

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

**ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ МІСЬКОГО
ГОСПОДАРСТВА імені О. М. БЕКЕТОВА**

Є. С. Орел

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
з курсу**

ФІЗИКА

*(для студентів 1 курсу денної форми навчання бакалаврів
за напрямом 6.060101 “Будівництво”)*

Харків – ХНУМГ – 2014

Орел Є. С. Конспект лекцій з курсу «Фізика» (для студентів 1 курсу денної форми навчання бакалаврів за напрямом 6.060101 “Будівництво”) / Є. С. Орел; Харк. нац. ун-т міськ. госп-ва ім. О.М. Бекетова. – Х.: ХНУМГ, 2014 – 90 с.

Автор: канд. фіз.-мат. наук Є. С. Орел

Рецензент: канд. фіз.-мат. наук, доцент А. В. Безуглий

Рекомендовано кафедрою фізики, протокол № 2
від 28 вересня 2013 р.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	5
ФІЗИЧНІ ОСНОВИ МЕХАНІКИ. (З.М. 1.1.).....	6
Лекція 1. Вступ. Механіка. Кінематика. Основні поняття кінематики поступального руху. Кінематика обертального руху.....	6
Лекція 2. Динаміка. Закони Ньютона. Відносність руху. Перетворення Галілея. Сила. Маса. Імпульс.....	9
Лекція 3. Закон збереження імпульсу. Енергія, робота, потужність. Кінетична, потенційна, повна механічна енергія.....	13
Лекція 4. Пружні, непружні взаємодії. Закон збереження механічної енергії. Сили в природі. Умови рівноваги тел.....	16
Лекція 5. Динаміка обертального руху. Момент інерції. Центр маси. Теорема про паралельне перенесення осі обертання (теорема Штейнера).....	20
Лекція 6. Основне рівняння динаміки обертального руху. Момент імпульсу. Закон збереження моменту імпульсу.....	23
ФІЗИЧНІ ОСНОВИ МОЛЕКУЛЯРНОЇ ФІЗИКИ І ТЕРМОДИНАМІКИ. (З.М. 1.2.).....	26
Лекція 7. Введення в молекулярну фізику і термодинаміку. Молекулярно-кінетична теорія (МКТ), основні положення МКТ, основне рівняння МКТ, температура, закон Дальтона.....	26
Лекція 8. Рівняння стану ідеального газу. Ізопроцеси. Випар, конденсація, кипіння. Насичені і ненасичені пари. Рівняння стану реального газу (рівняння Ван-дер-Ваальса).....	29
Лекція 9. Властивості рідин. Поверхнєве натягнення.....	33
Лекція 10. Термодинаміка. Внутрішня енергія. Кількість теплоти. Робота в термодинаміці.....	36
Лекція 11. Теплоємність ідеального газу. Теплові двигуни. Термодинамічні цикли. Цикл Карно. Коефіцієнт корисної дії циклу Карно.....	40
Лекція 12. Незворотність теплових процесів. Другий закон термодинаміки. Поняття ентропії.....	40

ЕЛЕКТРОСТАТИКА І ПОСТІЙНИЙ СТРУМ. (З.М. 1.3.).....	46
Лекція 13. Електростатика. Електричний заряд. Взаємодія зарядів. Закон Кулона.....	46
Лекція 14. Електричне поле. Напруженість електричного поля. Теорема Гауса.....	47
Лекція 15. Робота в електричному полі. Потенціал.....	50
Лекція 16. Провідники і діелектрики в електричному полі. Діелектрична проникність.....	53
Лекція 17. Електроємність. Конденсатори. З'єднання конденсаторів. Енергія електричного поля.....	55
Лекція 18. Постійний електричний струм. Закони Ома. Послідовне і паралельне з'єднання провідників.....	58
Лекція 19. Розрахунок складних електричних ланцюгів. Правила Кирхгофа. Робота і потужність струму. Закон Джоуля-Ленца. Коефіцієнт корисної дії джерела струму.....	61
ЕЛЕКТРОДИНАМІКА. (З.М. 2.1.).....	64
Лекція 20. Магнітне поле. Магнітна взаємодія струмів. Закон Біо-Савара. Сила Лоренца.....	64
Лекція 21. Електромагнітна індукція. Закони Фарадея. Самоіндукція. Енергія магнітного поля.....	66
Лекція 22. Магнітне поле в речовині. Магнітна проникність. Ферромагнетика.....	68
КОЛИВАННЯ І ХВИЛІ. ОПТИКА. (З.М. 2.2.).....	71
Лекція 23. Коливання і хвилі. Гармонійні коливання. Власні і вимушені коливання. Резонанс.....	71
Лекція 24. Хвилі. Рівняння плоскої хвилі. Електромагнітні хвилі.....	74
Лекція 25. Хвилева оптика. Інтерференція. Дифракція. Поляризація.....	76
КВАНТОВА І АТОМНА ФІЗИКА. (З.М. 2.3.).....	80
Лекція 26. Теплове випромінювання. Закони теплового випромінювання. Фотоефект. Рівняння Ейнштейна для фотоефекту.....	80
Лекція 27. Фізика атома і атомного ядра. Досвід Резерфорда. Ядерна модель атома. Квантові постулати Бору. Склад атомних ядер. Енергія зв'язку ядра. Ядерні реакції.....	84
Список джерел.....	89

ВСТУП

Конспект лекцій з курсу “Фізика” укладено на основі навчальної програми дисципліни та робочої програми курсу фізики для студентів 1 курсу денної форми навчання за напрямом підготовки бакалаврів 6.060101 “Будівництво”.

В системі підготовки бакалавра будівництва особливе місце відводиться фундаментальній дисципліні “Фізика”. Саме ця світооглядницька дисципліна, що вивчає властивості матеріального світу, різноманітні фізичні явища, закони взаємодії і руху матеріальних тіл, а також процеси і механізми що їх контролюють, покликана формувати у студентів аналітичне і модельне мислення. В процесі засвоєння фізичних понять, законів, теорій та напрацювання необхідних практичних навичок студент набуває фізичні знання, на які в подальшому безпосередньо спираються загально-технічні дисципліни.

Конспект лекцій базується на одному з кращих підручників: ”Курсу загальної фізики” І. В. Савельєва і містить усі розділи курсу та розрахований на двосеместрове навчання.

Основна увага приділена з'ясуванню фізичного сенсу і змісту основних законів і понять фізики, розвитку у студентів навичок фізичного мислення і вміння ставити і вирішувати конкретні завдання.

Конспект лекцій покладений в основу дистанційного курсу "Фізика" розробленого на кафедрі фізики і містить розбиття лекційного матеріалу на змістовні модулі і може бути рекомендований для вивчення студентами дистанційно.

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ МЕХАНІКИ

ЗМІСТОВНИЙ МОДУЛЬ 1.1.

Лекція 1 Вступ. Механіка. Кінематика. Основні поняття кінематики поступального руху. Кінематика обертального руху

Фізика вивчає найбільш загальні властивості матерії і форми її руху. Весь навколишній світ, який ми сприймаємо за допомогою відчуттів, є матерією.

Нам відомі два види матерії – речовина (атоми, молекули і інші частки, а також тіла, що складаються з них) і поле (електромагнітне, гравітаційне, ядерне). Вони знаходяться в нерозривному зв'язку і, як показують досліди, здатні перетворюватися один на одного.

Під рухом у фізиці розуміють будь-які зміни, що відбувається з матерією. Спостережувані в дослідах зміни перетворення матерії свідчать про те, що рух є невід'ємною властивістю самої матерії, способом її існування.

Основою фізики, як і будь-якої іншої природничої науки, являються закономірності, встановлені в результаті узагальнення дослідних даних і які відбивають взаємозв'язок явищ. Такі, наприклад, як закон збереження і перетворення енергії, закони Ньютона в механіці, закон Кулона в електростатиці.

Курс загальної фізики ділиться на: механіку, молекулярну фізику і термодинаміку, електрику і магнетизм, колювання і хвилі, оптику, атомну і ядерну фізику.

Будь-яке фізичне явище або процес у матеріальному світі, що оточує нас, є закономірним рядом змін, що відбуваються в часі і просторі. Механічний рух, тобто зміна положення цього тіла (чи його частин) відносно інших тіл – це простий вид фізичного процесу. Механічний рух тіл вивчається в розділі фізики, який називається **механікою**. Основне завдання механіки – визначити положення тіла у будь-який момент часу.

Одна з основних частин механіки, яка називається **кінематикою**, розглядає рух тіл без з'ясування причин цього руху. Кінематика відповідає на питання: як рухається тіло? Іншою важливою частиною механіки є **динаміка**, яка розглядає дію одних тіл на інші як причину руху. Динаміка відповідає на питання: чому тіло рухається саме так, а не інакше?

У механіці Ньютона рух тіл розглядається при швидкостях, багато менше швидкості світла в вакуумі.

У релятивістській механіці рух тіл розглядається при швидкостях, близьких до швидкості світла. Класична механіка Ньютона є граничним випадком релятивістської при $v \ll c$.

Кінематикою називають розділ механіки, в якому рух тіл розглядається без з'ясування причин, що його, що викликають.

Механічним рухом тіла називають зміну його положення в просторі відносно інших тіл з часом. Механічний рух відносний. Рух одного і того ж тіла відносно різних тіл виявляється різним. Для опису руху тіла треба вказати, по відношенню до якого тіла розглядається рух. Це тіло називають тілом відліку. Система координат, пов'язана з тілом відліку, і годинник для відліку часу утворює **систему відліку**, що дозволяє визначати положення тіла, що рухається, у будь-який момент часу.

Всяке тіло має певні розміри. Якщо розміри тіла малі в порівнянні з відстанями до інших тіл, то це тіло можна вважати матеріальною точкою.

Тіло, розмірами якого в цих умовах можна нехтувати, називається матеріальною точкою.

Переміщаючись з часом з однієї точки в іншу, тіло (**матеріальна точка**) описує деяку лінію, яку називають траєкторією руху тіла.

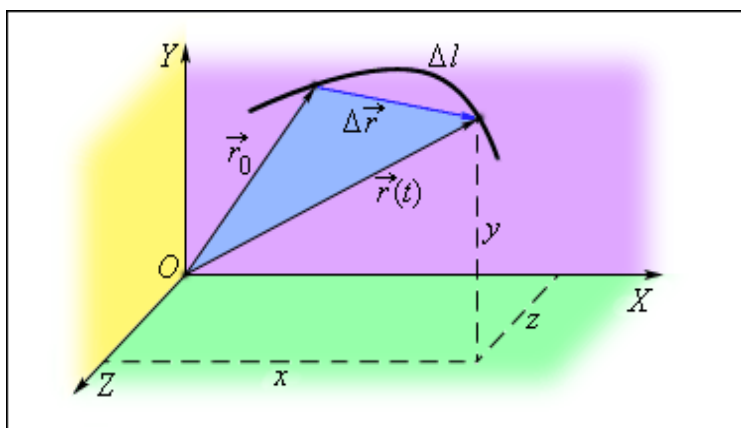


Рис. 1

Положення матеріальної точки в просторі у будь-який момент часу (**закон руху**) можна визначати або за допомогою залежності координат від часу $x = x(t)$, $y = y(t)$, $z = z(t)$ (**координатний спосіб**), або за допомогою залежності від часу радіус-вектора $\vec{r} = \vec{r}(t)$ (**векторний спосіб**), проведеного з початку координат до цієї точки (Рис. 1).

Переміщенням тіла $\vec{s} = \Delta \vec{r} = \vec{r} - \vec{r}_0$ називають спрямований відрізок прямої, що сполучає початкове положення тіла з його подальшим положенням. **Переміщення є векторна величина.**

Пройдений шлях l дорівнює довжині дуги траєкторії, пройденої тілом за деякий час t . **Шлях – скалярна величина.**

Для характеристики руху вводиться поняття **середньої швидкості**:

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$$

Миттєва швидкість, визначається межею, до якої наближається середня швидкість на нескінченно малому проміжку часу Δt :

$$\vec{v} = \frac{\Delta \vec{s}}{\Delta t} = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}; (\Delta t \rightarrow 0)$$

або

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

Миттєва швидкість \vec{v} тіла у будь-якій точці криволінійної траєкторії спрямована по дотичній до траєкторії в цій точці .

Миттєвим прискоренням (або просто прискоренням) \vec{a} тіла називають межу відношення малої зміни швидкості $\Delta \vec{v}$ до малого проміжку часу Δt , впродовж якого відбувалася зміна швидкості:

$$\vec{a} = \frac{\Delta \vec{v}}{\Delta t}; (\Delta t \rightarrow 0) \quad \text{або} \quad \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} .$$

Дотична складова повного прискорення \vec{a}_τ вказує, наскільки швидко змінюється швидкість тіла по модулю.

Нормальна складова повного прискорення \vec{a}_n вказує, наскільки швидко швидкість тіла змінюється по напрямку.

Таким чином, основними фізичними величинами в кінематиці матеріальної точки є пройдений шлях l , переміщення \vec{s} , швидкість \vec{v} і прискорення \vec{a} . Шлях l є скалярною величиною. Переміщення \vec{s} , швидкість \vec{v} і прискорення \vec{a} – величини векторні.

При обертанні твердого тіла навколо нерухомої осі лінійні швидкості і прискорення для різних його точок будуть різні. Тому обертальний рух прийнято характеризувати кутовими величинами, однаковими в даний момент часу для усіх точок тіла, що обертається.

Для характеристики швидкості і напрямку обертання тіла навколо осі служить кутова швидкість. Кутовою швидкістю $\vec{\omega}$ називають вектор, який чисельно дорівнює першій похідній від кута повороту $\vec{\varphi}$ за часом t , спрямований уздовж нерухомої осі обертання і визначається за правилом правого гвинта:

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

Довільна точка (М) твердого тіла, що обертається навколо нерухомої осі з кутовою швидкістю ω , описує коло радіусу R з центром в точці O .

Для характеристики зміни вектору кутової швидкості тіла при нерівномірному русі тіла навколо нерухомої осі вводиться вектор $\vec{\varepsilon}$ кутового прискорення тіла, рівний першій похідній від його кутової швидкості $\vec{\omega}$ за часом t :

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

Лекція 2 Динаміка. Закони Ньютона. Відносність руху. Перетворення Галілея. Сила. Маса. Імпульс

Основу класичної механіки складають три закони, сформульовані Ньютоном в результаті узагальнення численних дослідних даних.

Перший закон динаміки: матеріальна точка зберігає стан спокою або рівномірного прямолінійного руху до тих пір, поки дія з боку інших тіл не виведе її з цього стану. У цьому проявляється особлива динамічна властивість тіл, що називається їх *інертністю*. Відповідно перший закон Ньютона називають *законом інерції*, а системи відліку, в яких виконується закон, – *інерціальними*.

Система відліку, по відношенню до якої матеріальна точка, вільна від зовнішніх дій, покоїться або рухається рівномірно і прямолінійно, називається *інерціальною системою відліку*.

Ніякими механічними дослідями усередині цієї системи відліку не можна встановити, чи покоїться вона або рухається з деякою постійною швидкістю.

Основним законом динаміки матеріальної точки є другий закон Ньютона, який визначає, як міняється механічний рух точки під дією прикладених до неї сил.

Швидкість зміни імпульсу \vec{p} матеріальної точки дорівнює діючій на неї силі \vec{F} :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} \quad \text{або} \quad \frac{d}{dt}(m\vec{v}) = \vec{F} .$$

Якщо на матеріальну точку діє декілька сил, то \vec{F} – геометрична сума діючих сил:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots$$

Математичний вираз другого закону можна представити у вигляді:

$$\vec{a} = \frac{\vec{F}}{m} \quad \text{або} \quad m\vec{a} = \vec{F} .$$

Механічна дія тіл один на одного має характер їх взаємодії. Поняття *маси* тіла було введено на основі дослідів по виміру прискорень двох взаємодіючих тіл: *маси взаємодіючих тіл обернено пропорційні до чисельних значень прискорень*

$$\frac{m_1}{m_2} = -\frac{a_2}{a_1}; m_1 a_1 = -m_2 a_2$$

У векторній формі це співвідношення набирає вигляду:

$$m_1 \vec{a}_1 = -m_2 \vec{a}_2.$$

Знак "мінус" виражає тут той доведений факт, що прискорення взаємодіючих тіл завжди спрямовані в протилежні сторони. Звідси слідує:

$$\vec{F}_1 = -\vec{F}_2.$$

Дві матеріальні точки діють один на одного з силами, які чисельно рівні і спрямовані в протилежні сторони уздовж прямої, що сполучає ці точки.

З третього закону Ньютона виходить, що у будь-якій механічній системі геометрична сума усіх внутрішніх сил дорівнює нулю:

$$\sum_{i=1}^n \sum_{k=1}^n \vec{F}_{ik} = 0.$$

Рух тіл можна описувати в різних системах відліку. З точки зору кінематики усі системи відліку рівноправні. Проте кінематичні характеристики руху, такі як траєкторія, переміщення, швидкість в різних системах опиняються різними.

Перетвореннями Галілея називаються перетворення координат і часу при переході від однієї інерціальної системи відліку $K(x, y, z, t)$ до іншої $K'(x', y', z', t)$.

Нехай є **дві системи відліку**. Система $ХОУ$ умовно вважається нерухомою, а система $Х'О'У'$ рухається поступально по відношенню до системи $ХОУ$ зі швидкістю \vec{v}_0 . Система $ХОУ$ може бути, наприклад, пов'язана із Землею, а система $Х'О'У'$ – з платформою (рис. 2), що рухається по рейках.

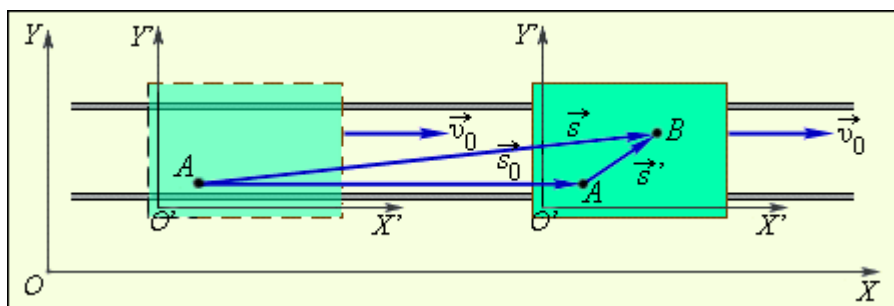


Рис. 2

Нехай людина перейшла по платформі за деякий час з точки А в точку В. Тоді його переміщення відносно платформи відповідає вектору \vec{s}' , а переміщення платформи відносно Землі відповідає вектору \vec{s}_0 . З рис.2 видно, що переміщення людини відносно Землі відповідатиме вектору \vec{s} , що є сумою векторів \vec{s}_0 і \vec{s}' :

$$\vec{s} = \vec{s}_0 + \vec{s}', \quad \vec{s} = \vec{v}_0 \Delta t + \vec{s}'.$$

Якщо розглянути переміщення за малий проміжок часу Δt , то, розділивши обидві частини цього рівняння на Δt і потім перейшовши до межі при $\Delta t \rightarrow 0$, отримаємо:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}',$$

де \vec{v} – швидкість тіла в "нерухомій" системі відліку XOY, \vec{v}' – швидкість тіла в системі відліку X'O'Y', що "рухається".

Співвідношення виражає *класичний закон складання швидкостей*.

Диференціюючи його за часом t , отримаємо:

$$\vec{a} = \vec{a}'$$

При рівномірному і прямолінійному русі систем відліку один відносно одного прискорення тіла в цих двох системах однакові.

Силою називається векторна величина, що є мірою механічної дії на дане тіло з боку інших тіл. Механічна взаємодія може здійснюватися як між безпосередньо контактуючими тілами, так і між видаленими тілами.

Особлива форма матерії, що зв'язує частки речовини в єдині системи і розповсюджується з кінцевою швидкістю дії одних часток на інші, називається фізичним полем або полем.

Сила повністю визначена, якщо задані її модуль, напрям в просторі і точка прикладення. Пряма, уздовж якої спрямована сила, називається лінією дії сили.

Поле стаціонарно, якщо воно не міняється з часом.

Одночасна дія на матеріальну точку декількох сил еквівалентно дії однієї сили, що називається *рівнодійною* (результуючою) силою і рівній їх геометричній сумі.

Тіла, що не входять до складу механічної системи, називаються *зовнішніми тілами*.

Сили, діючі на систему з боку зовнішніх тіл, називаються *зовнішніми силами*.

Внутрішніми силами називаються сили діючі між тілами усередині даної системи.

Механічна система називається замкнутою, або ізольованою системою, якщо вона не взаємодіє із зовнішніми тілами, тобто ні на одно з тіл замкнутої системи зовнішні сили не діють.

У класичній механіці *масою* матеріальної точки (тіла) називається позитивна скалярна величина, що є мірою інертності цієї точки.

Маса має наступні властивості:

а) маса матеріальної точки не залежить від стану руху точки, будучи її незмінною характеристикою;

б) маса величина *адитивна*, тобто маса системи дорівнює сумі мас усіх матеріальних точок, що входять до складу цієї системи;

в) маса замкнутої системи залишається незмінною при будь-яких процесах (*закон збереження маси*).

Центром інерції, або центром мас, системи матеріальних точок називається точка C , *радіус-вектор* \vec{r}_c якої рівний:

$$\vec{r}_c = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^n \Delta m_i \vec{r}_i,$$

де Δm_i і \vec{r}_i – маса і радіус-вектор i -ї матеріальної точки, n – загальне число матеріальних точок в системі, а $m = \sum_{i=1}^n \Delta m_i$ – маса усієї системи.

Швидкість центру інерції:

$$\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt} = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^n \Delta m_i \vec{v}_i.$$

Векторна величина \vec{p}_i , рівна добутку маси Δm_i матеріальної точки на її швидкість \vec{v}_i , називається *імпульсом* цієї матеріальної точки:

$$\vec{p}_i = \Delta m_i \vec{v}_i$$

Імпульсом системи матеріальних точок називається вектор \vec{p} , який дорівнює геометричній сумі імпульсів усіх матеріальних точок системи:

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

Лекція 3 Закон збереження імпульсу. Енергія, робота, потужність. Кінетична, потенційна, повна механічна енергія

З другого і третього законів витікає, що перша похідна за часом t від імпульсу \vec{p} механічної системи дорівнює вектору усіх зовнішніх сил, прикладених до системи:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}_{\text{атр}} .$$

Це рівняння виражає **закон зміни імпульсу** системи.

Замкнута система припускає відсутність зовнішніх дій. Тому:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} \equiv 0 \quad \text{і} \quad \vec{p} = \text{const} .$$

Закон збереження імпульсу: імпульс \vec{p} замкнутої системи не змінюється з часом.

Енергією називається скалярна фізична величина, що є загальною мірою різних форм руху матерії. Відповідно до різних форм руху матерії говорять про різні види енергії – механічною, внутрішньою, ядерною і так далі

Енергетичні характеристики руху вводяться на основі поняття **механічної роботи** або **роботи сили**.

Роботою A , здійснюваною постійною силою \vec{F} , називається фізична величина, рівна добутку модулів сили і переміщення, доданому на косинус кута α між векторами сили \vec{F} і переміщення \vec{s} (рис. 3):

$$A = F s \cos \alpha$$

Робота є скалярною величиною. Вона може бути як позитивною ($0^\circ \leq \alpha < 90^\circ$), так і негативною ($90^\circ < \alpha \leq 180^\circ$). При $\alpha = 90^\circ$ робота, що здійснюється силою, дорівнює нулю.

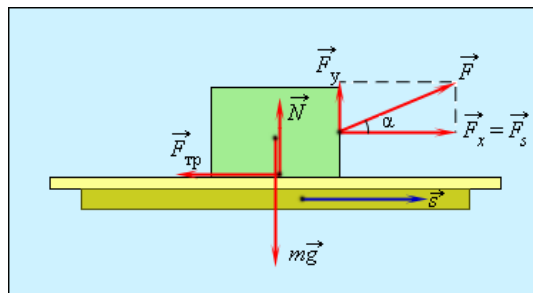


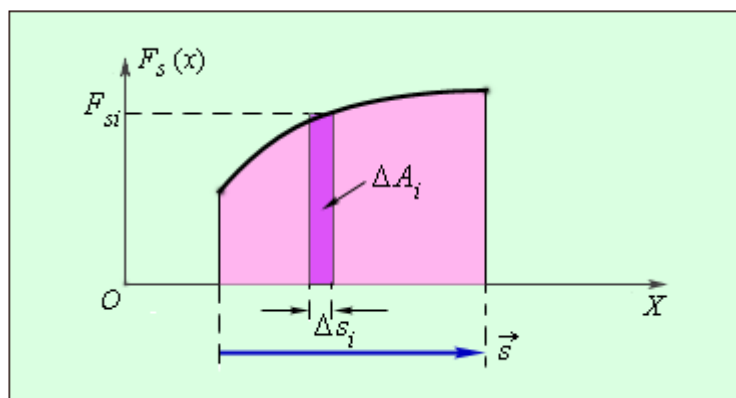
Рис. 3

Якщо проекція F_s сили \vec{F} на напрям переміщення \vec{s} не залишається постійною, роботу слід обчислювати для малих переміщень Δs_i і підсумовувати результати:

$$A = \sum_i \Delta A_i = \sum_i F_{si} \Delta s_i .$$

Ця сума в межі ($\Delta s_i \rightarrow 0$) переходить в інтеграл.

Графічно робота визначається по площі криволінійної фігури під графіком $F_s(x)$.



Робота сили, що здійснюється в одиницю часу, називається **потужністю**. Потужність N – це фізична величина, рівна відношенню роботи A до проміжку часу t , впродовж якого здійснена ця робота:

$$N = \frac{A}{t} .$$

Поняття енергії і роботи нерозривно пов'язані між собою – енергія тіла (системи тіл) характеризує його здатність здійснювати роботу. З іншого боку, робота є кількісною мірою зміни енергії тіла при переході з одного стану в інше.

