всі три види опору, то синусоїдальна змінююча напруги створює в колі струм такої ж частоти.

$$I = I_m \sin \omega t + \varphi$$



В залежності від параметрів L,C,R визначається амплітудне значення сили струму та зсув фаз між I та U.

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} - \text{Закон Ома для змінного струму} \quad (18)$$

Наприклад: в колі ввімкнена лише індуктивність

$$tg \varphi_L = \frac{\omega L}{0} - \text{значить зсув фаз між I та U} = \frac{\pi}{2}$$

В колі лише активний опір

$$tg \varphi_R = \frac{0}{R} = 0 - \text{зсуву фаз між I та U немає.}$$

В колі лише ємність

$$tg \varphi_C = \frac{-1}{\omega C} = \infty$$

$$\varphi = \frac{-\pi}{2} - \text{струм відстає від напруги на } \frac{\pi}{2}$$

Якщо $R_L = R_C$, тобто $\omega L = \frac{1}{\omega C}$, то ми одержуємо

$$I_m \omega L = \frac{I_m}{\omega C}, \text{ а це значить, що}$$

$$U_C = U_L, \text{ настає резонанс напруг}$$

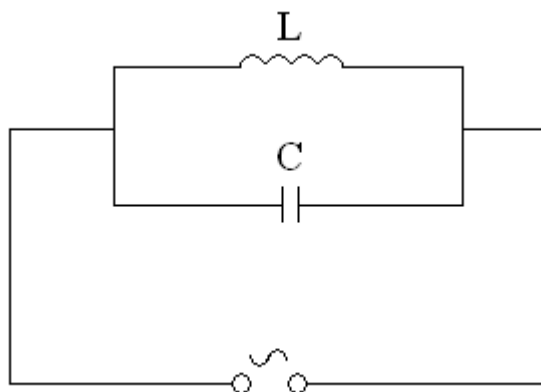
$$\omega_{рез} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (19)$$

Властивості резонанса напруг:

- 1) повний опір мінімальний і дорівнює R
- 2) амплітуда струму має найбільше значення $I_m > I_{рез}$
- 3) амплітуда напруги на опір дорівнює амплітуді прикладеної напруги
 $U_m = I_m R$
- 4) напруга і струм знаходяться в одній фазі
- 5) потужність джерела струму передається лише активному опорі, коефіцієнт корисної дії максимальний.

Паралельне ввімкнення індуктивності і ємності в коло змінного струму

$$U = U_m \sin \omega t$$



При паралельному ввімкненні індуктивності і ємності в коло змінного струму, напруга на індуктивності і ємності однакова, таким чином зсув фаз впливає лише на формули сили струму.

$$I_L = I_m \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = \frac{U_m}{\omega L} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \quad (20)$$

$$I_C = I_m \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = U_m \omega C \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \quad (21)$$

Тобто струм на індуктивність відстає по фазі від напруги на $\frac{\pi}{2}$

Сила струму до розгалуження

$$I = I_m \sin \omega t$$

згідно першого правила Кірхгофа

$$I = I_L + I_C$$

Якщо при такому з'єднанні досягти, щоб $\omega L = \frac{1}{\omega C}$, тоді струми на індуктивності і ємності будуть рівні і протифазні, таким чином, що струм в колі повинен бути рівним нулю, але враховуючи наявність опору, струм в колі буде мінімальним, такий стан називається резонансом струмів.

Тема: **Електромагнітні хвилі.**

- 1. Експериментальне виявлення електромагнітних хвиль.**
- 2. Диференційне рівняння електромагнітних хвиль.**
- 3. Властивості і використання електромагнітних хвиль.**
- 4. Об'ємна густина енергії електромагнітного поля. Потік енергії. Вектор. Умова - Пойтінга.**

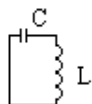
1. Змінне електричне поле обумовлює виникнення магнітного поля, а змінне магнітне поле – виникнення вихрового електричного поля. Таким чином, змінні електричні і магнітні поля взаємопов'язані, вони утворюють електромагнітне поле.

Це поле розповсюджується в просторі у вигляді електромагнітних хвиль.

Джерелом електромагнітних хвиль може бути будь-який електричний коливальний контур або провідник по якому протікає змінний електричний струм.

Випромінювальна здатність джерела визначається його формою, розмірами і частотою коливань.

Для отримання електромагнітних хвиль застосовують відкриті коливальні контури.



- найпростіший коливальний контур

Електромагнітні хвилі були вперше винайдені Герцем.

В його дослідах прискорений рух електричних зарядів виникав в двох металевих стержнях, розділених іскровим проміжком. Якщо в закритому коливальному контурі змінне електричне поле знаходилось всередині конденсатора, то в відкритому – воно заповнює простір навколо контура, що збільшує інтенсивність електромагнітного випромінювання.

Коливання в такій системі підтримуються за рахунок джерела електричної рушійної сили, ввімкненого до обкладок конденсатора, а іскровий проміжок застосовується для збільшення різниці потенціалів.

Недоліки вібраторів Герца і Лебедева, те що вільні коливання в них швидко затухали і мали малу потужність.

Електромагнітна хвиля – носій електричного та магнітного полів, що характеризується відповідно векторами \vec{E} та \vec{B} . Ці вектори взаємно перпендикулярні і перпендикулярні напрямку розповсюдження хвилі. \vec{E} та \vec{B} коливаються в одній фазі одночасно досягають максимуму і мінімуму.

Електромагнітні хвилі володіють широким діапазоном частот, тому вони діляться на: радіохвилі, світлові, рентгенівські і γ - випромінювання.

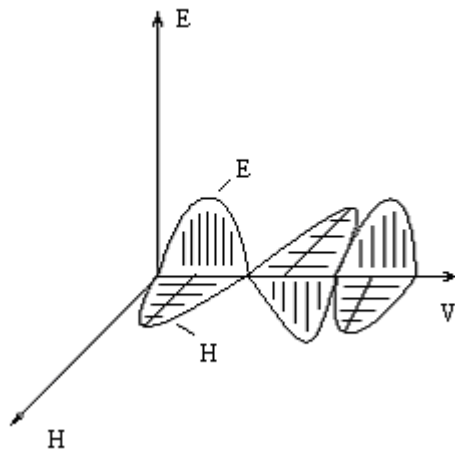
- Можна показати, що для однорідного і ізотропного середовища поодаль від зарядів і струмів, які створюють електромагнітне поле, слідує, що вектори напруженостей \vec{E} і \vec{H} змінного електромагнітного поля задовольняють хвильовому рівнянню

$$\Delta E = \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

$$\Delta H = \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}$$

g - фазова швидкість.

Δ - оператор Лапласа.



$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Фазова швидкість електромагнітних хвиль визначається

$$g = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon \mu}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

E_0 і H_0 - амплітуди.

Хвильові рівняння для монохроматичної електромагнітної хвилі.

$$E = E_0 \sin\left(\omega \cdot t - \frac{x}{g}\right) \quad \vec{E} - \text{вектор напруженості електричного поля.}$$

$$H = H_0 \sin\left(\omega \cdot t - \frac{x}{g}\right) \quad \vec{H} - \text{вектор напруженості магнітного поля}$$

Максвелл створив електромагнітну теорію світла, згідно якої світло являє собою електромагнітні хвилі.

Наслідком теорії Максвелла є поперечність електромагнітних хвиль : \vec{E} перпендикулярний \vec{H} і лежать на площині перпендикулярній до швидкості розповсюдження хвилі.

\vec{E} і \vec{H} завжди коливаються в однакових фазах

$$\sqrt{\epsilon \epsilon_0} E = \sqrt{\mu \mu_0} H$$

Тобто \vec{E} і \vec{H} одночасно досягають максимуму і обертаються в нуль.

3. Властивості електромагнітних хвиль.

1. Частково поглинаються діелектриком;
2. Повністю відбиваються від поверхні металу;
3. Змінюють свій напрямок на межі діелектрика - заломлюються;
4. Поперечні.

Хвилі з певним напрямком коливань називаються поляризованими.

Найпростішим випромінювачем електромагнітних хвиль є електричний диполь. Електричний момент, якого змінюється з часом за гармонічним законом.

$$p = p_0 \cos \omega t$$

Задача про випромінювання диполя має в теорії випромінювальних систем важливе значення, оскільки всяку реальну випромінювальну систему можна обчислювати, розглядаючи випромінювання диполя.

Характер електромагнітного поля диполя залежить від вибору розглядаємої точки. Особливий інтерес являє собою хвильова зона диполя – точки простору, які стоять від диполя на відстанях, значно перевищуючих довжину хвилі.

В кожній точці \vec{E} і \vec{H} коливаються за законом

$$\cos(\omega t - kr),$$

амплітуда цих векторів пропорційна $\sin \frac{\theta}{r}$

θ - кут між напрямком радіус – вектора і віссю диполя.

Тобто інтенсивність випромінювання диполя в хвильовій зоні

$$I \sim \frac{\sin^2 \theta}{r^2}$$

Як видно із виразу диполь сильніше випромінює в напрямках, перпендикулярних до вісі

$$\left(\theta = \frac{\pi}{2} \right)$$

Вздовж своєї вісі ($\theta = 0$ і $\theta = \pi$) диполь не випромінює.

Діаграма напрямку випромінювання диполя дозволяє формувати випромінювання з певними характеристиками і застосовується при конструюванні антен.

Вперше електромагнітні хвилі були застосовані в 1895р. Поповим для радіозв'язку.

Найчастіше джерело і приймач радіохвиль розміщують поблизу земної поверхні. Її форма і властивості впливають на поширення радіохвиль.

Особливо істотно впливають на поширення радіохвиль шари іонізованого газу у верхніх шарах атмосфери на висоті 100-300 км над поверхнею Землі. Ці шари називаються іоносферою.

Іоносфера, що приводить електричний струм, відбиває електромагнітні хвилі, що мають $\lambda > 10m$. Здатність іоносфери відбивати і поглинати радіохвилі дуже змінюється залежно від часу доби і пори року.

Стійкий радіозв'язок між віддаленими пунктами на земній поверхні можливий завдяки відбиванню хвиль від іоносфери і здатності радіохвиль огинати поверхню Землі, можливий лише на довжинах хвиль $\lambda > 100m$ (середні і довгі хвилі).

Короткі хвилі (10-100м) поширюються на великі відстані тільки внаслідок багаторазових відбивань від іоносфери. Саме за допомогою коротких хвиль можна здійснювати радіозв'язок на будь-яких відстанях. Довгі хвилі менш придатні, бо їх поглинають поверхневі шари атмосфери та поверхні Землі.

Ультракороткі хвилі ($\lambda < 10m$) проникають через іоносферу і майже не огинають поверхню Землі.

Радіолокація – виявлення і точне визначення місцезнаходження об'єктів за допомогою радіохвиль.

$$R = \frac{c\Delta t}{2}$$

4. Електромагнітні хвилі розповсюджуються в навколишньому середовищі переносять певну енергію. Об'ємна густина енергії електромагнітних хвиль складається із енергії електричного та магнітного полів.

$$w = \frac{1}{2}(\varepsilon\varepsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2)$$

$$D = \varepsilon\varepsilon_0 E$$

$$B = \mu\mu_0 H$$

$$w = \frac{1}{2}(ED + BH)$$

$$w = \varepsilon\varepsilon_0 E^2 = \mu\mu_0 H^2 = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0} EH$$

Враховуючи те, що швидкість електромагнітної хвилі

$$g = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0}}$$

повну енергію електромагнітної хвилі, яка переноситься за проміжок часу через площадку S можна записати

$$\Delta W = EHS \cos \alpha \Delta t$$

Енергія, що проходить через одиничну площадку за одиницю часу

$$\frac{\partial W}{\partial t} = EHS \cos \alpha$$

Цей вираз можна переписати

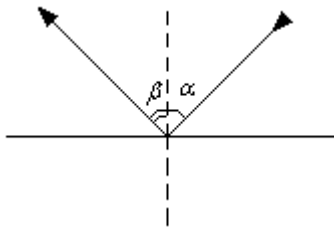
$$\vec{P} = [\vec{E} \cdot \vec{H}] \quad - \text{ вектор Умова-Пойтінга.}$$

Модуль \vec{P} визначає потік електромагнітної енергії за одиницю часу через одиничну площадку перпендикулярну до площадки.

Оптика

Тема: Геометрична і хвильова оптика.

1. Закони геометричної оптики.
 - а) закони відбивання і заломлення світла;
 - б) повне відбивання.
 2. Дзеркала і призми.
 3. Лінзи
 - а) тонкі лінзи. Формула лінзи. Побудова зображень.
 - б) оптична сила лінзи
 4. Основні енергетичні і світлові величини.
 5. Інтерференція світла.
 6. Дифракція світла.
 7. Поляризація світла.
 8. Подвійне заломлення протонів.
1. Закон відбивання світла був відкритий Евклідом, закон заломлення світла встановлений Снелліусом і незалежно Декартом в його сучасному вигляді .



Кут α між падаючим променем і нормаллю до поверхні в точці падіння називається кутом падіння .

Кут β між відбитим променем і тією ж нормаллю –кутом відбивання .

Закон відбивання: промінь падаючий і відбитий лежать в одній площині з нормаллю до поверхні в точці падіння променя. Кут відбивання дорівнює куту падіння.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}$$

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}$$

Якщо світло розповсюджується з середовища з більшим показником заломлення n_1 в середовище з меншим показником заломлення n_2 (наприклад скло-вода), то кут заломлення більший кута падіння і навпаки.

Якщо збільшувати кут падіння α , то β теж зростає і в певний момент досягає 90° .

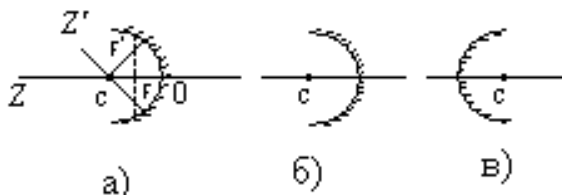
Кут падіння при якому кут заломлення становить 90° називається граничним кутом повного відбивання.

В цьому випадку заломлений промінь не переходить в друге середовище, а ковзає по поверхні розділу. Якщо і далі збільшити кут падіння α , то заломлення не відбувається, а промінь відбивається від другого середовища і наступає повне відбивання.

2.Дзеркала виготовляють з скла, на яке напиляють у вакуумі або наносять хімічним шляхом шар металу, який дає високий коефіцієнт відбивання світла.

Дзеркала бувають плоскі та сферичні (вгнуті і опуклі).

Сферичне дзеркало утворюється частиною дзеркальної сфери і являє собою сферичний сегмент. Основні позначення для сферичних дзеркал.



C – оптичний центр дзеркала – центр кривизни сфери.

O – вершина дзеркала (полюс)

ZO – головна оптична вісь (проходить через центр C і полюс O дзеркала)

R – радіус кривизни дзеркала

Z' - побічна оптична вісь – будь-яка пряма , що проходить через оптичний цент C

F – фокус дзеркала, FF' - фокальна площина, що переходить через фокус перпендикулярний до оптичної вісі ZO .

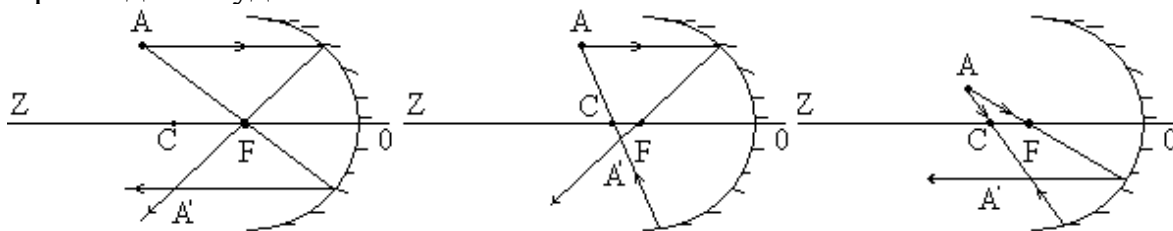
Сферичні дзеркала можуть бути вгнуті і опуклі (б,в)

Побудова зображень в сферичних дзеркалах проводиться на основі відомого ходу променів:

- 1) Промінь паралельний головній оптичній осі, після відбивання проходить через фокус, згідно визначенню фокуса.
- 2) Промінь, що проходить через фокус, навпаки після відбивання проходить паралельно головній оптичній вісі.
- 3) Промінь паралельний побічній оптичній вісі після відбивання перетинається з цією віссю в фокальній площині.
- 4) Промінь, що співпадає з головною оптичною віссю, відбивається в протилежному напрямку.

