

В. В. Куліш
А. М. Соловйов
О. Я. Кузнецова

ФІЗИКА

для інженерних спеціальностей

КРЕДИТНО-МОДУЛЬНА СИСТЕМА

Модуль 2

Термодинаміка Електромагнетизм

У чотирьох частинах

Рекомендовано
Міністерством освіти і науки України
як навчальний посібник для студентів
вищих навчальних закладів



Київ
Книжкове видавництво
Національного авіаційного університету
2006

УДК 53:378.14 (078.5)
ББК В30я7
К 903

Тиражувати без офіційного дозволу НАУ забороняється

Рецензенти:

Ю. І. Горобець, д-р фіз.-мат. наук, чл.-кор. АПН України
(Національний технічний університет України «КПІ»),
Л. В. Поперенко, д-р фіз.-мат. наук, проф.
(Національний університет ім. Тараса Шевченка)
О. Д. Альохін, д-р фіз.-мат. наук, проф.
(Національний університет ім. Тараса Шевченка)

*Гриф надано Міністерством освіти і науки України
(Лист № 1.4/18-Г-366 від 04.07.2006)*

Куліш В.В., Соловйов А.М., Кузнєцова О.Я.

К 903 Фізика для інженерних спеціальностей. Кредитно-модульна система: Навч. посібник. — У 4 ч. — М. 2. Термодинаміка. Електромагнетизм. — К.: Книжкове вид-во НАУ, 2006. — 232 с.
ISBN 966-598-269-9
ISBN 966-598-271-0 (Модуль 2)

Пропонований посібник — навчально-методичний комплекс робочих матеріалів, створений для забезпечення впровадження кредитно-модульної системи безпосередньо в студентську аудиторію. Увесь матеріал даного комплексу розбито на навчальні модулі. При цьому для кожного модуля подано мінімально необхідний лекційний матеріал (теоретичне ядро), де вказано, яку його частину призначено для аудиторного вивчення, а яку — для самостійної роботи, розміщено повноцінні задачі з текстами задач за темами кожного предметного елемента та з прикладами розв'язання, списки тестових запитань для поточного (предметно-елементного) і модульного контролю, описи реальних та віртуальних лабораторних робіт тощо.

Матеріал кожного модуля у даному комплексі подано у формі окремого тому. Тобто, у випадку чотирьох-модульного, як у нашому базовому варіанті, курсу фізики, увесь вказаний матеріал складає зміст чотирьох окремих томів. Однак, у разі необхідності, даний комплекс може бути використано також і у випадку шестимодульного (три-семестрового) варіанту курсу.

Комплекс відповідає чинній навчальній програмі й рекомендований Міністерством освіти і науки України для студентів інженерних спеціальностей та викладачів.

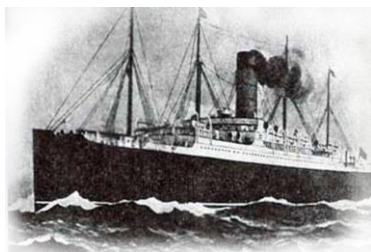
УДК 53:378.14 (078.5)

ББК В30я7

ISBN 966-598-269-9
ISBN 966-598-271-0 (Модуль 2)

© В.В. Куліш, А.М. Соловйов,
О.Я. Кузнєцова, 2006
© НАУ, 2006

Модуль 2



ТЕРМОДИНАМІКА

ЕЛЕКТРОМАГНІТИЗМ



Саді Карно
(1796—1832)

... Якщо ви можете виміряти і виразити в числах те, про що говорите, — ви знаєте це; але якщо ви не можете виміряти, якщо не можете виразити числами, — ваші знання обмежені й недостатні. Вони можуть бути початком науки, але навряд чи самою силою вашої думки перетворяться на її фундамент.

Лорд Кельвін

Електричні і магнітні сили стали ... дійсними... Силкові лінії ... постали у просторі як стани останнього, як напруги, як вихори, як течії... впливаючи одна на одну, зсуваючи і штовхаючи тіла туди й сюди, поширюючись і передаючи одна через одну збудження від точки до точки.