У механіці розрізняють два види енергії – **кінетичну енергію** E_k (енергія руху) і **потенційну енергію** E_p (енергія взаємодії). Сума їх є повна механічна енергія тіла

При рівноприскореному русі роботу можна визначити по формулі:

$$A = F_s = ma \frac{v_2^2 - v_1^2}{2a} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} .$$

Цей вираз показує, що робота, здійснена силою (чи рівнодійною усіх сил), пов'язана зі зміною квадрата швидкості.

Фізична величина, рівна половині твору маси тіла на квадрат його швидкості, називається кінетичною енергією тіла:

$$E_k = \frac{mv^2}{2} .$$

Робота рівнодійної сили, прикладеної до тіла, дорівнює зміні його кінетичної енергії:

$$A = E_{k2} - E_{k1} .$$

Кінетична енергія – це енергія руху. Кінетична енергія тіла масою m , що рухається зі швидкістю \vec{v} , дорівнює роботі, яку повинна вчинити сила, прикладена до тіла, що покоїться, щоб повідомити йому цю швидкість:

$$A = \frac{mv^2}{2} = E_k.$$

Якщо тіло рухається зі швидкістю \vec{v} , то для його повної зупинки необхідно вчинити роботу:

$$A = -\frac{mv^2}{2} = -E_k.$$

У фізиці разом з кінетичною енергією або енергією руху важливу роль грає поняття потенційної енергії або енергії взаємодії тіл.

Потенційна енергія визначається взаємним положенням тіл (наприклад, положенням тіла відносно поверхні Землі). Поняття потенційної енергії можна ввести тільки для сил, робота яких не залежить від траєкторії руху і визначається тільки початковим і кінцевим положеннями тіла. Такі сили називаються **консервативними**.

Робота консервативних сил на замкнутій траєкторії дорівнює нулю.

Властивість консервативності мають сила тяжіння і сила пружності. Для цих сил можна ввести поняття потенційної енергії.

Якщо тіло переміщається поблизу поверхні Землі, то на нього діє постійна за величиною і напрямом сила тяжіння $\vec{F} = m\vec{g}$. Робота цієї сили залежить тільки від вертикального переміщення тіла.

Якщо тіло перемістилося з точки, розташованої на висоті h_1 , в точку, розташовану на висоті h_2 від початку координатної осі ОУ (рис. 4), то сила тяжіння вчинила роботу:

$$A = -mg(h_2 - h_1) = -(mgh_2 - mgh_1).$$

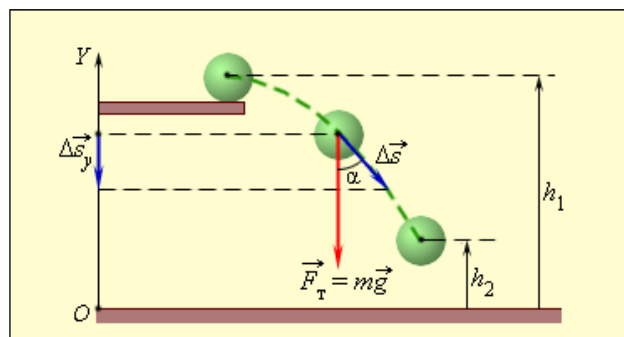


Рис. 4

Потенційна енергія тіла в полі сили тяжіння:

$$E_p = mgh.$$

Вона дорівнює роботі, яку здійснює сила тяжіння при опусканні тіла на нульовий рівень.

Потенційна енергія E_p залежить від вибору нульового рівня, тобто від вибору початку координат осі ОУ. Фізичний сенс має не сама потенційна енергія, а її зміна $\Delta E_p = E_{p2} - E_{p1}$ при переміщенні тіла з одного положення в інше. **Ця зміна не залежить від вибору нульового рівня.**

Формула, що виражає потенційну енергію тіла масою m на відстані r від центру Землі, має вигляд:

$$E_p = -G \frac{Mm}{r},$$

де M – маса Землі, G – гравітаційна постійна.

Поняття потенційної енергії можна ввести і для сили пружності. Ця сила також має властивість консервативності.

Потенційною енергією пружини (чи будь-якого пружно деформованого тіла) називають величину:

$$E_p = \frac{kx^2}{2}.$$

Потенційна енергія пружно деформованого тіла дорівнює роботі сили пружності при переході з цього стану в стан з нульовою деформацією.

Потенційна енергія при пружній деформації – це енергія взаємодії окремих частин тіла між собою за допомогою сил пружності.

Лекція 4 Пружні, непружні взаємодії. Закон збереження механічної енергії. Сили в природі. Умови рівноваги тіл

Ударна взаємодія (чи зіткнення) – ця короткочасна взаємодія тіл, в результаті якої їх швидкості випробовують значні зміни. У механіці часто використовують дві моделі ударної взаємодії – **абсолютно пружна** і **абсолютно непружна** взаємодія.

Абсолютно **непружною** взаємодією називають таку взаємодію, при якій тіла з'єднуються (злипаються) один з одним і рухаються далі як одно тіло.

Абсолютно **пружною** взаємодією називається зіткнення, при якому зберігається механічна енергія системи тіл.

Центральним ударом куль називають зіткнення, при якому швидкості куль до і після удару спрямовані по лінії центрів (рис.5).

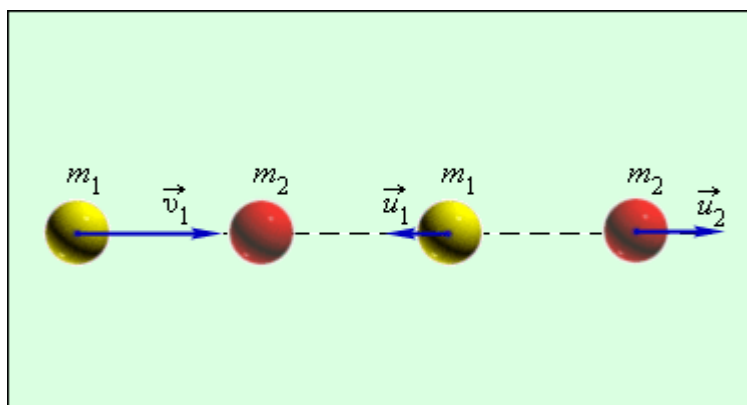


Рис. 5

Закон збереження механічної енергії

Якщо тіла, що становлять замкнуту механічну систему, взаємодіють між собою тільки за допомогою сил тяжіння і пружності, то робота цих сил дорівнює зміні потенційної енергії тіл, узятому з протилежним знаком:

$$A = -(E_{p2} - E_{p1}).$$

По теоремі про кінетичну енергію ця робота дорівнює зміні кінетичної енергії тіл:

$$A = E_{k2} - E_{k1}.$$

Отже:

$$E_{k1} + E_{p1} = E_{k2} + E_{p2}.$$

Сума кінетичної і потенційної енергії тіл, що становлять замкнуту систему і взаємодіють між собою за допомогою сил тяжіння і сил пружності, залишається незмінною.

Закон всесвітнього тяжіння: усі тіла притягуються один до одного з силою, прямо пропорційною їх масам і обернено пропорційною до квадрата відстані між ними:

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

Одним з проявів сили всесвітнього тяжіння є сила тяжіння. Якщо M – маса Землі, R_3 – її радіус, m – маса цього тіла, то сила тяжіння рівна дорівнює:

$$F = G \frac{M}{R_3^2} m = mg,$$

де g – прискорення вільного падіння у поверхні Землі.

Вагою тіла називають силу, з якою тіло внаслідок його тяжіння до Землі діє на опору або підвіс.

Нехай тіло лежить на нерухомому відносно Землі горизонтальному столі (рис. 6). На тіло діють сила тяжіння $\vec{F}_T = m\vec{g}$, спрямована вертикально вниз, і

сила пружності $\vec{F}_y = \vec{N}$, з якою опора діє на тіло. Силу \vec{N} називають **силою нормального тиску** або **силою реакції опори**. Відповідно до третього закону Ньютона тіло діє на опору з деякою силою \vec{P} , рівною по модулю силі реакції опори і спрямованою в протилежну сторону. Сила \vec{P} називається **вагою тіла**.

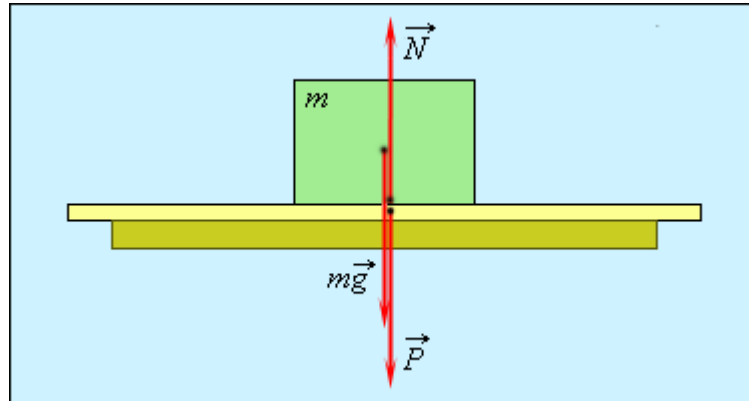


Рис. 6

При деформації тіла виникає сила, яка прагне відновити колишні розміри і форму тіла. Ця сила виникає внаслідок електромагнітної взаємодії між атомами і молекулами речовини. Її називають **силою пружності**.

Сила пружності пропорційна деформації тіла і спрямована убік, протилежну до напрямку переміщення часток тіла при деформації:

$$F_{упр} = -kx .$$

Це співвідношення виражає експериментально встановлений **закон Гука**, коефіцієнт k називається жорсткістю тіла

Тертя – один з видів взаємодії тел. Воно виникає при зіткненні двох тел.

Сила **тертя ковзання** пропорційна силі нормального тиску тіла на опору і спрямована убік, протилежну до руху:

$$F_{тр} = \mu N ,$$

μ – коефіцієнт тертя ковзання.

З другого закону Ньютона виходить, що якщо геометрична сума усіх зовнішніх сил, прикладених до тіла, дорівнює нулю, то тіло знаходиться в стані спокою або здійснює рівномірний прямолінійний рух. В цьому випадку сили, прикладені до тіла, урівноважують один одного.

Щоб необертальне тіло знаходилося в рівновазі, необхідно, щоб рівнодійна усіх сил, прикладених до тіла, дорівнювала нулю:

$$\vec{F} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2 + \dots = 0$$

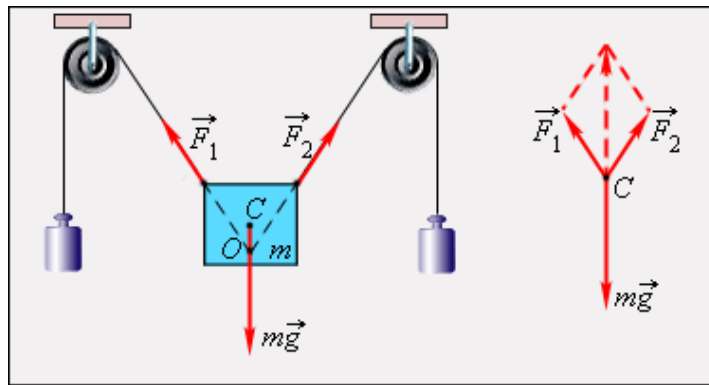


Рис. 7

На рис. 7 даний приклад рівноваги твердого тіла під дією трьох сил. Точка перетину O ліній дії сил \vec{F}_1 і \vec{F}_2 не співпадає з точкою прикладення сили тяжіння (центр мас C), але при рівновазі ці точки обов'язково знаходяться на одній вертикалі. При обчисленні рівнодійної усі сили наводяться до однієї точки.

Якщо тіло може **обертатися** відносно деякої осі, то для його рівноваги **недостатньо рівності нулю рівнодійної усіх сил**.

Дія сили, що обертає, залежить не лише від її величини, але і від відстані між лінією дії сили і віссю обертання.

Довжина перпендикуляра, проведеного від осі обертання до лінії дії сили, називається **плечем сили**.

Добуток модуля сили F на плече d називається **моментом сили M** . Позитивними вважаються моменти тих сил, які прагнуть повернути тіло проти годинникової стрілки (рис. 8).

Правило моментів: тіло, що має нерухому вісь обертання, знаходиться в рівновазі, якщо алгебраїчна сума моментів усіх прикладених до тіла сил відносно цієї осі дорівнює нулю:

$$M_1 + M_2 + \dots = 0$$

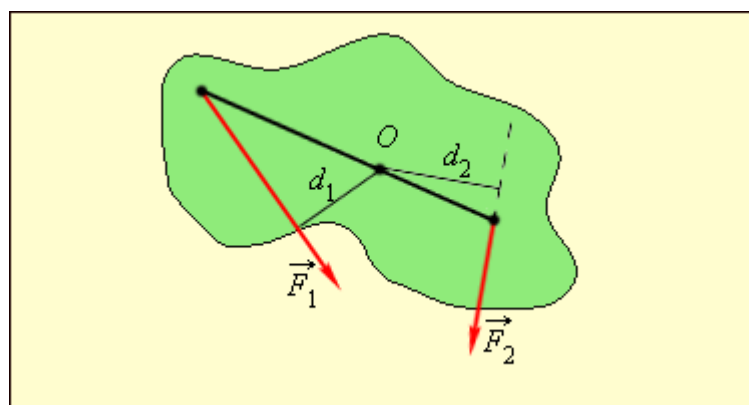


Рис. 8

У загальному випадку, коли тіло може рухатися поступально і обертатися, для рівноваги потрібне виконання обох умов: рівність нулю рівнодійної сили і рівність нулю суми усіх моментів сил.

**Лекція 5 Динаміка обертального руху. Момент інерції. Центр маси.
Теорема про паралельне перенесення осі обертання (теорема Штейнера)**

Для кінематичного опису обертання твердого тіла зручно використовувати кутові величини: кутове переміщення $\Delta\vec{\varphi}$, кутову швидкість $\vec{\omega}$ і кутове прискорення $\vec{\epsilon}$.

При обертанні твердого тіла відносно нерухомої осі усі його точки рухаються з однаковими кутовими швидкостями і однаковими кутовими прискореннями.

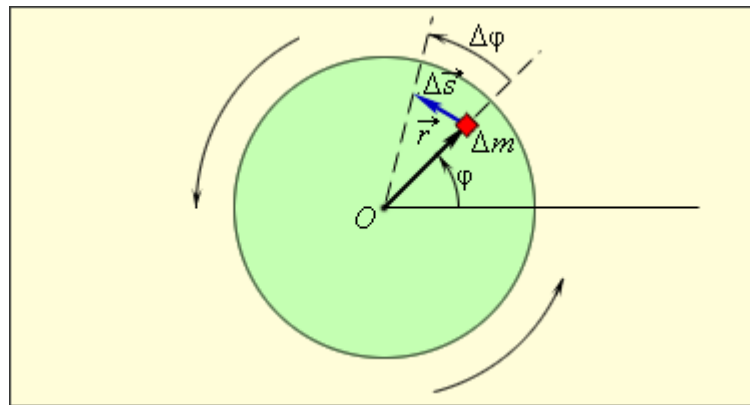


Рис. 9

При малих кутових переміщеннях $\Delta\vec{\varphi}$ модуль вектору лінійного переміщення деякого елемента маси Δm твердого тіла, що обертається, виражається співвідношенням:

$$\Delta s = r\Delta\varphi .$$

Розіб'ємо тіло, що обертається, на малі елементи масами Δm_i . Відстані до осі обертання позначимо через r_i , модулі лінійних швидкостей – через v_i .

Тоді кінетичну енергію тіла, що обертається, можна записати у виді:

$$E_k = \sum_i \frac{\Delta m v_i^2}{2} = \sum_i \frac{\Delta m (r_i \omega)^2}{2} = \frac{\omega^2}{2} \sum_i \Delta m_i r_i^2 .$$

Фізична величина, яка дорівнює $\sum_i \Delta m_i r_i^2$, залежить від розподілу мас тіла, що обертається, відносно осі обертання. Вона називається **моментом інерції I тіла** відносно цієї осі:

$$I = \sum_i \Delta m_i r_i^2 .$$

Добуток елементарної маси Δm_i на r_i визначає момент інерції матеріальної точки відносно осі обертання.

У межі при $\Delta m \rightarrow 0$ ця сума переходить в інтеграл.

Кінетична енергія твердого тіла, що обертається відносно нерухомій осі, дорівнює:

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

Момент інерції в динаміці обертального руху грає ту ж роль, що і маса тіла в динаміці поступальної ходи. Але є і принципова різниця. Якщо маса – внутрішня властивість цього тіла, не залежна від його руху, то **момент інерції тіла залежить від того, навколо якої осі воно обертається**. Для різних осей обертання моменти інерції одного і того ж тіла різні.

У багатьох завданнях розглядається випадок, коли вісь обертання твердого тіла проходить через його центр маси. Положення x_c, y_c центру мас для простого випадку системи з двох часток з масами m_1 і m_2 , розташованими в площині XU в точках з координатами x_1, y_1 і x_2, y_2 (рис. 10), визначається виразами:

$$x_c = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}; y_c = \frac{m_1 y_1 + m_2 y_2}{m_1 + m_2}.$$

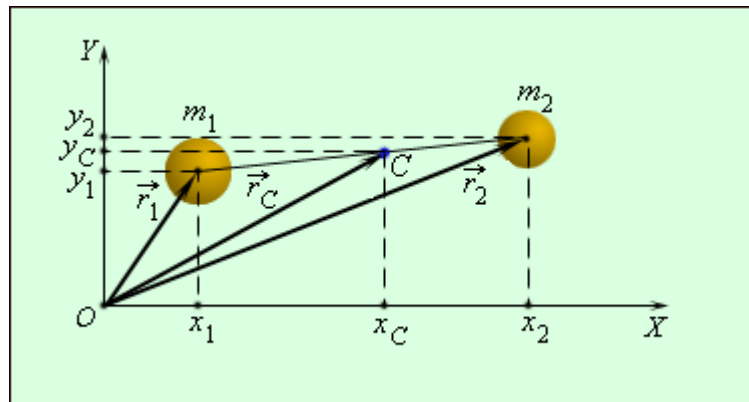


Рис. 10

У векторній формі це співвідношення набирає вигляду:

$$\vec{r}_c = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2}.$$

Аналогічно, для системи, що складаються з багатьох матеріальних точок, радіус-вектор \vec{r}_c центру мас визначається виразом

$$\vec{r}_c = \frac{\sum m_i \vec{r}_i}{\sum m_i}.$$

При плоскому русі кінетична енергія твердого тіла, що рухається, дорівнює сумі кінетичної енергії поступальної ходи і кінетичної енергії обертання відносно осі, що проходить через центр мас тіла і перпендикулярної площинам, в яких рухаються усі точки тіла:

$$E_k = \frac{mv_c^2}{2} + \frac{I_c \omega^2}{2},$$

де m – повна маса тіла; I_C – момент інерції тіла відносно осі, що проходить через центр мас.

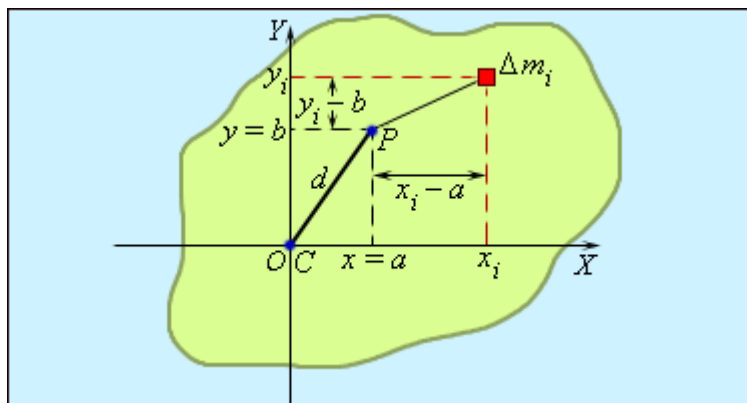


Рис. 11

Розглянемо переріз твердого тіла довільної форми, зображений на рис. 11. Виберемо координатну систему XU з початком координат O в центрі мас C тіла. Нехай одна з осей обертання проходить через центр мас C , а інша через довільну точку P , розташовану на відстані d від початку координат. Обидві осі перпендикулярні площині креслення. Нехай Δm_i – деякий малий елемент маси твердого тіла. За визначенням моменту інерції

$$I_c = \sum_i \Delta m_i (x_i^2 + y_i^2),$$

$$I_p = \sum_i \Delta m_i ((x_i - a)^2 + (y_i - b)^2).$$

Вираз для I_p можна переписати у вигляді

$$I_p = \sum_i \Delta m_i (x_i^2 + y_i^2) + \sum_i \Delta m_i (a^2 + b^2) - 2a \sum_i \Delta m_i x_i - 2b \sum_i \Delta m_i y_i .$$

Оскільки початок координат співпадає з центром мас C , останні два члени перетворюються на нуль. Це витікає з визначення центру мас. Отже:

$$I_p = I_c + md^2 ,$$

де m – повна маса тіла, d – відстань між осями. Це співвідношення називають **теоремою Штейнера** (теоремою про паралельне перенесення осі обертання).

На рис. 12 приведені моменти інерції тіл різної геометричної форми.

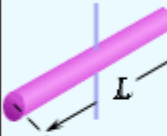





$I_C = \frac{1}{12}ML^2$  Твердый стержень	$I_C = \frac{2}{5}MR^2$  Шар	$I_C = \frac{2}{3}MR^2$  Тонкостенная сферическая оболочка
$I_C = MR^2$  Тонкостенный цилиндр	$I_C = \frac{1}{2}MR^2$  Диск	$I_C = \frac{1}{4}MR^2$  Диск

Рис. 12

Лекція 6 Основне рівняння динаміки обертального руху. Момент імпульсу. Закон збереження моменту імпульсу

Другий закон Ньютона може бути узагальнений на випадок обертання твердого тіла відносно нерухомої осі. На рис. 13 зображено деяке тверде тіло, що обертається відносно осі, перпендикулярної до площини малюнка і проходить через точку O . Виділимо довільний малий елемент маси Δm_i . На нього діють зовнішні і внутрішні сили. Рівнодійна усіх сил є \vec{F}_i . Її можна розкласти на дві складові: дотичну \vec{F}_{it} і радіальну \vec{F}_{ir} . Радіальна складова створює доцентрове прискорення a_n .

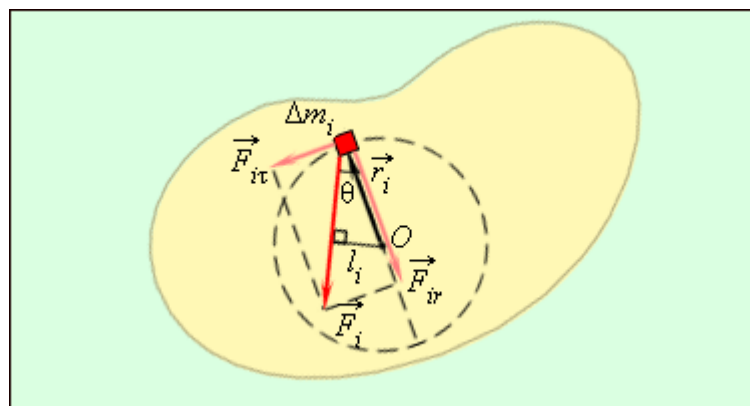


Рис. 13

Дотична складова \vec{F}_{it} викликає тангенціальне прискорення \vec{a}_{it} маси Δm_i . Другий закон Ньютона, записаний в скалярній формі, дає

$$\Delta m_i a_{it} = F_{it} = F_i \sin \theta \quad \text{или} \quad \Delta m_i r_i \varepsilon = F_i \sin \theta,$$

де $\varepsilon = \frac{a_{it}}{r_i}$ – кутове прискорення усіх точок твердого тіла.

Якщо обидві частини написаного вище рівняння помножити на r_i , то отримаємо:

$$\Delta m_i r_i^2 \varepsilon = F_i r_i \sin \theta = F_i l_i = M_i,$$

де l_i – плече сили \vec{F}_i , \vec{M}_i – момент сили.

Тепер треба записати аналогічні співвідношення для усіх елементів маси Δm_i твердого тіла, що обертається, а потім підсумувати ліві і праві частини. Це дає:

$$\sum_i \Delta m_i r_i^2 \varepsilon = \sum_i M_i.$$

Сума моментів сил, діючих на різні точки твердого тіла, що стоїть в правій частині, складається з суми моментів усіх зовнішніх сил і суми моментів усіх внутрішніх сил:

$$\sum_i M_i = \sum_i M_{i\text{внеш}} + \sum_i M_{i\text{внутр}}.$$

Сума моментів усіх внутрішніх сил згідно з третім законом Ньютона дорівнює нулю, тому в правій частині залишається тільки сума моментів усіх зовнішніх сил, які ми позначимо через M . Таким чином:

$$\vec{M} = I\vec{\varepsilon}.$$

Це *основне рівняння динаміки обертального руху* твердого тіла. Величини $\vec{\omega}$, $\vec{\varepsilon}$, \vec{M} визначаються як вектори, спрямовані по осі обертання.

При вивченні поступальної ходи тіл вводиться поняття імпульсу тіла \vec{p} .

При вивченні обертального руху вводиться поняття *моменту імпульсу*.

Моментом імпульсу тіла, що обертається, називають фізичну величину, рівну твору моменту інерції тіла I на кутову швидкість $\vec{\omega}$ його обертання.

Момент імпульсу позначається буквою \vec{L} :

$$\vec{L} = I\vec{\omega}.$$

Диференціюючи цю рівність за часом, отримаємо:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = I\vec{\varepsilon} = \vec{M}.$$

Це рівняння, отримане для випадку, коли $I = const$, справедливо і в загальному випадку, коли момент інерції тіла змінюється в процесі руху.

Якщо сумарний момент M зовнішніх сил, діючих на тіло, дорівнює нулю, то момент імпульсу $L = I\omega$ відносно цієї осі зберігається:

$$\frac{dL}{dt} = 0, L = const.$$

Це і є *закон збереження моменту імпульсу*. Ілюстрацією цього закону може служити непружне обертальне зіткнення двох дисків, насаджених на загальну вісь (рис. 14).