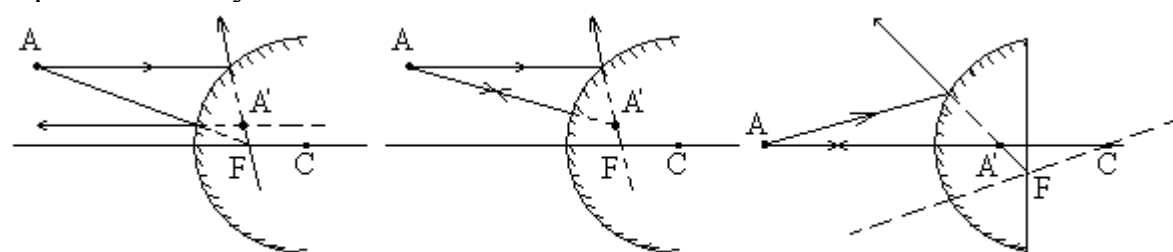
Щоб побудувати зображення точки, досить вибрати два з вищесказаних променів. Якщо точка не лежить на головній оптичній вісі краще збудувати за променями 1,2,4. Якщо точка лежить на головній оптичній вісі, вибирають промені 3,4.

Приклади побудови:

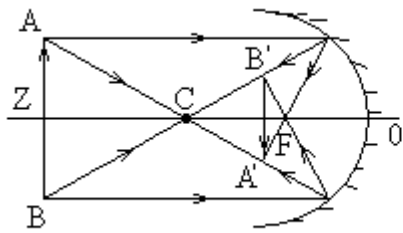


В опуклому дзеркалі правила побудови зображень ті ж, але замість променів через характерні точки (фокус, центр) проходять не самі промені, а їх продовження. Це зрозуміло тому, що центр і фокус знаходяться за дзеркалом

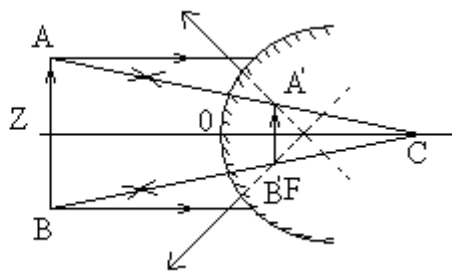
Приклади побудови:



При побудові зображень предмета звичайно будуть його крайні точки.



Зображення дійсне зменшене, перевернуте.

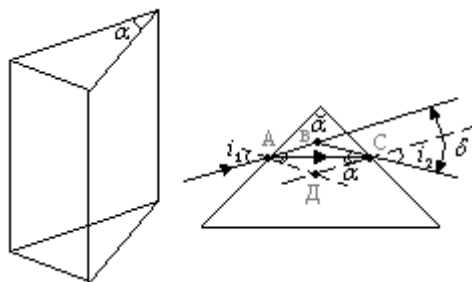


Зображення уявне зменшене, пряме.

Призми (трикутні) виготовляють з прозорої речовини. Двогранний кут при вершині трикутника називають заломлюючим кутом α .

Якщо світло падає на бічну грань призми, він заломлюється спочатку на одній, а потім на іншій грані призми.

Розглянемо хід променів в призмі – обчислюємо спочатку кут відхилення променя, що пройшов через призму.



δ - кут відхилення променя

З трикутника ABC видно, що $\delta = \angle 1 + \angle 2$, з малюнку $\angle 1 = i_1 - i_1'$ $\angle 2 = i_2 - i_2'$

$$\delta = i_1 - i_2 - (i_1' + i_2')$$

З трикутника ABC:

$$\alpha = i_1' + i_2' \quad , \text{ тоді}$$

$$\delta = i_1 - i_2 - \alpha$$

При симетричному ході променя в середині призми ($A0=0C$) кут відхилення δ буде мінімальним. В цьому разі

$$i_1 = i_2 = i$$

$$i_1' = i_2' = i' = \frac{\alpha}{2} \quad , \text{ тоді}$$

$$\delta = 2i - \alpha$$

$$i = \frac{\delta + \alpha}{2} \quad , \text{ значить}$$

$$\sin i = \sin \frac{\alpha + \delta}{2}$$

Скориставшись законом заломлення світла

$$\sin i = n \sin i'$$

одержимо формулу призми, що визначає мінімальний кут відхилення променя δ

$$n \sin \frac{\alpha}{2} = \sin \frac{\alpha + \delta}{2}$$

n – показник заломлення речовини в призмі.

Призму з малим заломлюючим кутом α називають клином.

Для клина $\sin \alpha \approx \alpha$, тоді формула призми приймає вигляд:

$$n \frac{\alpha}{2} = \frac{\alpha + \delta}{2}$$

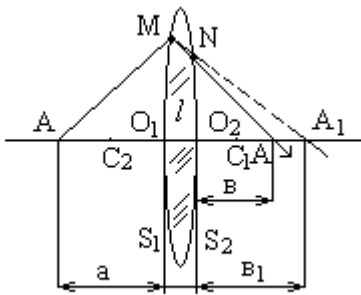
$$\delta = (n - 1)\alpha$$

3. Лінза – це прозоре тіло обмежене двома сферичними поверхнями, вершини яких лежать на одній вісі, що називається оптичною віссю.

Розглянемо хід променів в лінзі на основі заломлення на одній сферичній поверхні.

На малюнку $O_1O_2=l$ – товщина лінзи

$AO_1=a$, $A'O_2=b$, $A_1O_1=b_1$



S_1, S_2 – сферичні поверхні. C_1, C_2 – їх центри, A_1 – зображення точки A від однієї першої поверхні S_1 , n – показник заломлення речовини лінзи, n' – показник заломлення середовища.

Для поверхонь S_1, S_2 запишемо нульовий інваріант

$$Q_1 = \frac{n'}{a} - \frac{n'}{b} = n \left(\frac{1}{b_1} - \frac{1}{R_1} \right)$$

Для другої поверхні S_2

$$Q_2 = \frac{n'}{b} - \frac{n'}{R_2} = n \left(\frac{1}{b_1 - l} - \frac{1}{R_2} \right)$$

Для поверхні S_2 предметом є точка A_1 , що одержалась після проходження світла через поверхню S_1 . Ця точка знаходиться від S_2 на відстані $(b_1 - l)$, а її зображення – на відстані b . Знайдемо різницю $Q_1 - Q_2$, після перетворень

$$n' \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} - \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) = n \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) - n' \left(\frac{1}{b_1 - l} - \frac{1}{b_1} \right)$$

Вважаючи лінзу тонкою, тобто $l \ll b_1$ можемо знехтувати другим членом зправа, тоді

$$n' \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{b} \right) = n \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) - n' \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right)$$

Після перетворень одержимо

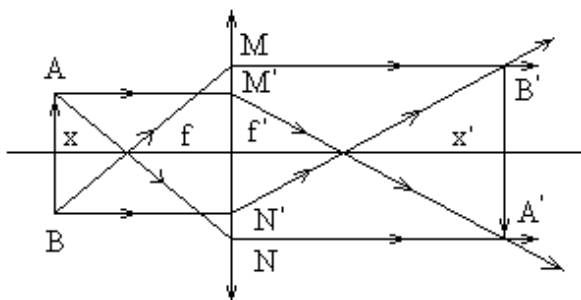
$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \left(\frac{n}{n'} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

де $\frac{n}{n'}$ - відносний показник заломлення речовини лінзи. Останнє рівняння є рівнянням тонкої лінзи.

Збільшенням лінзи – називається відношення розміру зображення до розміру предмету.

$$U = \frac{A'B'}{AB}$$

Покажемо, як можна обчислити збільшення лінзи. Побудуємо зображення предмета АВ в збірній лінзі.



Трикутник ABF подібний трикутнику FMN, тому

$$U = \frac{A'B'}{AB} = \frac{MN}{AB} = -\frac{f}{x}, \quad \text{де вказує, що зображення}$$

перевернуте.

З другого боку з трикутника $M'N'F'$ і трикутника $A'B'F'$

$$U = \frac{A'B'}{AB} = -\frac{x'}{f'},$$

$$\text{звідси } \frac{f}{x} = \frac{x'}{f'}, \quad \text{або}$$

$$xx' = ff' - \text{формула лінзи, рівняння Ньютона.}$$

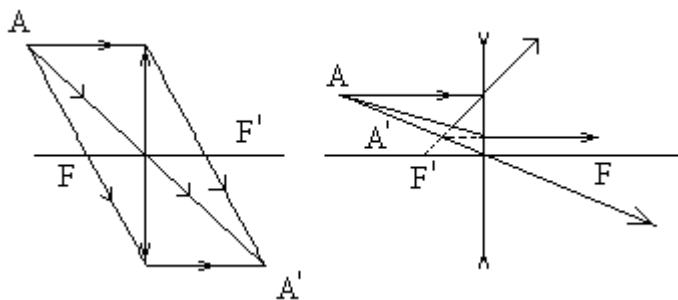
Лінзи бувають збірні і розсіюючі. Їх дія полягає в тому, що збірні лінзи наближують промінь, до головної оптичної вісі, а розсіюючі віддаляють.

Для побудови зображень використовують промені, хід яких відомий:

- 1) Промінь паралельний головній оптичній вісі після лінзи проходить через задній фокус F' і навпаки.
- 2) Промінь, що проходить паралельно побічній оптичній вісі OO' перетинає цю вісь в задній фокальній площині.
- 3) Промінь, що проходить через оптичний центр O лінзи не відхиляється.

Для побудови зображень точок, що не лежать на оптичній вісі використовують два з вказаних променів.

Приклади побудови зображень в збірній і розсіюючій лінзах.



Якщо предмет і його зображення знаходиться по різні сторони лінзи, то зображення утворене перетином реальних променів називається дійсним зображенням (а,в)

В випадку коли предмет і зображення знаходяться по один бік від лінзи, це зображення утворене продовженням заломлених променів (б,г) – називається уявним.

Оптична сила лінзи

В рівняння нульового променя входить величина $\frac{n' - n}{R}$ - постійна для даної системи, яку називають оптичною силою заломлюючого поверхні Φ

$$\Phi = \frac{n' - n}{R}$$

Постійною характеристикою лінзи, яка визначається формулою лінзи (R_1, R_2) і показником заломлення речовини лінзи є стала величина.

$$\Phi = \left(\frac{n}{n'} - 1 \right) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

яка називається оптичною силою тонкої лінзи. Оптична сила тонкої лінзи рівна силі оптичних сил її заломлюючих поверхонь.

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$$

$$\Phi = \frac{1}{f'}$$

може бути ($f' > 0$) додатного, тоді лінза називається додатною або збираючою, або від'ємною ($\Phi < 0$), коли ($f' < 0$), тоді лінза називається від'ємною або розсіючою.

Оптична сила лінзи вимірюється в діоптріях (*дптр*)

$$1_{\text{дптр}} = 1\text{м}^{-1}$$

4. При оптичних вимірюваннях використовуються різні приймачі випромінювання. Кожний приймач випромінювання характеризується своєю чутливістю. Тому для світлових вимірювань вводяться світлові одиниці.

Інтенсивність випромінювання – це середня за часом потужність випромінювання через одиничну площадку, розташовану перпендикулярно до напрямку випромінювання

$$I = \frac{d\bar{P}}{dS_{\perp}} \tag{1}$$

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E_0^2 \mathcal{G} \cdot S \tag{2}$$

$$I = \frac{1}{2} \varepsilon \varepsilon_0 E_0^2 \mathcal{G} \tag{3}$$

Силою світла називають величину рівну відношенню потоку випромінювання Φ до тілесного кута ω

$$I = \frac{\Phi}{\omega} \quad (4)$$

$$[I] = 1[K\partial]$$

$$\omega = \frac{dS}{r^2}$$

Світловий потік – величина, рівна відношенню енергії випромінювання до часу, за який пройшло випромінювання.

$$\Phi = \frac{W}{t} \quad (5)$$

$$[\Phi] = 1[Лм]$$

Освітленістю називається величина, яка дорівнює відношенню світлового потоку, падаючого на поверхню, до площі цієї поверхні

$$E = \frac{\Phi}{S} \quad (6)$$

$$[E] = [Лк]$$

Для характеристики довгих джерел світла використовують поняття світимості і яскравості.

Світимістю називається потужність випромінювання по всім напрямкам з одиниці площі освітленої поверхні

$$R = \frac{dP_{uzl.}}{dS} \quad (7)$$

$$R = \frac{\Phi}{S} \quad (8)$$

$$[R] = 1 \left[\frac{Лм}{м^2} \right]$$

Яскравість характеризує випромінювання не по всім напрямкам, а в одному будь-якому заданому напрямку.

Яскравістю називають силу світла, яка випромінюється з одиниці поверхні освітленого тіла, віднесеної до видимої площі цієї поверхні

$$B_\varphi = \frac{dI}{dS \cos \varphi} \quad (9)$$

$$B_\varphi = \frac{I}{S \cos \varphi} \quad (9')$$

$$[B_\varphi] = 1 \left[\frac{К\partial}{м^2} \right]$$

Якщо B_φ не залежить від кута, то такі джерела називають Ланбертовськими

$$R = \pi B_\varphi$$

Людське око сприймає світлові хвилі в діапазоні 0,4-0,76 мк м.

Можна дати ще означення світлового потоку.

Потужність випромінювання, яка оцінюється за зоровим відчуттям називають світловим потоком.

5. Існує дві теорії світла:

1) корпускулярна (Ньютон)- світло це потік частинок, випущених освітленими тілами і які летять по прямолінійним траєкторіям.

2) хвильова теорія (Гюйгенс)- це електромагнітні хвилі, швидкозмінне магнітне поле яке розповсюджується з швидкістю світла.

Хвильова теорія світла ґрунтується на принципі Гюйгенса: Кожна точка, до якої доходить хвиля, служить центром вторинних хвиль, а огинаюча цих хвиль дає положення хвильового фронту в наступний момент часу.

Світлові хвилі, розповсюджуючись в просторі накладаються так, що не змінюють взаємно частоти, напрямку, фази і амплітуди.

Це виражає принцип суперпозиції світлових хвиль.

Напруженість електричних і магнітних полів світлової хвилі дорівнює

$$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots$$

$$\vec{H} = \vec{H}_1 + \vec{H}_2 + \dots$$

Накладання хвиль відбувається завжди. Розглянемо накладання хвиль однакової частоти, при цьому можлива інтерференція світла.

Необхідною умовою інтерференції хвиль є їх когерентність.

Когерентними називають світлові хвилі, які мають однакову частоту, амплітуду, вектори \vec{E} яких коливаються вздовж одного напрямку в точці, де ці хвилі накладаються.

Або можна сказати, що когерентність хвиль – це узгоджене протікання в часі і просторі декількох коливних або хвильових процесів.

Явище інтерференції спостерігається в результаті такого накладання хвиль, при якому в одних точках простору хвилі підсилюють одна одну, а в інших послаблюють.

Чергування мінімальної і максимальної інтенсивності світла в просторі називається інтерференційною картиною.

Для того, щоб з'ясувати умови спостереження інтерференції розглянемо найпростіший випадок складання двох плоских монохроматичних хвиль, вектор напруженості електричного поля \vec{E} яких коливається в одному напрямку.

Знайдемо результат накладання хвиль в деякій точці



r_1 - шлях першої хвилі

P- точка спостереження

r_2 - шлях другої хвилі.

$$E_1 = E_0 \sin(\omega t - k r_1 + \varphi_1)$$

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t - k r_2 + \varphi_2)$$

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos\left(\frac{kr_2 - kr_1}{2} + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \sin\left(\omega t - \frac{kr_1 + kr_2}{2} + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right) \quad - \quad \text{амплітуда}$$

результуючого коливання

$$E^0 = 2E_0 \cos\left(\frac{kr_2 - kr_1}{2} + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right)$$

$$I = \frac{1}{2} E_0^2 \varepsilon \varepsilon_0 \vartheta$$

$$I \sim E_0^2$$

$$I^0 = 4I_0 \cos^2\left(\frac{kr_2 - kr_1}{2} + \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) = 2I_0(1 + \cos(k(r_2 - r_1) + (\varphi_1 - \varphi_2))) \quad \text{інтенсивність}$$

результуючої хвилі.

Інтенсивність результуючої хвилі залежить від різниці фаз, хвиль які накладаються і в залежності від різниці може бути більшою, або меншою.

Взагалі початкові фази двох хвиль отримуються однаковими, тобто

$$\varphi_1 = \varphi_2$$

$$1) \quad \Delta\Phi = k(r_2 - r_1) = 2\pi m \quad (m = 0, 1, \dots)$$

$$I^0 = 4I_0$$

$$2) \quad \Delta\Phi = k(r_2 - r_1) = (2m + 1)\pi$$

$$I^0 = 0$$

Цей розподіл світла в просторі буде зберігатися, тобто картина буде стійкою.

Запишемо умови спостереження максимуму і мінімуму інтерференції.

Максимум: $\Delta\Phi = k(r_2 - r_1) = 2\pi m$

$$\frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = 2\pi m$$

$$r_2 - r_1 = m\lambda \quad - \quad \text{умова максимуму}$$

мінімум: $\Delta\Phi = (2m + 1)\pi$

$$\frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = (2m + 1)\pi$$

$$r_2 - r_1 = \frac{(2m + 1)\pi}{2} \quad - \quad \text{умова мінімуму.}$$

Якщо хвилі розповсюджуються в різних середовищах, то

Максимум: $\Delta\Phi = n_2 r_2 - n_1 r_1 = m\lambda_0$

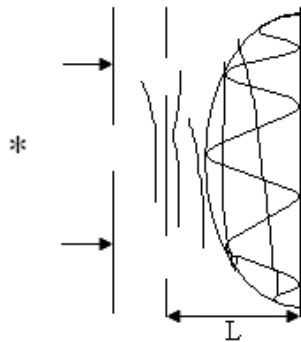
λ_0 - довжина хвилі в вакуумі

$n r$ - оптичний шлях.