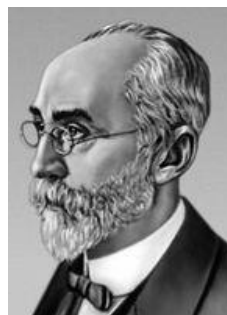
Генріх Герц



Максвелл
(1831—1879)

... Електрон під час руху окрім наявного вже електричного поля збуджує навколо себе магнітне поле, а отже, у просторі в електромагнітній формі нагромаджується енергія і рухається разом з електроном. Це створює в електрона ... електромагнітну масу, яка є практично сталою за невеликих швидкостей, але стрімко зростає з наближенням швидкості електрона до швидкості світла. Це збільшення маси дуже добре узгоджується з теоретичним розрахунком, який ґрунтується як на звичайній теорії електрики, так і на теорії відносності.

Ернст Резерфорд



Г. Лоренц
(1853—1928)

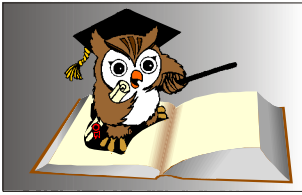


ПЛАН ОРГАНІЗАЦІЇ НАВЧАЛЬНОГО ПРОЦЕСУ З КУРСУ ФІЗИКИ

ПЛАН ОРГАНІЗАЦІЇ НАВЧАЛЬНОГО ПРОЦЕСУ З КУРСУ ФІЗИКИ
ДЛЯ ТИПОВОГО ДВОСЕМЕСТРОВОГО ТА ТРИСЕМЕСТРОВОГО КУРСУ

Загальна кількість годин за робочим навчальним планом 297 і 432 відповідно (приклад)

№ тижня	Модулі	Теми лекцій (теоретичне ядро)	Теми практичних занять	Обов'язкові задачі	Індивідуальні задачі	Лабораторні роботи по підгрупах
1	Модуль I: Механіка. Молекулярна фізика	1. Вступ до курсу фізики. Кінематика матеріальної точки	Вступне заняття. Видача завдань.	Видача завдань	Вступне заняття. Видача завдань	Робота за графіком
2		2. Кінематика абсолютно твердого тіла				
3		3. Динаміка матеріальної точки.				
4		4. Динаміка твердого тіла	Кінематика	1, 7, 9, 10, 11	Здача завдання №1	Робота за графіком
5		5. Неінерціальні системи відліку				
6		6. Релятивістська кінематика	Динаміка	17, 19, 23, 30, 42	Здача завдання №2	Робота за графіком
7		7. Релятивістська динаміка				
8		8. Закони збереження імпульсу і моменту імпульсу				
9	9. Закон збереження механічної енергії	Неінерціальні системи відліку.	65, 69, 71, 75, 76	Здача завдання №3	МОДУЛЬНИЙ КОНТРОЛЬ I	
10	10. Статистичні розподіли					
11	11. Молекулярно-кінетична теорія газу	Релятивістська механіка	1, 7, 22, 29, 44, 50	Здача завдання №4	Робота за графіком	
12	12. Перший закон термодинаміки					
13	Модуль II: Термодинаміка. Електромагнетизм	13. Другий закон термодинаміки	Ідеальний газ. Термодинаміка	1, 3, 4, 23, 29, 31	Здача завдання №5	Робота за графіком
14		14. Реальний газ				
15		15. Елементи теорії поля	Електричне поле	40, 43, 52, 55, 59	Здача завдання №6	Робота за графіком
16		16. Статичне електричне поле				
17		17. Діелектрики в електричному полі	Постійний електричний струм	67, 73, 75, 83, 87	Здача завдання №7	МОДУЛЬНИЙ КОНТРОЛЬ II
18		18. Провідники в електричному полі				
19		19. Робота і енергія в електричному полі	Магнітне поле	Підсумкове заняття		
20		20. Постійний електричний струм.				
21	21. Статичне магнітне поле	Магнітне поле	Підсумкове заняття			
22	22. Речовина в магнітному полі					
23	23. Електромагнітна індукція	Підсумкове заняття				
24	24. Динамічне магнітне поле					
25	25. Рівняння Максвелла	Підсумкове заняття				
26	26. Підсумкова лекція					



ТЕОРЕТИЧНЕ ЯДРО

*Аудиторний лекційний матеріал
та матеріал для самостійного вивчення*

1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ТЕРМОДИНАМІКИ

1.1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

Ми вже вводили деякі поняття, якими користуються в термодинаміці. Нагадаємо їх. Об'єктом вивчення термодинаміки є термодинамічні системи.