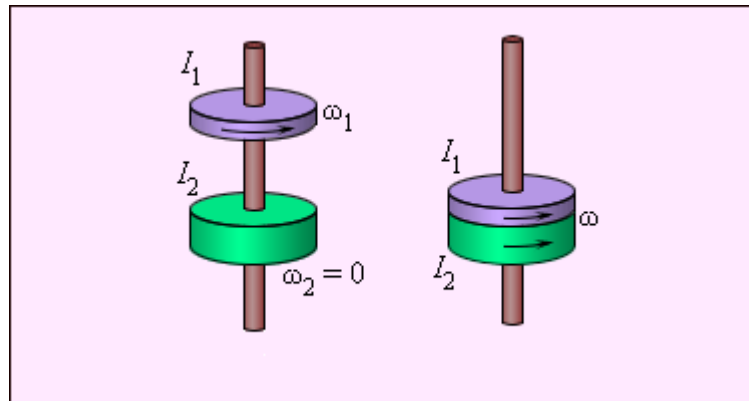


Рис. 14

Рівняння обертального руху тіла можна записувати не лише відносно нерухомій або рівномірно осі, що рухається, але і відносно осі, що рухається з прискоренням.

Основне рівняння динаміки обертального руху не змінює свого виду і у разі осей, що прискорено рухаються, за умови, що вісь обертання проходить через центр маси тіла і що її напрям в просторі залишається незмінним.

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ МОЛЕКУЛЯРНОЇ ФІЗИКИ І ТЕРМОДИНАМІКИ

ЗМІСТОВНИЙ МОДУЛЬ 1.2.

Лекція 7 Введення в молекулярну фізику і термодинаміку.

Молекулярно-кінетична теорія (МКТ), основні положення МКТ, основне рівняння МКТ, температура, закон Дальтона

Молекулярна фізика і термодинаміка – це, по суті, дві різні по своїх підходах, але тісно пов'язані науки, що займаються одним і тим же – вивченням макроскопічних властивостей фізичних систем.

Молекулярна фізика є статистичною теорією, т. е. теорією, яка розглядає поведінку систем, що складаються з величезного числа часток (атомів, молекул), на основі імовірнісних моделей.

На відміну від молекулярно-кінетичної теорії, термодинаміка при вивченні властивостей макроскопічних систем не спирається ні на які уявлення про молекулярну структуру речовини. Термодинаміка є наукою феноменологічною. Вона робить висновки про властивості речовини на основі законів, встановлених на досвіді, таких як закон збереження енергії. Термодинаміка оперує тільки з макроскопічними величинами (тиск, температура, об'єм і тому подібне)

Молекулярно-кінетичною теорією називають вчення про будову і властивості речовини на основі уявлення про існування атомів і молекул як найменших часток хімічних речовин.

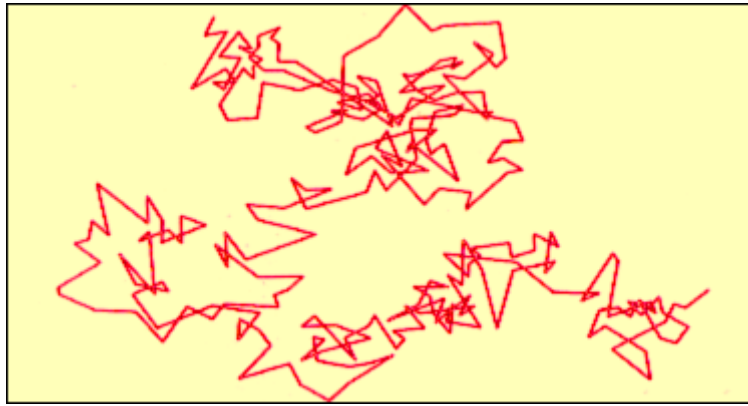
У основі молекулярно-кінетичної теорії лежать три положення:

1. Усі речовини – рідкі, тверді і газоподібні – утворені з найдрібніших часток – молекул, які самі складаються з атомів ("елементарних молекул"). Молекули хімічної речовини можуть бути простими і складними, тобто складатися з одного або декількох атомів. Молекули і атоми є електрично нейтральними частками. За певних умов молекули і атоми можуть придбавати додатковий електричний заряд і перетворюватися на позитивні або негативні іони.

2. Атоми і молекули знаходяться у безперервному хаотичному русі.

3. Частки взаємодіють один з одним силами, що мають електричну природу. Гравітаційною взаємодією між частками нехтують.

Експериментальним підтвердженням представлень молекулярно-кінетичної теорії про безладний рух атомів і молекул є броунівський рух.



У молекулярно-кінетичній теорії кількість речовини прийнято вважати пропорційною числу часток. Одиниця кількості речовини називається молем (моль).

Моль – це кількість речовини, що містить стільки ж часток (молекул), скільки міститься атомів в 0,012 кг вуглецю ^{12}C . Молекула вуглецю складається з одного атома.

Таким чином, в одному молі будь-якої речовини міститься одно і те ж число часток (молекул). Це число називається постійною Авогадро N_A :

$$N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}.$$

Кількість речовини ν визначається як відношення числа N часток (молекул) речовини до постійної Авогадро N_A :

$$\nu = \frac{N}{N_A}.$$

Масу одного моля речовини прийнято називати молярною масою M . Молярна маса дорівнює твору маси m_0 однієї молекули цієї речовини на постійну Авогадро:

$$M = N_A \cdot m_0.$$

Молярна маса виражається в кілограмах на моль (кг/моль).

За одиницю маси атомів і молекул приймається 1/12 маси атома ізотопу вуглецю ^{12}C (з масовим числом 12). Вона називається атомною одиницею маси (а. е. м.):

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

Відношення маси атома або молекули цієї речовини до 1/12 маси атома вуглецю ^{12}C називається відносною масою.

Простою моделлю, даної молекулярно-кінетичної теорії, є модель ідеального газу. У кінетичній моделі ідеального газу молекули розглядаються як ідеально пружні кульки, що взаємодіють між собою і з стінками тільки під

час пружних зіткнень. Сумарний об'єм усіх молекул передбачається малим в порівнянні з об'ємом посудини, в якій знаходиться газ. Модель ідеального газу досить добре описує поведінку реальних газів в широкому діапазоні тисків і температур. Завдання молекулярно-кінетичної теорії полягає в тому, щоб встановити зв'язок між мікроскопічними (маса, швидкість, кінетична енергія молекул) і макроскопічними параметрами (тиск, об'єм, температура).

Проекція v_x швидкості молекули, перпендикулярна стінці, змінює свій знак на протилежний, а проекція v_y швидкості, паралельна стінці, залишається незмінною (рис. 15).

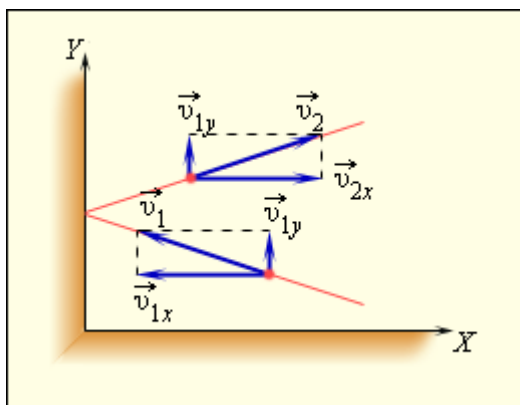


Рис. 15

Тому зміна імпульсу молекули буде дорівнювати $2m_0v_x$, де m_0 – маса молекули.

Виділимо на стінці деякий майданчик S (рис. 16). За час Δt з цим майданчиком зіткнуться усі молекули, що мають проекцію швидкості v_x , спрямовану у бік стінки, що знаходяться в циліндрі з основою площею S і заввишки $v_x\Delta t$.

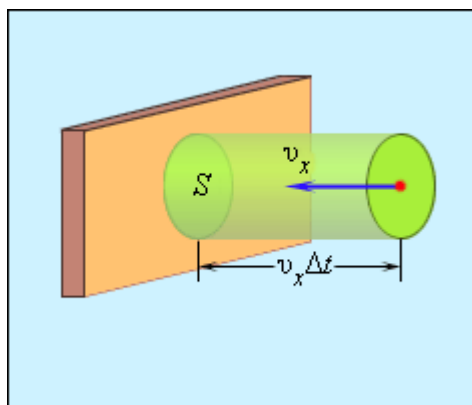


Рис. 16

Нехай в одиниці об'єму посудини містяться n молекул; тоді число молекул в об'ємі циліндра рівне $nSv_x\Delta t$. Число ударів молекул об майданчик S за час Δt

дорівнює $\frac{1}{2}nSv_x\Delta t$. Оскільки кожна молекула при зіткненні із стінкою змінює свій імпульс на величину $2m_0v_x$, то повну зміну імпульсу усіх молекул, що зіткнулися за час Δt з майданчиком S , дорівнює $nm_0v_x^2S\Delta t$.

Остаточно отримаємо:

$$p = \frac{F}{S} = nm_0v_x^2.$$

Формулу для середнього тиску газу на стінку посудини запишемо у вигляді:

$$p = \langle p \rangle = \frac{1}{3}nm_0 \langle v^2 \rangle = \frac{2}{3}n \frac{m_0 \langle v^2 \rangle}{2} = \frac{2}{3}n \langle E_k \rangle.$$

Це рівняння називають **основним рівнянням молекулярно-кінетичної теорії** газів.

Порівнюючи співвідношення $p = nkT$ з основним рівнянням молекулярно-кінетичної теорії газів, можна отримати:

$$\langle E_k \rangle = \frac{3}{2}kT.$$

Середня кінетична енергія хаотичного руху молекул газу прямо пропорційна абсолютній температурі.

Таким чином, середня кінетична енергія хаотичного руху молекул газу прямо пропорційна абсолютній температурі і температура є мірою середньої кінетичної енергії поступального руху молекул.

Тиск суміші газів на стінки посудини складатиметься з парціальних тисків кожного газу:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + \dots = (n_1 + n_2 + n_3 + \dots)kT,$$

де n_1, n_2, n_3 , – концентрації молекул різних газів в суміші. Це співвідношення виражає **закон Дальтона: тиск в суміші хімічно не взаємодіючих газів дорівнює сумі їх парціальних тисків.**

Лекція 8 Рівняння стану ідеального газу. Ізопроцеси. Випар, конденсація, кипіння. Насичені і ненасичені пари. Рівняння стану реального газу (рівняння Ван-дер-Ваальса)

Співвідношення

$$p = nkT$$

може бути записано у формі, що встановлює зв'язок між макроскопічними параметрами газу – об'ємом V , тиском p , температурою T і кількістю речовини ν :

$$n = \frac{N}{V} = \frac{\nu N_A}{V} = \frac{m}{M} \frac{N_A}{V}$$

або

$$pV = \nu N_A kT = \frac{m}{M} N_A kT .$$

$R = N_A k$ – універсальна газова постійна:

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

Співвідношення

$$pV = \nu RT = \frac{m}{M} RT$$

називається **рівнянням стану ідеального газу (рівнянням Клапейрона-Менделєєва)**.

Для одного моля будь-якого газу це співвідношення набуває вигляду:

$$pV = RT.$$

Якщо температура газу дорівнює $T_n = 273,15 \text{ К}$ (0°C), а тиск $p_n = 1 \text{ атм} = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$, газ знаходиться за нормальних умов і моль будь-якого газу за нормальних умов займає один і той же об'єм V_0 , рівний (закон Авогадро):

$$V_0 = 0,0224 \text{ м}^3/\text{моль} = 22,4 \text{ дм}^3/\text{моль}.$$

Газ може брати участь в різних теплових процесах, при яких можуть змінюватися усі параметри, що описують його стан (p , V і T). Якщо процес протікає досить повільно, то у будь-який момент система близька до свого рівноважного стану. Такі процеси називаються **квазістатичними**. Квазістатичні процеси можуть бути зображені на діаграмі станів (наприклад, в координатах p , V) у вигляді деякої кривої лінії, кожна точка якої представляє рівноважний стан.

Інтерес представляють процеси, в яких один з параметрів (p , V або T) залишається незмінним. Такі процеси називаються **ізопроцесами**.

Ізотермічним процесом називають квазістатичний процес, що протікає при постійній температурі T ($T = \text{const}$).

При постійній температурі T і незмінній кількості речовини ν в посудині добуток тиску p газу на його об'єм V повинен залишатися постійним:

$$pV = \text{const}.$$

На площині (p , V) ізотермічні процеси зображаються при різних значеннях температури T сімейством гіпербол, які називаються **ізотермами**.

Це рівняння називають **законом Бойля-Мариотта**.

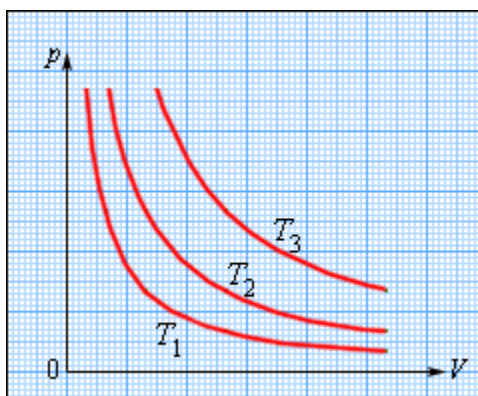


Рис. 17. $T_3 > T_2 > T_1$

Ізохорний процес ($V = const$) – це процес квазістатичного нагрівання або охолодження газу при постійному об'ємі V і умові, що кількість речовини ν в посудині залишається незмінною.

За цих умов тиск газу p змінюється прямо пропорційно його абсолютній температурі: $p \sim T$, або

$$\frac{p}{T} = const.$$

Це рівняння ізохорного процесу називається **законом Шарля**.

На площині (p, T) ізохорні процеси для заданої кількості речовини ν при різних значеннях об'єму V зображуються сімейством прямих ліній, які називаються **ізохорами**. Великим значенням об'єму відповідають ізохори з меншим нахилом по відношенню до осі температур (рис. 18).

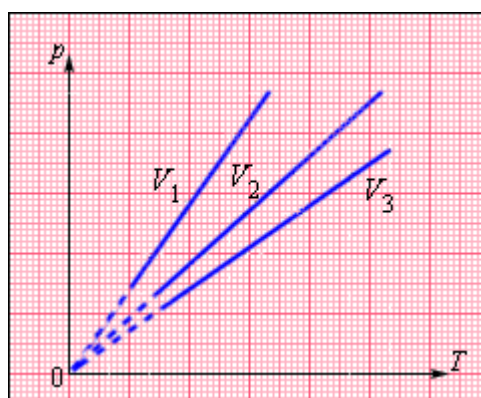


Рис. 18. $V_3 > V_2 > V_1$

Ізобарним процесом ($p = const$) називають квазістатичний процес, що протікає при незмінному тиску p .

Рівняння ізобарного процесу для деякої незмінної кількості речовини ν має вигляд:

$$\frac{V}{T} = const.$$

Рівняння ізобарного процесу називають **законом Гей-Люссака**.

На площині (V, T) ізобарні процеси при різних значеннях тиску p зображаються сімейством прямих ліній (рис.19), які називаються **ізобарами**.

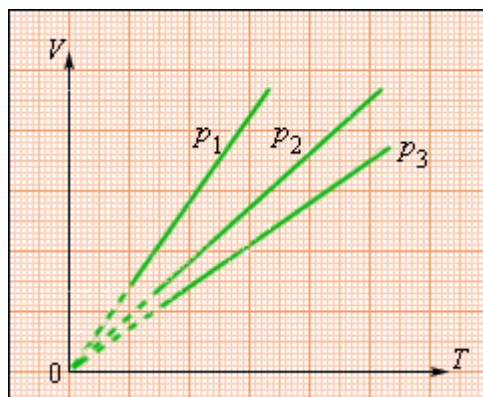


Рис. 19. $p_3 > p_2 > p_1$

Адіабатичний процес – процес, що протікає без теплообміну з довкіллям, тобто при повній теплоізоляції.

Рівняння адіабатичного процесу (**рівняння Пуассона**):

$$pV^\gamma = const,$$

де $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, c_p, c_v - теплоємності при постійному тиску і об'ємі.

Будь-яка речовина за певних умов може знаходитися в різних агрегатних станах – твердому, рідкому і газоподібному. Перехід з одного стану в інше називається **фазовим переходом**. Випар і конденсація є прикладами фазових переходів.

Випаром називається фазовий перехід з рідкого стану в газоподібний.

Конденсація – це процес, зворотний процесу випару. При конденсації молекули пари повертаються в рідину.

Пару, що знаходиться в рівновазі зі своєю рідиною, називають **насиченою**.

Тиск насиченої пари p_0 цієї речовини залежить тільки від його температури і не залежить від об'єму.

Реальні гази підкоряються рівнянню Ван-дер-Ваальса.

Рівняння стану ідеального газу видозмінюється. Тиск слід збільшити на величину внутрішнього тиску, пов'язаного з міжмолекулярною взаємодією, а об'єм слід зменшити на величину власного об'єму молекул. В результаті отримуємо рівняння:

$$\left(p + \frac{am^2}{V^2}\right)(V - bm) = mRT,$$

де a, b – **постійні Ван-дер-Ваальса**.

Ізотерми реальних газів на площині (p, V) містять горизонтальні ділянки, що відповідають двофазній системі (рис.20).

Ізотерми реальних газів підкоряються **рівнянню Ван-дер-Ваальса**.

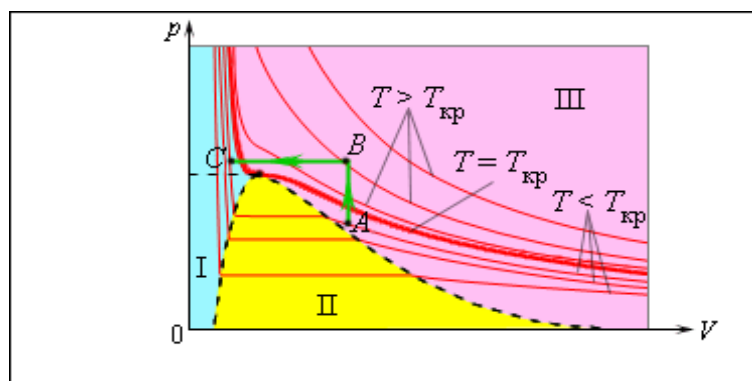


Рис. 20

Лекція 9 Властивості рідин. Поверхнєве натягнення

Молекули речовини в рідкому стані розташовані майже впритул один до одного. На відміну від твердих кристалічних тіл, в яких молекули утворюють впорядковані структури в усьому об'ємі кристала і можуть здійснювати теплові коливання біля фіксованих центрів, молекули рідини мають більшу свободу. Кожна молекула рідини, як і в твердому тілі, "затиснута" з усіх боків сусідніми молекулами і здійснює теплові коливання біля деякого положення рівноваги. Проте час від часу будь-яка молекула може переміститися в сусіднє вакантне місце. Такі перескоки в рідинах відбуваються досить часто, тому молекули не прив'язані до певних центрів, як в кристалах, і можуть переміщатися за усім обсягом рідини. Цим пояснюється плинність рідин. Із-за сильної взаємодії між близько розташованими молекулами вони можуть утворювати локальні (нестійкі) впорядковані групи, що містять декілька молекул. Це явище називається ближнім порядком (рис. 21).

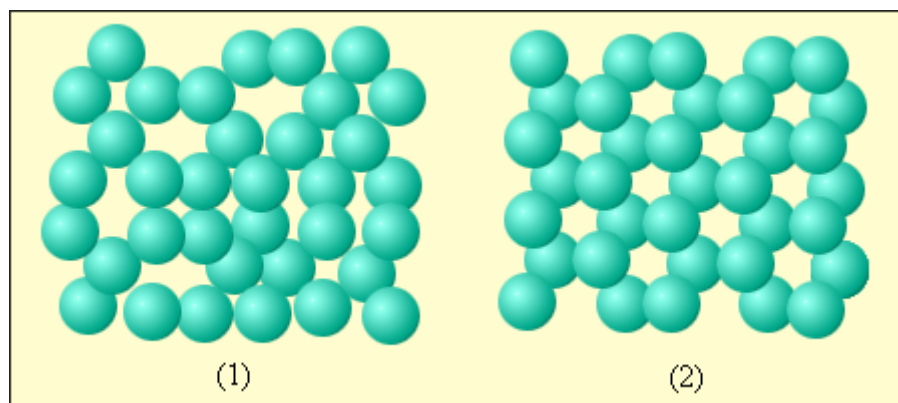


Рис. 21

Найцікавішою особливістю рідин є наявність вільної поверхні. Рідина, на відміну від газів, не заповнює увесь об'єм посудини, в яку вона налита. Між рідиною і газом (чи паром) утворюється межа розділу, яка знаходиться в особливих умовах в порівнянні з іншою масою рідини. Молекули в пограничному шарі рідини, на відміну від молекул в її глибині, оточені іншими молекулами тієї ж рідини не з усіх боків. Сили міжмолекулярної взаємодії, діючі на одну з молекул усередині рідини з боку сусідніх молекул, в середньому взаємно компенсуються. Будь-яка молекула в пограничному шарі притягується молекулами, що знаходяться усередині рідини (силами, діючими на цю молекулу рідини з боку молекул газу (чи пара) можна нехтувати). В результаті з'являється деяка рівнодійна сила, спрямована углиб рідини. Поверхневі молекули силами міжмолекулярного тяжіння втягуються всередину рідини. Але усі молекули, у тому числі молекули пограничного шару, повинні знаходитися в стані рівноваги. Ця рівновага досягається за рахунок деякого зменшення відстані між молекулами поверхневого шару і їх найближчими сусідами усередині рідини. При зменшенні відстані між молекулами виникають сили відштовхування. Якщо середня відстань між молекулами усередині рідини рівна r_0 , то молекули поверхневого шару упаковані щільніше, тому вони мають додатковий запас потенційної енергії в порівнянні з внутрішніми молекулами. Якщо молекула переміститься з поверхні всередину рідини, сили міжмолекулярної взаємодії вчинять позитивну роботу. Навпаки, щоб витягнути деяку кількість молекул з глибини рідини на поверхню (тобто збільшити площу поверхні рідини), зовнішні сили повинні вчинити позитивну роботу $\Delta A_{\text{зовн}}$, пропорційну зміні ΔS площі поверхні:

$$\Delta A_{\text{зовн}} = \sigma \Delta S.$$

Коефіцієнт σ називається **коефіцієнтом поверхневого натягнення** ($\sigma > 0$). Таким чином, **коефіцієнт поверхневого натягнення дорівнює роботі, необхідній для збільшення площі поверхні рідини при постійній температурі на одиницю.**

Отже, молекули поверхневого шару рідини мають надмірну в порівнянні з молекулами усередині рідини потенційною енергією. Потенційна енергія E_p поверхні рідини пропорційна її площі:

$$E_p = A_{\text{зовн}} = \sigma S.$$

З механіки відомо, що рівноважним станам системи відповідає мінімальне значення її потенційної енергії. Звідси витікає, що вільна поверхня рідини прагне скоротити свою площу. З цієї причини вільна крапля рідини набуває кулястої форми. Рідина поводить себе так, як ніби по дотичній до її поверхні діють сили, що скорочують (що стягують) цю поверхню. Ці сили називаються **силами поверхневого натягу.**

Наявність сил поверхневого натягнення робить поверхню рідини схожою на пружну розтягнуту плівку, з тією тільки різницею, що пружні сили в плівці залежать від площі її поверхні (від того, як плівка деформована), а **сили поверхневого натягу не залежать від площі поверхні рідини**.

Сили поверхневого натягу прагнуть скоротити поверхню плівки. Для рівноваги рухливої сторони рамки до неї треба прикласти зовнішню силу $\vec{F}_{\text{ат}} = -\vec{F}_i$ (приклад рамки з однією рухливою стороною). Оскільки модулі сил $\vec{F}_{\text{ат}}$ і \vec{F}_i однакові, можна записати:

$$F_n \Delta x = \sigma 2L \Delta x \quad \text{або} \quad \sigma = \frac{F_n}{2L}.$$

Коефіцієнт поверхневого натягу σ може бути визначений як модуль сили поверхневого натягу, діючій на одиницю довжини лінії, що обмежує поверхню.

Поблизу межі між рідиною, твердим тілом і газом форма вільної поверхні рідини залежить від сил взаємодії молекул рідини з молекулами твердого тіла (взаємодією з молекулами газу (чи пара) можна нехтувати). Якщо ці сили більше сил взаємодії між молекулами самої рідини, то рідина змочує поверхню твердого тіла. В цьому випадку рідина підходить до поверхні твердого тіла під деяким гострим кутом θ , характерним для цієї пари рідина – тверде тіло. Кут θ називається крайовим кутом. Якщо сили взаємодії між молекулами рідини перевершують сили їх взаємодії з молекулами твердого тіла, то крайовий кут θ виявляється тупим (рис.22). В цьому випадку говорять, що рідина не змочує поверхню твердого тіла. При повному змочуванні $\theta = 0$, при повному незмочуванні $\theta = 180^\circ$.

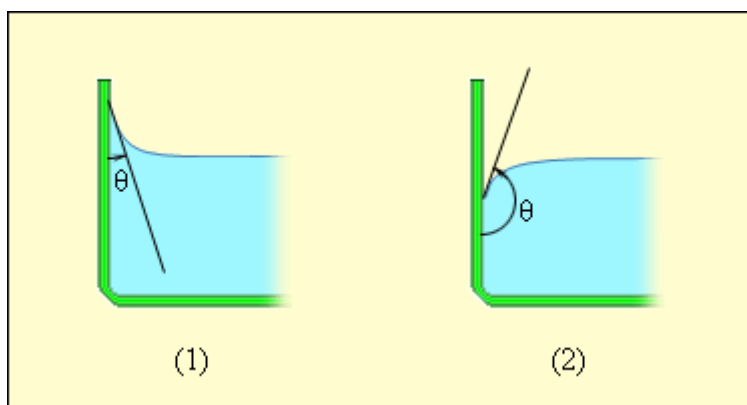


Рис. 22

Капілярними явищами називають підйом або опускання рідини в трубках малого діаметру – **капілярах**. Змочуючі рідини піднімаються по капілярах, незмочувальні – опускаються.