Мінімум: $n_2 r_2 - n_1 r_1 = (2m + 1)\frac{\lambda_0}{2}$

Розглянемо фактори, які обмежують можливість спостереження інтерференції

1) протяжність джерела



Так, як показала картина відповідає точкове джерело, якщо джерело має кінцеві розміри, то кожна точка його дає свою інтерференційну картину, а накладаючись вони змазують чіткість зображення.

2) Немонохроматичність джерела.

$(\lambda; \lambda \pm \Delta\lambda)$ - джерело випромінює хвилі в цьому інтервалі .

Поскілки положення максимально залежить від довжини хвилі , то картина буде повністю зникати, коли $m + \max$, для хвилі λ співпадає з \max m для $\lambda + \Delta\lambda$

$$r_2 - r_1 = (m+1)\lambda$$

$$r_2 - r_1 = m(\lambda + \Delta\lambda)$$

$$(m+1)\lambda = m\lambda + m\Delta\lambda$$

$$m\lambda + \lambda = m\lambda + m\Delta\lambda$$

$m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, то число порядків інтерференції, яке можна спостерігати для даного джерела.

Різниця хода $r_1 - r_2$, теж величина обмежена, із-за обмеження m

$$(r_2 - r_1)_{\max} = m\lambda = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$$

максимальна різниця хода, яку можуть мати два когерентних променя і при якій ще спостерігається інтерференція називається довжиною когерентності.

Вона залежить від степені монохроматичності джерела.

$$L_{\text{ког}} = (r_2 - r_1)_{\max}$$

Той час, коли зберігається когерентність хвиль називається часом когерентності.

$$\tau_{\text{ког}} = \frac{L_{\text{ког}}}{c}$$

Джерелом світлових хвиль є збуджені атоми, які переходять в основний енергетичний стан

$$\tau_{\text{ког}} \leq \tau_{\text{випромінюв анія}}$$

За час $\tau_{\text{випром}}$ атом випромінює послідовність узгоджених хвиль, які називаються цугом.

Цуги хвиль від різних атомів є некогерентними, поскілки випромінення атомів відбувається незалежно і випадково. Тому для спостереження інтерференції необхідно брати хвилі, які належать одному цугу, це ми робимо за допомогою першої щілини, необхідно щоб різниця хода хвилі не перевищувала довжину Променя.

б) Дифракцією називають сукупність явищ, які спостерігаються при поширенні в середовищі з різкими неоднорідностями, які обмежують, або викривляють фронт світлої хвилі.

Дифракція – це огинання хвилями перешкод, які зустрічаються на їх шляху.

В цьому випадку спостерігається відхилення від законів геометричної оптики, а саме закон прямолінійного розповсюдження світла.

Різка неоднорідність – це неоднорідність оптичних властивостей розміри неоднорідності порівняні з довжиною хвилі.

Явище дифракції найкраще спостерігається на малих отворах.

Розрахунок розповсюдження амплітуди, інтенсивності світлових хвиль при дифракції можна здійснити, спираючись на принцип Гюйгенса - Френеля.

Кожна точка фронту світлової хвилі є джерелом когерентних сферичних вторинних хвиль, інтерференція яких визначає амплітуду результуючої хвилі в будь-якій точці простору, а огинаюча цих хвиль дає положення фронту хвилі в наступний момент часу.

В особливих випадках застосовують метод зон Френеля, застосовується при дифракції сферичних хвиль на симетричних перешкодах (на півплощина, круглий екран).

Зони Френеля – це зони на сферичному хвильовому фронті, вони являють собою концентричні кільця.

Результат інтерференції від двох сусідніх зон.

$$h_m = \frac{m\lambda b}{2(a+b)} \quad (1)$$

h_m - висота сегмента

m – зони Френеля

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b} m\lambda} - \text{радіус зовнішньої межі зони Френеля} \quad (2)$$

Дифракція Фраунгофера на щілині

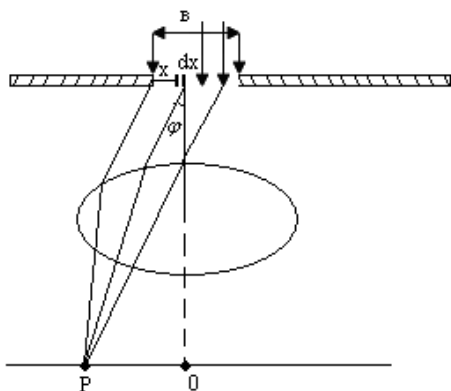
Щоб спостерігати дифракцію Фраунгофера необхідно точкове джерело помістити в фокусі лінзи. Для спостерігання необхідно ці промені звести в одне місце. Для цього ставимо другу лінзу, яка збирає промені в фокальній площині лінзи.

Щілина нескінченно довга, ширина щілини b . Вибираємо на хвильовому фронті зону паралельну краю лінзи, шириною – dx на відстані x від краю зони. Розглянемо хвилі які йдуть під кутом φ від цієї зони. φ - кут деформації

$$\left(0 < \varphi < \frac{\pi}{2} \right)$$

Щоб спостерігати який результат накладання хвиль, які ідуть під кутом φ поставимо лінзу. Лінза збере промені в точці P .

Розглянемо щілину

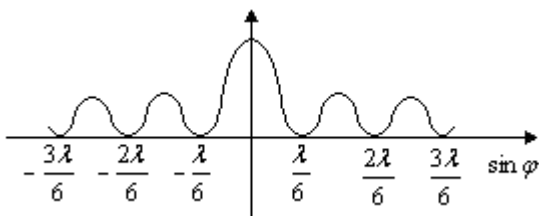


$$A_{\varphi} = A_0 \frac{\sin \frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}}{\frac{\pi b \sin \varphi}{\lambda}} - \text{амплітуда хвилі дифрагуюча при куті } \varphi_0 \quad (1)$$

Умова дифракції мінімуму на одній щілині

$$b \sin \varphi = m\lambda \quad (m=1,2,\dots) \text{ (повна тьма)} \quad (2)$$

$$b \sin \varphi = (2m+1)\frac{\lambda}{2} - \text{дифракція максимуму} \quad (3)$$



Якщо $\sin \varphi \leq 1$, то $m \leq \frac{b}{\lambda}$ - кількість максимуму може спостерігатись.

Якщо ширину щілини збільшувати, то тим менша щілина, тим кількість спостерігаємих порядків зменшується.

Якщо щілину освітлювати білим світлом в нульовому порядку, то буде біле світло, далі порядки будуть закрашені.

Центр картини буде знаходитись в фокусі лінзи. Якщо переміщати лінзу, то картинка буде переміщуватися разом з лінзою, положення картини не залежить від щілини.

Дифракційна решітка – це сукупність великого числа рівновіддалених вузьких щілин. Характеристикою решітки є стала решітки d

$$d = a + b$$



$$d = \frac{1}{n} \quad n - \text{число штрихів}$$

Хвилі, які ідуть від сусідніх щілин можуть підсилювати або послаблювати одна одну, оскільки вони когерентні.

Знайдемо підсилення і послаблення

$$\Delta r = d \sin \varphi = m\lambda - \text{умова максимуму при інтерференції від різних щілин} \quad (4)$$

$$\sin \varphi = \frac{m\lambda}{d} - \text{головний максимум} \quad (4')$$

$$d \sin \varphi = \frac{k}{N} \lambda - \text{умова додаткових мінімумів} \quad (5)$$

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{N} - \text{головний мінімум} \quad (5')$$

N - загальна кількість штрихів на решітці

k - ціле число, крім 0, N , $2N$, ... тобто не кратне N

$$2d \sin \theta = m\lambda - \text{формула Вульфа - Бреггов} \quad (6)$$

θ - кут ковзання - $m=1,2,\dots$ кут між напрямком падаючих променів і кристалографічною площиною

7. Дисперсія світла.

Явище поляризації - це сукупність явищ, обумовлених попередністю світлових хвиль.

Природне світло - вектор напруженості в просторі змінюється хаотично.

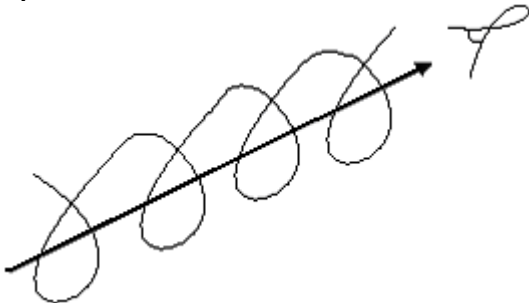
Поляризоване світло - вектор напруженості змінюється за певним законом.

Розрізняють:

1) лінійно - поляризоване світло - \vec{E} при розповсюдженні хвилі лежать в одній площині



2) еліптична поляризація - якщо кінець \vec{E} описує гвинтову лінію навколо променя



3) кругова поляризація - кінець \vec{E} описує коло.

Отримати еліптично поляризоване світло можна за допомогою поляризатора - на вхід попадає природне світло, а на виході плоскополяризоване.

Світло буде поляризоване при відбиванні від діелектрика.

Френель розглядав взаємодію світла з речовиною.

За міру ступеню приймають

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$

I_{\max} і I_{\min} - максимальна і мінімальна інтенсивність світла.

Ступінь поляризації залежить від кута падіння і показника заломлення.

Брюстер встановив закон: якщо світлові промені, які падають на поверхню під кутом Брюстера, то відбитий промінь є повністю поляризованим в площині перпендикулярній площині падіння променів.

$$tgi_b = n_{21}$$

i_b – кут падіння

Дисперсією світла називається залежність показника заломлення n речовини від частоти ν (довжини хвилі λ) світла або залежність фазової швидкості світла в середовищі від його частоти.

$$n = f(\lambda)$$

Наслідком дисперсії є розкладання в спектр пучка білого світла при проходженні його через призму.

Різниця в дифракційному і дисперсійному спектрах:

1) дифракційна решітка розкладає падаюче світло за довжинами хвиль. Розкладання світла в спектр в призмі відбувається за значенням показника заломлення.

2) складові кольори в дифракційному і дисперсійному спектрах розташовані по різному. Червоні промені, які мають λ більше за фіолетову, відхиляються дифракційною решіткою сильніше. Призма розкладає промені в спектр за значенням показника заломлення, який для всіх прозорих речовин із збільшенням λ монотонно зменшується. Тобто, червоні промені, які мають менший показник заломлення, ніж фіолетові відхиляються призмою слабніше.

$$D = \frac{dn}{d\lambda} \text{ - дисперсія речовини - показує, як швидко}$$

змінюється показник заломлення з довжиною хвилі.

8. Усі прозорі кристали володіють здатністю подвійного заломлення променів.

Подвійне заломлення променів характерне для анізотропних кристалів. У них оптичні властивості залежать від напрямку світла в кристалі.

Ізотропні можна перетворити в анізотропні (залежність фізичних властивостей від напрямку механічною напругою, прикласти електричне поле).

Залежність кута α між оптичними вісями кристала виражається за законом Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \alpha$$

Інтенсивність світла, яке пройшло через два поляризатора

$$I = \frac{1}{2} I_{\text{ем}} \cos^2 \alpha$$

$$I_{\text{max}} = \frac{1}{2} I_{\text{ем}} \text{ (поляризатори паралельні)}$$

$$I_{\text{min}} = 0 \text{ (поляризатори скреслені)}$$

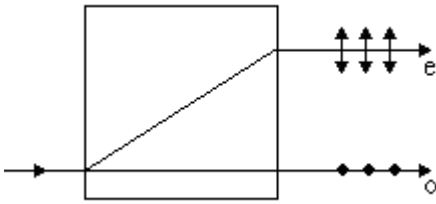
Два промені при подвійному заломленні променів отримали назву:

(о) звичайний – це той промінь, який підкоряється закону заломлення

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n$$

(е) незвичайний – відхиляється

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n(\alpha)$$



Ці два променя плоскополяризовані у взаємно перпендикулярній площині. Всередині кристала оптична вісь – це такий напрямок вздовж якого ці два променя не розділяються.

Головний переріз кристала - це площина яка проходить через оптичну вісь.

Площина поляризації звичайного і незвичайного променя не просто взаємно перпендикулярні, але і зв'язані з площиною головного перерізу.

Площина поляризації звичайного променя перпендикулярна площині головного перерізу.

Площина поляризації незвичайного променя паралельна площині головного перерізу.

Квантова природа випромінювань.

1. Теплове випромінювання. Закон Кірхгофа. Закон Стефана-Больцмана. Закон зміщення Віна. Формула Релея-Джинса і Планка.
2. Явище фотоелектра. Рівняння Ейнштейна . Тиск світла.
3. Рентгенівське випромінювання. Ефект Комптона.

1. Теплове випромінювання властиве всім тілам, воно здійснюється за рахунок енергії теплового руху атомів і молекул речовини. Теплове випромінювання має суцільний спектр частот, положення максимуму залежить від температури.

Теплове випромінювання – це рівноважне випромінювання , може знаходитися в енергетичній тепловій рівновазі з випромінюючим тілом .

- Види:
- хемілюмінесценція
 - фотолюмінесценція
 - катодолімінесценція
 - електролюмінесценція

Кількісною характеристикою теплового випромінювання є випромінювальна здатність (r) і поглинальна здатність (a)

Випромінювальна здатність – це потужність випромінювання тіла з одиниці освітленої поверхні в одиничному тілесному куті.

$$R = \frac{dP}{dS}$$

Якщо взяти світність тіла в вузькому інтервалі частот, то

$$\frac{dR_{\omega}}{d\omega} = r_{\omega,T} \tag{1}$$

і поділити на величину цього інтервалу - це випромінювальна здатність, вона залежить від частоти і температури

$$R = \int dR_{\omega} = \int_0^{\infty} r_{\omega T} d\omega$$

Кожне тіло має свою випромінювальну здатність.

Поглинальна здатність тіла – це відношення потужності поглинаємої тілом до потужності падаючого випромінювання

$$a_{\omega T} = \frac{dP'}{dP} \quad (2)$$

Тіло у якого поглинальна здатність у всьому інтервалі частот дорівнює одиниці називається абсолютно чорним тілом (АЧТ).

Випромінювальна і поглинаєма здатність зв'язані законом Кірхгофа: відношення випромінювальної до поглинаємої здатності тіл не залежить від природи тіл і є для всіх тіл однією і тією ж функцією частоти і температури.

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T) \quad \text{- Закон Кірхгофа} \quad (3)$$

Якщо $a_{\omega T} = 1$, то $f(\omega T) = r_{\omega T}$ –це випромінювальна здатність АЧТ.

Світність АЧТ зв'язана з температурою .Цей зв'язок встановили Стефан і Больцман.

$$R = \sigma T^4 \quad (4)$$

Закон Стефана-Больцмана : світність АЧТ пропорційна четвертій степені його абсолютних температур.

$$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{м^2 К^4} \quad \text{- стала Стефана-Больцмана.}$$

Зв'язок між довжиною хвилі на яку падає максимум випромінювання і температурою встановив Він.

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T} \quad \text{- закон Віна} \quad (5)$$

$$b = 2.9 \cdot 10^{-3} \text{ мК} \quad \text{- стала Віна.}$$

Було багато спроб отримати функцію Кірхгофа теоретично, використовуючи електромагнітну теорію світла і електронну теорію будови речовини .

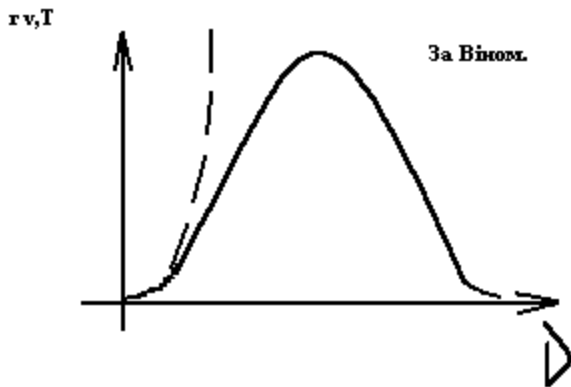
Релей і Джинс отримали цю функцію для спектральної густини випромінювання АЧТ.

$$f(\omega T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} kT \quad (6)$$

$$f(\lambda T) \approx \frac{1}{\lambda^2} \quad \text{к - стала Больцмана}$$

Як показав дослід (6) узгоджується з експериментальними даними тільки в області малих частот і великих температур.

За Релесем-Джинсом.



Хід кривої закона Релєя-Джинса називається “ультрафіолетовою катастрофою”. Виходить, що всі тіла випромінюють –велику енергію, випромінюють –короткі хвилі, а це порушення всіх законів природи.

Тобто в рамках класичної фізики не вдалось пояснити закони розподілення енергії в спектрі АЧТ.