ТЕРМОДИНАМІЧНА СИСТЕМА — це сукупність тіл, які перебувають у тепловій і механічній взаємодії одне з одним і з навколишнім середовищем.

ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПАРАМЕТРИ — макроскопічні величини, які характеризують стан термодинамічної системи в цілому, коли вона перебуває у стані рівноваги.

РІВНЯННЯ СТАНУ — формула, яка пов'язує три основні параметри: об'єм V , тиск p і температуру T .

РІВНОВАЖНИЙ СТАН СИСТЕМИ — найбільш імовірний стан, до якого термодинамічна система самостійно приходить за сталих зовнішніх умов. Характеризується сталістю в часі всіх параметрів стану. При цьому значення термодинамічних параметрів у всіх частинах системи однакові. Іноді користуються терміном: **ТЕРМОДИНАМІЧНА РІВНОВАГА**.

Рівноважний стан системи зображується точкою на площині параметрів стану (p — V , p — T , V — T).

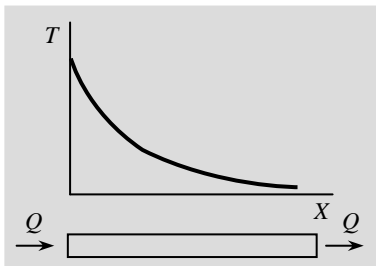


Рис. 1.1

Рівноважний стан слід відрізнити від **СТАЦІОНАРНОГО СТАНУ**. У цьому випадку параметри стану також не залежать від часу, але вони різні в різних частинах системи. У стаціонарному стані перебуває, наприклад, стрижень, який нагрівається з одного кінця й охолоджується з іншого. По довжині стрижня встановлюється стаціонарний розподіл температури (рис. 1.1).

НЕРІВНОВАЖНИЙ СТАН СИСТЕМИ — стан, в якому значення термодинамічних параметрів різні в різних частинах системи і можуть змінюватися з часом. До нерівноважного стану систему можна перевести за допомогою зовнішніх впливів. Після завершення впливу система самостійно перейде до більш імовірного рівноважного стану. Нерівноважний стан не можна зобразити точкою на площині параметрів.

ТЕРМОДИНАМІЧНИЙ ПРОЦЕС — послідовний перехід системи з одного рівноважного стану до іншого через низку проміжних станів. У принципі, будь-який термодинамічний процес — це нерівноважний процес.

РІВНОВАЖНИЙ ТЕРМОДИНАМІЧНИЙ ПРОЦЕС — ідеалізований реальний нерівноважний процес, що відбувається з нескінченно малою швидкістю. При цьому система встигає приходити до сусіднього

рівноважного стану. Рівноважний процес уже можна зобразити у вигляді лінії, яка сполучає початковий і кінцевий рівноважний стан.

1.2. ІЗОПРОЦЕСИ

ІЗОПРОЦЕСАМИ називають рівноважні термодинамічні процеси, в яких один із термодинамічних параметрів залишається незмінним.

РІВНЯННЯ ІЗОПРОЦЕСУ — це математичний зв'язок параметрів стану p , V і T . Їх рівняння для ідеального газу легко дістати, знаючи рівняння стану Менделєєва—Клапейрона:

$$pV = RT.$$

Перелічимо основні ізопроееси.

ПОЛІТРОПНИЙ (політропічний) процес. Незмінною лишається теплоємність

$$C = \left(\frac{dQ}{dT} \right) = \text{const}.$$

Рівняння процесу: $pV^n = \text{const}$, n — показник політропи. Змінюється від 0 до ∞ .

Політропних процесів нескінченно багато, оскільки показник політропи може набувати будь-яких значень від нуля до нескінченності. Політропний процес — загальний випадок для всіх інших ізопроеесів. Рівняння політропного процесу теж загальне для всіх інших ізопроеесів. Рівняння конкретного ізопроеесу можна дістати з рівняння політропного процесу, задавши значення показника політропи n .