На рис. 23 зображена капілярна трубка деякого радіусу r , опущена нижнім кінцем в змочуючу рідину щільності ρ . Верхній кінець капіляра відкритий.

Підйом рідини в капілярі триває до тих пір, поки сила тяжіння \vec{F}_T , діюча на стовп рідини в капілярі, не стане рівною по модулю результуючою F_H сил поверхневого натягнення, діючих уздовж межі зіткнення рідини з поверхнею капіляра:

$$F_T = F_H, \text{ де } F_T = mg = \rho h \pi r^2 g, F_H = \sigma 2\pi r \cos \theta.$$

Звідси слідує:

$$h = \frac{2\sigma \cos \theta}{\rho g r}.$$

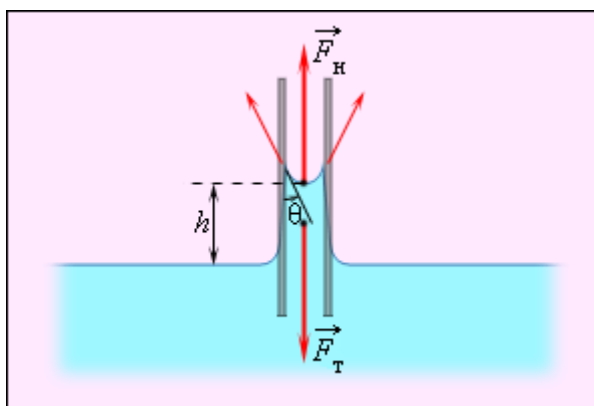


Рис. 23

При повному змочуванні $\theta = 0$, $\cos \theta = 1$. В цьому випадку:

$$h = \frac{2\sigma}{\rho g r}.$$

При повному незмочуванні $\theta = 180^\circ$, $\cos \theta = -1$ і, отже, $h < 0$. Рівень незмочувальної рідини в капілярі опускається нижче рівня рідини в посудині, в яку опущений капіляр.

Вода практично повністю змочує чисту поверхню скла. Навпаки, ртуть повністю не змочує скляну поверхню. Тому рівень ртуті в скляному капілярі опускається нижче рівня в посудині.

Лекція 10 Термодинаміка. Внутрішня енергія. Кількість теплоти. Робота в термодинаміці

Термодинаміка—це наука про теплові явища. В протилежність молекулярно-кінетичній теорії, яка робить висновки на основі уявлень про молекулярну будову речовини, термодинаміка виходить з найбільш загальних закономірностей теплових процесів і властивостей макроскопічних систем. Висновки термодинаміки спираються на сукупність дослідних фактів і не

залежать від наших знань про внутрішній устрій речовини, хоча у цілому ряді випадків термодинаміка використовує молекулярно-кінетичні моделі для ілюстрації своїх висновків.

Термодинаміка розглядає ізольовані системи тіл, що знаходяться в стані **термодинамічної рівноваги**. Це означає, що в таких системах припинилися усі спостережувані макроскопічні процеси. Важливою властивістю термодинамічно рівноважної системи являється вирівнювання температури усіх її частин.

Якщо термодинамічна система була схильна до зовнішньої дії, то зрештою вона перейде в інший рівноважний стан. Такий перехід називається термодинамічним процесом. Якщо процес протікає досить повільно (у межі нескінченно повільно), то система в кожен момент часу виявляється близькою до рівноважного стану. Одним з найважливіших понять термодинаміки є внутрішня енергія тіла. Усі макроскопічні тіла мають енергію, ув'язнену усередині самих тіл. З точки зору молекулярно-кінетичної теорії внутрішня енергія речовини складається з кінетичної енергії усіх атомів і молекул і потенційної енергії їх взаємодії один з одним. Зокрема, внутрішня енергія ідеального газу дорівнює сумі кінетичних енергій усіх часток газу, що знаходяться у безперервному і безладному тепловому русі. Молекулярно-кінетична теорія призводить до наступного виразу для внутрішньої енергії одного моля ідеального одноатомного газу (гелій, неон та ін.), молекули якого здійснюють тільки поступальну ходу:

$$U = \frac{3}{2} N_A kT = \frac{3}{2} RT .$$

Оскільки потенційна енергія взаємодії молекул залежить від відстані між ними, в загальному випадку внутрішня енергія U тіла залежить разом з температурою T також і від об'єму V .

Таким чином, внутрішня енергія U тіла однозначно визначається макроскопічними параметрами, що характеризують стан тіла. Вона не залежить від того, яким чином було реалізовано цей стан. **Прийнято говорити, що внутрішня енергія є функцією стану.**

Внутрішня енергія тіла може змінюватися, якщо діючі на нього зовнішні сили здійснюють роботу (позитивну або негативну). Наприклад, якщо газ піддається стискуванню в циліндрі під поршнем, то зовнішні сили здійснюють над газом деяку позитивну роботу A' . В той же час сили тиску, діючі з боку газу на поршень, здійснюють роботу $A = -A'$. Якщо об'єм газу змінився на малу величину ΔV , то газ здійснює роботу $pS\Delta x = p\Delta V$, де p – тиск газу, S – площа поршня, Δx – його переміщення (рис. 24). При розширенні робота, що здійснюється газом, позитивна, при стискуванні – негативна. У загальному випадку при переході з деякого початкового стану (1) в кінцевий стан (2) робота газу виражається формулою:

$$A = \sum_i p_i \Delta V_i$$

або в межі при $\Delta V_i \rightarrow 0$:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV .$$

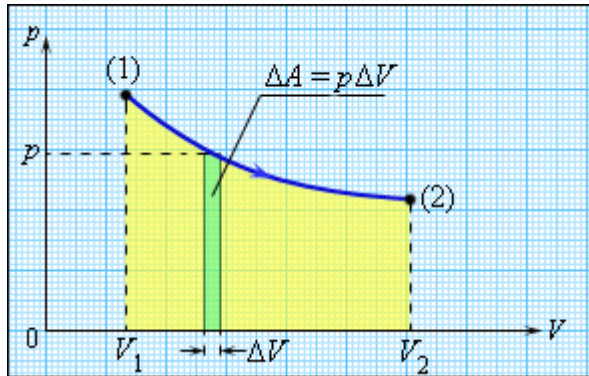


Рис. 24

Робота чисельно дорівнює площі під графіком процесу на діаграмі (p, V) . Процеси, які можна проводити в обох напрямках, називаються **оборотними**. Якщо це неможливо, то процеси є **необоротними**.

Внутрішня енергія тіла може змінюватися не лише в результаті здійснюваної роботи, але і внаслідок теплообміну. При тепловому контакті тіл внутрішня енергія одного з них може збільшуватися, а іншого – зменшуватися. В цьому випадку говорять про тепловий потік від одного тіла до іншого. **Кількістю теплоти Q** , отриманою тілом, називають зміну внутрішньої енергії тіла в результаті теплообміну.

Передача енергії від одного тіла іншому у формі тепла може відбуватися тільки за наявності різниці температур між ними.

Тепловий потік завжди спрямований від гарячого тіла до холодного.

На рис. 25 умовно зображені енергетичні потоки між виділеною термодинамічною системою і навколишніми тілами. Величина $Q > 0$, якщо тепловий потік спрямований у бік термодинамічної системи. Величина $A > 0$, якщо система здійснює позитивну роботу над навколишніми тілами.

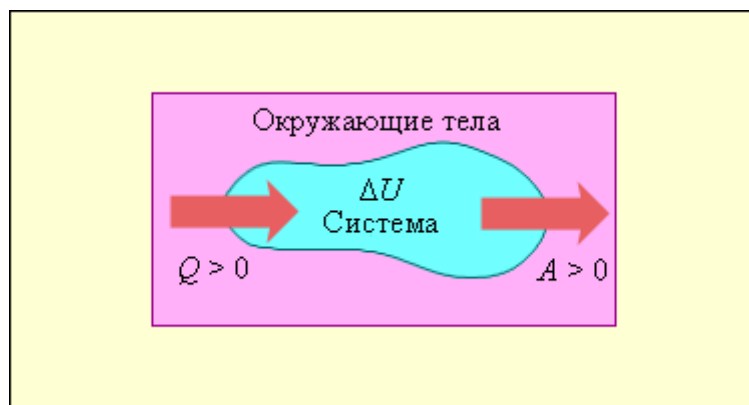


Рис. 25

Оскільки внутрішня енергія U однозначно визначається макроскопічними параметрами, що характеризують стан системи, то звідси витікає, що процеси теплообміну і здійснення роботи супроводжуються зміною ΔU внутрішньої енергії системи.

Перший закон термодинаміки є узагальненням закону збереження і перетворення енергії для термодинамічної системи. Він формулюється таким чином:

Зміна ΔU внутрішньої енергії неізолюваної термодинамічної системи дорівнює різниці між кількістю теплоти Q , переданій системі, і роботою A , досконалою системою над зовнішніми тілами:

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

Співвідношення, що виражає **перший закон термодинаміки**, часто записують в іншій формі:

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

Кількість теплоти, отримана системою, йде на зміну її внутрішньої енергії і здійснення роботи над зовнішніми тілами.

У ізохорному процесі ($V = const$) газ роботи не здійснює, $A = 0$. Отже:

$$Q = \Delta U = U(T_2) - U(T_1).$$

Тут $U(T_1)$ і $U(T_2)$ – внутрішні енергії газу в початковому і кінцевому станах. При ізохорному нагріванні тепло поглинається газом ($Q > 0$), і його внутрішня енергія збільшується. При охолодженні тепло віддається зовнішнім тілам ($Q < 0$).

У ізобарному процесі ($p = const$) робота, що здійснюється газом, виражається співвідношенням:

$$A = p(V_2 - V_1) = p \Delta V.$$

Перший закон термодинаміки для ізобарного процесу дає:

$$Q = U(T_2) - U(T_1) + p(V_2 - V_1) = \Delta U + p \Delta V.$$

При ізобарному розширенні $Q > 0$ – тепло поглинається газом, і газ здійснює позитивну роботу. При ізобарному стискуванні $Q < 0$ – тепло віддається зовнішнім тілам. В цьому випадку $A < 0$. Температура газу при ізобарному стискуванні зменшується, $T_2 < T_1$; внутрішня енергія убуває, $\Delta U < 0$.

У ізотермічному процесі ($T = const$) температура газу не змінюється, отже, не змінюється і внутрішня енергія газу, $\Delta U = 0$. $Q = A$.

Кількість теплоти Q , отриманої газом в процесі ізотермічного розширення, перетворюється на роботу над зовнішніми тілами. При ізотермічному стискуванні робота зовнішніх сил, яка зроблена над газом, перетворюється на тепло, яке передається навколишнім тілам.

Разом з ізохорним, ізобарним і ізотермічним процесами в термодинаміці часто розглядаються процеси, що протікають у відсутності теплообміну з навколишніми тілами. Посудини з теплоізолюючими стінками називаються адіабатичними оболонками, а процеси розширення або стискування газу в таких посудинах називаються **адіабатичними**.

У адіабатичному процесі $Q = 0$, тому перший закон термодинаміки набирає вигляду:

$$A = -\Delta U,$$

тобто газ здійснює роботу за рахунок зменшення його внутрішньої енергії.

Робота газу в адіабатичному процесі просто виражається через температури T_1 і T_2 початкового і кінцевого станів:

$$A = C_V (T_2 - T_1).$$

Лекція 11 Теплоємність ідеального газу. Теплові двигуни.

Термодинамічні цикли. Цикл Карно. Коефіцієнт корисної дії циклу Карно

Якщо в результаті теплообміну тілу передається деяка кількість теплоти, то внутрішня енергія тіла і його температура змінюються.

Кількість теплоти, необхідна для нагрівання речовини на один градус, називається **теплоємністю**.

Питомою теплоємністю речовини c називають теплоємність одиниці маси речовини:

$$c = Q / (m\Delta T).$$

Молярну теплоємність C визначають як теплоємність одного моля речовини.

Зв'язок між молярною і питомою теплоємностями:

$$C = M \cdot c.$$

Теплоємність газоподібної речовини залежить від характеру термодинамічного процесу. Зазвичай розглядаються два значення теплоємності газів: C_V – молярна теплоємність в ізохорному процесі ($V = \text{const}$) і C_p – молярна теплоємність в ізобарному процесі ($p = \text{const}$).

У процесі при постійному об'ємі газ роботи не здійснює: $A = 0$. З першого закону термодинаміки для 1 моля газу слідує:

$$C_V = \frac{Q_V}{\Delta T}.$$

Для процесу при постійному тиску перший закон термодинаміки дає:

$$C_p = \frac{Q_p}{\Delta T} = C_V + p \frac{\Delta V}{\Delta T}.$$

Таким чином, співвідношення, що виражає зв'язок між молярними теплоємностями C_p і C_V , має вигляд (**формула Майєра**):

$$C_p = C_V + R.$$

Якщо система молекул знаходиться в тепловій рівновазі при температурі T , то середня кінетична енергія рівномірно розподілена між усіма **ступенями свободи** і для кожного **ступеня свободи молекули** вона дорівнює: $\frac{1}{2}kT$.

Числом ступенів свободи i молекули називається кількість незалежних напрямків (поступальних і обертальних) в яких молекула газу може рухатись.

Кожна молекула володіє трьома ($i_n=3$) **поступальними** і, залежно від кількості атомів в молекулі, від 0 до 3 **обертальними** (i_o) ступенями свободи.

З цього виходить, що молярні теплоємності газу C_p і C_V і їх відношення γ можуть бути записані у виді:

$$C_V = \frac{i}{2}R, C_p = C_V + R = \frac{i+2}{2}R, \gamma = \frac{C_p}{C_V} = \frac{i+2}{i},$$

де i – число ступенів свободи газу.

Для газу, що складається з одноатомних молекул ($i = i_n = 3$):

$$C_V = \frac{3}{2}R, C_p = C_V + R = \frac{5}{2}R, \gamma = \frac{5}{3} = 1.66.$$

Для газу, що складається з двоатомних молекул ($i = 5, i_n = 3$ і $i_o = 2$):

$$C_V = \frac{5}{2}R, C_p = C_V + R = \frac{7}{2}R, \gamma = \frac{7}{5} = 1.4.$$

Для газу, що складається з багатоатомних молекул ($i = 6, i_n = 3$ і $i_o = 3$):

$$C_v = 3R, C_p = C_v + R = 4R, \gamma = \frac{4}{3} = 1.33.$$

Тепловим двигуном називається пристрій, здатний перетворювати отриману кількість теплоти на механічну роботу. Теплові двигуни (парові машини, двигуни внутрішнього згорання і т. і.) працюють циклічно. Кругові процеси зображуються на діаграмі (p, V) газоподібного робочого тіла за допомогою замкнутих кривих (рис. 26). При розширенні газ здійснює позитивну роботу A_1 , рівну площі під кривою abc , при стискуванні газ здійснює негативну роботу A_2 , рівну по модулю площі під кривою cda . Повна робота за цикл $A = A_1 + A_2$ на діаграмі (p, V) дорівнює площі циклу. Робота A позитивна, якщо цикл обходити за годинниковою стрілкою, і A негативна, якщо цикл обходити в протилежному напрямі.

Здійснюючи круговий процес, **робоче тіло** отримує від **нагрівача** (тепловий резервуар з вищою температурою) деяку кількість теплоти $Q_1 > 0$ і віддає **холодильнику** (тепловий резервуар з нижчою температурою) кількість теплоти $Q_2 < 0$. Робота $A = Q = Q_1 - |Q_2|$, що здійснюється робочим тілом за цикл, дорівнює отриманій за цикл кількості теплоти Q . Відношення роботи A до кількості теплоти Q_1 , отриманої робочим тілом за цикл від нагрівача, називається **коефіцієнтом корисної дії η** теплової машини:

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

Енергетична схема теплової машини зображена на рис. 26.

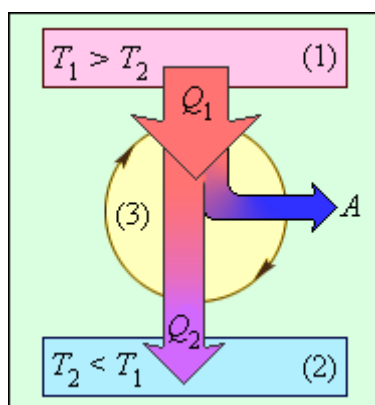


Рис. 26

Круговий процес, що складається з двох ізотерм(1-2), (3- 4) і двох адіабат (2-3), (4-1), називається **циклом Карно** (рис.27).

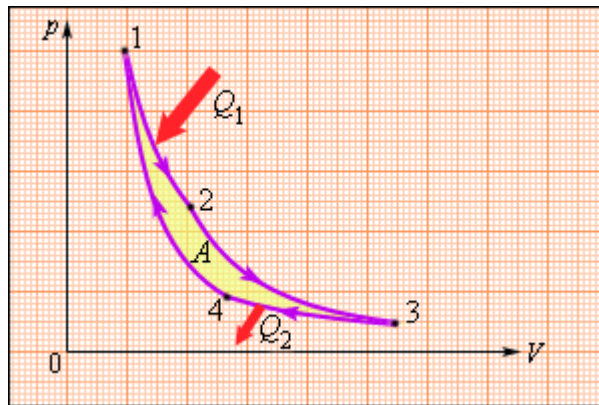


Рис. 27.

Коефіцієнт корисної дії η циклу Карно:

$$\eta = \frac{A}{Q_1} = \frac{A_{12} + A_{34}}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}.$$

або

$$\eta = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

де T_1 – температура нагрівача і T_2 – холодильника.

Лекція 12 Незворотність теплових процесів. Другий закон термодинаміки. Поняття ентропії

Перший закон термодинаміки не встановлює напрямку теплових процесів. Проте, як показує досвід, багато теплових процесів можуть протікати тільки в одному напрямі. Такі процеси називаються **незворотними**. Наприклад, при тепловому контакті двох тіл з різними температурами тепловий потік завжди спрямований від теплішого тіла до холоднішого. **Ніколи не спостерігається мимовільний процес передачі тепла від тіла з низькою температурою до тіла з вищою температурою.** Отже, процес теплообміну при кінцевій різниці температур є **незворотним**.

Зворотними процесами називають процеси переходу системи з одного рівноважного стану в інше, які можна провести у зворотному напрямі через ту ж послідовність проміжних рівноважних станів. При цьому сама система і навколишні тіла повертаються до початкового стану.

Процеси перетворення механічної роботи у внутрішню енергію тіла є **незворотними** із-за наявності тертя, процесів дифузії в газах і рідинах, процеси перемішування газу за наявності початкової різниці тисків і т. д. Усі реальні

процеси *незворотні*, але вони можуть скільки завгодно близько наближатися до *зворотних* процесів. Зворотні процеси є ідеалізацією реальних процесів.

Перший закон термодинаміки не може відрізнити зворотні процеси від незворотних.

Другий закон термодинаміки (два формулювання):

1. У циклічно діючій тепловій машині неможливий процес, єдиним результатом якого було б перетворення в механічну роботу усієї кількості теплоти, отриманої від єдиного теплового резервуару.

2. Неможливий процес, єдиним результатом якого була б передача енергії шляхом теплообміну від тіла з низькою температурою до тіла з вищою температурою.

При повному обході замкнутого зворотного циклу

$$\sum_i \frac{\Delta Q_i}{T_i} = 0.$$

Відношення $\frac{\Delta Q_i}{T_i}$ називається **приведеним теплом**.

Повне приведене тепло на будь-якому зворотному циклі дорівнює нулю. Ця формула дозволяє ввести нову фізичну величину, яка називається **ентропією** S . Зміна ентропії в якому-небудь квазістатичному процесі рівно приведеному теплу, отриманому системою. Оскільки на будь-якій ділянці адіабатичного процесу $\Delta Q = 0$, ентропія в цьому процесі залишається незмінною. Якщо термодинамічна система переходить з одного рівноважного стану в інше, то її ентропія змінюється.

Ріст ентропії є загальною властивістю усіх довільно протікаючих незворотних процесів в ізольованих термодинамічних системах. При зворотних процесах в ізольованих системах ентропія не змінюється:

$$\Delta S \geq 0.$$

Це співвідношення прийнято називати законом зростання ентропії: при будь-яких процесах, що протікають в термодинамічних ізольованих системах, ентропія або залишається незмінною, або збільшується.

Таким чином, ентропія вказує напрям довільно протікаючих процесів. Ріст ентропії вказує на наближення системи до стану термодинамічної рівноваги. В стані рівноваги ентропія набуває максимального значення. **Закон зростання ентропії можна ухвалити в якості ще одного формулювання другого закону термодинаміки.**

Імовірне трактування поняття ентропії. Ентропію можна розглядати як міру статистичного безладу в замкнутій термодинамічній системі. Усі довільно протікаючі процеси в замкнутій системі, що наближають систему до стану рівноваги і ентропії, що супроводжуються ростом, спрямовані у бік збільшення вірогідності стану.

Всякий стан макроскопічної системи, що містить велике число часток, може бути реалізований багатьма способами.

Термодинамічна вірогідність W стану системи – це число способів, якими може бути реалізований цей стан макроскопічної системи, або число мікростанів, що здійснюють цей макростан. За визначенням, термодинамічна вірогідність $W \gg 1$.

Ентропія S системи і термодинамічна вірогідність W пов'язані між собою таким чином:

$$S = k \ln W,$$

де k – стала Больцмана.

ЕЛЕКТРОСТАТИКА І ПОСТІЙНИЙ СТРУМ

ЗМІСТОВНИЙ МОДУЛЬ 1.3.

Лекція 13 Електростатика. Електричний заряд. Взаємодія зарядів. Закон Кулона

Багато фізичних явищ, спостережуваних в природі і житті, що оточує нас, не можуть бути пояснені тільки на основі законів механіки, молекулярно-кінетичної теорії і термодинаміки. У цих явищах проявляються сили, діючі між тілами на відстані, причому ці сили не залежать від мас взаємодіючих тіл і, отже, не є гравітаційними. Ці сили називають електромагнітними силами.

Електричний заряд – це фізична величина, що характеризує властивість часток або тіл вступати в електромагнітні силові взаємодії. Існує два роди електричних зарядів, умовно названих позитивними і негативними, заряди можуть передаватися (наприклад, при безпосередньому контакті) від одного тіла до іншого, однойменні заряди відштовхуються, різнойменні – притягуються. Одним з фундаментальних законів природи є закон збереження електричного заряду.

У ізольованій системі сума алгебри зарядів усіх тіл залишається постійною (закон збереження заряду): $q_1 + q_2 + q_3 + \dots + q_n = \text{const}$.

Заряд може передаватися від одного тіла до іншого тільки порціями, що містять ціле число елементарних зарядів.

Таким чином, електричний заряд тіла – дискретна величина і є **релятивістські інваріантною** (не залежить від швидкості його руху):

$$q = \pm ne, (n=0,1,2,\dots)$$

Фізичні величини, які можуть приймати тільки дискретний ряд значень, називаються квантованими. Елементарний заряд e являється квантом (найменшою порцією) електричного заряду.

Точковим зарядом називають заряджене тіло, розмірами якого в умовах цього завдання можна нехтувати.

На підставі численних дослідів Кулон встановив наступний закон. **Сили взаємодії нерухомих зарядів прямо пропорційні добутку модулів зарядів і обернено пропорційні до квадрата відстані між ними:**

$$F = k \frac{|q_1| \cdot |q_2|}{r^2}, \text{ где } k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}, \epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}.$$

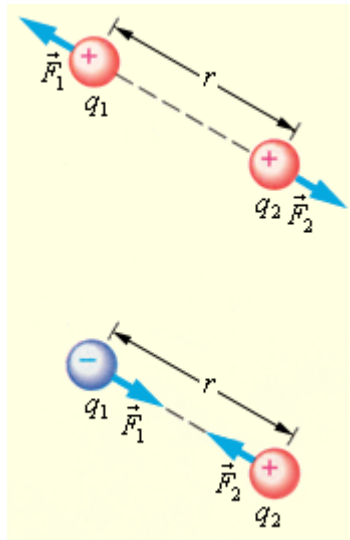


Рис. 28

Сили кулонівської взаємодії підкоряються принципу суперпозиції: якщо заряджене тіло взаємодіє одночасно з декількома зарядженими тілами, то результуюча сила, діюча на це тіло, дорівнює векторній сумі сил, діючих на це тіло з боку усіх інших заряджених тел.

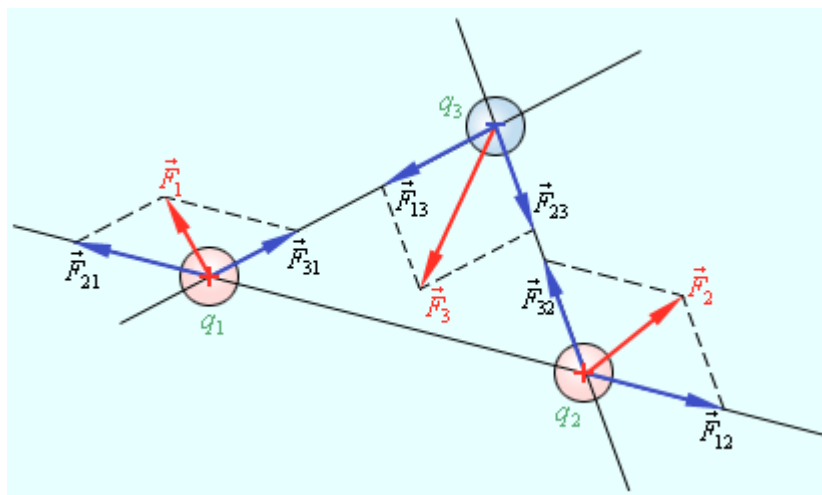


Рис. 29

Лекція 14 Електричне поле. Напруженість електричного поля. Теорема Гауса

Електричні заряди не діють один на одного безпосередньо. Кожне заряджене тіло створює в навколишньому просторі **електричне поле**. Це поле чинить силову дію на інші заряджені тіла. Головна властивість електричного поля – дія на електричні заряди з деякою силою. Таким чином, взаємодія заряджених тіл здійснюється не безпосередньою їх дією один на одного, а через електричні поля, навколишніх заряджених тіл.