Теоретично вірну криву розподілення енергії в спектрі АЧТ отримав Планк

$$\varepsilon_0 = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (7)$$

$$h = 6.625 \cdot 10^{-34} \text{ Дж с}$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж с.}$$

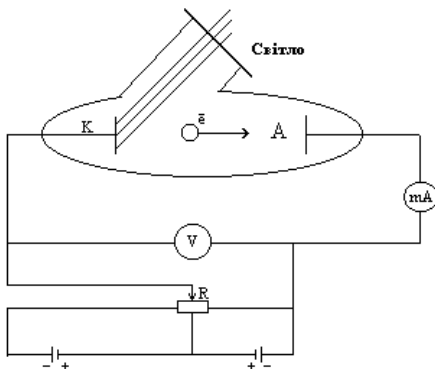
Випромінювання світла відбувається порціями – квантами. $\varepsilon = \hbar\omega$

$\varepsilon_n = n\hbar\omega$ - енергія випромінювання

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^3}{4\pi^2 c^2} \frac{h}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad \text{- формула Планка для функції Кірхгофа.} \quad (8)$$

2. Фотоефект (зовнішній) – це іспускання електронів речовиною під дією світла. Відкритий Герцем.

Перші дослідження фотоефекту були зроблені Столетовим. Принципова схема подана на малюнку.



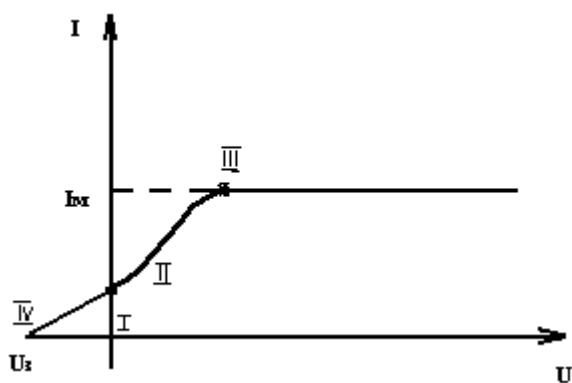
Два електроди (катод К із досліджуваного металу і анод А – в схемі застосовувалась металева сітка) у вакуумній трубці під’єднані до батареї так, що за допомогою потенціометра R, можна змінювати як значення, так і знак подаваної на них напруги. Струм, який виникає при освітленні катода монохроматичним світлом, вимірюється в колі міліамперметром.

При проведенні досліду Столетов виявив:

- 1) Найкращий фотоефект при опромінюванні ультрафіолетом.
- 2) Сила струму, яка виникає під дією світла, прямопропорційна його інтенсивності.
- 3) Частинки виникаючи при цьому від’ємні, тобто фотоефект виникає при освітленні від’ємного електрода.

Внутрішній фотоефект – це викликані електромагнітним випроміненням переходи електронів всередині напівпровідника, або діелектрика із зв’язаних станів у вільні без виліту назовні.

Вольт-амперна характеристика фотоефекта дозволяє побачити :



- 1) Якщо $U=0$, то фотострум всерівно існує
- 2) Чим більше напруга, тим більше електронів досягає аноду, тим більше фотострум.
- 3) Характерно насичення - всі електрони, які іспускає катод, досягають аноду. $J_n = en$
- 4) Прикладаємо зворотню напругу: під дією світла електрони вириваються з металевої пластинки, а електричне поле їх гальмує. Це приводить до зменшення фотоструму. При деякому значенні зворотної напруги фотострум припиняється. Отже, електричне поле повністю компенсує кінетичну енергію фотоелектронів.

$$\frac{m\vartheta^2}{2} = eU_s$$

Закони зовнішнього фотоефекту.

- 1) Запираюча напруга не залежить від світлового потоку, а залежить від частоти падаючого світла.
- 2) Число електронів вибитих світлом з поверхні металу за 1 с, прямо пропорційно поглинаємій за цей час енергії світлової хвилі.

3) Існує червона межа фотоефекту – це мінімальна частота нижче якої фотоефект відсутній

$\nu < \nu_{\min}$ або максимальна довжина хвилі при якій фотоефект ще можливий
 $\lambda \leq \lambda_{\max}$

$\left. \begin{array}{l} \lambda \leq \lambda_{\max} \\ \nu \geq \nu_{\min} \end{array} \right\}$ - фотоефект існує

$\left. \begin{array}{l} \nu < \nu_{\min} \\ \lambda > \lambda_{\max} \end{array} \right\}$ - фотоефект відсутній

4) Фотоефект безінерційний, тобто вибивання електронів світлом відбувається миттєво.

В 1905 році всі особливості фотоефекту пояснив Ейнштейн на основі уявлень про світлові кванти.

Ейнштейн припустив, що поглинання світла в речовині відбувається квантами Електрон, який знаходиться в речовині може поглинати енергію $h\nu$, із закона збереження енергії енергія фотона йде на виривання електрона з речовини (робота. виходу) і надання йому кінетичної енергії .

$$\left. \begin{array}{l} h\nu = A_{\text{вих}} + \frac{m\mathcal{Q}^2}{2} \\ \frac{hc}{\lambda} = A_{\text{вих}} + \frac{m\mathcal{Q}^2}{2} \\ h\nu = A_{\text{вих}} + eU_3 \\ \frac{hc}{\lambda} = A_{\text{вих}} + eU_3 \end{array} \right\} \text{- формула Ейнштейна.} \quad (9)$$

Для червоної межі зниження енергії приводить до зменшення максимальної кінетичної енергії $h\nu$, то при $\frac{m\mathcal{Q}_{\max}^2}{2} = 0$

$$h\nu_{\min} = A_{\text{вих}} \quad \text{або} \quad \frac{hc}{\lambda_{\max}} = A_{\text{вих}} \quad (10)$$

$$\text{Маса фотона: } m = \frac{h\nu}{c^2} \quad (11)$$

$$m = \frac{h}{\lambda c} \quad (12)$$

$$\text{Імпульс фотона: } p = mc \quad (13)$$

$$p = \frac{h\nu}{c} \quad (14)$$

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (15)$$

$$[p] = \left[\frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}} \right]$$

Розрахунок тиску світла на перпендикулярну стінку аналогічний розрахунку в МКТ, але є деякі нюанси: світло може стінкою поглинатися або відбиватися .

1) частинки повністю відбиваються (дзеркальна поверхня)

$$P = 2 \frac{I}{C} \quad (16)$$

I - інтенсивність $I = \frac{E}{St}$

2) повністю поглинатися (чорна поверхня) $P = \frac{I}{C}$ (17)

3) коефіцієнт відбивання ρ $P = (1 + \rho) \frac{I}{C}$ (18)

Самостійно. Дослід Лебедева .

3) Рентгенівське випромінювання з'являється при різкому гальмуванні електронів з високою енергією в речовині – гальмівне рентгенівське випромінювання.

З'являється при переходах електронів на внутрішніх оболонках важких елементів – характеристичне рентгенівське випромінювання.

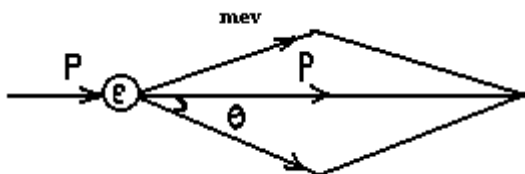
Ефект Комптона полягає в тому, що при розсіюванні рентгенівського випромінювання на легкій речовині відбувається збільшення довжини хвилі рентгенівського випромінювання.

$\lambda_c = 2,426 \text{ нм}$ (при розсіюванні фотона на електронах)

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} \left(1 - \cos\theta = \frac{2h}{mc} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right)$$

Зміна довжини хвилі не залежить від речовини, а залежить від θ .

Ефект Комптона спостерігається в легких елементах рентгенівське випромінювання – це потік фотонів, фотон попадаючи в речовину зіштовхується з атомами і відбувається взаємодія фотона і \bar{e} слабо зв'язаного. В процесі цього зіткнення фотон передає електрону частину своїх енергій і імпульса у відповідності з законами збереження.



$$\left\{ \begin{array}{l} h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2 \\ m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \\ \vec{p} = \vec{p}' + m\vec{v} \end{array} \right. \quad \lambda - \text{довжина падаючого випромінювання}$$

λ' - довжина розсіяного випромінювання.

Тема: Хвильові властивості речовини.

1. Хвилі де Бройля.
2. Рівняння Шрödінгера. Фізичний зміст хвильової функції.
3. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга.

1. Світло на основі існуючих експериментальних даних володіє корпускулярно-хвильовим дуалізмом.

Гіпотеза де Бройля полягала в тому, що не тільки світлові хвилі володіють світловими частинками, але і частинки речовини повинні володіти хвильовими властивостями.

Згідно де Бройлю з кожним мікрооб'єктом зв'язуються корпускулярні характеристики - енергія і імпульс, і хвильові - частота і довжина хвилі

$$p = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} \quad (1)$$

Довільній частинці, яка володіє імпульсом, можна співставити хвилю, довжина якої обчислюється за формулою де Бройля.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m\vartheta} \quad (2)$$

Природа цих хвиль неелектромагнітна.

$$\vartheta_\phi = \frac{\omega}{K} = \frac{\hbar\omega}{\hbar K} = \frac{mc^2}{p} = \frac{mc^2}{m\vartheta} = \frac{c^2}{\vartheta} > c \quad - \text{ фазова швидкість} \quad (3)$$

(3) Хвилі де Бройля володіють фазовою швидкістю.

$$\vartheta_\phi = \frac{d\omega}{dk} = \frac{dE}{dp} = \frac{d\left(\frac{p^2}{2m}\right)}{dp} = \frac{p}{m} = \vartheta \text{ част.} \quad (4)$$

(4) Групова швидкість співпадає з швидкістю частинки.

Хвилі де Бройля відчувають дисперсію.

Кожній частинці відповідає група хвиль. Вільній частинці повинна відповідати монохроматична хвиля.

Звичайні тіла не проявляють хвильових властивостей внаслідок їх великої маси. Проявляються тільки для мікрочастинок.

Досліди по впровадженню хвильових властивостей речовини провели в 1927 році Девісон і Джермер. Вони спостерігали дифракцію електронів на кристалах.

$$eU = \frac{p^2}{2m} \Rightarrow p = \sqrt{2meU} \quad \lambda = \frac{h}{\sqrt{2meU}} \quad (5)$$

2. Обмеженість використання класичної механіки до мікрооб'єктів приводить до створення хвильової або квантової механіки, яка описує закони руху і взаємодії мікрочастинок з урахуванням їх властивостей.

Автори: Шрödінгер, Дірак, Гейзенберг.

Хвильва функція частинки – це функція часу, координат $\psi(x, y, z, t)$

Хвильва функція задовольняє принципу суперпозиції і якщо система може знаходитися в різних станах, які описуються хвильовими функціями, то вона може описуватися лінійною комбінацією цих функцій: $\psi = \sum_n C_n \psi_n$

$C_n (n = 1.2.3....)$ -деякі комплексні числа.

В основі квантової механіки лежить рівняння Шрödінгера, яке не виводиться, а являється постулатом. З нього можна знайти хвильову функцію частинки,

аналогічно тому, як в класичній механіці розв'язуючи рівняння Ньютона знаходимо рівняння руху частинки.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U(x, y, z, t) \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad - \text{рівняння Шр'юдінгера} \quad (6)$$

Δ - оператор Лапласа

i - уявна одиниця

$U(x, y, z, t)$ – потенціальна енергія частинки в силовому полі, в якому частинка рухається

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U = \hat{H} \text{ - гамільтоніан}$$

$$\hat{H} \psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad (7)$$

Розв'язуючи рівняння Шр'юдінгера знаходять набір хвильових функцій. Вони називаються власними хвильовими функціями частинки; власні значення енергії частинок - енергетичний спектр частинки $U(x, y, z, t)$ – визначає взаємозв'язок даної частинки з довкіллям.

Якщо потенціальна енергія частинки не залежить від часу, а тільки від координат (x, y, z) , то говорять що частинка знаходиться в стаціонарному силовому полі якщо $U = 0$, то це вільна частинка.

Можна вивести стаціонарне рівняння Шр'юдінгера

$$\psi(x, y, z, t) = e^{-\frac{iE}{\hbar}t} \psi(x, y, z) \quad (8)$$

Якщо (8) в (6), то

$$-\frac{\hbar^2}{2m} e^{-\frac{iE}{\hbar}t} \Delta \psi + U e^{-\frac{iE}{\hbar}t} \psi = i\hbar \psi \cdot \left(-\frac{i}{\hbar} E\right) e^{-\frac{iE}{\hbar}t}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \psi + (U - E) \psi = 0$$

$$\Delta \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0 \quad - \text{стаціонарне рівняння Шр'юдінгера} \quad (9)$$

Фізичний зміст хвильової функції: квадрат модуля і хвильової функції визначає частину ймовірності знаходження частинок в заданому об'ємі простору

$$|\psi|^2 = \frac{dW}{dV} \quad (10)$$

dW – ймовірність $dW = |\psi|^2 dV$

Хвильова функція повинна підкорятися.

$$\int_V \psi \psi^* dV = 1 \quad - \text{умова нормування} \quad (11)$$

$$|\psi|^2 = \psi\psi^*$$

В математичному плані до хвильової функції висуваються умови:

1. неперервність;
2. кінцевість;
3. однозначність;
4. гладкість.

З усієї множини розв'язків ми обираємо ті, які задовільняють даним умовам.

3. Мікročастинка не має траєкторії руху. З цього ймовірного характеру слідує співвідношення Гейзенберга або співвідношення невизначеності.

Існує вільна частинка з $\lambda = \frac{h}{m\vartheta}$ тобто хвильова функція буде

монохроматичною.

$$\psi(x, t) = A \cos(\omega t - kx)$$

$-\infty < x < \infty$ - це означає, що є ймовірність знайти частинку від $-\infty$ до $+\infty$

Уявляємо, що ми цю частинку обмежили. Хвильова функція буде являти собою хвильовий пакет всередині інтервалу Δx .

Це є результат накладання багатьох монохроматичних хвиль, які відрізняються $\lambda\omega$.

$$\text{Імпульс цієї частинки } p = \frac{h}{\lambda} \qquad \Delta p = -\frac{h}{\lambda^2} \Delta \lambda$$

Якщо намагатися обмежити частинку в об'ємі, то з'явиться невизначеність Δp , ця невизначеність тим більше, чим менше Δx .

Згідно принципу Гейзенберга неможливо одночасно точно визначити координату і імпульс частинки.

З теорії дифракції на щілині відомо що перший мінімум відповідає умові

$$\Delta x \sin \varphi = \lambda \qquad \sin \varphi \approx \text{tg } \varphi = \frac{\Delta P_x}{P_y} \qquad \lambda = \frac{h}{P_y} \qquad \frac{\Delta x \Delta P_x}{P_y} = \frac{h}{P_y}$$

$\Delta x \Delta P_x \geq h$ - співвідношення невизначеності координати і імпульса.

В квантовій теорії розглядається також співвідношення невизначеностей для енергії і часу

$$\Delta E \Delta t \geq h$$

Тобто система, яка має середній час життя Δt , не може бути охарактеризована певними значеннями енергії: Розброс енергії $\Delta E = h/\Delta t$ зростає з зменшенням середнього часу життя.

$$\Delta v \Delta t \geq h$$

Якщо частинка знаходиться в будь-якому енергетичному стані в будь-який момент часу, то з'являється невизначеність енергетичного стану.

Фізика атомного ядра.

1. Планетарна модель атома за Резерфордом. Модель атома водню. Постулати Бора.

2. Склад атомного ядра. Енергія зв'язку і маса ядра. Ядерні сили.

3.Радіоактивне випромінювання. Закон радіоактивного розпаду . Ядерні реакції.

1. Перша спроба створення на основі експериментальних даних моделі атома була зроблена Дж.Дж.Томсоном. Згідно цієї моделі атом являє собою рівномірно додатньо заряджену кулю, всередині якої навколо своїх положень рівноваги коливаються електрони; сумарний від’ємний заряд електронів дорівнює додатньому заряду кулі. Модель Томсона виявилась хибною.

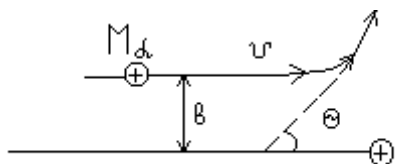
Велику роль в розвитку уявлень про будову атома відіграли досліди Резерфорда по розсіюванню α -частинок у речовині. α -частинки виникають при радіоактивних перетвореннях, вони являють собою додатньо-заряджені частинки з зарядом $2e$ і масою приблизно в 7300разів більше маси електрона.

Резерфорд провів дослід по розсіюванню α частинок на золотій фользі. В результаті цих дослідів було встановлено :

- 1) більшість α астинок не розсіюється;
- 2) число розсіяних частинок різко спадає із збільшенням кута розсіювання
- 3) окремі α частинки розсіюються на кут $\theta \approx 180^\circ$

Резерфорд припустив, що при розсіюванні відбувається взаємодія з дуже малою додатньою частинкою , яка пізніше названа ядром атома . Ця взаємодія відбувається за Законом Кулона.

$$F = K \frac{q_{\alpha} \cdot q_{\alpha}}{r^2}$$



b - прицільний параметр.