ІЗОХОРНИЙ (ізохоричний) процес. Незмінним лишається об'єм $V = \text{const}$ (закон Шарля), $dV = 0$.

Рівняння процесу: $p = \frac{R}{V} \cdot T$, $n = \infty$.

ІЗОБАРНИЙ (ізобаричний) процес. Незмінним лишається тиск $p = \text{const}$ (закон Гей-Люссака), $dp = 0$.

Рівняння процесу: $V = \frac{R}{p} \cdot T$, $n = 0$.

ІЗОТЕРМНИЙ (ізотермічний) процес. Незмінною лишається температура $T = \text{const}$ (закон Бойля—Маріотта), $dT = 0$.

Рівняння процесу: $pV = RT = \text{const}$, $n = 1$.

АДІАБАТНИЙ (адіабатичний) процес. Незмінною лишається ЕНТРОПІЯ. $S = \text{const}$, $dS = 0$.

Рівняння процесу: $pV^\gamma = \text{const}$, $n = \gamma$, $\gamma = C_p / C_v$ — показник адіабати.

Чотири ізопроеесу зображені на рис. 1.2, 1.3 і 1.4 у координатах: $p—V$, $p—T$ і $V—T$.

Крім ізопроеесів становлять інтерес КОЛОВІ ПРОЦЕСИ, або ЦИКЛИ. Циклом називають процес, початковий і кінцевий стан якого збігаються. Цикл може складатися з довільних процесів, або з ізопроеесів. На рис. 1.5 наведено як приклад ЦИКЛ КАРНО. Він складається з двох ізотермічних (1—2 і 3—4) і двох адіабатичних (2—3 і 4—1) процесів. Колові процеси застосовуються в теплових та холодильних машинах.

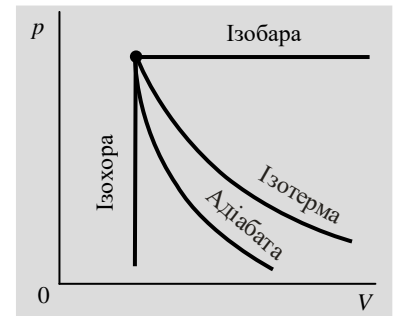


Рис. 1.2

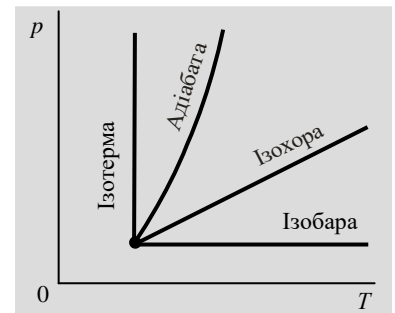


Рис. 1.3

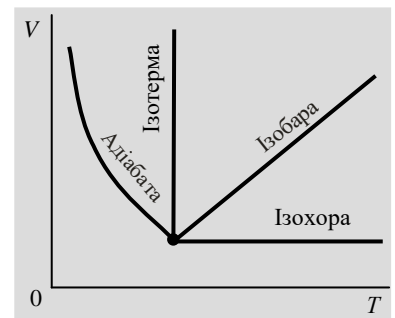


Рис. 1.4

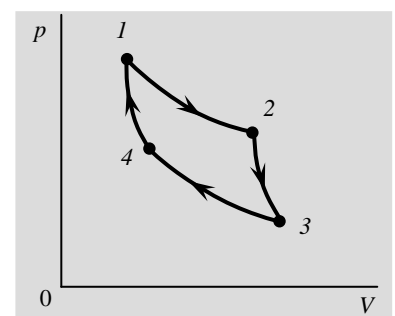


Рис. 1.5

1.3. ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

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

Перший закон термодинаміки, або перший принцип термодинаміки, — це закон збереження енергії стосовно термодинамічної системи.

Кількість тепла, підведеного до термодинамічної системи, витрачається на зміну її внутрішньої енергії і на виконання роботи проти зовнішніх сил.