Для кількісного визначення електричного поля вводиться **силова характеристика – напруженість електричного поля**.

Напруженістю електричного поля називають фізичну величину, рівну відношенню сили, з якою поле діє на позитивний пробний заряд, поміщений в цю точку простору, до величини цього заряду:

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

Напруженість електричного поля – векторна фізична величина. Напрямок вектору в кожній точці простору співпадає з напрямком сили, діючої на позитивний пробний заряд.

Напруженість електричного поля, що створюється системою зарядів в цій точці простору, дорівнює векторній сумі напруженостей електричних полів, що створюються в тій же точці зарядами окремо:

$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 + \dots$. Ця властивість електричного поля означає, що поле підкоряється принципу суперпозиції.

Напрямок вектора залежить від знаку заряду Q : якщо $Q > 0$, то вектор спрямований по радіусу від заряду, якщо $Q < 0$, то вектор спрямований до заряду.

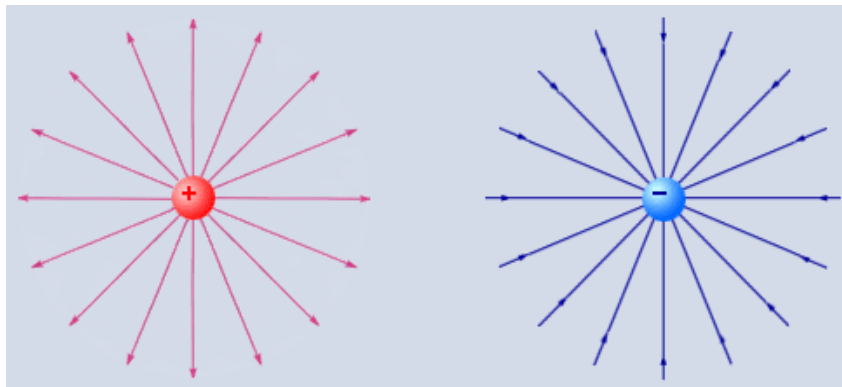


Рис. 30

Силкові лінії – це лінії, напрям вектору в кожній точці якої, співпадає з напрямом дотичної до цієї лінії (рис. 31).

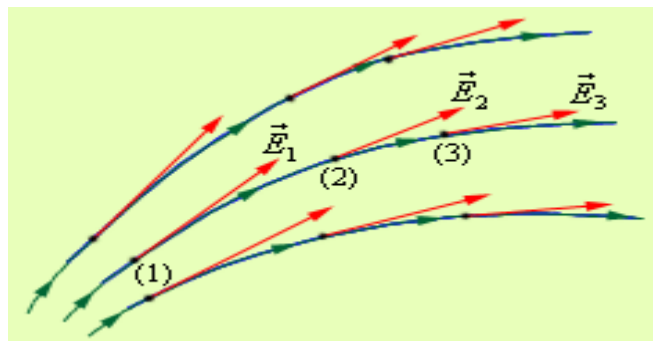


Рис. 31

Введемо фізичну величину, що характеризує електричне поле – **потік Φ вектору напруженості електричного поля**. Нехай в просторі, де створено електричне поле, розташований деякий досить малий майданчик ΔS . **Добуток модуля вектору напруженості електричного поля на площу ΔS і на косинус кута α між вектором і нормаллю до площини називається елементарним потоком вектору напруженості через майданчик ΔS** (рис. 32):

$$\Delta\Phi = E \Delta S \cos \alpha = E_n \Delta S,$$

де E_n – модуль нормальної складової поля \vec{E} .

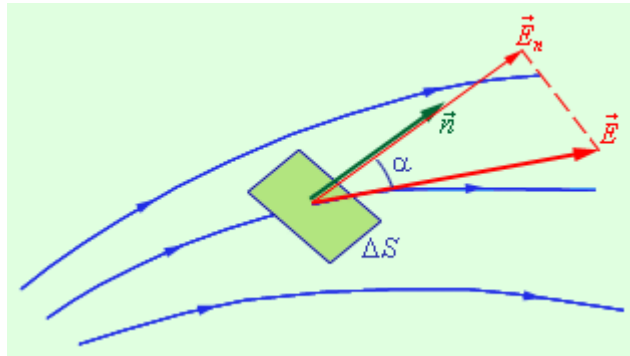


Рис. 32

Потік вектору напруженості електростатичного поля через довільну замкнуту поверхню дорівнює сумі алгебри зарядів, розташованих усередині цієї поверхні, що ділиться на електричну постійну ϵ_0 :

$$\Phi = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_i q_i.$$

Розглянемо приклад симетричного розподілу зарядів – визначення поля рівномірно зарядженої площини (рис. 33).

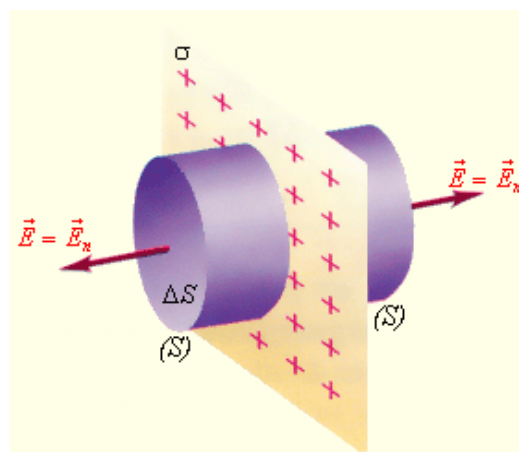


Рис. 33

В цьому випадку поверхню гауса S доцільно вибрати у вигляді циліндра деякої довжини, закритого з обох торців. Вісь циліндра спрямована перпендикулярно до зарядженої площини, а його торці розташовані на однаковій відстані від неї.

Через симетрію поле рівномірно зарядженої площини має бути скрізь спрямоване по нормалі.

По теоремі Гауса отримаємо:

$$2E\Delta S = \frac{\sigma\Delta S}{\varepsilon_0} \quad \text{или} \quad E = \frac{\sigma}{2\varepsilon_0},$$

де σ – *поверхнева щільність заряду*, тобто заряд, що доводиться на одиницю площі поверхні.

Отриманий вираз для електричного поля однорідно зарядженої площини може бути застосований і у разі плоских заряджених площин кінцевого розміру. В цьому випадку відстань від точки, в якій визначається напруженість поля, до зарядженої площини має бути значно менше розмірів площини.

Лекція 15 Робота в електричному полі. Потенціал

При переміщенні пробного заряду q в електричному полі електричні сили здійснюють роботу. Ця робота при малому переміщенні $\Delta \vec{l}$ дорівнює (рис. 34):

$$\Delta A = F\Delta l \cos \alpha = Eq\Delta l \cos \alpha = E_1 q\Delta l$$

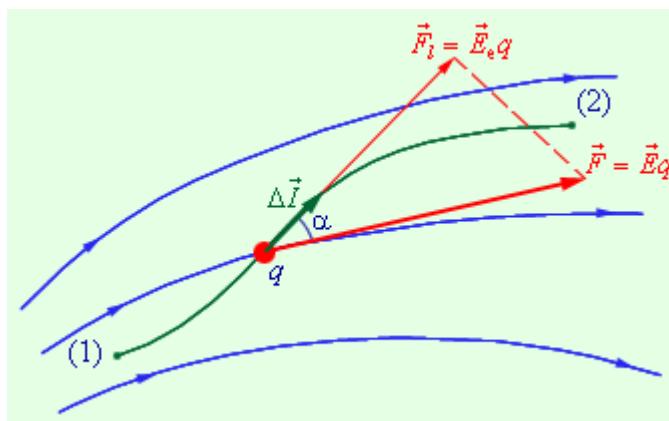


Рис. 34

Робота сил електростатичного поля при переміщенні заряду з однієї точки поля в іншу не залежить від форми траєкторії, а визначається тільки положенням початкової і кінцевої точок і величиною заряду, тому робота сил електростатичного поля при переміщенні заряду по будь-якій замкнутій траєкторії дорівнює нулю.

На рис. 35 зображено дві різні траєкторії переміщення пробного заряду q з початкової точки (1) в кінцеву точку (2). На одній з траєкторій виділено мале переміщення $\Delta \vec{l}$. Робота ΔA кулонівських сил на цьому переміщенні дорівнює:

$$\Delta A = F\Delta l \cos \alpha = Eq\Delta r = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Qq}{r^2} \Delta r.$$

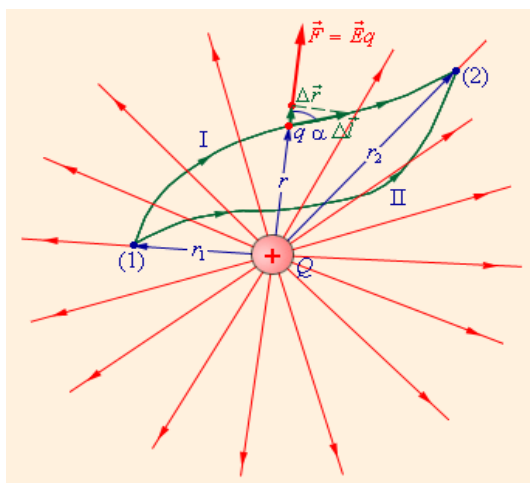


Рис. 35

Таким чином, робота на малому переміщенні залежить тільки від відстані r між зарядами і його зміни Δr . Якщо цей вираз проінтегрувати на інтервалі від $r = r_1$ до $r = r_2$, то можна отримати:

$$A = \int_{r_1}^{r_2} Eq dr = \frac{Qq}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right).$$

Отриманий результат не залежить від форми траєкторії. На траєкторіях I і II, зображених на рис. 35, роботи кулонівських сил однакові. Якщо на одній з траєкторій змінити напрям переміщення заряду q на протилежне, то робота змінить знак. Звідси витікає, що **на замкнутій траєкторії робота кулонівських сил дорівнює нулю**.

Потенційна енергія заряду q , поміщеного у будь-яку точку (1) простору, відносно фіксованої точки (0) дорівнює роботі A_{10} , яку вчинить електростатичне поле при переміщенні заряду q з точки (1) в точку (0):

$$W_{p1} = A_{10}.$$

Робота, що здійснюється електростатичним полем при переміщенні точкового заряду q з точки (1) в точку (2), дорівнює різниці значень потенційної енергії в цих точках і не залежить від шляху переміщення заряду і від вибору точки (0):

$$A_{12} = A_{10} + A_{02} = A_{10} - A_{20} = W_{p1} - W_{p2}.$$

Потенційна енергія заряду q , поміщеного в електростатичне поле, пропорційна величині цього заряду.

Фізичну величину, рівну відношенню потенційної енергії електричного заряду в електростатичному полі до величини цього заряду, називають потенціалом ϕ електричного поля:

$$\phi = \frac{W_p}{q}.$$

Потенціал ϕ є енергетичною характеристикою електростатичного поля.

Потенціал поля в точці простору дорівнює роботі, яку здійснюють електричні сили при видаленні одиничного позитивного заряду з цієї точки в нескінченність:

$$\varphi_{\infty} = \frac{A_{\infty}}{q}.$$

Для наочного представлення електростатичного поля разом з силовими лініями використовують **еквіпотенціальні поверхні**.

Поверхня, в усіх точках якій потенціал електричного поля має однакові значення, називається еквіпотенціальною поверхнею або поверхнею рівного потенціалу.

Силкові лінії електростатичного поля завжди перпендикулярні до еквіпотенціальних поверхонь.

Еквіпотенціальні поверхні кулонівського поля точкового заряду – концентричні сфери. На рис. 36 представлені картини силових ліній і еквіпотенціальних поверхонь деяких простих електростатичних полів.

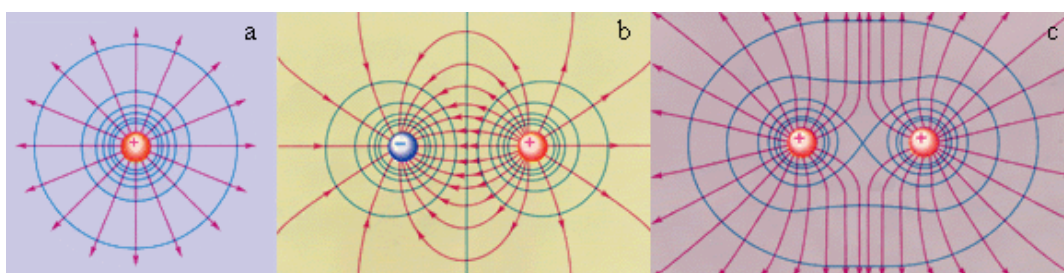


Рис. 36

У разі однорідного поля еквіпотенціальні поверхні є системою паралельних площин.

Якщо пробний заряд q вчинив мале переміщення $\Delta \vec{l}$ уздовж силової лінії з точки (1) в точку (2), то можна записати:

$$\Delta A_{12} = qE\Delta l = q(\varphi_1 - \varphi_2) = -q\Delta\varphi,$$

де $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ – зміна потенціалу. Звідси слідує:

$$E = -\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}; (\Delta l \rightarrow 0) \text{ або } E = -\frac{d\varphi}{dl}.$$

Це співвідношення в скалярній формі виражає зв'язок між напруженістю поля і потенціалом. Тут l – координата, відлічувана уздовж силової лінії.

З принципу суперпозиції напруженостей полів, що створюються електричними зарядами, слідує принцип суперпозиції для потенціалів:

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \dots$$

Лекція 16 Провідники і діелектрики в електричному полі. Діелектрична проникність

Речовина, внесена в електричне поле, може істотно змінити його. Це пов'язано з тим, що речовина складається із заряджених часток. У відсутність зовнішнього поля частки розподіляються усередині речовини так, що створюване ними електричне поле в середньому по об'ємах, що включають велике число атомів або молекул, дорівнює нулю. За наявності зовнішнього поля відбувається перерозподіл заряджених часток і в речовині виникає власне електричне поле. Повне електричне \vec{E} поле складається відповідно до принципу суперпозиції із зовнішнього поля \vec{E}_0 і внутрішнього поля \vec{E}' , створеної зарядженими частками речовини.

Найбільш широкі класи речовини складають провідники і діелектрики. Основна особливість провідників – наявність вільних зарядів (електронів), які беруть участь в тепловому русі і можуть переміщатися за усім обсягом провідника. Типові провідники – метали.

У відсутність зовнішнього поля у будь-якому елементі об'єму провідника негативний вільний заряд компенсується позитивним зарядом іонних ґрат. У провіднику, внесеному в електричне поле, відбувається перерозподіл вільних зарядів, внаслідок чого на поверхні провідника виникають позитивні і негативні заряди, що не компенсуються. Цей процес називають *електростатичною індукцією*, а заряди, що з'явилися на поверхні провідника, – *індукційними зарядами*.

Індукційні заряди створюють своє власне поле \vec{E}' , яке компенсує зовнішнє поле \vec{E}_0 в усьому об'ємі провідника: $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}' = 0$ (усередині провідника).

Повне електростатичне поле усередині провідника дорівнює нулю, а потенціали в усіх точках однакові і дорівнюють потенціалу на поверхні провідника.

На відміну від провідників, в *діелектриках* (ізоляторах) немає вільних електричних зарядів. Вони складаються з нейтральних атомів або молекул. Заряджені частки в нейтральному атомі пов'язані один з одним і не можуть переміщатися під дією електричного поля з усього об'єму діелектрика.

При внесенні діелектрика в зовнішнє електричне поле в нім виникає деякий перерозподіл зарядів, що входять до складу атомів або молекул. В результаті такого перерозподілу на поверхні діелектричного зразка з'являються надмірні пов'язані заряди, що не компенсуються. Усі заряджені частки, що утворюють макроскопічні пов'язані заряди, як і раніше входять до складу своїх атомів.

Пов'язані заряди створюють електричне поле \vec{E}' , яке усередині діелектрика спрямоване протилежно вектору напруженості \vec{E}_0 зовнішнього поля. Цей процес називається *поляризацією* діелектрика. В результаті повне електричне

поле $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}'$ усередині діелектрика, виявляється, по модулю менше зовнішнього поля \vec{E}_0 .

Фізична величина, рівна відношенню модуля напруженості зовнішнього електричного поля у вакуумі до модуля напруженості повного поля в однорідному діелектрику, називається діелектричною проникністю речовини:

$$\epsilon = \frac{E_0}{E}.$$

Існує декілька механізмів поляризації діелектриків. Основними з них є орієнтаційна і електронна поляризації. **Дипольна поляризація** виникає у разі полярних діелектриків, що складаються з молекул, у яких центри розподілу позитивних і негативних зарядів не співпадають. Такі молекули є мікроскопічні електричні **диполі** – нейтральна сукупність двох зарядів, рівних по модулю і протилежних по знаку, розташованих на деякій відстані один від одного.

За відсутності зовнішнього електричного поля осі молекулярних диполів орієнтовані хаотично, так що на поверхні діелектрика і у будь-якому елементі об'єму електричний заряд в середньому дорівнює нулю.

При внесенні діелектрика в зовнішнє поле \vec{E}_0 виникає часткова орієнтація молекулярних диполів. В результаті на поверхні діелектрика з'являються пов'язані заряди, що не компенсуються, створюють поле \vec{E}' , спрямоване назустріч зовнішньому полю \vec{E}_0 (рис. 37).

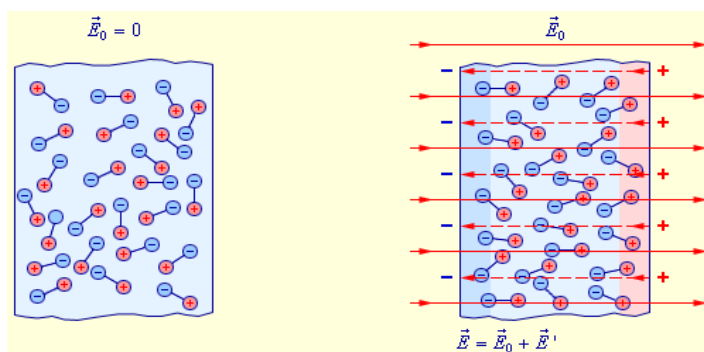


Рис. 37

Поляризація полярних діелектриків сильно залежить від температури, оскільки тепловий рух молекул грає роль дезорієнтуючого чинника.

Електронний механізм проявляється при поляризації неполярних діелектриків, молекули яких не мають у відсутність зовнішнього поля дипольного моменту. Під дією електричного поля молекули неполярних діелектриків деформуються – позитивні заряди зміщуються у напрямі вектору \vec{E}_0 , а негативні – в протилежному напрямі. В результаті кожна молекула перетворюється на електричний диполь, вісь якого спрямована уздовж зовнішнього поля. На поверхні діелектрика з'являються пов'язані заряди, що не

компенсуються, створюють своє поле \vec{E}' спрямоване назустріч зовнішньому полю \vec{E}_0 . Так відбувається поляризація неполярного діелектрика (рис. 38).

Деформація неполярних молекул під дією зовнішнього електричного поля не залежить від їх теплового руху, тому поляризація неполярного діелектрика **не залежить від температури**. При накладенні зовнішнього електричного поля іон зміщується з центру піраміди, і у молекули виникає дипольний момент, пропорційний зовнішньому полю.

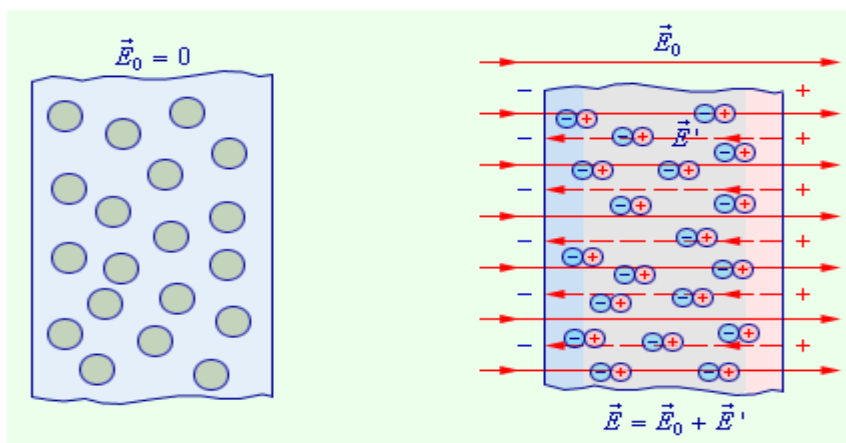


Рис. 38

Лекція 17 Електроємність. Конденсатори. З'єднання конденсаторів. Енергія електричного поля

Якщо двом ізольованим один від одного провідникам повідомити заряди q_1 і q_2 , то між ними виникає деяка різниця потенціалів $\Delta\phi$, залежна від величин зарядів і геометрії провідників. Різниця потенціалів $\Delta\phi$ між двома точками в електричному полі часто називають **напругою** і означають буквою U . Найбільший практичний інтерес представляє випадок, коли заряди провідників однакові по модулю і протилежні по знаку: $q_1 = -q_2 = q$. В цьому випадку можна ввести поняття **електричної ємності**.

Електроємністю зарядженого провідника називають фізичну величину, рівну відношенню заряду провідника q до його потенціалу:

$$C = \frac{q}{\phi}.$$

Електроємністю системи з двох провідників називається фізична величина, визначувана як відношення заряду q одного з провідників до різниці потенціалів $\Delta\phi$ між ними:

$$C = \frac{q}{\Delta\phi} = \frac{q}{U}.$$

Величина електроємності **залежить від форми і розмірів провідників і від властивостей діелектрика, що розділяє провідники**. Існують такі

конфігурації провідників, при яких електричне поле виявляється зосередженим (локалізованим) лише в деякій області простору. Такі системи називають **конденсаторами**.

Простий конденсатор – система з двох плоских пластин, що проводять, розташованих паралельно один одному на малій в порівнянні з розмірами пластин відстані і розділених шаром діелектрика. Такий конденсатор називається **плоским**. Електричне поле плоского конденсатора в основному локалізоване між пластинами (рис. 39).

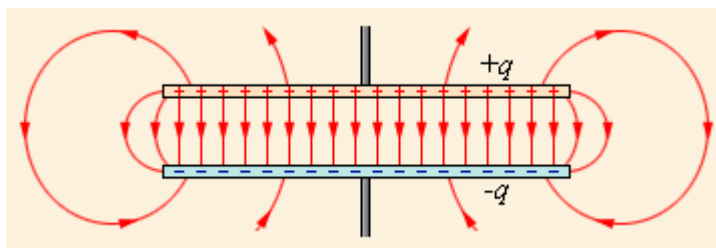


Рис. 39 Кожна із заряджених пластин плоского конденсатора створює поблизу поверхні електричне поле, модуль напруженості якого виражається співвідношенням:

$$E_1 = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}.$$

Згідно з принципом суперпозиції, напруженість \vec{E} поля, що створюється обома пластинами, дорівнює сумі напруженостей \vec{E}^+ і \vec{E}^- полів кожної з пластин:

$$\vec{E} = \vec{E}^+ + \vec{E}^-.$$

Усередині конденсатора вектору \vec{E}^+ і \vec{E}^- паралельні; тому модуль напруженості сумарного поля рівний

$$E = 2E_1 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}.$$

З цих співвідношень можна отримати формулу для електроємності плоского конденсатора:

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

Конденсатори можуть з'єднуватися між собою, утворюючи батареї конденсаторів. При паралельному з'єднанні конденсаторів (рис. 40) напруги на

конденсаторах однакові: $U_1 = U_2 = U$, а заряди рівні $q_1 = C_1 U$ і $q_2 = C_2 \cdot U$.

Звідси слідує:

$$C = \frac{q_1 + q_2}{U} \text{ или } C = C_1 + C_2.$$

При паралельному з'єднанні електроємності складаються.

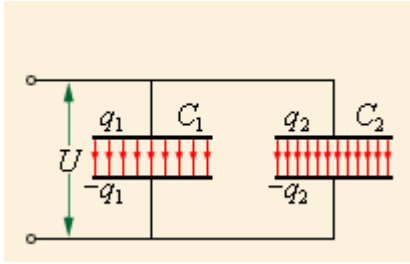


Рис. 40

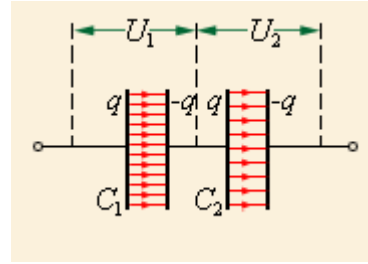


Рис. 41

При послідовному з'єднанні (рис. 41) однаковими виявляються заряди обох конденсаторів: $q_1 = q_2 = q$, а напруга на них рівна $U_1 = \frac{q}{C_1}$ і $U_2 = \frac{q}{C_2}$.

Отже, $C = \frac{q}{U_1 + U_2}$ або $\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$.

При послідовному з'єднанні конденсаторів складаються зворотні величини місткостей.

Енергія зарядженого конденсатора дорівнює роботі зовнішніх сил, яку необхідно витратити, щоб зарядити конденсатор.

Процес зарядки конденсатора можна представити як послідовне перенесення досить малих порцій заряду $\Delta q > 0$ з однієї обкладки на іншу (рис. 42). При цьому одна обкладка поступово заряджається позитивним зарядом, а інша – негативним. Оскільки кожна порція переноситься в умовах, коли на обкладках вже є деякий заряд q , а між ними існує деяка різниця потенціалів $U = \frac{q}{C}$, при перенесенні кожної порції Δq зовнішні сили повинні вчинити роботу $\Delta A = U\Delta q = \frac{q\Delta q}{C}$.

$$W_e = A = \frac{Q^2}{2C}.$$

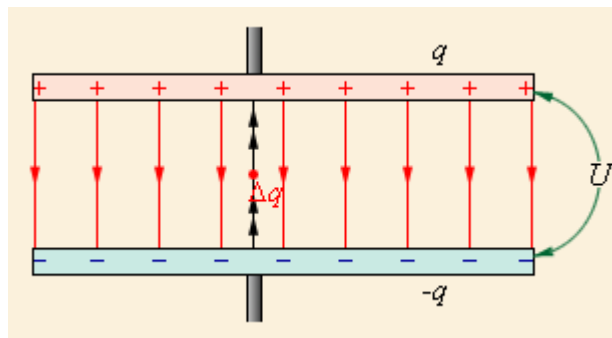


Рис. 42

Формулу, що виражає енергію зарядженого конденсатора, можна переписати в іншій еквівалентній формі, якщо скористатися співвідношенням $Q = C \cdot U$:

$$W_e = \frac{Q^2}{2C} = \frac{CU^2}{2} = \frac{QU}{2}.$$

Напруженість однорідного поля в плоскому конденсаторі рівна $E = \frac{U}{d}$, а його ємність $C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}$. Тому:

$$W_e = \frac{CU^2}{2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S E^2 d^2}{2d} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} V,$$

де $V = Sd$ – об'єм простору між обкладками, зайнятий електричним полем. З цього співвідношення виходить, що фізична величина, яка дорівнює:

$$w_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2},$$

є електричною (потенційною) енергією одиниці об'єму простору, в якому створено електричне поле. Її називають **об'ємною густиною** електричної енергії.