Резерфорд запропонував планетарну модель атома. Атом являє систему в центрі якої знаходиться додатнє ядро, в якому зосереджена майже вся маса атома. Заряд ядра дорівнює за модулем сумарному заряду всіхелектронів. Навколо ядра обертаютьсяелектрони. Атом є електрично нейтральним.

Недоліки моделі: електрон при русі навколо ядра повинен неперервно випромінювати енергію електромагнітних хвиль, поступово енергія зменшується, електрон повинен впасти на ядро.

Це протирічить реальності класичній теорії. Його розв’язав Бор. Він сформулював два постулата, які покладено в основу квантової теорії.

1. Існують стаціонарні орбіти, знаходячись на яких електрон не випромінює електромагнітні хвилі.

В стаціонарному стані атома електрон , рухаючись по коловій орбіті повинен мати дискретні значення моменту імпульса, які задовільняють

$$m \mathcal{G} r = n \hbar \quad n=1.2.... (1)$$

Тобто момент імпульса електрона на стаціонарній орбіті дорівнює цілому числу n .

2. Випромінювання і поглинання енергії атомів відбувається при переході електрона з однієї стаціонарної орбіти на іншу з меншою енергією.

$$h\nu = E_n - E_m \quad (2)$$

Маючи ці постулати можна побудувати модель атома водню.

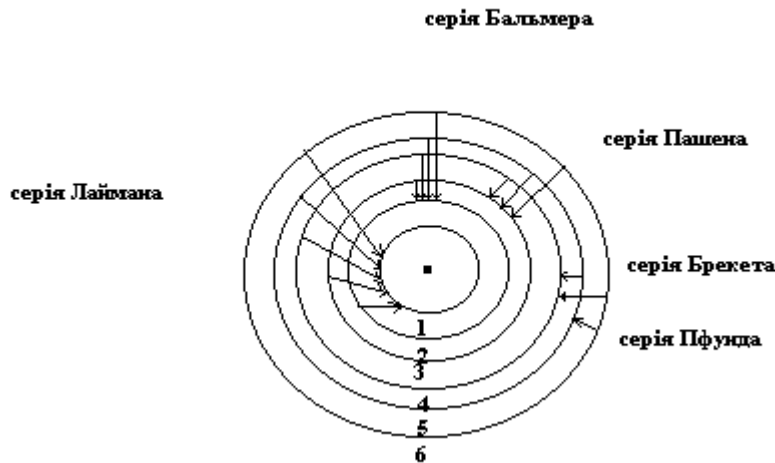
Бальмер підібрав емпіричну формулу, яка описує всі відомі спектральні лінії водню в видимій області спектра.

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad m=3,4,5\dots \quad (3)$$

$$R' = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1} \quad R' - \text{ стала Рідберга}$$

$$R = R'c = 3.29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1} \quad R - \text{ стала Бальмера}$$

$$\nu = Rc \left(\frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (4) - \text{ узагальнена формула Бальмера}$$



В ультрафіолетовій області спектра знаходиться серія Лаймана,

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=2,3,4\dots$$

В інфрачервоній області спектра знаходиться : серія Пашена,

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=4,5,6\dots$$

Серія Брекета,

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=5,6,7\dots$$

Серія Пфунда,

$$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=6,7,8\dots$$

Серія Хемфрі,

$$\nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{n^2} \right) \quad n=7,8,9\dots$$

Спектр атому водню.

Бор вважав, що електрон в атомі водню рухається по коловій орбіті і утримується за допомогою сили Кулона.

Рух по колу здійснюється доцентровою силою.

$$F_k = F_u$$

$$\frac{kze^2}{r^2} = \frac{m\vartheta^2}{r} \quad r = \frac{kze^2}{m\vartheta^2}$$

$$3 (1) \Rightarrow \vartheta = \frac{n\hbar}{mr} \quad , \text{ тоді}$$

$$r_n = \frac{kze^2 \cdot m^2 r^2}{mn^2 \hbar^2} = \frac{kze^2 \cdot mr^2}{n^2 \hbar^2} = \frac{ze^2 mr^2}{4\pi\epsilon_0 n^2 \hbar^2}$$

$$r_n = \frac{\hbar^2 4\pi\epsilon_0}{mze^2} \cdot n^2 \quad \text{-для } n\text{-ої стаціонарної орбіти.}$$

Для атома водню ($z=1$) радіус першої орбіти електрона при $n=1$, який називається першим борівським радіусом, дорівнює

$$r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{me^2} = r_0 = 0,529 \text{ \AA}$$

$$r_n = r_0 \cdot n^2$$

Повна енергія електрону в водню складається із

$$E = E_k + E_n \quad E_k = \frac{m\vartheta^2}{2}$$

$E_n = -\frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ - потенціальна енергія в електростатичному полі ядра.

$$E = \frac{m\mathcal{G}^2}{2} - \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0} = -\frac{1}{2} \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \text{ ми врахували, що } \frac{m\mathcal{G}^2}{2} = \frac{ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Враховуючи квантовані для радіуса n -ої стаціонарної орбіти значення отримаємо, що енергія електрона може приймати тільки слідуєчі дозволені дискретні значення.

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{z^2 m e^4}{8h^2 \epsilon_0^2} \quad n=1.2.3\dots$$

Знак “-” означає, що електрон знаходиться в зв’язаному стані .

Ціле число n у виразі потенціальної енергії, яке визначає енергетичні рівні атома, називається головним квантовим числом.

Енергетичний стан з $n=1$ є основним станом з $n>1$ - збуджений.

Енергетичний рівень, який відповідає основному стану атома, називається основним; всі інші рівні є збудженими.

Атом водню володіє мінімальною енергією при $n=1$ і максимальною при $n = \infty$

$$E_1 = -13.55 \text{ eV}; E_\infty = 0$$

Значення $E_\infty = 0$ відповідає іонізації атома(відриву від нього електронів)

$$R = \frac{me^4}{8h^3 \epsilon_0^2}$$

Використання приладів з високою повертальною здатністю дозволило знайти структуру спектральних ліній. Її наявність пояснив Паулі, тим що у атомних ядер є власний момент імпульса (спіна) і магнітний момент.

Уявлення про спін виникло при вивченні тонкої структури атомарного випромінювання.

Розщеплення однієї на дві і більш близьких ліній, називається тонкою структурою.

В випадку ефекта Зеємана при поміщенні атома в магнітне поле спостерігається тонка структура.

Існує власний механічний магнітний момент, орбітальний і механічний момент.

Взаємодія власного і орбітального моментів приводить до появи додаткової енергії електрона і енергетичний стан змінюється.

Взаємодія орбітального і власного моментів називається спіноорбітальною взаємодією. Саме вона приводить до розщеплення одного рівня на два.

Розподіл електронів по станах визначається принципом Паулі: в атомі (квантовій системі) не може бути двох електронів з однаковим набором квантових чисел.

2. Ядерна фізика вивчає будову атома.

Ядерна фізика має справу з енергіями на три порядки вище ніж для збудження атома.

В ядерній фізиці основним методом є метод розсіювання пучків частинок.

Весь процес розсіювання можна поділити на три етапи:

1. Отримання пучків частинок виникає проблема джерел частинок;
2. Взаємодія пучка з ядром; відбувається розсіювання пучків випромінювання ядер;
3. Реєстрація розсіяних частинок.

Джерелом пучків є радіоактивні препарати (α, β, γ) космічні промені, ядерні реактори, прискорювачі.

Природними джерелами є радіоактивні елементи $^{238}\text{U}; ^{235}\text{U}; ^{232}\text{Th}$

Розрізняють первинне і вторинне космічне випромінювання.

Випромінювання, яке приходить безпосередньо із космосу, називається первинним.

З наближенням до Землі інтенсивність космічного випромінювання зростає.

Вторинне космічне випромінювання – це продукти взаємодії в атмосфері Землі первинного випромінювання з атомними ядрами повітря.

Атомне ядро характеризується зарядом ze , e - заряд протона, z - зарядове число.

В ядрах проявляється сильна взаємодія. Це видно із енергій, необхідних для перетворення ядра.

Елементарні частинки, які входять до складу називаються нуклонами – це протони і нейтрони.

Позначення ядра ${}^A_Z X$

Z – зарядове число – кількість протонів в ядрі.

A - масове число – вказує на загальну кількість нуклонів в ядрі.

В природі існує 1,5 тисяч ядер. Це означає, що кожний елемент має декілька ізоотопів – це ядра з однаковим числом z і різним A . Ізобари- ядра, в яких A однакове, а z – різне.

Між складаючими ядро нуклонами діють особливі для ядра сили, які перевищують кулонівські сили відштовхування між протонами вони називаються ядерними силами.

Властивості ядерних сил:

- 1) короткодія – діють між найближчими сусідами
- 2) зарядова незалежність – діють між двома протонами, або двома нейтронами, або між протоном і нейтроном (однакові за величиною). Тобто ядерні сили мають неелектричну природу.

3) здатні до насичення – кожний нуклон в ядрі взаємодіє з обмеженим числом нуклонів.

Насичення проявляється в тому, що питома енергія зв'язку нуклонів в ядрі при збільшенні числа нуклонів незростає, а зменшується приблизно постійно;

4) Ядерні сили є силами притягання;

5) Залежать від взаємної орієнтації спінів взаємодіючих нуклонів

6) Ядерні сили не є центральними, тобто діючими вздовж лінії, яка з'єднує центри взаємодіючих нуклонів.

Атомні ядра є стійкими утвореннями. Це означає, що в ядрі існує певний зв'язок. Маса ядра менше суми мас нуклонів.

$$M_{\text{я}} < Z \cdot m_p + Nm_n$$

Це явище називається дефектом мас.

$$\Delta m = z \cdot m_p + (A - z) \cdot m_n - M_{\text{я}}$$

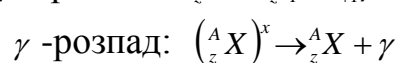
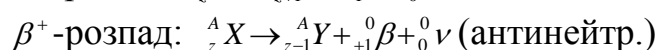
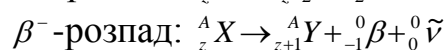
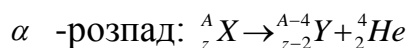
Енергія, яка виділяється при утворенні ядра з окремих нуклонів називається енергією зв'язку.

$$\Delta E = 931,5 \text{ MeV} / a.o.m. \cdot \Delta m(a.o.m.) \quad (6)$$

3.А.Беккерель при вивченні люмінесценції солей урану винайшов самочинне іспускання випромінювання невідомої природи, іонізувало повітря, проникало скрізь тонкі металеві пластинки. Кюрі – Марія і Пьер виявили, що випромінювання, яке винайшов Беккерель, властиве не тільки урану, але і багатьом іншим важким елементам.

Виявлене випромінювання було названо радіоактивним випромінюванням, а саме явище – радіоактивністю.

Радіоактивність – це самочинне перетворення ядер з випромінюванням частинок (α, β, γ)



Атомне ядро, яке відчуває радіоактивний розпад називається материнським, виникаюче – дочернім.

Закон радіоактивного розпаду показує, як з часом змінюється кількість радіоактивних ядер.

Поскілки відбувається самочинний радіоактивний розпад, то можна вважати, що число ядер dN' пропорційне проміжку часу і числу N нерозпавшихся ядер.

$$dN = -\lambda N dt$$

Знак “-” вказує, що загальне число радіоактивних ядер в процесі розпаду зменшується

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt$$

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt$$

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}$$

N_0 - початкове число ядер, які не розпалися.

N - число розпавшихся ядер.

За час dt розпадається – dN ядер

Активність – це кількість розпадів за одиницю часу.

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N \quad (7)$$

λ - стала розпаду.

Активність повинна бути пропорційна числу радіоактивних ядер.

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (8) \quad \text{Закон радіоактивного розпаду.}$$

$$A = A_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

Інтенсивність процесу радіоактивного розпаду характеризується :

1) $T_{1/2}$ -період напіврозпаду – це час на протязі якого кількість радіоактивних ядер

$$\text{зменшується вдвічі} \quad T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} \quad [A] = [1\text{Бк}] = \left[1 \frac{\text{розпад}}{\text{с}} \right]$$

2) середнім часом життя τ :

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N t dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda N_0 t e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \quad \tau = \frac{1}{\lambda}$$

Ядерними реакціями називаються довільні перетворення ядер, включаючи і спонтанні.

Ядерні реакції відбуваються з виконанням всіх законів збереження : енергії, заряду, імпульса , момента імпульса, маси .

${}^A_Z X(\alpha, \gamma) {}^A_Z Y$ -короткий запис ядерної реакції.

Якщо протікає реакція, то це означає, що енергія або поглинається –ендотермічна реакція, або виділяється – екзотермічна реакція.

$Q = (\sum m_i - \sum m_j)c^2$ -енергетичний ефект реакції.

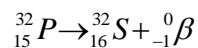
Якщо маса збільшується , то $Q < 0$ – реакція самовільно не протікає, а потребує певних затрат.

Ядерні реакції класифікують за слідуочими ознаками:

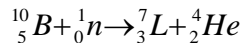
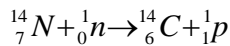
1) за родом приймаючих в них частинок:

а) Реакції під дією нейтронів – характер ядерної реакції під дією нейтронів залежить від їх швидкості. В залежності від швидкості нейтрони умовноділять на повільні і швидкі. Повільні нейтрони ефективні для збудження ядерної реакції , оскільки вони відносно довго знаходяться поблизу атомного ядра. Для повільних нейтронів характерне пружне розсіювання на ядрах (реакція типу (n, n)) і радіаційний захват (реакції типу (n, γ))

В результаті (n, γ) реакції можуть утворюватися штучно - радіоактивні ізотопи, які дають β^- - розпад. ${}_{15}^{31}\text{P} + {}_0^1\text{n} \rightarrow {}_{15}^{32}\text{P} + \gamma$



Під дією повільних нейтронів на деяких легких ядрах спостерігається реакція захвата нейтронів з іспусканням заряджених частинок – протонів і α – частинок.



Реакції типу (n, p) і (n, α) відбуваються найчастіше під дією швидких нейтронів.

б) Реакції під дією заряджених частинок (протонів, α - частинок)

в) Реакції під дією γ -квантів

2) за енергією викликаючих їх частинок.

3) за родом приймаючих в них ядер – реакції на легких ядрах ($A < 50$); на середніх ядрах ($50 < A < 100$); на важких ядрах ($A > 100$)

4) за характером ядерних перетворень

Було доведено, що при опроміненні урану нейтронами утворюються елементи із середини – лантан і барій. Цей результат поклав початок ядерних реакцій - реакцій поділу ядра, в яких важке ядро під дією нейтронів і інших частинок ділиться на декілька більш легких ядер (осколків), близьких за масою. Властивістю поділу ядер є те, що воно супроводжується іспусканням двох-трьох вторичних нейтронів – нейтронів ділення. Але іспускання нейтронів ділення не усуває перевантаження ядер-осколків нейтронами. Це приводить до того, що осколки виявляються радіоактивними.

Вони можуть зазнавати ряд β - перетворень, які супроводжуються іспусканням γ квантів. Більшість нейтронів при діленні іспускається миттєво, а інша через деякий час після ділення. Перші називаються миттєвими, а інші – запізнюваними. В основу теорії поділу атомних ядер покладена краплинна модель ядра. Ядро розглядається, як крапля електрично зарядженої нестикаємої рідини, частинки якої при попаданні нейтрона в ядро приходять в коливальний рух, в результаті чого ядро розривається на дві частини. Ймовірність ділення ядер визначається енергією нейтронів.

Іспускаємі при поділі ядра вторинні нейтрони можуть викликати нові акти поділу, що робить можливим виконання ланцюгової реакції поділу.

Ланцюгова реакція поділу – ядерна реакція, в якій частинки, викликаючи реакцію, утворюються, як продукт цієї реакції.

Для того, щоб отримати ланцюгову реакцію, необхідно:

1) Відчистити від домішок; 2) збагатити уран ізотопом, ${}^{235}\text{U}$

Дуже важливою для проведення ланцюгової реакції є форма урана (найкраща є сферична)

Для того, щоб здійснити керовану ланцюгову реакцію поділу, необхідно контролювати кількість нейтронів. Для кількісної характеристики швидкості наростання ланцюгової реакції вводять коефіцієнт розмноження нейтронів.

$$K = \frac{N_i}{N_i - 1}$$

N_i -число нейтронів в іншому поколінні .

при $K > 1$ йде розвиваюча реакція, число поділу зростає ↑ , і реакція може стати вибухо-вою.

При $K = 1$ йде самопідтримуюча реакція, при якій число нейтронів з часом не змінюється.

При $K < 1$ – затухаюча реакція.

Коефіцієнт розмноження залежить від природи речовини, яка ділиться.

Ланцюгові реакції діляться на керовані і некеровані.

Пристрій в якому здійснюється керована ланцюгова реакція поділу називається ядерним реактором.