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

Термін «КІЛЬКІСТЬ ТЕПЛА» означає кількість енергії, якої набула термодинамічна система внаслідок теплообміну з зовнішнім середовищем.

Наведемо рівняння першого закону для нескінченно малих змін енергії:

$$dQ = dU + dA.$$

Кожний член рівняння може бути більшим або меншим за нуль:

$dQ > 0$ означає, що тепла енергія підводиться до системи,

$dU > 0$ означає, що внутрішня енергія зростає,

$dA > 0$ означає, що система виконує роботу проти зовнішніх сил.

Розглянемо особливості кожного виду енергії.

1.3.1. Внутрішня енергія

ВНУТРІШНЯ ЕНЕРГІЯ — це повна енергія всіх тіл системи. Наприклад, внутрішня енергія газу утворюється з таких складових:

- кінетичної енергії поступального і обертового руху молекул W_m ;
- кінетичної і потенціальної енергії коливального руху атомів у молекулі W_k ;
- потенціальної енергії взаємодії молекул W_p ;
- потенціальної енергії взаємодії атомів у молекулі W_a ;
- енергії електронів атома W_e ;
- енергії нуклонів ядра атома W_n .

Отже:

$$U = W_m + W_k + W_p + W_a + W_e + W_n.$$

Потрібно сказати, що значення складових внутрішньої енергії зростають зліва направо. Так, енергія внутрішньоядерних взаємодій у багато разів більша за енергію теплового руху.

Водночас енергію теплового руху можна доволі просто й точно розрахувати, а енергію внутрішньоядерних взаємодій майже неможливо розрахувати з достатньою точністю.

Як же бути?

Нас рятує лише те, що при підведенні теплової або механічної енергії до термодинамічної системи ми не в змозі змінити ні внутрішньоядерної, ні навіть електронної енергії. Занадто вже мала енергія, яка підводиться, щоб нею «зацікавились» електрони, а тим більше нуклони.

Річ у тім, що в мікросвіті енергія береться лише «порціями», або квантами. А енергія, з якою ми маємо справу в теплових та механічних взаємодіях, суттєво менша за відповідні кванти. Тому можна вважати електронну і ядерну складові внутрішньої енергії просто сталою величиною:

$$W_e + W_n = U_0 = \text{const.}$$

Легко розрахувати внутрішню енергію ідеального газу. Вона дорівнює сумарній кінетичній енергії всіх молекул. Для одного моля

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

Внутрішня енергія ідеального газу залежить тільки від температури.

Більше того, внутрішня енергія системи в даному рівноважному стані має цілком певне значення. Отже, внутрішня енергія — це теж **функція стану**, або **параметр стану**, як p , V , T .

Тому різниця внутрішніх енергій $U_2 - U_1 = \Delta U$ не повинна залежати від того, яким способом система перейшла зі стану 1 до стану 2. У цьому можна переконатись, застосувавши перший закон термодинаміки до колового процесу (рис. 1.6). Для елементарних змін:

$$dQ = dU + dA.$$

Для колового процесу:

$$\oint dQ = \oint dU + \oint dA,$$

де $\oint dQ$ — повна кількість тепла, одержаного системою за весь цикл;

$\oint dU$ — повна зміна внутрішньої енергії за весь цикл;

$\oint dA$ — повна робота за весь цикл.

Але повна кількість тепла, звичайно, дорівнює повній роботі. Бо коли б це було не так, то міг би існувати вічний двигун, який здійснював би роботу більшу, ніж підведена до нього енергія. Тоді порушувався б закон збереження енергії. Тому:

$$\oint dQ = \oint dA.$$

Звідси випливає, що

$$\oint dU = 0.$$

Математично це означає, що елементарна зміна внутрішньої енергії dU — це повний диференціал, а різниця значень внутрішньої енергії $U_2 - U_1$ не залежить від виду процесу.

Можна сказати, що ця різниця не залежить від шляху переходу зі стану 1 до стану 2.

Згадайте про аналогічну ситуацію зі зміною потенціальної енергії в полі консервативних сил. Там зміна потенціальної енергії при переміщенні з точки 1 в точку 2 не залежала від виду траєкторії і робота при переміщенні вздовж замкненої траєкторії завжди дорівнювала нулю.