Лекція 18 Постійний електричний струм. Закони Ома. Послідовне і паралельне з'єднання провідників

У провідниках за певних умов може виникнути безперервний впорядкований рух вільних носіїв електричного заряду. Такий рух називається **електричним струмом**. За напрям електричного струму прийнятий напрям руху позитивних вільних зарядів. Для існування електричного струму в провіднику необхідно створити в нім електричне поле.

Кількісною мірою електричного струму служить сила струму I – скалярна фізична величина, рівна відношенню заряду Δq , переносимого через поперечний переріз провідника за інтервал часу Δt , до цього інтервалу часу:

$$I = \frac{\Delta q}{\Delta t}.$$

Якщо сила струму і його напрям не змінюються з часом, то такий струм називається **постійним**.

Постійний електричний струм може бути створений тільки в замкнутому ланцюзі, в якому вільні носії заряду циркулюють по замкнутих траєкторіях. Тому для існування постійного струму потрібна наявність в

електричному ланцюзі пристрою, здатного створювати і підтримувати різниці потенціалів на ділянках ланцюга за рахунок роботи сил не електростатичного походження. Такі пристрої називаються **джерелами постійного струму**. Сили не електростатичного походження, діючі на вільні носії заряду з боку джерел струму, називаються **сторонніми силами**. Під дією сторонніх сил електричні заряди рухаються усередині джерела струму проти сил електростатичного поля, завдяки чому в замкнутому ланцюзі може підтримуватися постійний електричний струм. При переміщенні електричних зарядів по ланцюгу постійного струму сторонні сили, діючі усередині джерел струму, здійснюють роботу.

Фізична величина, рівна відношенню роботи $A_{ст}$ сторонніх сил при переміщенні заряду q від негативного полюса джерела струму до позитивного до величини цього заряду, називається електрорушійною силою джерела (ЕДС):

$$\mathcal{E} = \varepsilon = \frac{A_{ст}}{q}.$$

Сила струму I , який протікає по однорідному металевому провідникові, пропорційна напрузі U на кінцях провідника:

$$I = \frac{1}{R}U \quad \text{або} \quad RI = U.$$

Величина R називається електричний опір. Це співвідношення виражає закон Ома для однорідної ділянки ланцюга: сила струму в провіднику прямо пропорційна прикладеній напрузі і обернено пропорційна до опору провідника.

Для ділянки ланцюга, що містить ЕДС, закон Ома записується в наступній формі:

$$IR = U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E} = \Delta\varphi_{12} + \mathcal{E}.$$

Це співвідношення прийнято називати **законом Ома для неоднорідної ділянки ланцюга**.

На рис. 43 зображений замкнутий ланцюг постійного струму. Ділянка ланцюга (cd) є однорідною.

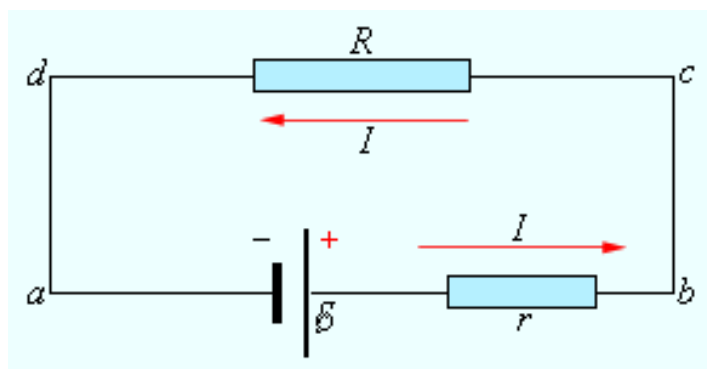


Рис. 43

$$I = \frac{\varepsilon}{R + r}.$$

Опір r неоднорідної ділянки (ділянка ab) – **внутрішній опір джерела струму**.

Ця формула виражає **закон Ома для повного ланцюга**: сила струму в повному ланцюзі дорівнює електрорушійній силі джерела, що ділиться на суму опорів однорідного і неоднорідного ділянок ланцюга.

При послідовному з'єднанні провідників (рис. 44) сила струму в усіх провідниках однакова.

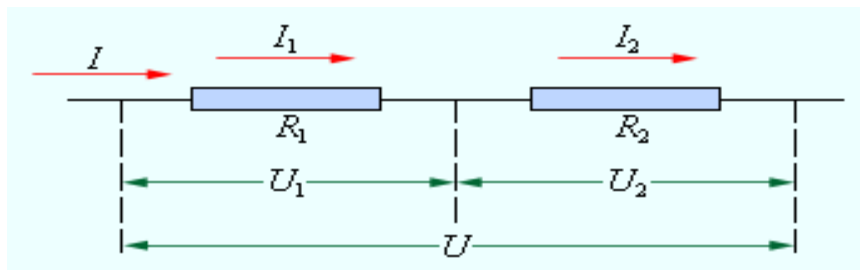


Рис. 44

Використовуючи закон Ома, отримаємо:

$$R = R_1 + R_2.$$

При послідовному з'єднанні повний опір ланцюга дорівнює сумі опорів окремих провідників.

При паралельному з'єднанні (рис. 45) напруги U_1 і U_2 на обох провідниках однакові:

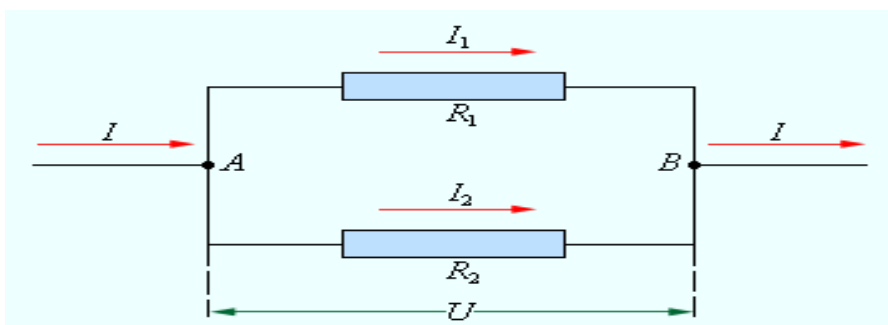


Рис. 45.

На підставі закону Ома отримаємо:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} .$$

При паралельному з'єднанні провідників величина, зворотна загальному опорі ланцюга, дорівнює сумі величин, зворотних опорам паралельно включених провідників.

Лекція 19 Розрахунок складних електричних ланцюгів.

Правила Кирхгофа. Робота і потужність струму.

Закон Джоуля-Ленца. Коефіцієнт корисної дії джерела струму

У розгалужених ланцюгах виділяються вузлові точки (вузли), в яких сходяться не менше *трьох* провідників. Струми, впадаючі у вузол, прийнято вважати позитивними, витікаючі з вузла – негативними.

Перше правило Кирхгофа (наслідок закону збереження заряду): алгебраїчна сума сил струмів для кожного вузла в розгалуженому ланцюзі дорівнює нулю:

$$I_1 + I_2 + I_3 + \dots + I_n = 0.$$

На різних ділянках виділеного контура можуть протікати різні струми. На рис. 46 представлений простий приклад розгалуженого ланцюга. Ланцюг містить два вузли a і d , в яких сходяться однакові струми, тому тільки один з вузлів є незалежним (a або d).

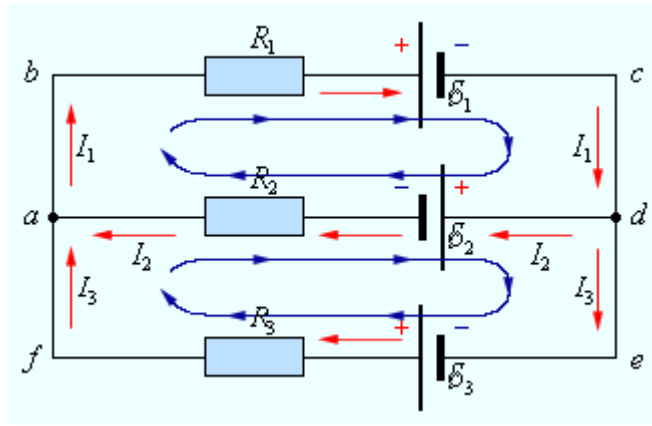


Рис. 46

У ланцюзі можна виділити три контури $abcd$, $adef$ і $abcdef$. З них тільки два є незалежними (наприклад, $abcd$ і $adef$), оскільки третій не містить ніяких нових ділянок.

Друге правило Кирхгофа (наслідок закону Ома для неоднорідної ділянки ланцюга): алгебраїчна сума добутків опору кожного з ділянок будь-якого замкнутого контура розгалуженого ланцюга постійного струму на силу струму на цій ділянці дорівнює алгебраїчній сумі ЕДС уздовж цього контура.

$$-I_1 + I_2 + I_3 = 0,$$

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 = -\varepsilon_1 - \varepsilon_2,$$

$$-I_2 R_2 + I_3 R_3 = \varepsilon_2 + \varepsilon_3.$$

Таким чином, правила Кирхгофа зводять розрахунок розгалуженого електричного ланцюга до рішення системи лінійних алгебраїчних рівнянь.

При протіканні струму по однорідній ділянці ланцюга електричне поле здійснює роботу. За час Δt по ланцюгу протікає заряд $\Delta q = I \Delta t$. Електричне поле на виділеній ділянці здійснює роботу:

$$\Delta A = (\varphi_1 - \varphi_2) \Delta q = \Delta \varphi_{12} I \Delta t = UI \Delta t,$$

де $U = \Delta \varphi_{12}$ – напруга. Цю роботу називають **роботою електричного струму**.

Якщо обидві частини формули для закону Ома помножити на $I \Delta t$, то отримаємо співвідношення:

$$RI^2 \Delta t = UI \Delta t = \Delta A.$$

Це співвідношення виражає закон збереження енергії для однорідної ділянки ланцюга.

Робота ΔA електричного струму I , що протікає по нерухомому провідникові з опором R , перетвориться в тепло ΔQ , що виділяється на провіднику:

$$\Delta Q = \Delta A = R I^2 \Delta t.$$

Закон перетворення роботи струму в тепло має назву *закону Джоуля-Ленца*.

Потужність електричного струму дорівнює відношенню роботи струму ΔA до інтервалу часу Δt , за яке ця робота була здійснена:

$$P = \frac{\Delta A}{\Delta t} = UI = I^2 R = \frac{U^2}{R}.$$

Повна потужність джерела, тобто робота, що здійснюється сторонніми силами за одиницю часу, дорівнює:

$$P_{\text{ист}} = \mathcal{E}I = \frac{\mathcal{E}^2}{R + r}.$$

У зовнішньому ланцюзі виділяється потужність:

$$P = RI^2 = \mathcal{E}I - rI^2 = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R + r)^2}.$$

Відношення $\eta = \frac{P}{P_{\text{ист}}}$, яке дорівнює:

$$\eta = \frac{P}{P_{\text{ист}}} = 1 - \frac{r}{\mathcal{E}} I = \frac{R}{R + r},$$

називається *коефіцієнтом корисної дії джерела струму*.

ЕЛЕКТРОДИНАМІКА

ЗМІСТОВНИЙ МОДУЛЬ 2.1.

Лекція 20 Магнітне поле. Магнітна взаємодія струмів. Закон Біо-Савара. Сила Лоренца

Сила, діюча на ділянку провідника, що знаходиться в магнітному полі, пропорційна силі струму I , довжині Δl цієї ділянки і синусу кута α між напрямом струму і вектору магнітної індукції:

$$F \sim I \Delta l \sin \alpha.$$

Ця сила називається *силою Ампера*.

Модуль вектору магнітної індукції дорівнює відношенню максимального значення сили Ампера, діючої на прямий провідник із струмом, до сили струму I в провіднику і його довжині Δl :

$$B = \frac{F_{\max}}{I \Delta l}$$

У загальному випадку сила Ампера виражається співвідношенням:

$$F = IB \Delta l \sin \alpha.$$

Взаємодія струмів викликається їх магнітними полями: магнітне поле одного струму діє силою Ампера на інший струм і навпаки (рис. 47).

Модуль сили, діючої на відрізок завдовжки Δl кожного з провідників, прямо пропорційний силам струму I_1 і I_2 в провідниках, довжині відрізка Δl і обернено пропорційний до відстані R між ними:

$$F = \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{I_1 I_2 \Delta l}{R},$$

де μ_0 – *магнітна постійна*.

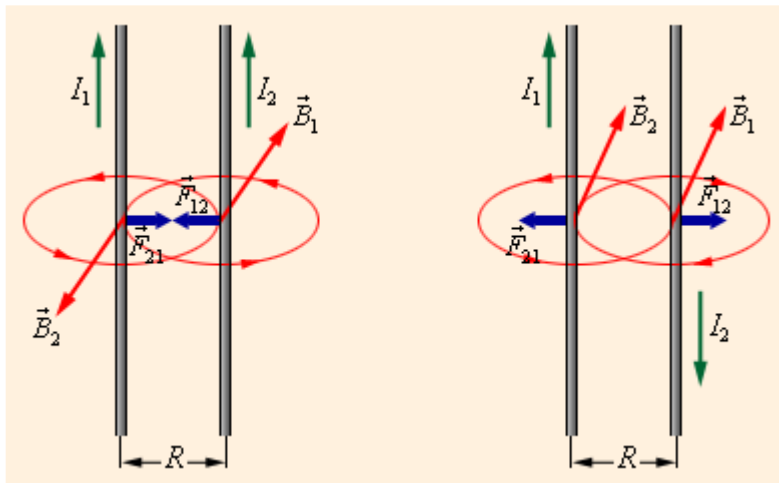


Рис. 47

Індукцію \vec{B} провідника із струмом можна представити як векторну суму елементарних індукцій $\Delta\vec{B}$, що створюються окремими ділянками провідника.

Закон Био-Савара визначає магнітну індукцію \vec{B} результуючого магнітного поля, що створюється малою ділянкою Δl провідника із струмом I :

$$\Delta B = \frac{\mu_0 I \Delta l \sin \alpha}{4\pi r^2},$$

де r – відстань від цієї ділянки Δl до точки спостереження; α – кут між напрямом на точку спостереження і напрямом струму на цій ділянці; μ_0 – магнітна постійна. Рис. 48 ілюструє закон Био-Савара на прикладі магнітного поля прямолінійного провідника із струмом. Якщо підсумувати (проінтегрувати) вклади в магнітне поле усіх окремих ділянок прямолінійного провідника із струмом, то вийде формула для магнітної індукції поля прямого струму:

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi R}.$$

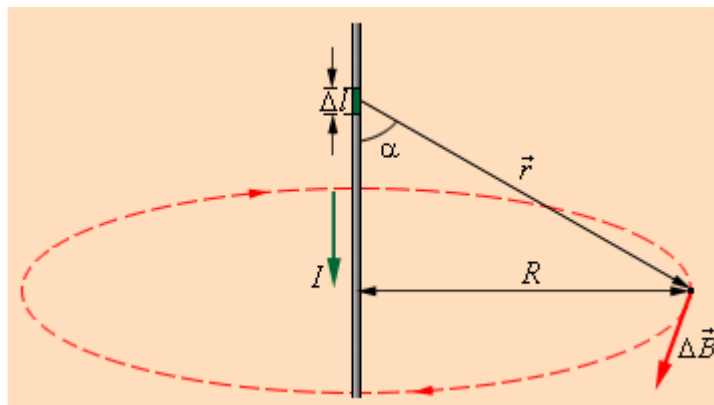


Рис. 48

Сила Ампера, діюча на відрізок провідника завдовжки Δl з силою струму I , що знаходиться в магнітному полі B , може бути виражена через сили, діючі на окремі носії заряду.

Нехай концентрація носіїв вільного заряду в провіднику є n , а q – заряд носія. Вираз для сили Ампера з урахуванням концентрації зарядів, швидкості їх і площі поперечного перерізу можна записати у виді:

$$F = qnS\Delta l v B \sin \alpha.$$

Оскільки повне число N носіїв вільного заряду в провіднику завдовжки Δl і перерізом S рівне $n S \Delta l$, то сила, діюча на одну заряджену частку, дорівнює:

$$F_{\text{л}} = qvB \sin \alpha.$$

Цю силу називають силою Лоренца. Кут α в цьому виразі дорівнює куту між швидкістю \vec{v} і вектором магнітної індукції \vec{B} . Напрямок сили Лоренца, діючої на позитивно заряджену частку, так само, як і напрям сили Ампера, може бути знайдений по правилу лівої руки. Взаємне розташування векторів, \vec{v} , \vec{B} і \vec{F}_L для позитивно зарядженої частки показано на рис. 49.

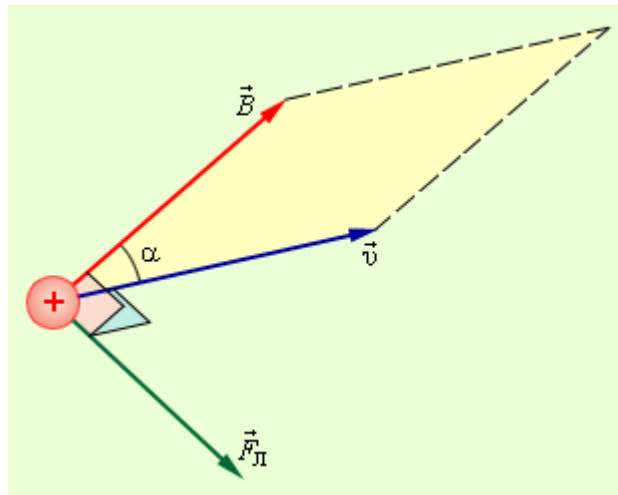


Рис. 49

Лекція 21 Електромагнітна індукція. Закони Фарадея. Самоіндукція. Енергія магнітного поля

Явище електромагнітної індукції полягає у виникненні електричного струму в замкнутому контурі, що проводить, при зміні в часі магнітного потоку, що пронизує контур.

Магнітним потоком Φ через площу S контура називають величину:

$$\Phi = BS \cos \alpha,$$

де B – модуль вектору магнітної індукції; α – кут між вектором \vec{B} і нормаллю до площини контура (рис. 50).

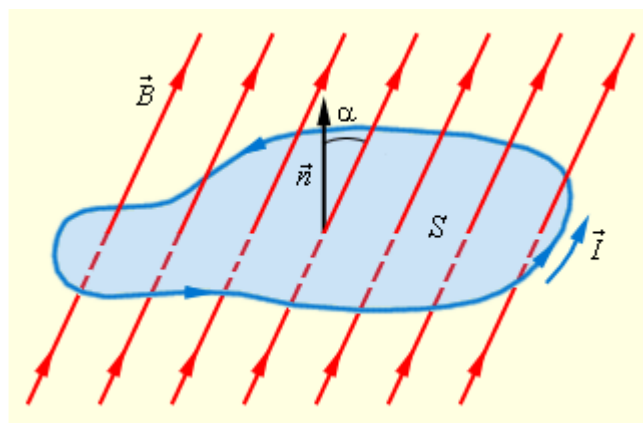


Рис. 50

При зміні магнітного потоку в контурі, що проводить, виникає ЕДС індукції $\mathcal{E}_{\text{инд}}$, рівна швидкості зміни магнітного потоку через поверхню, обмежену контуром, узятю зі знаком мінус:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t}.$$

Ця формула має назву **закону Фарадея**.

Індукційний струм, що збуджується в замкнутому контурі при зміні магнітного потоку, завжди спрямований так, що створюване ним магнітне поле перешкоджає зміні магнітного потоку, що викликає індукційний струм. Це твердження називається **правилом Ленца**.

Зміна магнітного потоку, що пронизує замкнутий контур, може відбуватися з двох причин.

1. Магнітний потік змінюється внаслідок переміщення контура або його частин в постійному в часі магнітному полі. Це випадок, коли провідники, а разом з ними і вільні носії заряду, рухаються в магнітному полі. Виникнення ЕДС індукції пояснюється дією сили Лоренца на вільні заряди в провідниках, що рухаються. Сила Лоренца грає в цьому випадку роль сторонньої сили.

2. Друга причина зміни магнітного потоку, що пронизує контур – зміна в часі магнітного поля при нерухомому контурі. Електрони в нерухомому провіднику можуть наводитися в рух тільки електричним полем. Це електричне поле породжується магнітним полем, що змінюється в часі. Робота цього поля при переміщенні одиничного позитивного заряду по замкнутому контуру дорівнює ЕДС індукції в нерухомому провіднику.

Явище електромагнітної індукції в нерухомих провідниках, що виникає при зміні навколишнього магнітного поля, також описується формулою Фарадея. Таким чином, явища індукції в провідниках, що рухаються і нерухомих, протікають однаково, але фізична причина виникнення індукційного струму в цих двох випадках є різною: у разі провідників, що рухаються, ЕДС індукції обумовлена силою Лоренца; у разі нерухомих провідників ЕДС індукції є наслідком дії на вільні заряди **вихрового** електричного поля, що виникає при зміні магнітного поля.

Самоіндукція є важливим випадком електромагнітної індукції, коли магнітний потік, що змінюється, викликає ЕДС індукції, створюється струмом в самому контурі. Якщо струм в даному контурі з якихось причин змінюється, то змінюється і магнітне поле цього струму, а, отже, і власний магнітний потік, що пронизує контур. У контурі виникає ЕДС самоіндукції, яка згідно правилу Ленца перешкоджає зміні струму в контурі.

Власний магнітний потік Φ , що пронизує контур або котушку із струмом, пропорційний силі струму I :

$$\Phi = LI.$$

Коефіцієнт пропорційності L в цій формулі називається **коефіцієнтом самоіндукції** або **індуктивністю**.

ЕДС самоіндукції, що виникає в котушці з постійним значенням індуктивності, дорівнює:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = \mathcal{E}_L = -\frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = -L \frac{\Delta I}{\Delta t}.$$

Магнітне поле має енергію. Енергія W_M магнітного поля катушки (соленоїда) з індуктивністю L , що створюється струмом I , дорівнює:

$$W_M = \frac{\Phi I}{2} = \frac{LI^2}{2} = \frac{\Phi^2}{2L}.$$

Використовуючи приведені вище формули для коефіцієнта самоіндукції соленоїда і для магнітного поля B , що створюється струмом I , можна отримати:

$$W_M = \frac{\mu_0 \mu n^2 I^2}{2} V = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} V,$$

де V – об'єм соленоїда.

Фізична величина $w_M = \frac{B^2}{2\mu_0 \mu}$, яка дорівнює енергії магнітного поля в одиниці об'єму, називається **об'ємною густиною магнітної енергії**.

Лекція 22 Магнітне поле в речовині. Магнітна проникність. Ферромагнетики

Усі речовини більшою чи меншою мірою мають магнітні властивості. Якщо два провідники із струмами помістити в яке-небудь середовище, то сила магнітної взаємодії між струмами змінюється.

Фізична величина, що показує, в скільки разів індукція \vec{B} магнітного поля в однорідному середовищі відрізняється по модулю від індукції \vec{B}_0 магнітного поля у вакуумі, називається **магнітною проникністю**:

$$\mu = \frac{B}{B_0}.$$

Слабомагнітні речовини діляться на дві великі групи – **парамагнетики** і **діамагнетики**. Вони відрізняються тим, що при внесенні в зовнішнє магнітне поле парамагнітні зразки намагнічуються так, що їх власне магнітне поле виявляється спрямованим по зовнішньому полю, а діамагнітні зразки намагнічуються проти зовнішнього поля. Тому у парамагнетиків $\mu > 1$, а у діамагнетиків $\mu < 1$. Відмінність μ від одиниці у пара- і діамагнетиків надзвичайно мала. Зразки з пара- і діамагнетиків, поміщені в неоднорідне магнітне поле між полюсами електромагніту, поведуться по-різному –

парамагнетики втягуються в область сильного поля, діамагнетики – виштовхуються (рис. 51).

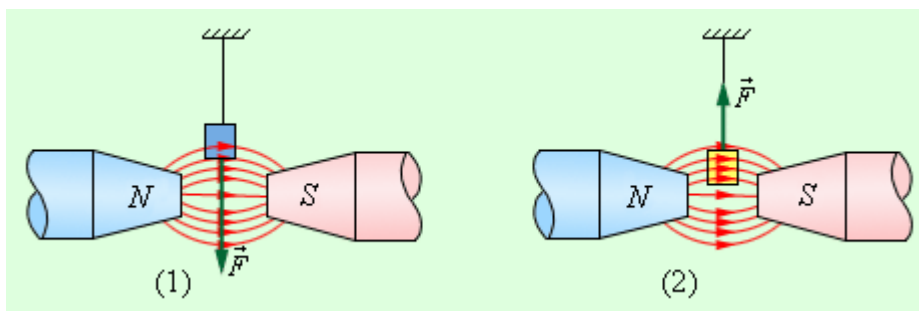


Рис. 51

Речовини, здатні сильно намагнічуватися в магнітному полі, називаються **ферромагнетиками**. Магнітна проникність ферромагнетиків по порядку величини лежить в межах 10^2 - 10^5 . Для кожного ферромагнетика існує певна температура (так звана **температура** або **точка Кюрі**), вище за яку ферромагнітні властивості зникають, і речовина стає парамагнетиком.