Потужним джерелом енергії може бути реакція синтезу атомних ядер – утворення з легких ядер, найбільш важких.

Реакції синтезу легких атомних ядер в більш важкі, які відбуваються при надвисоких температурах, називаються термоядерними реакціями.

Фізика твердого тіла.

1. Кристалічний стан речовини. Аморфні тіла.
2. Електричні зони в кристалах.
3. Класифікація твердих тіл.
4. Провідність напівпровідників. Власна і домішкова провідність напівпровідників.
5. Електропровідність. Надпровідність.
6. Напівпровідникові діоди і тріоди. P-n- перехід.
7. Магнетики.

1. Кристалічним тілом називаються тверді тіла в яких атоми, молекули і іони розміщуються з правильним періодичним повторенням, а центри мас твердого тіла утворюють кристалічну решітку.

Тверді тіла можна поділити на дві групи, які суттєво відрізняються одна від одної. Одну групу утворюють кристалічні тіла, а іншу – аморфні.

Основною різницею кристалічних і аморфних тіл є те, що кристалічні тіла мають точку плавлення і точку кристалізації, а аморфні тіла точки плавлення не мають.

На відміну від кристалічних тіл, які характеризуються дальнім порядком, тобто правильним повторенням атомів на великих відстанях , аморфні тіла подібні рідинам, тобто характеризуються ближнім порядком.

Прикладами аморфних тіл є скло, полімерізовані пластмаси, вугільна сажа.

Скло можна розглядати, як переохоложену рідину, в якій в'язкість настільки велика, що перебудова атомів в більш впорядковану форму практично

неможлива. Степінь впорядкованості аморфного тіла залежить від умов його приготування.

Деякі речовини в залежності від умов можуть бути як кристалічними, так і аморфними.

Прикладом такої речовини є двоосись кремнію SiO_2

Кристали кремнію – кварц, який має правильну кристалічну структуру. Аморфне кварцеве скло складається із тих же елементів, але ці елементи з'єднані між собою по різному, а тому відсутній дальній порядок розміщення. При нагріванні аморфне тіло плавно розм'ягчується, його молекули все легше, легше змінюють своїх ближніх сусідів, коефіцієнт в'язкості зменшується і при досить високих температурах вони ведуть себе, як рідини. Таким чином аморфні тіла можна розглядати, як в'язкі рідини.

Вони є повністю ізотропними.

Багато речовин можуть бути переведені із аморфного стану в кристалічний і навпаки.

Аморфні тіла можна закаляти, тобто нагрівати до високої температури, різко охолодити. При цьому залишається хаотичне розміщення молекул, що приводить до зміни фізичних властивостей тіла.

Фізичні властивості твердого тіла можна розділити на дві категорії: одна з них включає такі властивості, як густина, питома теплоємність, які не зв'язані з вибором будь – якого напрямку всередині твердого тіла, властивості другої категорії (питомий опір, показник заломлення., коефіцієнт теплопровідності і інші)можуть бути різними для різних напрямків в твердому тілі.

Ізотропністю називається незалежність фізичних властивостей тіла від напрямку всередині нього.

Якщо такі фізичні властивості тіла, як модуль пружності, коефіцієнт теплопровідності, показник заломлення однакові за всіма напрямками, то таке тіло буде ізотропним. Якщо ж для різних напрямків всередині даного тіла ці властивості будуть різні, то говорять, що таке тіло володіє анізотропією.

Анізотропією називається залежність властивостей макроскопічно однорідного тіла від напрямку по відношенню до вісей координат, зв'язаних з самим тілом.

Ізотропними є аморфні тіла, рідини і газу. Анізотропія є характерною властивістю кристалів. Анізотропність можна виявити тільки у монокристалів – одне кристалічне зерно.

Полікристали – це кристалічні тіла, які складаються з дуже великого числа з'єднаних один з одним дрібних кристалічних зерен, різно орієнтованих.

Кристали можуть володіти анізотропією теплопровідності, електропровідності, магнітних властивостей. Анізотропія проявляється і в поверхневих властивостях кристалів.

Класифікація кристалів за кристалічними системами дає уяву про геометричні характеристики кристала, але не розглядає природу сил, які утримують атоми в певних місцях один відносно одного – в вузлах кристалічної решітки. Можна привести класифікацію кристалів в залежності від фізичної природи

сил. Які діють між частинками кристала. Тоді отримаємо чотири типи кристалів:

- іонні,
- атомні,
- металічні,
- молекулярні.

Іонні кристали.

В вузлах кристалічної решітки іонних кристалів знаходяться іони. Іони розташовуються так, що сили кулонівського притягання між іонами протилежного знаку більше, ніж сили відштовхування між іонами одного знаку. Таким чином іонний зв'язок обумовлений електростатичною взаємодією протилежно заряджених іонів. Іонний зв'язок є типовим для неорганічних сполук. Іонні кристали володіють малою електропровідністю при низьких температурах, сильним інфрачервоним поглинанням.

В іонних кристалах однакової структури сили взаємодії між додатними і від'ємними іонами тим більші, чим більша їх валентність і чим менша сума їх радіусів. Чим більша сила взаємодії між іонами, тим вища твердість, температура плавлення кристала і тим менша його розчинність .

Атомні кристали.

В вузлах кристалічної решітки знаходяться атоми тієї чи іншої речовини. Атомні решітки утворюються при наявності ковалентного зв'язку. Ковалентний зв'язок виникає між двома атомами за рахунок утворення спільної пари валентних електронів по одному на кожний атом. Ковалентний зв'язок має направлений характер. Ковалентний хімічний зв'язок дуже міцний, тому атомні кристали відрізняються високою температурою плавлення, твердістю і малою летучістю.

Металічні кристали.

В вузлах просторової решітки металічних кристалів розміщуються однакові частинки. Неможливо пояснити утворення металічного стану з точки зору ковалентного зв'язку, при якому атом пов'язаний з кожним із своїх сусідів спільною парою валентних електронів з антипаралельними спінами. Для встановлення таких зв'язків у металів не вистачає валентних електронів. Які ж сили діють в металічному кристалі? При конденсації парів металу в рідкий, або твердий стан його атоми наближаються настільки близько, що хвильові функції валентних електронів значно перекриваються. В наслідок цього валентні електрони отримують можливість переходити від одного атома до іншого і можуть вільно переміщуватися по всьому об'єму металу. Таким чином, валентні електрони в металі не можна вважати зв'язаними з одним, або декількома іонами металу, вони є загальними для всього об'єму металу, вони є загальними для всього об'єму металу. Із характеру металічного зв'язку видно, що він більш гнучкий і еластичний, чим іонний і ковалентний. Наявність високої концентрації вільних електронів обумовлює високу електропровідність і теплопровідність металів.

Молекулярні кристали.

В вузлах кристалічної решітки знаходяться молекули, які зберігають індивідуальність не тільки в газоподібній, але і в рідкій і твердій фазах.

Молекули утворюються в вузлах решітки слабкими вандерваальсівськими силами. Розрізняють три види взаємодії молекул зв'язаних з силами Ван-дер-Ваальса:

- 1) орієнтаційний;
- 2) поляризаційний;
- 3) дисперсійний.

Більша доля енергії взаємодії припадає на орієнтаційний і дисперсійний ефекти і менша – на індукційний.

Сили Ван-дер-Ваальса є більш короткодійними, ніж кулонівські сили. Молекулярні зв'язки чітко проявляються лише в тих випадках, коли вони виникають між нейтральними атомами, або молекулами. Молекулярний зв'язок легко руйнується тепловим рухом. В наслідок чого молекулярні кристали плавляться при дуже низьких температурах..

В твердих тілах на відміну від газів і рідин не можлива конвекція, тому перенос тепла здійснюється тільки теплопровідністю. Теплота в твердих тілах передається коливаннями кристалічної решітки. Якщо при даній температурі T один із вузлів кристалічної решітки коливається з амплітудою A , то він будучи зв'язаним з сусідами буде діяти на них, викликаючи збільшення амплітуди коливань цих сусідніх частинок. Таким чином, енергія теплових коливань передається від одного вузла решітки до іншого шляхом встановлення хвильового процесу. Тепловий рух в кристалах передається фононами. Тобто фонони здійснюють теплопровідність кристала при достатньо високих температурах середня довжина вільного пробігу фонона обернено пропорційна абсолютній температурі. коефіцієнт теплопровідності багатьох твердих тіл обернено пропорційний абсолютній температурі. Коефіцієнт об'ємного розширення твердих тіл малий, тому різниця між теплоємностями при $p = \text{const}$ і $v = \text{const}$ невелика. Тому C_p і C_v не має змісту ділити і можна користуватися одним позначенням C .

$$C = \frac{dU}{dT}$$

Внутрішня енергія твердого тіла U складається із енергії коливального руху частинок, які знаходяться в вузлах решітки, і із взаємної потенціальної енергії цих частинок.

Повна енергія частинки, що коливається .

$$E = E_p + E_k$$

Частота теплових коливань решітки дуже велика, тому за малий проміжок часу відбудеться велика кількість коливань. А це значить, що середнє значення потенціальної і кінетичної енергії за будь – який час буде дорівнювати значенню кінетичної енергії за той же час.

$$E_p = E_k \quad \text{і} \quad \bar{E} = \bar{E}_p + \bar{E}_k = 2\bar{E}_k = 2i\varepsilon = 2 \cdot 3 \frac{kT}{2} = 3kT$$

i – число вільностей.

Запишемо рівняння для внутрішньої енергії одного грам-атома речовини U_μ

$$U_\mu = EN_A = 3kTN_A = 3RT$$

$$C_\mu = \frac{dU_\mu}{dT} = 3R \approx 25,2 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$$

Закон Дюлонга і Пті: атомні теплоємності всіх хімічно простих кристалічних тіл при достатньо високій температурі і дорівнюють $25,2 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}}$

2. Для того, щоб визначити властивості кристала, необхідно знати характер взаємодії всіх частинок його складових. Квантова механіка дозволяє сформулювати задачу про взаємодію всіх частинок, які складають кристал, у вигляді рівняння Шрьодінгера. Але складене для цього випадку рівняння не розв'язується. При описанні ряду у властивостей кристалу необхідно знати стан валентних електронів в кристалі. Ця обставина спрощує задачу, але не дає можливості розв'язати її. Ця задача може бути розв'язана завдяки ряду спрощень.

Розв'язок рівняння Шрьодінгера дає можливі значення енергій електрона в кристалі. Розподіл електронів по цим можливим енергетичним станам відбувається у відповідності з принципом Паулі.

В основі зонної теорії лежить так зване адіабатичне наближення. Квантово-механічна система ділиться на важкі і легкі частинки – ядра і електрона. Можна вважати, що рух електрона відбувається в полі нерухомих ядер. Будемо вважати, що ядра в вузлах кристалічної решітки нерухомі, рух електрона розглядається в постійному періодичному полі ядер.

Розглянемо процес утворення твердого тіла з ізольованих атомів.

Доки атоми ізольовані, тобто знаходяться один від одного на мікроскопічних відстанях, вони мають співпадаючі схеми енергетичних рівнів. Коли відстані між атомами стануть рівними міжатомним відстаням в твердих тілах, тоді енергетичні рівні атомів зміщуються, розширюються в зони, утворюються так звані зонний енергетичний спектр.

Утворення зонного енергетичного спектра в кристалі є квантовомеханічним ефектом. В кристалі валентного електрону атоми зв'язані слабше з ядрами, ніж внутрішні електрони, можуть переходити від атома до атома через потенціальні бар'єри, тобто переміщатися без зміни повної енергії.

Для зовнішніх електронів існують області, які називаються дозволеними енергетичними зонами. Кожна дозволена зона вміщує в себе стільки найближчих дискретних рівнів, скільки атомів містить кристал: чим більше в кристалі атомів, тим тісніше розташовані рівні в зоні. Зони можна вважати практично неперервними.

Дозволені енергетичні зони розділені зонами заборонених значень енергії, вони називаються забороненими енергетичними зонами.

В заборонених зонах електрони знаходяться не можуть. Ширина зон (дозволені і заборонені) не залежить від розміру кристала, а визначається природою атомів, які утворюють кристал.

Рівні можна вважати зливаючими і говорити про розширення кожного початкового рівня в полосу або енергетичну зону.

Ширина енергетичних зон залежить від відстані між атомами. Зона може бути заповнена електронами повністю, або частково, можливі і пусті зони.

Ширина забороненої зони може змінюватися від долей електронвольта до декількох електронвольт. Енергетична зона не являється неперервним рядом значень енергії електрона, а являє собою систему дискретних енергетичних рівнів. Число рівнів в енергетичній зоні кристала визначається добутком числа атомів в кристалі на кратність атомного енергетичного рівня, з якого утворилась зона.

3. Ширина забороненої зони може бути критерієм, що дозволяє віднести тверде тіло до одного із слідуєчих трьох класів:

- а. провідник (метал)
- в. непровідник
- с. діелектрик.

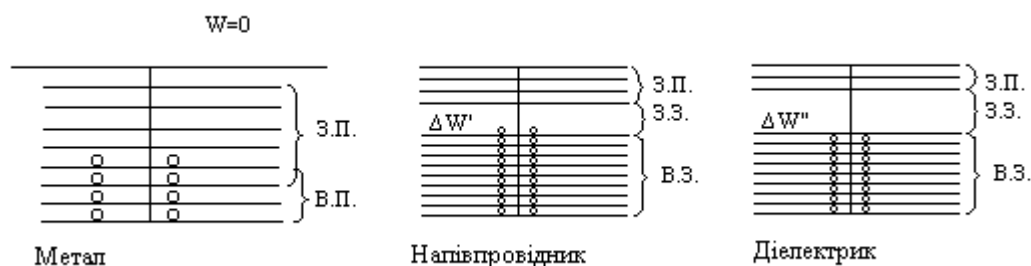
В металах верхня зона частково заповнена електронами, являючись таким чином, зоною провідності. Зовнішні електрони в атомі є валентними, через це зона в якій вони знаходяться називається валентною.

Атом з повністю заповненою валентною зоною може бути провідником, якщо вона перекривається сусідньою незаповненою зоною, яка називається зоною провідності.

Якщо заповнена валентна зона в твердому тілі віддалена від сусіньої незаповненої зони неширокою забороненою зоною, такою, що електрони із валентної зони можуть перейти за рахунок енергії збудження атома від зовнішнього джерела відносяться до напівпровідників.

Поблизу температури абсолютного нуля, коли відсутні зовнішні збуджувачі, напівпровідник стає діелектриком.

Енергетичні спектри електронів в металах, напівпровідниках і діелектриках приведені на малюнку.



4. Напівпровідники таку назву дістали завдяки тому, що їх питома електропровідність займає проміжне значення між провідниками і діелектриками.

До напівпровідників належать деякі метали, окисли металів, сульфіді, тобто більшість елементів 3,4,5 періодів таблиці Менделєєва. Для напівпровідників характерна відсутність електронів в зоні провідності при $T=0K$.

Напівпровідники поділяються на три великі групи:

- b. атомні напівпровідники (бор, кремній, фосфор, сірка, германій, миш'як, селен, сіре олово)
- c. з іонною кристалічною решіткою (PBS і CdS)
- d. напівпровідникові сполуки з валентними зв'язками, в яких атоми утворюють кристали типу однієї гігантської молекули.

Типовими напівпровідниками є германій, кремній, телурій.

Розрізняють власну домішкову провідність напівпровідників.

Власна провідність зумовлена переміщенням електронів власних атомів, які входять до складу структурних елементів кристалічної решітки. Таким чином, в чистих напівпровідниках провідність буває електронною і дірковою.

Нехай під впливом теплового руху, або інших дій (освітлення, опромінення) в якомусь нейтральному атомі напівпровідників порушився парний ковалентний зв'язок, при цьому будь-який електрон залишив свій атом і перейшов до іншого іона. Тоді атом, який віддав свій електрон стає позитивним іоном, тобто на його місці утворився надлишковий додатний заряд, який називається діркою. Процес утворення дірок називається генерацією, а процес відтворення нейтрального атому називається рекомбінацією.

Процеси генерації і рекомбінації вільних носіїв заряду йдуть одночасно. Кількість електронів, які повертаються в валентну зону із зони провідності, пропорційна числу вільних електронів і числу вільних дірок.

Ця дірка поводить себе, як елементарний позитивний заряд, що чисельно дорівнює заряду електрона. При внесенні такого напівпровідника в зовнішнє електричне поле процес переміщення електронів і дірок відбувається направлено і створюється електричний струм.

Власна провідність напівпровідника є електронно-дірковою. Її можна пояснити на основі зонної теорії. За рахунок додаткової енергії частина електрона переходить з валентної зони в зону провідності, ці електрони стають вільними.

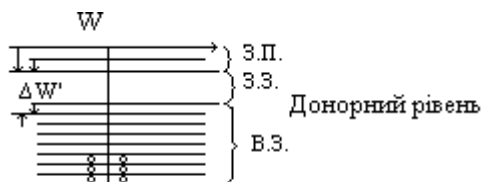
Енергія, яка потрібна електрону для подолання зворотної зони, називається енергією активації власної провідності напівпровідника. При переході електронів з валентної зони в зону провідності, в валентній зоні утворюються дірки, які заповнюються електронами з нижніх шарів.