Вічний двигун, який виробляє роботу, більшу за одержану ним енергію, називається ВІЧНИМ ДВИГУНОМ ПЕРШОГО РОДУ. Тому перший закон термодинаміки іноді формулюється так:

Вічний двигун першого роду неможливий.

1.3.2. Механічна робота

Механічна робота виконується при зміні об'єму газу.

На рис. 1.7 зображено циліндричну посудину з газом, закритим рухомим поршнем. Тиск p над поршнем будемо підтримувати сталим і таким, що дорівнюватиме тиску газу в циліндрі.

Елементарна робота при переміщенні поршня на величину dh

$$dA = Fdh = pSdh = pdV.$$

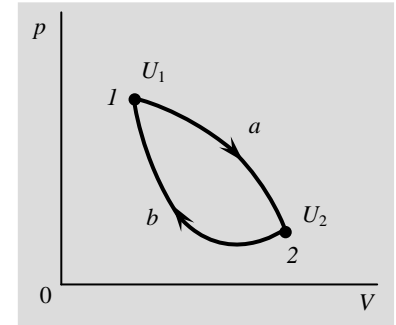


Рис. 1.6

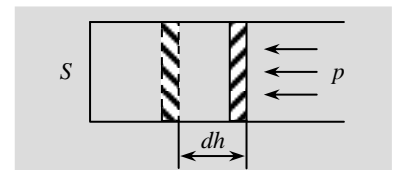


Рис. 1.7

Елементарна робота дорівнює добутку тиску на елементарну зміну об'єму.

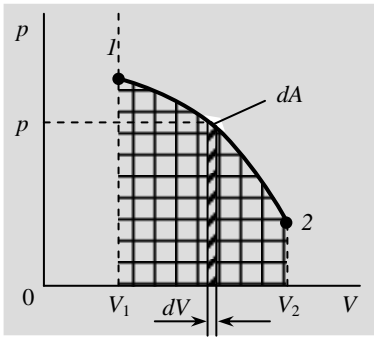


Рис. 1.8

Здавалося б, що це годиться тільки для ізобарного процесу.

Але це не так. На рис. 1.8 зображено довільний процес, який іде зі стану 1 до стану 2. Елементарна робота на цьому графіку дорівнює площі заштрихованого прямокутника висотою p і шириною dV . Бачимо, що для будь-якого процесу площа прямокутника практично однакова. Отже, формула для роботи годиться для будь-якого процесу.

Зі зміною об'єму від V_1 до V_2 повна робота дорівнює сумі всіх елементарних робіт:

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} p dV.$$

На рис. 1.8 ця робота дорівнює площі, обмеженій віссю V , ординатами при V_1 і V_2 та кривою процесу.

Робота дорівнює площі під кривою процесу в координатах тиск—об'єм.

Як впливає з визначення, значення роботи залежить від виду процесу, тобто від виду функції $p = p(V)$, а не тільки від початкового і кінцевого станів.

Робота — це функція процесу.

Два зауваження:

- роботу визначають тільки для рівноважних нескінченно повільних процесів. При цьому зовнішній тиск весь час має дорівнювати тиску в системі;
- при розширенні газу в порожнечу робота не виконується, бо немає зовнішнього тиску.

Робота в ізопроцесах і циклах

Загальне рівняння ізопроцесів — це рівняння політропного процесу

$$pV^n = \text{const} = p_1V_1^n = p_2V_2^n,$$

або

$$p = \frac{1}{V^n} p_1V_1^n.$$

Робота в політропному процесі

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} p dV = p_1V_1^n \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V^n} = \frac{p_1V_1}{n-1} \left(1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{n-1} \right).$$

Для інших ізопроцесів достатньо задати відповідне значення показника політропи n .

Робота в адіабатному процесі ($n = \gamma$)

$$A_{1,2} = \frac{p_1V_1}{\gamma-1} \left(1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{\gamma-1} \right).$$

Робота в ізохорному процесі ($n = \infty$)

$$A_{1,2} = 0.$$

Робота в ізобарному процесі ($n = 0$)

$$A_{1,2} = p(V_2 - V_1).$$

Робота в ізотермічному процесі ($n = 1$).