Ферромагнітні матеріали діляться на дві великі групи – на **магніто-м'які** і **магніто-жорсткі** матеріали. Магніто-м'які ферромагнітні матеріали майже повністю розмагнічуються, коли зовнішнє магнітне поле стає рівним нулю. Магніто-жорсткі матеріали значною мірою зберігають свою намагніченість і після видалення їх з магнітного поля.

Магнітна проникність μ ферромагнетиків не є постійною величиною; вона сильно залежить від індукції B_0 зовнішнього поля. Непостійність магнітної проникності призводить до складної нелінійної залежності індукції B магнітного поля у ферромагнетик у відношенні до індукції B_0 зовнішнього магнітного поля. Характерною особливістю процесу намагнічування ферромагнетиків є **гістерезис**. Крива намагнічування $B(B_0)$ ферромагнітного зразка є петлею складної форми, яка називається **петлею гістерезису** (рис. 52).

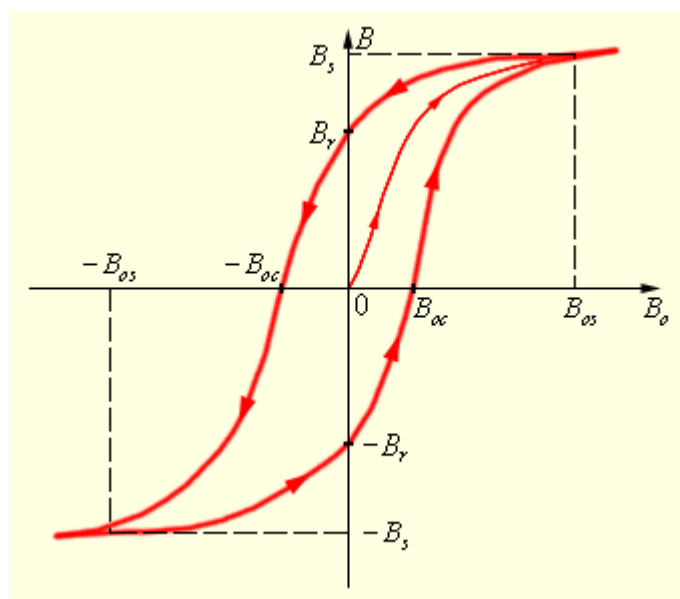


Рис. 52

З рис. 52 видно, що при $|B_0| > B_{0s}$ настає магнітне насичення – намагніченість зразка досягає максимального значення.

Якщо тепер зменшувати магнітну індукцію B_0 зовнішнього поля і довести її знову до нульового значення, то феромагнетик збереже залишкову намагніченість – поле усередині зразка буде рівне B_r .

Для того, щоб повністю розмагнітити зразок, необхідно, змінивши знак зовнішнього поля, довести магнітну індукцію B_0 до значення $-B_{0c}$, яке прийнято називати **коерцитивною силою**. Далі процес перемагнічування може бути продовжений, як це вказано стрілками на рис. 52.

У магніто-м'яких матеріалів значення коерцитивної сили B_{0c} невелике – петля гістерезису таких матеріалів досить вузька. Матеріали з великим значенням коерцитивної сили, тобто що мають широкую петлю гістерезису, відносяться до магніто-жорстким.

Усередині кристала феромагнетика виникають мимоволі намагнічені області розміром близько 10^{-2} - 10^{-4} см. Ці області називаються **доменами**. Кожен домен є невеликим постійним магнітом.

При відсутності зовнішнього магнітного поля напрями векторів індукції магнітних полів в різних доменах у великому кристалі орієнтовані хаотично. Такий кристал в середньому виявляється не намагніченим. При накладенні зовнішнього магнітного поля відбувається зміщення меж доменів так, що об'єм доменів, орієнтованих по зовнішньому полю, збільшується. Зі збільшенням індукції зовнішнього поля зростає магнітна індукція намагніченої речовини. У дуже сильному зовнішньому полі домени, в яких власне магнітне поле співпадає по напрямку із зовнішнім полем, поглинають усі інші домени, і настає магнітне насичення. Рис. 53 може служити якісною ілюстрацією процесу намагнічування феромагнітного зразка.

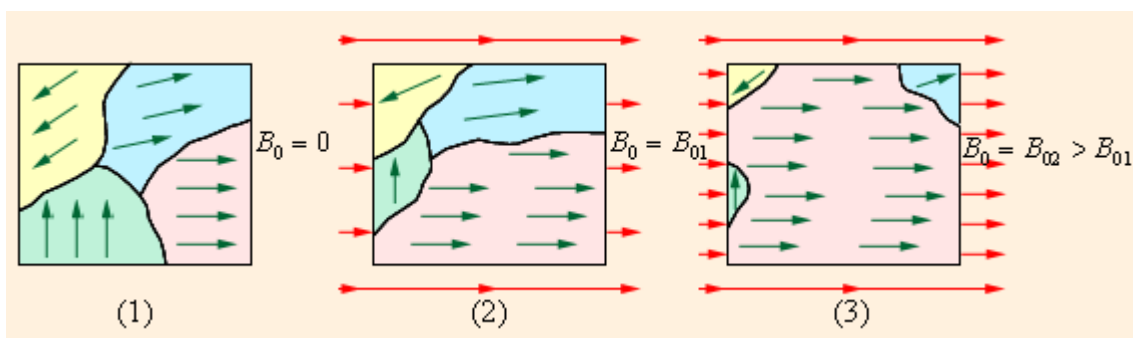


Рис. 53

КОЛИВАННЯ І ХВИЛІ. ОПТИКА

ЗМІСТОВНИЙ МОДУЛЬ 2.2.

Лекція 23 Коливання і хвилі. Гармонійні коливання. Власні і вимушені коливання. Резонанс

Процеси, які повторюються через однакові проміжки часу, називаються **коливальними**. Коливальні явища різної фізичної природи підкоряються загальним закономірностям. Наприклад, коливання струму в електричному ланцюзі і коливання математичного маятника можуть описуватися однаковими рівняннями.

Хвильовий процес – процес поширення коливання в просторі.

Механічними коливаннями називаються періодичні (чи майже періодичні) зміни фізичної величини, що описує механічний рух (швидкість, переміщення, кінетична і потенційна енергія і т. п.).

Закон руху тіла, що здійснює коливання, задається за допомогою деякої періодичної функції часу $x = f(t)$.

Прикладами простих коливальних систем можуть служити вантаж на пружині або математичний маятник (рис. 54).

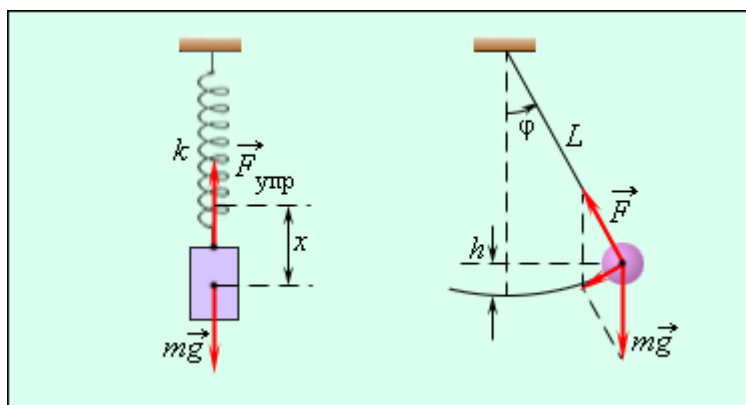


Рис. 54

Простим видом коливального процесу є прості гармонійні коливання, які описуються рівнянням:

$$x = x_m \cos(\omega t + \varphi_0),$$

де x – зміщення тіла від положення рівноваги; x_m – **амплітуда коливань**, т. т. максимальне зміщення від положення рівноваги, ω – циклічна або кругова частота коливань; t – час. Величина, що стоїть під знаком косинуса $\varphi = \omega t + \varphi_0$ називається **фазою гармонійного процесу**. При $t = 0$ $\varphi = \varphi_0$, тому φ_0 називають **початковою фазою**. Мінімальний інтервал часу, через який відбувається повторення руху тіла, називається **періодом коливань** T .

Фізична величина, зворотна періоду коливань, називається **частотою коливань**.

Вільні коливання здійснюються під дією внутрішніх сил системи після того, як система була виведена з положення рівноваги.

Для того, щоб вільні коливання здійснювалися за гармонійним законом, необхідно, щоб сила, прагнуча повернути тіло в положення рівноваги, була пропорційна зміщенню тіла з положення рівноваги і спрямована у бік, протилежну до зміщення:

$$F(t) = ma(t) = -m\omega^2 x(t).$$

Тут ω – кругова частота гармонійних коливань.

Сили будь-якої іншої фізичної природи, що задовольняють цій умові, називаються **квазіпружними**.

Кругова частота ω_0 вільних коливань вантажу на пружині знаходиться з другого закону Ньютона:

$$ma = -kx = m\omega_0^2 x,$$

звідки

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}.$$

Частота ω_0 називається **власною частотою** коливальної системи.

Період T гармонійних коливань:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{\frac{m}{k}}.$$

У реальних умовах будь-яка коливальна система перебуває під впливом сил тертя (опори). При цьому частина механічної енергії перетворюється на внутрішню енергію теплового руху атомів і молекул, і коливання стають **затухаючими** (рис. 55).

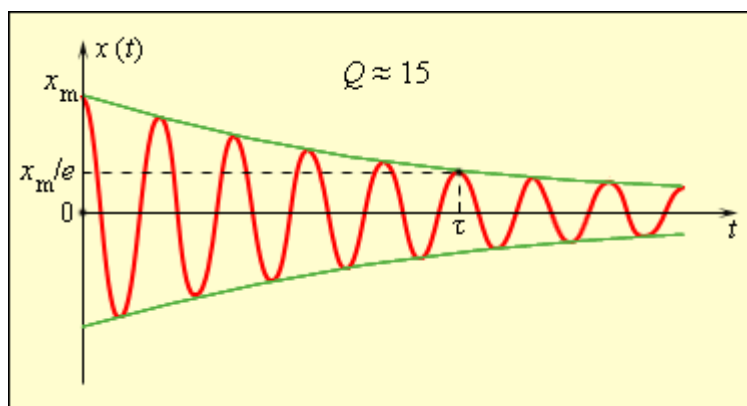


Рис. 55

Швидкість загасання коливань залежить від величини сил тертя.

Інтервал часу τ , впродовж якого амплітуда коливань зменшується в $e \approx 2,7$ рази, називається часом загасання.

Колівання, що здійснюються під впливом зовнішньої періодичної сили, називаються вимушеними.

Періодична зовнішня сила може змінюватися в часі за різними законами. Особливий інтерес представляє випадок, коли зовнішня сила, що змінюється за гармонійним законом з частотою ω , впливає на коливальну систему, здатну здійснювати власні коливання на деякій частоті ω_0 .

Рівняння руху тіла масою m набирає вигляду:

$$ma = -k(x - y) = -kx + ky_m \cos \omega t .$$

У цьому рівнянні сила, діюча на тіло, представлена у вигляді двох складових. Перша складова в правій частині – це пружна сила, прагнуча повернути тіло в положення рівноваги ($x = 0$). Друга складова – зовнішня періодична дія на тіло. Цю складову називають **змушуючою силою**.

Якщо частота ω зовнішньої сили наближається до власної частоти ω_0 , виникає різке зростання амплітуди вимушених коливань. Це явище називається **резонансом**. Залежність амплітуди x_m вимушених коливань від частоти ω змушуючої сили називається **резонансною кривою** (рис. 56).

Явище резонансу може стати причиною руйнування мостів, будівель і інших споруд, якщо власні частоти їх коливань співпадуть з частотою періодично діючої сили, що виникла, наприклад, із-за обертання незбалансованого мотора.

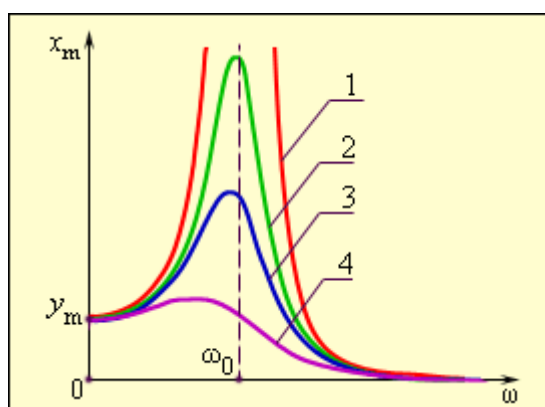


Рис. 56

Лекція 24 Хвилі. Рівняння плоскої хвилі. Електромагнітні хвилі

Процес поширення коливань у просторі називається *хвилею*. Частинки середовища, в якому поширюється хвиля, не переносяться нею. Вони тільки здійснюють коливання навколо своїх положень рівноваги.

Якщо частинки середовища коливаються у площині, яка перпендикулярна до напрямку поширення хвилі, то такі хвилі називаються *поперечними* (рис. 57, а). Якщо напрямок коливань частинок збігається з напрямком поширення – то це *поздовжні* хвилі (рис. 57, б).

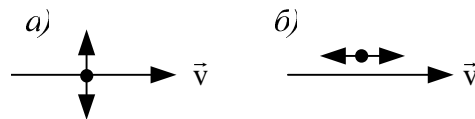


Рис. 57

Поперечні хвилі виникають лише в середовищі, що має опір зсуву. Тому в рідинах і газах можуть виникати тільки поздовжні хвилі (виняток становлять поперечні хвилі на поверхні рідин). У твердих тілах можливе виникнення як поздовжніх, так і поперечних хвиль.

Різні частинки в хвилі коливаються із зсувом за фазою. Частинки, що відстоять на відстані vT (v – швидкість поширення хвилі, T – період коливань у хвилі), коливаються в однаковій фазі. Ця відстань називається *довжиною хвилі*:

$$\lambda = v T.$$

Частота коливань у хвилі $\nu = 1/T$, тоді формулу можемо записати у вигляді:

$$\lambda \nu = v.$$

Геометричне місце точок, до яких дійшов хвильовий процес, називається *фронтом хвилі*. Геометричне місце точок, що коливаються в однаковій фазі, називаються *хвильовою поверхнею*. За формою хвильової поверхні хвилі розділяються на плоскі, циліндричні, сферичні. **Плоскі хвилі утворюються плоским джерелом коливання, циліндричні – лінійним, а сферичні – точковим.**

Плоска хвиля, що поширюється уздовж осі z , описується формулою:

$$x(z, t) = a \cos(\omega t - kz + \alpha),$$

де x – зміщення точки, що коливається, від положення рівноваги, a – амплітуда хвилі (максимальне зміщення), $\omega = 2\pi\nu = 2\pi/T$ – циклічна частота коливань, $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$ – хвильове число.

В аргументі \cos (або \sin) у рівнянні хвилі стоять час t і координата z , тобто хвиля – це двічі періодичний процес, періодичний як за часом, так і за координатою. Період T – це період повторення коливань у часі, а довжина хвилі λ – це період повторення коливань у просторі.

Формула плоскої хвилі є розв'язком диференційного рівняння другого порядку в часткових похідних, яке називається **хвильовим**:

$$\frac{\partial^2 x}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 x}{\partial t^2}.$$

Будь-яка функція, що задовольняє **хвильовому рівнянню**, описує деяку хвилю.

Змінне електричне поле породжує змінне магнітне поле, яке, в свою чергу, породжує електричне поле. Таким чином, у просторі виникає послідовність взаємних перетворень електричного і магнітного полів, що поширюються від точки до точки. Цей процес періодичний у просторі й часі і, отже, є хвилею.

Висновок про можливість існування **електромагнітних хвиль** впливає з теорії електромагнітного поля Максвелла.

Розглянемо плоску електромагнітну хвилю, що поширюється вздовж осі z в однорідному непровідному середовищі.

З рівнянь електромагнітного поля випливає:

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2},$$

$$\frac{\partial^2 H_x}{\partial z^2} = \varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0 \frac{\partial^2 H_x}{\partial t^2}.$$

Ці рівняння – хвильові, з яких швидкість поширення електромагнітних хвиль у середовищі з відносною діелектричною проникністю ε і відносною магнітною проникністю μ визначається за формулою:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \varepsilon_0 \mu \mu_0}},$$

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} = c \text{ – у вакуумі,}$$

де $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість світла у вакуумі. Таким чином у вакуумі швидкість електромагнітних хвиль збігається із швидкістю світла. Звідси Максвелл зробив висновок, що **світлові хвилі – це електромагнітні хвилі**.

Розв'язок хвильових рівнянь має вигляд:

$$\vec{E} = \vec{e}_y E_m \cos(\omega t - kz + \alpha),$$

$$\vec{H} = \vec{e}_x H_m \cos(\omega t - kz + \alpha),$$

де \vec{e}_x, \vec{e}_y – орти вздовж координатних осей.

Отже, в електромагнітній хвилі коливається вектор напруженості \vec{E} електричного поля і вектор напруженості \vec{H} магнітного поля. Коливання цих векторів синфазні, тобто одночасно досягають максимального значення і одночасно обертаються в нуль. Вектори \vec{E} і \vec{H} **перпендикулярні** один одному і коливаються у площині, яка перпендикулярна до напрямку поширення хвилі,

тобто електромагнітні хвилі відносяться до класу поперечних хвиль, а вектори \vec{E} і \vec{H} утворюють з напрямком поширення *правовинтову* систему (рис. 58).

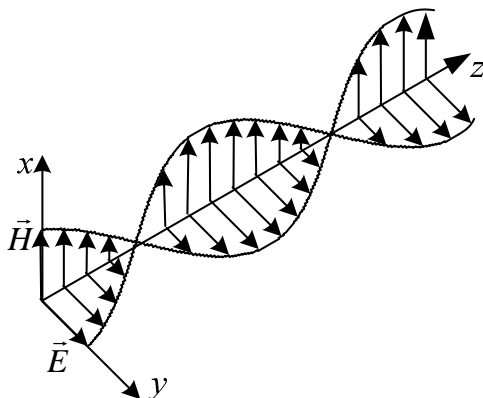


Рис. 58

Амплітуди векторів \vec{E} і \vec{H} пов'язані між собою співвідношенням:

$$\sqrt{\epsilon\epsilon_0} E_m = \sqrt{\mu\mu_0} H_m.$$

У вакуумі:

$$\frac{E_m}{H_m} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi, \text{ (Ом)}$$

– це, так званий, хвильовий опір вакууму.

В електромагнітній хвилі у фіксованій точці простору вектори \vec{E} і \vec{H} змінюються у часі за гармонічним законом, а у фіксований момент часу (“моментальна фотографія” хвилі) змінюються у просторі також за гармонічним законом.

Електромагнітні хвилі – це вид польової (електромагнітної) матерії і для свого поширення не потребують іншої матерії (середовища). Тому вони можуть поширюватися і у вакуумі, а механічні хвилі – це коливання частинок середовища. У цьому полягає принципова відмінність електромагнітних і механічних хвиль.

Лекція 25 Хвильова оптика. Інтерференція. Дифракція. Поляризація

Хвильова теорія розглядає поширення світла як хвильовий процес.

У основу хвильової теорії покладений принцип Гюйгенса, згідно з яким кожна точка, до якої доходить хвиля, стає центром вторинних хвиль. Під **хвильовим фронтом** Гюйгенс розумів геометричне місце точок, до яких одночасно доходить хвильове збурення. Рис. 59 дає уявлення про побудову Гюйгенса для визначення напрямку поширення хвилі, заломленої на межі двох прозорих середовищ.

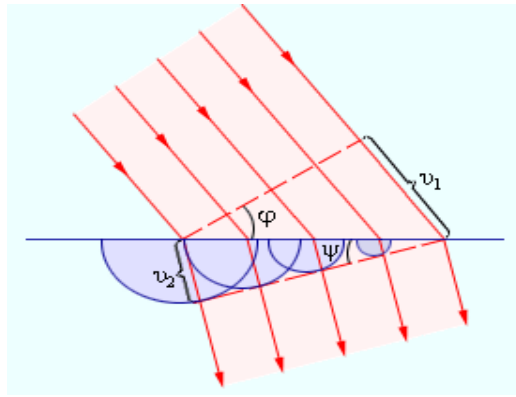


Рис. 59

Для випадку заломлення світла на межі вакуум-середовище хвильова теорія призводить до наступного висновку:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v}{c} = n.$$

Інтерференція – одно з яскравих проявів хвильової природи світла, явище накладення двох або декількох світлових пучків, різниця фаз яких не змінюється в часі. Такі джерела (хвилі) називаються **когерентними**. Інтенсивність світла в області перекривання пучків має характер світлих і темних смуг, що чергуються.

У досвіді Юнга світло від джерела, в якості якого служила вузька щілина S , падало на екран з двома близько розташованими щілинами S_1 і S_2 (рис.60). Проходячи через кожну з щілин, світловий пучок розширювався внаслідок дифракції, тому на екрані Θ світлові пучки, що пройшли через щілини S_1 і S_2 , перекривалися. У області перекриття світлових пучків спостерігалася інтерференційна картина у вигляді світлих і темних смуг, що чергуються.

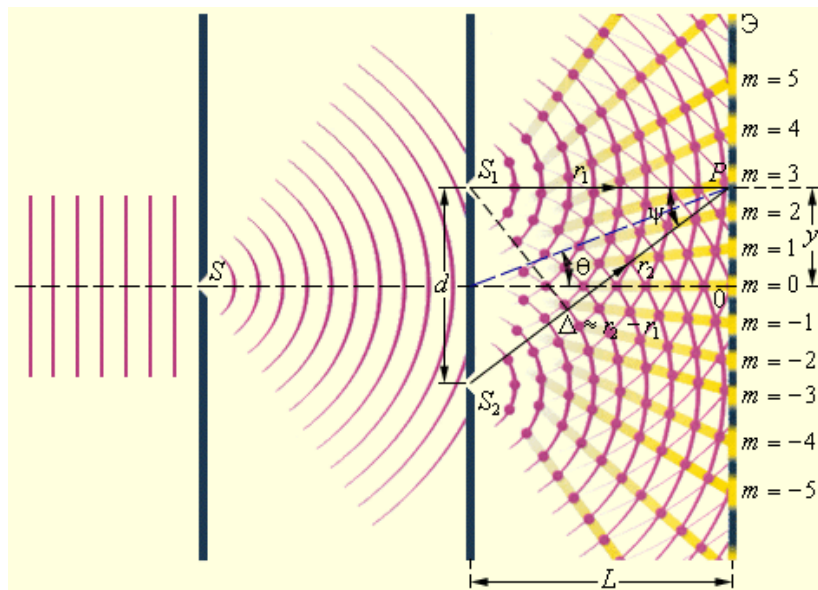


Рис. 60

Дифракцією світла називається явище відхилення світла від прямолінійного напрямку поширення при проходженні поблизу перешкод, при цьому світло може заходити в область геометричної тіні. Прості **дифракційні ґрати** складаються з прозорих ділянок (щілин), розділених непрозорими проміжками. На ґрати спрямовується паралельний пучок досліджуваного світла (рис. 61).

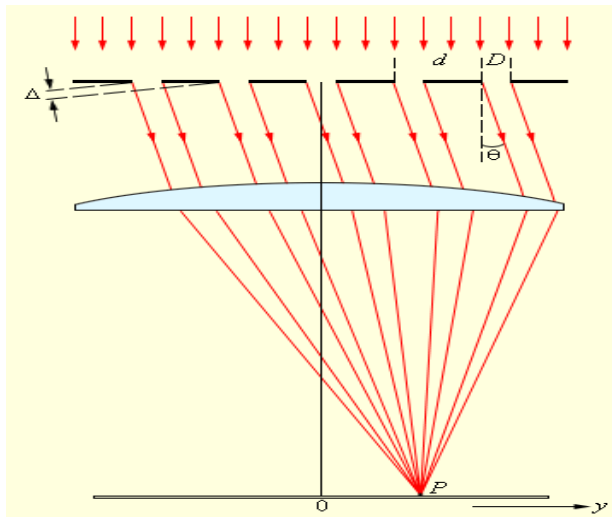


Рис. 61

Коливання в точці P є результатом інтерференції вторинних хвиль, що приходять в цю точку від різних щілин. Для того, щоб в точці P спостерігався інтерференційний максимум, різниця ходу Δ між хвилями, випромінюваними сусідніми щілинами, має дорівнювати цілому числу довжин хвиль:

$$d \sin \theta_m = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots).$$

Поляризація – явище, при якому коливання світлового вектору відбуваються тільки в одному напрямі, перпендикулярному напрямку поширення. Природне світло не поляризоване.

У дослідах Малюса світло послідовно пропускалося через дві однакові пластинки з турмаліну (прозора кристалічна речовина зеленуватого забарвлення). Перша пластинка є **поляризатором**, друга – **аналізатором**. Пластинки можна було повертати один відносно одного на кут φ (рис. 62).

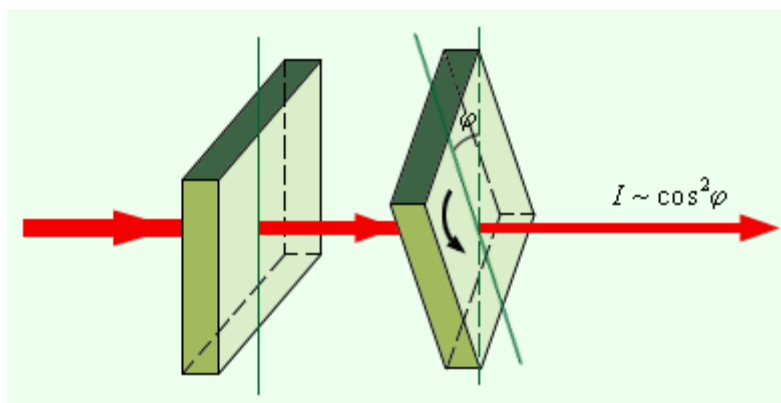


Рис. 62

Інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через аналізатор, виявилася прямо пропорційною $\cos^2 \varphi$:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi,$$

де I_0 – інтенсивність поляризованого світла (**закон Малюса**).