Домішкова провідність.

Під домішками розуміють введення в кристалічну решітку атомів інших елементів. Домішки відіграють подвійну роль. В одному випадку вони є джерелами постачання електронів і називаються донорами; в другому випадку центрами захоплення електронів і називаються акцепторами.

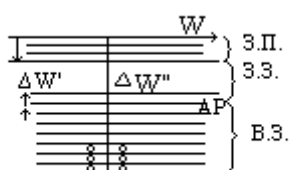
Таким чином при внесенні такого напівпровідника в електричне поле зайві електрони легко перейдуть в зону провідності і провідність буде електронна, або провідність n типу. Донорні електрони створюють в забороненій зоні донорний рівень, який знаходиться ближче до зони провідності, ніж до валентної зони.

Приклад: якщо до германію, який чотирьохвалентний домішати атомів миш'яку, які п'ятивалентні, то після створення ковалентних зв'язків біля кожного атома миш'яку залишиться один зайвий електрон.



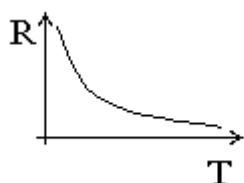
У тому випадку, якщо до чотирьохвалентного германію домішати атоми трьохвалентного індію, то після створення ковалентних зв'язків біля кожного атома германію буде не вистачати одного електрона, тобто утвориться дірка.

В наслідок чого електрони з нижчих енергетичних рівнів валентної зони мають можливість переходити на вищий рівень, що в кінцевому ефекті приводить до діркової провідності.



В забороненій зоні створюється акцепторний рівень, який знаходиться ближче до валентної зони, ніж до зони провідності. Така провідність називається провідністю р-типу, або дірковою.

На відміну від провідників, опір напівпровідника залежить від температури, таким чином, що при збільшенні температури, опір зменшується, при наближенні до нуля опір збільшується до максимуму.



5. Електричний опір провідника в квантовій теорії, так як і в класичній, пояснюється взаємодією електронів провідності з кристалічною решіткою. В створенні електричного струму в металі приймають участь всі електрони провідності і це не протирічить принципу Паулі. Хвильовий характер руху електрона в кристалі приводить до висновку, що в ідеальному кристалі при відсутності хвильових коливань електрона хвиля розповсюджувалась би без розсіювання, тобто довжина вільного пробігу електрона була б обмежена тільки розмірами кристала. В реальних кристалах розсіювання електронів відбувається на дефектах кристалічної решітки. В чистих металах довжина вільного пробігу електронів обмежена тепловими коливаннями і тому вона зменшується із збільшенням температур. В металах із великою кількістю домішок довжина вільного пробігу обернено пропорційна концентрації домішок і слабо залежить від температури.

В 1911 році голландський фізик Камерлінг-Оннес, вимірюючи опір ртуті при дуже низьких температурах виявив, що при температурі $4,2 \text{ }^{\circ}\text{K}$ опір ртуті зникає. В подальшому було встановлено, що і у інших металів і сплавів електричний опір при достатньому охолодженні стає рівним нулю.

Явище зменшення питомого опору до нуля при температурі відмінній від абсолютного нуля називається надпровідністю.

Розрізняють надпровідники першого і другого роду. Надпровідниками першого роду є чисті метали, другого роду – хімічні сполуки і сплави. Перехід речовини в надпровідний стан відбувається в дуже вузькому інтервалі температур і тому вважають, що перехід відбувається при певній температурі, яка називається критичною температурою.

В надпровідниках електричний струм протікає в тонкому поверхневому шарі. Поділ речовини за її надпровідними властивостями не є абсолютним. Будь – який надпровідник першого роду можна перетворити в надпровідник другого роду, якщо створити в ньому достатню концентрацію дефектів кристалічної решітки. Надпровідність зв'язана із взаємодією надпровідних електронів з коливаннями кристалічної решітки. Опір провідника в нормальному стані обумовлений тим, що направлений рух електронів провідності швидко затухає після припинення дії поля внаслідок розсіювання окремих електронів на коливаннях решітки і її дефектах. В надпровіднику направлений рух електронів припиняється і відсутності зовнішнього електричного поля.

Теплопровідність речовини при переході її в надпровідниковий стан значно зменшується. В надпровідниках направлений рух електронів продовжується і в відсутності зовнішнього електричного поля. В надпровідниках першого роду для всіх надпровідних електронів ширина енергетичної щілини однакова і тому вони, або всі знаходяться в надпровідному стані, або всі одночасно переходять в нормальний стан.

У надпровідниках другого роду може існувати декілька груп надпровідних електронів.

6. Електронно – дірковий перехід, або як його називають р-п-перехід утворюється на межі між напівпровідниками з дірковою (р-типу) та електронною (п-типу) провідністю. Він є основним елементом в багатьох напівпровідникових приладах, і тому перш, ніж розглядати принцип дії цих приладів, розглянемо властивості самого р – п-переходу;

р –п-перехід не може бути утворений у випадку притискного контакту двох кристалів, які відрізняються знаком вільних носіїв заряду.

Він являє собою деяку область всередині кристалу на межі між двома його частинами з різним типом провідності. Але для того, щоб розглянути процеси, які ведуть до утворення р – п-переходу, уявимо, що створення ідеального електричного контакту між кристалами можливе шляхом їх доторкання.

Якщо між двома кристалами з провідністю р та п- типу немає контакту і електрони не можуть переходити з одного в інший, то рівень Фермі в них розташований на різній висоті: в напівпровіднику р - типу – ближче до валентної зони, а в напівпровіднику

n - типу – ближче до зони провідності. Обидва кристали електрично-нейтральні в будь – якій ділянці свого об'єму, так як заряди іонізованих атомів повністю нейтралізовані зарядами протилежного знаку вільних носіїв заряду в них.

В кристалі p – типу основними носіями заряду є дірки, які в основному утворюються завдяки наявності в кристалі акцепторної домішки. Неосновними носіями в такому кристалі є електрони, які утворюються за рахунок власних атомів кристалу. В кристалі

n – типу основними носіями заряду є електрони, котрі утворюються завдяки наявності донорної домішки. Неосновними носіями тут є дірки, котрі утворюються за рахунок власних атомів кристалу.

Якщо між обома кристалами створено електричний контакт, і вільні носії заряду отримують можливість переходити з одного кристалу в інший, то кристали утворюють єдину систему і рівні Ферми в них встановлюються на однаковій висоті. Це призводить до того, що енергетичні зони в обох кристалах зміщуються відносно один одного і в області контакту утворюється потенціальний бар'єр, висота якого дорівнює

$$\varphi = q_e U_k \quad \text{де } U_k - \text{контактна різниця потенціалів.}$$

Виникнення контактного поля та утворення потенціального бар'єру виникає в результаті наступних процесів. При створенні контакту між кристалами через нього направляються з одного кристалу в другий дифузійні потоки вільних електронів та дірок. В кристалі p-типу

Концентрація дірок значно більше, ніж в кристалі n-типу і тому з першого в другий будуть переходити переважно дірки. З тієї ж причини з кристала n-типу в кристал p-типу будуть переходити переважно електрони. Електрони, які перейшли з кристалу n-типу в кристал p-типу рекомбінують тут з дірками. Рекомбінація виникає в тонкому шарі цього кристалу, який прилягає до межі кристалів. В результаті рекомбінації від'ємний заряд іонів акцепторної домішки в цьому шарі не компенсується тепер додатнім зарядом дірок і весь шар заряджається від'ємно. В кристалі n-типу в результаті рекомбінації електронів з дірками, які перейшли сюди з кристалу p-типу межовий шар заряджається позитивно тому, що позитивний заряд іонів в даній домішці не компенсується негативним зарядом вільних електронів. В області контакту утворюється подвійний електричний шар об'ємних зарядів, виходячи з цього контактне електричне поле напруженість якого направлена від кристалу n-типу до кристалу p-типу. Приконтатна область володіє більшим електричним опором, так, як концентрація вільних носіїв заряду в ній значно мала. Ця приконтатна область і є p-n-переходом.

Електричне поле, яке виникло в області p-n-переходу, перешкоджає подальшому переходу основних носіїв заряду через контакт.

В умовах рівноваги через контакт переходять тільки ті вільні носії енергія яких більша висоти потенціального бар'єру. Потік основних носіїв заряду через p-n-перехід являє собою дифузійний струм I_0 . Одночасно з рухом носіїв заряду, через p-n-перехід рухаються неосновні носії, причому їх потік протилежний потоку основних носіїв (електрони переходять з p-типу в кристал n-типу, а дірки

в протилежному напрямку). Неосновні носії заряду не зустрічають потенціального бар'єра в області

p-n-переходу, навпаки, якщо завдяки тепловому руху неосновний носій заряду потрапляє в область p-n-переходу, то електричне поле в ньому відповідає його руху з одного кристала в другий. Потік неосновних носіїв через p-n-перехід створює дрейфовий струм I_s . В умовах рівноваги струми I_o та I_s по абсолютній величині рівні, а так як вони направлені в протилежні сторони, то результуючий струм через перехід

$$I = I_o + I_s = 0$$

Зовнішня напруга прикладена до p-n-переходу порушує рівновагу, отже результуючий струм через p-n-перехід в цьому випадку не буде дорівнювати нулю. Зовнішню напругу будемо вважати позитивною ($U > 0$), якщо потенціал p-типу більше (позитивніше), ніж кристалу n-типу. В цьому випадку зовнішнє електричне поле в p-n-переході направлено проти контактного, отже зменшує напруженість його і зменшує висоту потенціального бар'єру. Зовнішню напругу будемо вважати негативною ($U < 0$), якщо потенціал кристалу n-типу більше (позитивніше), ніж потенціал кристалу p-типу. В цьому випадку зовнішнє електричне поле направлено також, як і контактне, отже збільшує висоту потенціального бар'єру. Позитивну зовнішню напругу називають також прямою, а негативну – зворотною.

Коли до p-n-переходу прикладено обернену напругу ($U < 0$), висота потенційного бар'єру збільшується на величину $|q_e U|$. Це ще більше ускладнює перехід основних носіїв заряду через контакт.

Дифузійний струм I_o зменшується, а дрейфовий струм I_s залишається практично без змін, тому результуючий струм через p-n-перехід I не буде дорівнювати нулю. Через перехід пройде струм

$$I = I_o - I_s$$

який називається зворотним струмом. При збільшенні зворотної напруги сила цього струму прямує до величини I_s , так як дифузійний струм I_o при цьому прямує до нуля. Зворотний струм через p-n-перехід при кімнатній температурі дуже малий, так як він обумовлений концентрацією неосновних носіїв заряду.

Коли до p-n-переходу прикладено пряму напругу ($U > 0$), висота потенційного бар'єру зменшується на величину $|q_e U|$.

Результативний струм через p-n-перехід I , який в цьому випадку називається прямим, з збільшенням прямої напруги буде збільшуватись експоненціально.

Залежність струму через p-n-перехід від прикладеної до нього напруги називається його вольтамперною характеристикою.

Вольтамперна характеристика p-n-переходу нелінійна, отже він володіє властивістю односторонньої провідності: володіє значно більшим опором при одному (зворотньому) напрямку зовнішнього електричного поля і значно малим опором при другому (прямому) напрямку зовнішнього електричного поля. При підвищенні температури прямий струм через p-n-перехід зростає, але незначно поскільки він залежить від концентрації основних носіїв заряду. Концентрація

основних носіїв заряду (n та p) при кімнатній температурі росте незначно, тому що вони близькі до домішкового насичення. Зворотній же сирум з підвищенням температури зростає швидко, так як він залежить від концентрації неосновних носіїв, а вона росте з підвищенням температури експоненціально в відповідності з виразом

$$n_i = p_i = 2(2\pi kT)^{3/2} h^{-3} (m_n m_p)^{3/4} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$$

Термоопір (термочутливий опір) це прилади в яких використовується залежність електричного опору напівпровідника від температури.

При розрахунках електричних ланцюгів, в які як елемент входять термоопори, зручніше користуватися їх опором, а не провідністю

Для характеристики температурної залежності опору провідників від температури вводиться температурний коефіцієнт опору α , котрий за визначенням дорівнює

$$\alpha = \frac{1}{R_T} \frac{dR}{dT}$$

Для металів α значно слабко залежить від температури, але для напівпровідників справа розглядається інакше.

$$\alpha = -\frac{B}{T^2}$$

Таким чином, величина температурного коефіцієнту термоопору визначається значенням постійної B і він опиняється обернено пропорційним квадрату абсолютної температури.

Знак мінус в цій формулі показує що при підвищенні температури термоопору його опір зменшується. Температурний коефіцієнт α у напівпровідниках по абсолютній величині на один порядок більше, ніж у металів і досягає значення $(5 \div 10) \cdot 10^{-2} \text{ град}^{-1}$.

Напівпровідникові термоопори є нелінійними опорами, тобто між напругою прикладеною до термоопору і силою струму, який проходить крізь нього немає прямої пропорційної залежності.

Фото опір – це напівпровідниковий прилад, дія якого основана на явищі фотопровідності- здатності напівпровідників змінювати свій електричний опір під дією електромагнітного випромінення різних довжин хвиль. Пояснюється явище фотопровідності тим, що фотони проникаючи в напівпровідник, створюють в ньому вільні носії заряду: фотоелектрони і фотодірки. Збільшення концентрації вільних носіїв заряду тягне за собою збільшення провідності напівпровідника.

Після того, як припиниться освітлення напівпровідника вільні електрони та дірки, що створилися під дією світла, рекомбінуються і в напівпровіднику залишаються тільки вільні носії заряду, збуджені тепловими коливаннями. Ці носії обумовлюють деяку провідникову провідність в відсутності освітлення, яку називають темною провідністю.

Енергія фотона $\varepsilon = h\nu$. При взаємодії з електроном речовини вся енергія фотона передається електрону збудження вільного носія можливе тільки тоді, коли енергія фотона не менше ніж енергія активації вільних носіїв заряду в даному

напівпровіднику. Для власних напівпровідників можна виконати умову $h\nu \geq \Delta E$ для домішкових - $h\nu \geq \Delta E_{np}$

Отже існує де – яка гранична частота ν_{cp} при якій фотопровідність ще спостерігається ; при частотах менших ν_{cp} фотопровідність відсутня. Ця гранична частота називається червоною межею фотопровідності.

Для характеристики напівпровідникового фотоопору ϕ можливої області його застосування вводиться ряд параметрів. Найважливішими з них є: інтегральна та спектральна чутливість, вольтамперна характеристика постійна часу, робоча напруги, відношення темного опору R_t до світлового R_ϕ , світлова характеристика, яка виявляє залежність фотоструму від величини світлового потоку, що падає на фотоопір. Світлова характеристика фото опорів неє лінійною. Це свідчить про складний характер явищ, які створюються при внутрішньому фотоефекті.

Спектральна чутливість характеризує величину фотоструму при дії на фотоопір одиниці променистого потоку визначеної довжини хвилі при визначеній прикладеній до нього напрузі.

Фотоелектричні процеси у фотоопорі володіють інерційністю. Завдяки цьому, коли на поверхню фотоопору починає падати світло, фотострум досягає свого максимального значення не миттєво, а через деякий проміжок часу. Аналогічне явище спостерігається і при раптовому припиненні висвітлення. Процес звільнення світлом нових електронів і дірок супроводжується їхньою рекомбінацією. В міру росту концентрації надлишкових носіїв заряду росте швидкість їхньої рекомбінації, і тільки після закінчення деякого часу після початку висвітлення концентрації електронів і дірок досягають рівноважних значень, що зберігаються, поки висвітлення незмінне. Після припинення висвітлення надлишкові носії не миттєво, а протягом деякого часу рекомбінують один з одним доти, поки не встановиться концентрація вільних носіїв заряду, характерна для неосвітленого напівпровідника (темнова концентрація). Інерційність фотоопору характеризується звичайно постійної часу τ , що визначається як час, протягом якого фотострум після припинення висвітлення зменшується в e раз.

Вольтамперні характеристики фотоопору відбивають залежність струму від напруги, прикладеного до фотоопору, при незмінному світловому потоці. Для більшості фото- опорів вони являють собою прямі лінії, тобто існує пряма пропорційна залежність між струмом і напругою при напругах, що не перевищують допустиме.

У вигляді сировини для виготовлення фото опорів можуть бути використані не будь-які напівпровідникові речовини, а тільки ті з них, в яких фотопровідність реально відчутна. До таких речовин відносяться Se, Tl_2S , PbS, Bi_2S_3 , CdS, PbTe, PbSe, CdSe та інші.

Випрямляючі властивості p-n-переходу використовуються отримання напівпровідникових діодів. Першими за часом створення напівпровідниковими діодами були купоросні або мідно закисні. Область використання купроксних та

селенових діодів обмежена випрямленням струмів низької частоти. Вони мають апорівняно низький коефіцієнт корисної дії (60-70%).