Безпосереднє підставлення $n = 1$ приводить до невизначеності, тому виводитимемо формулу, використовуючи рівняння процесу:

$$A_{1,2} = \int_{V_1}^{V_2} p_1 V_1 \frac{dV}{V} = p_1 V_1 \ln \frac{V_2}{V_1} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Робота в коловому процесі (рис. 1.9). Робота $A_{1,2}$ при переході системи зі стану 1 до стану 2 виконується при розширенні газу. Газ виконує роботу проти зовнішніх сил. Робота додатна.

Робота $A_{2,1}$ при переході системи зі стану 2 до стану 1 виконується при стиску газу зовнішніми силами. Робота від'ємна.

Повна робота за цикл дорівнює різниці цих робіт:

$$A_0 = A_{1,2} - A_{2,1}.$$

Отже, повна робота за цикл дорівнює площі, обмеженій процесами циклу.

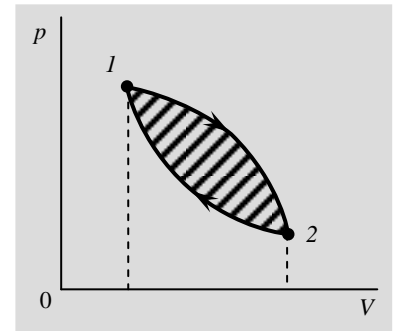


Рис.1.9

Робота циклу дорівнює площі циклу в координатах p — V .

Якщо процес $1 \rightarrow 2$ не збігається з процесом $2 \rightarrow 1$, то повна робота не дорівнює нулю. Отже,

$$\oint dA \neq 0.$$

Математично це означає, що dA — це не повний диференціал, на відміну від dU , і тому **робота залежить від виду процесу**.

Іноді замість dA записують δA .

1.3.3. Кількість теплоти

Нагадаємо, що цим терміном позначається кількість енергії, якої система набуває або яку віддає в результаті теплообміну із зовнішнім середовищем.

Як і робота, кількість теплоти залежить не тільки від початкового та кінцевого станів, а й від виду процесу. Справді, з першого закону термодинаміки, записаного для циклу

$$\oint dQ = \oint dU + \oint dA,$$

впливає, що

$$\oint dQ = \oint dA,$$

оскільки

$$\oint dU = 0.$$

Як і dA , елементарна кількість теплоти dQ — це неповний диференціал. Його також часто записують у вигляді δQ .

Кількість теплоти — це функція процесу.

Для розрахунку кількості теплоти можна використати загальну формулу теплопередачі:

$$\Delta Q = kS\Delta T,$$

де S — поверхня теплообміну;

k — коефіцієнт теплопередачі;

ΔT — різниця температур віддаючої і приймаючої поверхонь.

1.3.4. Застосування першого закону термодинаміки до ізопроесів

Оскільки в кожному ізопроцесі один із термодинамічних параметрів залишається сталим, слід очікувати спрощеної формули першого закону термодинаміки для конкретного ізопроцесу.

Ізохоричний процес. $V = \text{const}$, $dV = 0$.

Об'єм не змінюється, і робота не виконується: $dA = pdV = 0$.

Тому

$$dQ = dU.$$

В ізохоричному процесі вся теплота, що підводиться, йде на збільшення внутрішньої енергії.

Ізотермічний процес. $T = \text{const}$, $dT = 0$.

При сталій температурі внутрішня енергія не змінюється, $dU = C_V dT = 0$. Тому

$$dQ = dA.$$

В ізотермічному процесі вся теплота, що підводиться, йде на виконання роботи.

Адiabатичний процес. $dQ = 0$, $S = \text{const}$.

Система теплоізолювана. Тому

$$dA = -dU.$$

В адіабатичному процесі робота виконується тільки за рахунок зменшення внутрішньої енергії.

Ізобаричний процес. $dp = 0$, $p = \text{const}$.