Розглянемо проходження природного світла послідовно через два ідеальні поляроїди Π_1 і Π_2 (рис. 63), дозволені напрями яких повернені один відносно одного на деякий кут φ . Перший поляроїд грає роль поляризатора. Він перетворює природне світло на лінійно поляризоване. Другий поляроїд служить для аналізу світла, що падає на нього.

Хвиля, пропущена другим поляроїдом, матиме амплітуду $E = E_0 \cos \varphi$.

Отже, інтенсивність I лінійно поляризованої хвилі на виході другого поляроїда буде дорівнювати

$$I = E^2 = E_0^2 \cos^2 \varphi = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi.$$

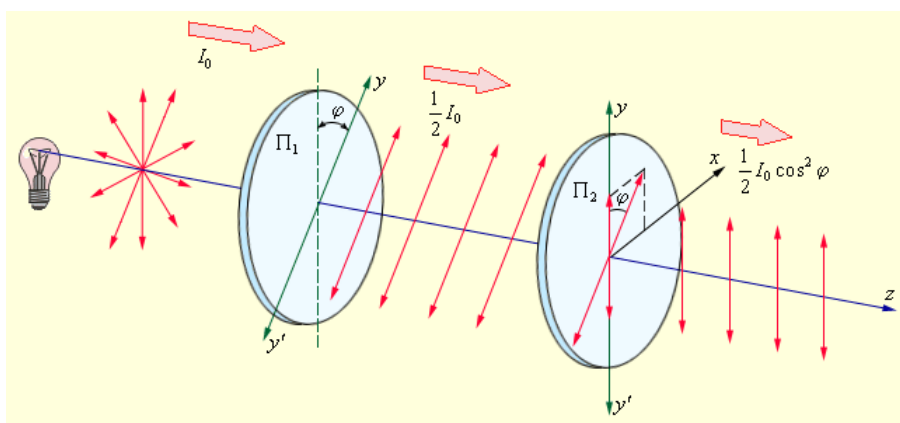


Рис. 63

КВАНТОВА І АТОМНА ФІЗИКА

ЗМІСТОВНИЙ МОДУЛЬ 2.3.

Лекція 26 Теплове випромінювання. Закони теплового випромінювання. Фотоефект. Рівняння Ейнштейна для фотоефекту

Світло, що випускається джерелом, несе з собою енергію. У тих випадках, коли необхідна енергія передається нагріванням, тобто підведенням тепла, випромінювання називається *теповим*. Цей вид випромінювання представляє особливий інтерес, оскільки на відміну від усіх інших видів люмінесценції, теплове випромінювання може знаходитися в стані термодинамічної рівноваги з нагрітими тілами.

Якщо в замкнуту порожнину з дзеркально відбиваючими стінками помістити декілька тіл, нагрітих до різної температури, то, як показує дослід, така система з часом приходить в стан теплової рівноваги, при якій усі тіла придбають однакову температуру. Тіла обмінюються енергією тільки шляхом випускання і поглинання променистої енергії. В стані рівноваги процеси випускання і поглинання енергії кожним тілом в середньому компенсують один одного, в просторі між тілами щільність енергії випромінювання досягає певного значення, залежного тільки від температури тіл, що встановилася. Це випромінювання, що знаходиться в термодинамічній рівновазі з тілами, що мають певну температуру, називається *рівноважним* або *чорним випромінюванням*. Щільність енергії рівноважного випромінювання і його спектральний склад залежать тільки від температури.

Нехай одно з тіл в порожнині має властивість поглинати усю променисту енергію будь-якого спектрального складу, що падає на його поверхню. Таке тіло називають *абсолютно чорним*. При заданій температурі власне теплове випромінювання абсолютно чорного тіла, що знаходиться в стані теплової рівноваги з випромінюванням, повинне мати той же спектральний склад, що і навколишнє рівноважне випромінювання. Інакше рівновага між абсолютно чорним тілом і що оточує його випромінюванням не могло б встановитися. Для встановлення рівноваги в порожнині необхідно, щоб кожне тіло випускало рівно стільки променистої енергії, скільки воно поглинає. Звідси витікає, що при заданій температурі абсолютно чорне тіло випускає з поверхні одиничної площі в одиницю часу більше променистої енергії, чим будь-яке інше тіло.

Хорошою моделлю абсолютно чорного тіла є невеликий отвір в замкнутій порожнині. Світло, що падає через отвір всередину порожнини, після численних віддзеркалень буде практично повністю поглинено стінками і зовні отвір здаватиметься абсолютно чорним. Але якщо порожнина нагріта до певної температури T і усередині встановилася тепла рівновага, то власне випромінювання порожнини, що виходить через отвір, буде випромінюванням абсолютно чорного тіла.

Зі збільшенням температури усередині порожнини зростатиме енергія випромінювання, що виходить з отвору, і змінюватиметься його спектральний склад.

Розподіл енергії по довжинах хвиль у випромінюванні абсолютно чорного тіла при заданій температурі T характеризується випромінювальною здатністю $r(\lambda T)$, рівній потужності випромінювання з одиниці поверхні тіла в одиничному інтервалі довжин хвиль. Добуток $r(\lambda T) \cdot \Delta\lambda$ дорівнює потужності випромінювання, що випускається одиничною площиною поверхні по усіх напрямках в інтервалі $\Delta\lambda$ довжин хвиль. Аналогічно можна ввести розподіл енергії по частотах $r(\nu T)$. Функцію r (чи $r(\nu T)$) часто називають **спектральною світимістю**, а повний потік $R(T)$ випромінювання усіх довжин хвиль, рівний:

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} r(\nu, T) d\nu$$

називають **інтегральною світимістю тіла**.

Інтегральна світимість $R(T)$ абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому ступеню абсолютної температури T :

$$R(T) = \sigma T^4.$$

де $\sigma = 5,671 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} / (\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Цей закон дістав назву **закону Стефана-Больцмана**,

Зі збільшенням температури максимум зміщується в область коротких довжин хвиль, причому добуток температури T на довжину хвилі λ_m , що відповідає максимуму, залишається постійним:

$$\lambda_m T = b \quad \text{або} \quad \lambda_m = b / T.$$

Закон зміщення Вина: довжина хвилі λ_m , на яку доводиться максимум енергії випромінювання абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна до абсолютної температури T . Значення постійної Вина:

$$b = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}.$$

Процеси випромінювання і поглинання електромагнітної енергії нагрітим тілом відбуваються не безперервно, як це приймала класична фізика, а кінцевими порціями – **квантами**. **Квант** – це мінімальна порція енергії, що випромінюється або поглинається тілом. По **теорії Планка**, енергія кванта E прямо пропорційна частоті світла:

$$E = h\nu,$$

де $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$. – **постійна Планка**.

На основі гіпотези про переривчастий характер процесів випромінювання і поглинання тілами електромагнітного випромінювання Планк отримав формулу для спектральної світимості абсолютно чорного тіла.

Формулу Планка зручно записувати у формі, що виражає розподіл енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла по частотах ν , а не по довжинах хвиль λ :

$$r(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1},$$

де c – швидкість світла; h – постійна Планка; k – постійна Больцмана; T – абсолютна температура.

Фотоелектричний ефект полягає у вириванні електронів з речовини під дією світла, що падає на нього.

Схема експериментальної установки для дослідження фотоелектричного ефекту зображена на рис. 64.

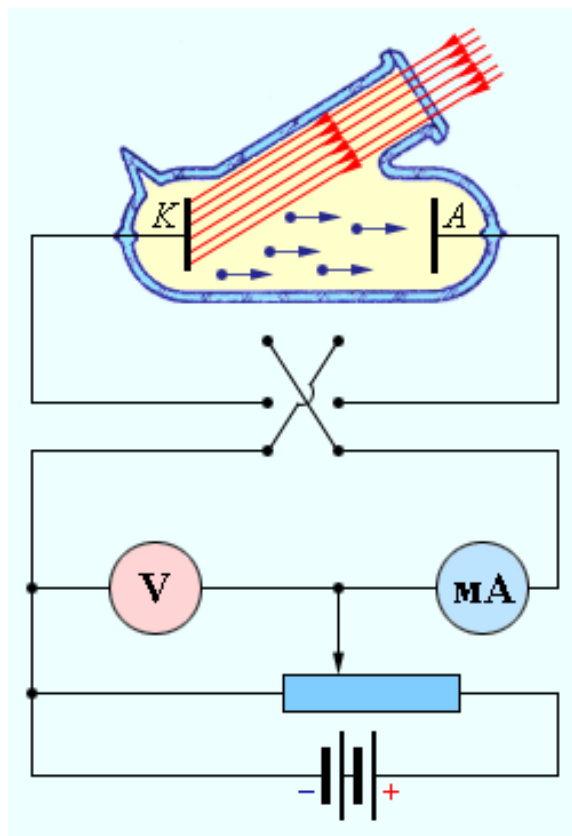


Рис. 64

У експериментах використовували скляний вакуумний балон з двома металевими електродами, поверхня яких була ретельно очищена. До електродів прикладали деяку напругу U , полярність якої можна було змінювати за допомогою подвійного ключа. Один з електродів (катод K) через кварцове віконце освітлювався монохроматичним світлом деякої довжини хвилі λ . При незмінному світловому потоці знімалася залежність сили фотоструму I від прикладеної напруги. На рис. 65 зображені типові криві такої залежності, отримані при двох значеннях інтенсивності світлового потоку, що падає на катод.

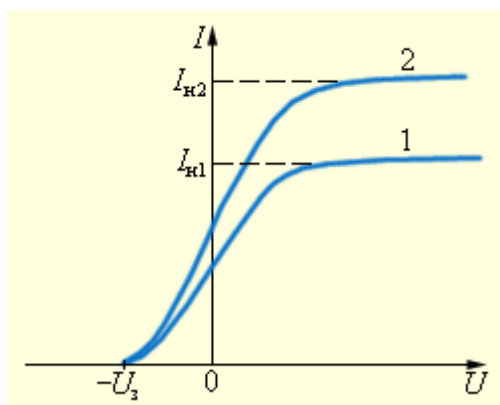


Рис. 65

Криві показують, що при досить великій позитивній напрузі на аноді А фотострум досягає насичення, оскільки усі електрони, вирвані світлом з катода, досягають анода. Ретельні виміри показали, що струм насичення I_n прямо пропорційний інтенсивності світла, що падає. Коли напруга на аноді негативна, електричне поле між катодом і анодом гальмує електрони. Анода можуть досягти тільки ті електрони, кінетична енергія яких перевищує $|eU|$. Якщо напруга на аноді менша, ніж $-U_3$, фотострум припиняється. Вимірюючи U_3 , можна визначити максимальну кінетичну енергію фотоелектронів:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU_3.$$

Основні закономірності фотоефекту:

1. Максимальна кінетична енергія фотоелектронів лінійно зростає зі збільшенням частоти світла ν і не залежить від його інтенсивності.
2. Для кожної речовини існує так звана червона межа фотоефекту, т. т. найменша частота ν_{\min} , при якій ще можливий зовнішній фотоефект.
3. Число фотоелектронів, що вириваються світлом з катода за 1с, прямо пропорційне інтенсивності світла.
4. Фотоефект практично безінерційний, фотострум виникає миттєво після початку освітлення катода за умови, що частота світла $\nu > \nu_{\min}$.

Світло випромінюється і поглинається певними порціями, причому енергія кожної такої порції визначається формулою $E = h\nu$, де h – постійна Планка. Світло має переривчасту (дискретну) структуру. Електромагнітна хвиля складається з окремих порцій – квантів, згодом названих **фотонами**. При взаємодії з речовиною фотон цілком передає усю свою енергію $h\nu$ одному електрону. Частину цієї енергії електрон може розсіяти при зіткненнях з атомами речовини. Крім того, частина енергії електрона витрачається на

подолання потенційного бар'єру на межі метал-вакуум. Для цього електрон повинен здійснити *роботу виходу* A , залежну від властивостей матеріалу катода. Найбільша кінетична енергія, яку може мати фотоелектрон, що вилетів з катода, визначається законом збереження енергії:

$$\left(\frac{mv^2}{2}\right)_{\max} = eU_3 = h\nu - A .$$

Цю формулу прийнято називати *рівнянням Ейнштейна для фотоефекту*.

Закони фотоефекту свідчать, що світло при випусканні і поглинанні поводить подібно до потоку часток, що дістали назву фотонів або світлових квантів.

Лекція 27 Фізика атома і атомного ядра. Дослід Резерфорда. Ядерна модель атома. Квантові постулати Бора. Склад атомних ядер. Енергія зв'язку ядра. Ядерні реакції

Атоми речовини мають складну внутрішню будову. Вони є електронейтральними системами, причому носіями негативного заряду атомів є легкі електрони, маса яких складає лише малу долю маси атомів. Основна частина маси атомів пов'язана з позитивним зарядом.

Резерфорд запропонував застосувати зондування атома за допомогою α -часток, які виникають при радіоактивному розпаді радію. Маса α -часток приблизно в 7300 разів більше маси електрона, а позитивний заряд дорівнює подвоєному елементарному заряду. У своїх дослідях Резерфорд використовував α -частки з кінетичною енергією близько 5 МеВ (швидкість таких часток дуже велика – близько 10^7 м/с, але все таки значно менше швидкості світла). α -частки – це повністю іонізовані атоми гелію. Цими частками Резерфорд бомбардував атоми важких елементів (золото, срібло, мідь та ін.). Електрони, що входять до складу атомів, внаслідок малої маси не можуть помітно змінити траєкторію α -частки. Розсіяння, тобто зміна напрямку руху α -часток, може викликати тільки важка позитивно заряджена частина атома. Схема досвіду Резерфорда представлена на рис. 66.

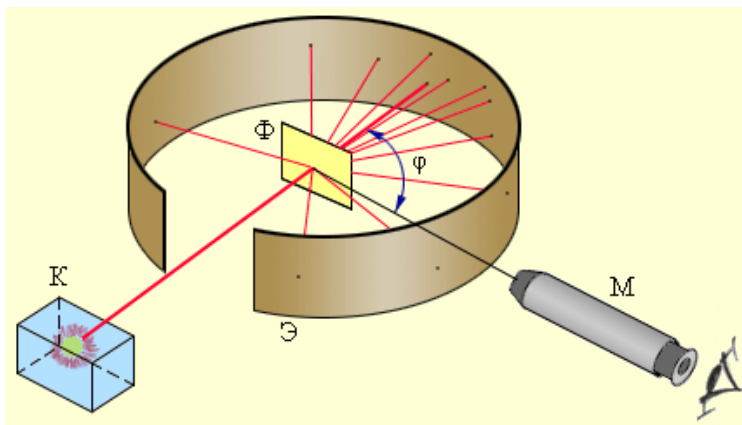


Рис. 66

Від радіоактивного джерела, поміщеного у свинцевий контейнер, α -частки спрямовувалися на тонку металеву фольгу. Розсіяні частки потрапляли на екран, покритий шаром кристалів сульфїду цинку, здатних світитися під ударами швидких заряджених часток. Сцинтиляції (спалахи) на екрані спостерігалися оком за допомогою мікроскопа. Спостереження розсіяних α -часток в досвіді Резерфорда можна було проводити під різними кутами ϕ до первинного напрямку пучка. Було виявлено, що більшість α -часток проходять через тонкий шар металу, практично не випробовуючи відхилення. Проте невелика частина часток відхиляється на значні кути, що перевищують 30° . Дуже рідкісні α -частки (приблизно одна на десять тисяч) випробовували відхилення на кути, близькі до 180° .

Цей результат був абсолютно несподіваним навіть для Резерфорда. Його представлення знаходилися в різкому протиріччі з моделлю атома Томсона, згідно якої позитивний заряд розподілений за усім обсягом атома. При такому розподілі позитивний заряд не може створити сильне електричне поле, здатне відкинути α -частки назад. Електричне поле однорідної зарядженої кулі максимальне на його поверхні і убуває до нуля у міру наближення до центру кулі. Якби радіус кулі, в якій зосереджений увесь позитивний заряд атома, зменшився в n разів, то максимальна сила відштовхування, діюча на α -частку, по закону Кулона зросла б в n^2 разів. Отже, при досить великому значенні n α -частки могли б випробувати розсіяння на великі кути аж до 180° . Ці міркування привели Резерфорда до висновку, що атом майже порожній і увесь його позитивний заряд зосереджений в малому об'ємі. Цю частину атома Резерфорд назвав атомним ядром. Так виникла ядерна модель атома. Рис. 67 ілюструє розсіяння α -частки в атомі Томсона і в атомі Резерфорда.

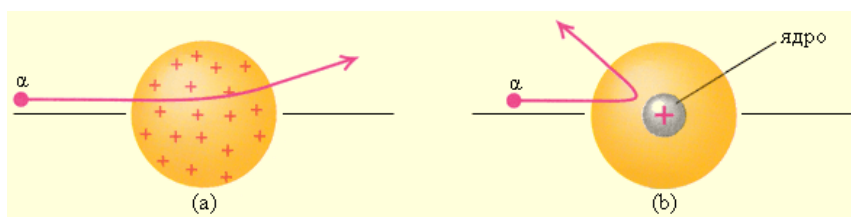


Рис. 67

Таким чином, досліди Резерфорда привели до висновку, що в центрі атома знаходиться щільне позитивно заряджене ядро, діаметр якого не перевищує 10^{-14} - 10^{-15} м. Це ядро займає тільки 10^{-12} частини повного об'єму атома, але містить увесь позитивний заряд і не менше 99,95 % його маси. Речовині, що становить ядро атома, слід було приписати колосальну щільність близько $\rho \approx 10^{15}$ г/см³. Заряд ядра має дорівнювати сумарному заряду усіх електронів, що входять до складу атома. Згодом вдалося встановити, що якщо заряд електрона прийняти за одиницю, то заряд ядра в точності дорівнює номеру цього елемента в таблиці Менделєєва.

Спираючись на класичні уявлення про рух мікрочасток, Резерфорд запропонував **планетарну** модель атома. Згідно цієї моделі, в центрі атома

розташовується позитивно заряджене ядро, в якому зосереджена майже уся маса атома. Атом в цілому нейтральний. Навколо ядра, подібно до планет, під дією кулонівських сил з боку ядра обертаються електрони (рис. 68). Знаходиться в стані спокою електрони не можуть, оскільки вони впали б на ядро.

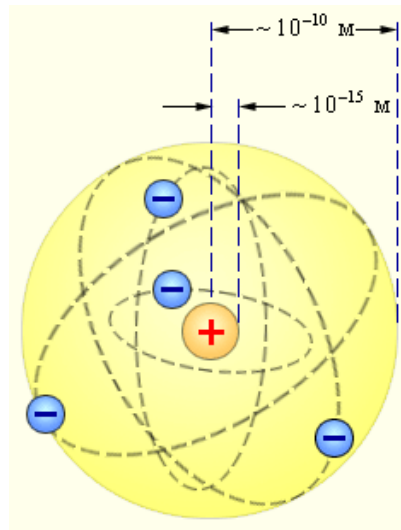


Рис. 68

Наступний крок в розвитку уявлень про облаштування атома зробив видатний данський фізик Н. Бор. Він сформулював постулати, яким повинна задовольняти нова теорія про будову атомів.

Перший постулат Бора (постулат стаціонарних станів) свідчить: атомна система може знаходитися тільки в особливих стаціонарних або квантових станах, кожному з яких відповідає певна енергія E_n . У стаціонарних станах атом не випромінює.

Згідно з першим постулатом Бору, атом характеризується системою енергетичних рівнів, кожен з яких відповідає певному стаціонарному стану (рис. 69). Стан з енергією E_1 називається основним станом атома.

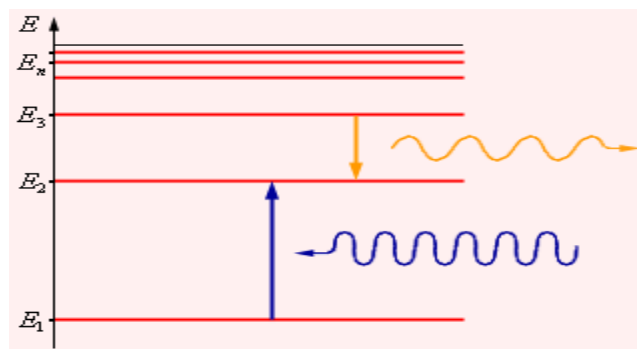


Рис. 69

Другий постулат Бора (правило частот) формулюється таким чином: під час переходу атома з одного стаціонарного стану з енергією E_n в інший стаціонарний стан з енергією E_m випромінюється або поглинається квант, енергія якого дорівнює різниці енергій стаціонарних станів:

$$h\nu_{nm} = E_n - E_m,$$

де h – постійна Планка.

Атомні ядра різних елементів складаються з часток двох видів – **протонів** і **нейтронів**. Перша з цих часток є атомом водню, з якого видалений єдиний електрон.

По сучасних вимірах, позитивний заряд протона в точності рівний елементарному заряду $e = 1,60217733 \cdot 10^{-19}$ Кл, тобто дорівнює по модулю негативному заряду електрона. Маса протона рівна: $m_p = 1,67262 \cdot 10^{-27}$ кг. Нейтрон – це елементарна частка. Маса нейтрона:

$$m_n = 1,67493 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,008665 \text{ а. е. м.}$$

Для характеристики атомних ядер вводиться ряд позначень. Число протонів, що входять до складу атомного ядра, означають символом Z і називають зарядовим числом або атомним номером (це порядковий номер в періодичній таблиці Менделєєва). Заряд ядра рівний Ze , де e – елементарний заряд. Число нейтронів означають символом N .

Загальне число **нуклонів** (т. т. протонів і нейтронів) називають масовим числом A :

$$A = Z + N.$$

Ядра хімічних елементів означають символом ${}^A_Z X$, де X – хімічний символ елемента, наприклад, ${}^1_1 H$ – водень.

Ядра одного і того ж хімічного елемента можуть відрізнятися числом нейтронів. Такі ядра називаються ізотопами. У більшості хімічних елементів є декілька ізотопів. Наприклад, у водню їх три: звичайний водень, дейтерій і тритій.

Найважливішу роль в ядерній фізиці грає поняття **енергії зв'язку** ядра.

Енергія зв'язку ядра дорівнює мінімальній енергії, яку необхідно витратити для повного розщеплювання ядра на окремі частки. Із закону збереження енергії виходить, що енергія зв'язку дорівнює тій енергії, яка виділяється при утворенні ядра з окремих часток.

Енергію зв'язку будь-якого ядра можна визначити за допомогою точного виміру його маси. Ці виміри показують, що маса будь-якого ядра $M_{\text{я}}$ завжди менше суми мас протонів, що входять до його складу, і нейтронів:

$$M_{\text{я}} < Zm_{\text{p}} + Nm_{\text{n}},$$

різниця мас

$$\Delta M = Zm_{\text{p}} + Nm_{\text{n}} - M_{\text{я}}.$$

називається дефектом маси.

По дефекту маси за допомогою формули Ейнштейна $E = mc^2$ можна визначити енергію, що виділилася при утворенні цього ядра, т. т. енергію зв'язку ядра $E_{\text{зв}}$:

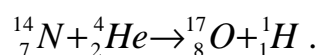
$$E_{\text{зв}} = \Delta Mc^2 = (Zm_{\text{p}} + Nm_{\text{n}} - M_{\text{я}}) c^2.$$

Ця енергія виділяється при утворенні ядра у вигляді випромінювання γ -квантів.

Ядерна реакція – це процес взаємодії атомного ядра з іншим ядром або елементарною часткою, що супроводжується зміною складу і структури ядра і виділенням вторинних часток або γ -квантів.

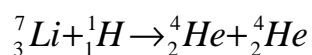
В результаті ядерних реакцій можуть утворюватися нові радіоактивні ізотопи, яких немає на Землі в природних умовах.

Перша ядерна реакція була здійснена Е. Резерфордом в дослідках по виявленню протонів в продуктах розпаду ядер. Резерфорд бомбардував атоми азоту α -частками. При зіткненні часток відбувалася ядерна реакція, що протікала за наступною схемою:



При ядерних реакціях виконується декілька законів збереження: імпульсу, енергії, моменту імпульсу, заряду.

Ядерні реакції можуть протікати при бомбардуванні атомів швидкими зарядженими частками (протони, нейтрони, α -частки, іони). Перша реакція такого роду була здійснена за допомогою протонів великої енергії:



Список джерел

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.1 - 3. – М.: Наука, 1989.
2. Богацька І.Г., Головка Д.Б., Маляренко Д.А., Ментковський Ю.Л. Загальні основи фізики. Т. 1 – 2. – К: Либідь, 1995.
3. Волькенштейн В.С. Сборник задач по общему курсу физики. – М: Наука, 1990.
4. Сена Л.А. Единицы физических величин и их размерность. – М: Наука, 1977.
5. Чолпан П.П. Основи фізики. – К: Вища школа, 1995.
6. Бушок Г.Ф., Левандовський В.В., Півень Г.Ф. Курс фізики. Фізичні основи механіки. Електрика і магнетизм. Т.1. – К: Либідь, 1997.
7. Дущенко В.П., Кучерук І.М. Загальна фізика. Фізичні основи механіки, молекулярної фізики і термодинаміки. – К: Вища школа, 1993.
8. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальна фізика. Електрика і магнетизм. – К: Вища школа, 1995.

Навчальне видання

ОРЕЛ Євгеній Станіславович

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ
з курсу

ФІЗИКА

*(для студентів 1 курсу денної форми навчання бакалаврів
за напрямом 6.060101 “Будівництво”)*

Відповідальний за випуск *Є. І. Назаренко*

За авторською редакцією

Комп’ютерне верстання *І. В. Волосожарова*

План 2014, поз. 89 Л

Підп. до друку 06.06.2014р.

Формат 60×84/16

Друк на ризографі.

Ум. друк. арк. 5,3

Зам. №

Тираж 50 пр.

Видавець і виготовлювач:
Харківський національний університет
міського господарства імені О. М. Бекетова,
вул. Революції, 12, Харків, 61002
Електронна адреса: rectorat@kname.edu.ua
Свідоцтво суб’єкта видавничої справи:
ДК № 4705 від 28.03.2014 р.