Комбінація двох близько розташованих один до одного р -n-переходів в одному кристалі напівпровідника являє собою площинний напівпровідниковий тріод (англійська назва транзистор). Напівпровідниковий тріод може здійснювати посилення і генерування електричних сигналів і виконує ряд інших функцій. Напівпровідникові тріоди мають приблизно ті ж переваги і недоліки, у порівнянні з вакуумними приладами, що і напівпровідникові діоди.

Розрізняють два типи площинних напівпровідникових тріодів р - n - р-типа і n - р - n-типа, що розрізняються послідовністю чергування в монокристалі напівпровідників областей з різним типом провідності (n і p).

При роботі тріода на р-n-перехід емітер-база подається невелика постійна напруга (десяті частки вольтів) у прямому (пропускному) напрямку, а на перехід колектор-база - постійна напруга (від декількох вольтів до десятків вольтів) у зворотному напрямку.

При виготовленні тріода створюють в області емітера велику концентрацію акцепторів, а в базі - значно меншу концентрацію донорів. Отже, концентрація вільних дірок

у емітері значно більше, ніж концентрація вільних електронів у базі. Завдяки цьому струм емітера I_e визначається головним чином потоком дірок з емітера в базу.

Потік електронів з бази в емітер створює дуже невеликий струм бази I_b . Ширина бази в тріоді звичайно невелика (кілька десятків мікронів), і більшість дірок (95 - 98%), введених у базу, доходять до колекторного переходу не рекомбінуючи, тому струм колектора майже дорівнює струму емітера.

$$I_k = 0,95 \div 0,98 I_e$$

Якщо включити в ланцюг емітера джерело сигналу E , то на постійний струм, створений батареєю, буде накладено змінний струм джерела сигналу, і потік дірок через емітерний перехід буде теж змінним.

Застосування пласкістних тріодів обмежено за частотою. Верхній рівень частот, на яких працюють тріоди, визначаються кількома факторами. Зазначимо два з них.

1. Для дифузії дірок від емітера до колектора необхідний деякий час, причому дірки, що одночасно покинули емітер, попадають на колектор в різний час. Якщо відносно запізнення дірок порівняти з періодом підсилюючого сигналу, то більшість дірок попадає на колектор в фазі, що не відповідає підсиленню.

2. р-n-перехід володіє деякою ємністю, котру можна розглядати включеною паралельно опору переходу.

Пласкістні напівпровідникові тріоди можуть працювати на частотах в декілька сотень мегагерц.

7. Магнетиками називаються речовини здатні впливати на магнітне поле створене струмом в вакуумі, в провідниках, або постійних магнітах.

При заповненні магнетиком простору між провідниками з струмом в вакуумі напруженість H_0 змінюється. Причиною такої зміни являється намагніченість магнетиків. Такими властивостями, але різного ступеню володіють всі речовини. Ті із них які визивають великі зміни магнітного поля, називаються феромагнетиками, інші діамагнетиками і парамагнетиками.

Діамагнітний ефект обумовлений дією зовнішнього магнітного полючи на орбітальний рух електронів, отже, він властивий всім атомам і молекулам. Парамагнітний же ефект виявляється лише в речовинах, у яких магнітний момент чи атома молекули відмінний від нуля.

З цих міркувань випливає, що діамагнітні властивості обов'язково будуть виявлятися в тих речовин, у яких магнітний момент чи атома молекули дорівнює нулю. Для здійснення цієї вимоги потрібно, щоб всі орбітальні і спінові магнітні моменти були цілком скомпенсовані.

Для повної компенсації спінових магнітних моментів усередині чи атома молекули повинне бути парне число електронів. Однак ряду елементів, що володіють непарним числом електронів (Cu^{29} , Ag^{47} , Sb^{51} , Bi^{83}), є діамагнітні властивості. Це порозумівається тим, що в цих речовинах парамагнітний ефект дуже малий і не може придушити діамагнітний ефект. Крім перерахованих речовин, діамагнітними властивостями володіють Pb, Zn, C, Hg, Si, Ge, S, Co_2 , H_2O , скло, мармур, більшість органічних сполук.

Парамагнітними властивостями повинні володіти всі атоми і молекули, що мають непарне число електронів, тому що в цьому випадку повний магнітний момент системи не може бути дорівнює нулю. Наприклад, лужні метали (Na, K і ін.), Al, окис азоту (NO). Виключення з цього правила для Cu, Ag і інших елементів пояснено вище. Крім цього, парамагнетиками є атоми й іони з незаповненою внутрішньою оболонкою - елементи перехідної групи періодичної системи (Cr, Mn, Fe, Pt) рідкоземельні елементи.

Парамагнетиками є також деякі змішані з'єднання, включаючи молекулярний кисень і органічні бірадикали. Молекула кисню парамагнітна, тому що в ній є два неспарених електрони.

Серед молекулярних з'єднань діамагнетики зустрічаються набагато частіше, ніж парамагнетики. Це порозумівається тим, що більшість молекул містить валентні зв'язки, утворені парою електронів з антипаралельними спинами. У таких молекул звичайно дорівнює нулю як спіновий, так і орбітальний магнітний момент.

Парамагнетики, намагнічуючи за напрямком поля, втягуються в магнітне поле, а діамагнетики, намагнічуючи проти полючи, виштовхуються з нього.

Властивості диа- і парамагнетиків виштовхуватися і втягуватися в область найбільшої інтенсивності неоднорідного магнітного полючи використовуються для виміру магнітної сприйнятливості.

Феромагнетики ж - тіла сильно магнітні. Прояв їхніх магнітних властивостей виявляється дуже просто, тому що феромагнетики сильно намагнічуються навіть у слабких магнітних полях.

Слово феромагнетизм походить від латинського Ferrum - залізо, тому що вперше яскраво виражені магнітні властивості були виявлені в залізних рудах і в залозі. Усього мається дев'ять хімічних елементів, що володіють феромагнітними властивостями: залізо, нікель, кобальт, гадоліній, ербій, диспрозій, тулій, гольмій і тербій. Феромагнітні властивості останніх п'яти рідкоземельних елементів виявляються тільки при значно низьких температурах.

Незважаючи на те що всього дев'ять хімічних елементів є феромагнетиками, число феромагнітних речовин дуже велико. Феромагнетиками можуть бути сплави декількох феромагнітних елементів, сплави феромагнітних елементів з неферомагнітними і навіть деякими сплавами з неферомагнітних елементів (гейслерові сплави).

Феромагнітний стан виникає в деяких парамагнітних речовинах при зниженні температури. Основні властивості феромагнетиків такі.

1. Магнітна проникність феромагнетиків залежить від напруженості зовнішнього магнітного поля. Характер цієї залежності для заліза при малих напруженостях що намагнічує поля магнітна проникність різко зростає в міру збільшення H , досягаючи максимуму при $H \approx 2,5$ е. При подальшому збільшенні H знову зменшується і наближається до одиниці в дуже сильних полях, що намагнічують. Остання обставина (мала магнітна проникність при дуже сильних полях) показує марність застосування ж леза (чи інших феромагнетиків) як сердечник електромагніту в експериментах по досягненню полів порядку сотень тисяч ерстед.

2. Феромагнетики мають залишковий магнетизм, тобто вони можуть зберігати стан намагніченості і при відсутності що намагнічує поля. Залишковий магнетизм є результатом магнітного гистерезиса, що спостерігається при перемагнічуванні феромагнетика і виявляється в тім, що зміна намагніченості феромагнетика в перемінному магнітному полі відстає від зміни напруженості що намагнічує поля ("гистерезис" у перекладі на російську мову значить - відставання).

При деякій напруженості поля H_s крива намагнічування переходить у горизонтальну пряму - ферромагнетик намагнічується до насичення, здобуваючи при цьому максимальне для нього значення вектора намагніченості J_s . Повторне збільшення позитивного значення H приведе до зміни намагніченості зразка. Таким чином, видно, що намагніченість ферромагнетика не є однозначною функцією напруженості що намагнічує поля, а залежить ще від попереднього стану намагніченості: однієї і тієї ж напруженості поля H_1 . Замкнута крива, називається петля гистерезиса. Вигляд цієї петлі для різних феромагнетиків різний. Площа петлі гистерезиса пропорційна витраті енергії на одно чергове перемагнічування феромагнітного зразка.

3. При деякій температурі котру називають точкою Кюрі, феромагнетики втрачають феромагнітні властивості і при більш високій температурі поводить себе як звичайний парамагнетик.

Чому речовини мають магнітні властивості, можна пояснити виходячи з сучасної теорії будови атома і молекули. Кожен електрон в атомі характеризується спіновим магнітним моментом.

Кількісною характеристикою інтенсивності намагнічення є вектор намагнічення речовини.

$$\vec{J} = \frac{\Delta \vec{M}}{\Delta V} \quad (1)$$

$\Delta \vec{M}$ - магнітний момент елемента об'єма.

Дослідження магнітного поля в магнетиках показали, що $\vec{J} \propto \vec{H}_0$

$$J = \varkappa H_0 \quad (2)$$

\varkappa (капа) – коефіцієнт пропорційності називається магнітною сприйнятливістю речовини.

Величина індукції магнітного поля складається з двох доданків.

$$\vec{B} = \vec{B}_{зовн} + \vec{B}_{внутр} \quad (3)$$

$$B_{зовн} = \mu_0 H_0$$

$$B = \mu_0 (H_0 + J)$$

$$B_{внутр} = \mu_0 J$$

$$B = \mu_0 (1 + \varkappa) H_0$$

$(1 + \varkappa)$ - магнітна проникність речовини.

$$\mu = 1 + \varkappa$$

$$B = \mu_0 \mu H_0 \quad (4)$$

Електричний струм в рідинах і газах.

1. Провідність електролітів. Електрична дисоціація. Закони Фарадея.
2. Процеси іонізації і рекомбінації. Самостійний і несамостійний розряд в назах. Плазма.

1. Електроліти – це розчин рідин, що проводить електричний струм.

Процес розпаду електролітів під впливом електричного поля полярних молекул води відбувається розпад молекул електролітів на іони і він називається електричною дисоціацією.

Степінь дисоціації залежить від температури, концентрації розчину, діелектричної проникності розчину.

Степінь дисоціації характеризується коефіцієнтом дисоціації.

$$\alpha = \frac{n'_0}{n_0} \quad (1)$$

n_0 - загальне число молекул розчиненої речовини.

n'_0 - число молекул дисоційованих на іони.

Об'єднання іонів різних знаків в нейтральні молекули називається рекомбінацією.

В слабких розчинах всі молекули дисоційовані.

Якщо в посудину з електролітами опустити два електроди, під'єднані до джерела струму, то позитивні іони почнуть рухатися до катоду, а негативні до аноду, створюючи при цьому електричний струм.

Таким чином, струм в електролітах являє собою направлене переміщення іонів.

Явища осідання речовини на електроді під дією електричного струму називається електролізом.

I – закон Фарадея: Маса речовини, яка виділяється на електроді при електролізі прямо пропорційна заряду, який проходить через електроліт.

$$m = kq \quad (2)$$

$$q = It$$

$$m = kIt \quad (3)$$

$$[k] = \frac{\text{кг}}{\text{кл}}$$

II –закон Фарадея: Електроічний еквівалент речовини тим більший, чим більша маса моля речовини і чим менша його валентність .

$$k = \frac{1}{F} \cdot \frac{\mu}{n} \quad (4)$$

F – стала Фарадея

$$F = 9,65 \cdot 10^{-7} \frac{\text{кл}}{\text{кгекв}}$$

$$F = N_a \cdot \bar{e}$$

2. Газ у природньому стані є ізолятором. Стати провідником газ може не лише при підвищенні температури, але і в результаті інших зовнішніх дій, рентгенівських, ультрафіолетових та радіоактивних випромінювань, хімічних реакцій. Зовнішні дії перераховані вище визивають в газах утворення заряджених частинок, які і обумовлюють провідність газів (іонно-електронна).

Процес утворення іонів в газах називається іонізацією, а збудники іонізації називаються іонізаторами.

Після припинення дії іонізаторів кількість іонів в газах зменшується і через деякий час всі іони перетворюються в нейтральні атоми. Процес взємної нейтралізації називається рекомбінацією.

В наслідок рекомбінації частина енергії затраченої на іонізацію випромінюється. Через це більшість форм газового розряда супроводжується свічінням.

Крім перерахованих вище способів іонізації газів слід додати ударну іонізацію.

В результаті проходження певної різниці потенціалів іони, а також електрони одержують кінетичну енергію.

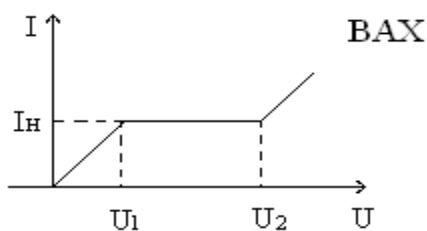
$$\frac{m g^2}{2} = e u \quad (5)$$

При співударянні з іонами або електронами вибивають з них додатково електрони. За рахунок чого збільшується число носіїв заряду і струм в газах підвищується.

Проходження електричного струму через гази називається газовим зарядом.

В залежності від механізму іонізації газові заряди діляться на самотійні і несамотійні.

Якщо вважати, що в газі є тільки вільні електрони, позитивні іони в рівних кількостях, то струм в газах протікає аналогічно струму в електролітах. При протіканні струму в газі проходить нейтралізація іонів в атомі.



При u_2 настає ударна іонізація, в наслідок чого зростає струм, настає пробой.

Розряд стає самотійним, який підтримує сам себе і протікає після припинення дії іонізатора.

Розрізняють чотири форми спмостійного газового розряду:

- Тліючий – проходить при зниженому тиску, його можна одержати в скляній трубці з двома електродами, з якої викачено повітря. При $P = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Па}$ він проявляє всі свої особливості. Використовується в лампах денного світла, неонових лампах.
- Коронний – виникає між провідниками з високою напругою в атмосфері. Його можна спостерігати біля кондуктора електрофорної машини, на вершинах високих дерев. Використовується для очищення промислових газів.
- Іскровий – виникає між двома електродами при високій напрузі з однорідним електричним полем. Блискавка біля кондуктора електрофорної машини. Застосовується для обробки металів.
- Дуговий – проходить при невеликій напрузі і великій силі струму. Застосовується для освітлення електрозварювання, плавлення, різання металів.

Плазма – газ в степені високої іонізації при однаковій концентрації позитивних і негативних іонів.

Утворюється в стовпі тліючого розряду, в каналі іскрового і при інших катодах нагрівання газу до високої температури.

Плазма – четвертий стан речовини, з неї складаються зірки і Сонце.

Список використаної та рекомендованої літератури

1. Лопатинський І.Є., І.Р. Зачек, Г.А. Ільчук, Б.М. Романишин. Фізика: Підручник. – Львів: Афіша, 2005. 386 с.
2. Бушок Г.Ф., Є.Ф. Венгер. Курс фізики: Навчальний посібник: у 3-х книгах. – К.: Вища школа, 2002.
3. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики: у 3- томах. – К.: Техніка, 1999. – 532 с.
4. Віртуальні лабораторні роботи з фізики: Методичний посібник/ Укладач Єчкало Ю.В. – Кривий Ріг: КНУ, 2012.
5. Механіка для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Савкіна Т.С. – Кривий Ріг: КНУ, 2012.
6. Молекулярна фізика для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Савкіна Т.С. – Кривий Ріг: КНУ, 2012.
7. Електромагнетизм для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Савкіна Т.С. – Кривий Ріг: КНУ, 2012.
8. Коливання та хвилі для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Савкіна Т.С. – Кривий Ріг: КНУ, 2012.
9. Конспект лекцій з фізики для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Савкіна Т.С. – Кривий Ріг: КНУ, 2012.
10. Методичний посібник для виконання домашніх робіт студентів заочної форми навчання/ Укладач Савкіна Т.С. – Кривий Ріг: КНУ, 2012.
11. Методичний посібник для вивчення курсу «Фізика: Електрика та магнетизм» для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Григор'єва В.Г. – Кривий Ріг, 2017.
12. Методичний посібник по курсу «Фізика: Механічні та електромагнітні коливання і хвилі. Перемінний струм» для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Григор'єва В.Г. – Кривий Ріг, 2017.
13. Методичний посібник по курсу «Фізика: Фізика твердого тіла. Фізика атомного ядра та елементарних частин» для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Григор'єва В.Г. – Кривий Ріг, 2017.
14. Методичний посібник по курсу «Фізика: Реальні гази. Рідини» для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Григор'єва В.Г. – Кривий Ріг, 2017.
15. Методичний посібник по курсу «Фізика: Механіка» для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Григор'єва В.Г. – Кривий Ріг, 2017.
16. Методичний посібник по курсу «Фізика: Молекулярна фізика та термодинаміка» для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Григор'єва В.Г. – Кривий Ріг, 2017.
17. Методичний посібник по курсу «Фізика: Квантооптичні явища. Фізика атома. Елементи квантової механіки» для студентів всіх спеціальностей/ Укладач Григор'єва В.Г. – Кривий Ріг, 2017.