В ізобаричному процесі підведена теплота йде на зміну внутрішньої енергії і на виконання роботи. Тому

$$dQ = dU + dA.$$

Але й для цього процесу можна дістати двочленну формулу, якщо ввести нову функцію стану, яку називають ЕНТАЛЬПІЄЮ, або ТЕПЛОМІСТКІСТЮ J . Вона пов'язана з внутрішньою енергією U , тиском p і об'ємом V такою формулою:

$$J = U + pV.$$

Оскільки складові ентальпії є функціями стану, то й ентальпія також є функцією стану. Візьмемо диференціал від ентальпії:

$$dJ = dU + pdV + Vdp.$$

Але $dU + pdV = dQ$, і тому $dJ = dQ + Vdp$.

Перепишемо останній вираз так:

$$dQ = dJ - Vdp.$$

В ізобарному процесі

$$dp = 0,$$

а отже,

$$dQ = dJ.$$

В ізобаричному процесі вся теплота, що підводиться, йде на збільшення ентальпії.

1.3.5. Теплоємності в ізопроцесах

У розд. «Молекулярна фізика» уже згадувалося, що теплоємність залежить не тільки від індивідуальності речовини, а й від характеру термодинамічного процесу. Тепер стає більш зрозумілим, чому існує залежність від виду процесу. У різних процесах підводиться різна кількість теплоти.

Теплоємність, за визначенням, дорівнює першій похідній від кількості тепла за температурою:

$$C = \frac{dQ}{dT}.$$

Для обчислення теплоємності в конкретному ізопроцесі достатньо підставити в цю формулу відповідний вираз для dQ .

Ізохорний процес. $dV = 0$, $dQ = dU$.

Теплоємність за сталого об'єму

$$C_V = \frac{dU}{dT}.$$

Теплоємність C_V за сталого об'єму дорівнює першій похідній від внутрішньої енергії за температурою.

Перепишемо формулу для теплоємності так:

$$dU = C_V dT.$$

Здобуто дуже важливу формулу. Її можна використовувати для обчислення змін внутрішньої енергії, якщо відома залежність теплоємності C_V від температури. А її можна дістати експериментально для реальних речовин:

$$U_2 - U_1 = \int_{T_1}^{T_2} C_V(T) dT.$$

Якщо теплоємність C_V не залежить від температури, як це має місце в ідеальному газі, то зміна внутрішньої енергії

$$\Delta U = C_V \Delta T.$$

Ізобарний процес. $dP = 0$, $dQ = dJ$.

Теплоємність за сталого тиску

$$C_P = \frac{dJ}{dT}.$$

Теплоємність C_P за сталого тиску дорівнює першій похідній від ентальпії за температурою.

Як і в попередньому випадку, формулу можна використати для розрахунку зміни ентальпії, коли відома залежність теплоємності за сталого тиску C_P від температури:

$$J_2 - J_1 = \int_{T_1}^{T_2} C_P(T) dT.$$

Якщо C_P не залежить від температури, то

$$\Delta J = C_P \Delta T.$$

Скориставшись виразом для ентальпії $dJ = C_P dT$ і внутрішньої енергії $dU = C_V dT$, можна дістати ще одну форму запису першого закону термодинаміки:

$$C_p dT = C_v dT + p dV.$$

Цей вираз дає змогу знайти зв'язок теплоємностей. За сталого тиску $p dV = R dT$, а отже,

$$C_p dT = C_v dT + R dT.$$

Поділивши обидві частини на dT , дістанемо РІВНЯННЯ МАЙЄРА:

$$C_p - C_v = R.$$

Нагадаємо, що ми скрізь, зокрема й при написанні рівняння стану ідеального газу, брали масу газу, що дорівнює молярній масі, тому діставали МОЛЯРНІ ТЕПЛОЄМНОСТІ.

Отже, рівняння Майєра записано для молярних теплоємностей.

Рівняння Майєра добре виконується для ідеального газу. Для реальних газів, а тим більше для рідин і твердих тіл, рівняння Майєра не виконується. Через мале стиснення порівняно з газом відмінність між C_p і C_v стає набагато меншою. Наприклад, для твердого срібла при температурі $T = 400$ К

$$C_p - C_v = 0,13 R.$$

Тому при теплових розрахунках для твердих тіл говорять просто про теплоємність даної речовини без урахування характеру процесу.

Ізотермічний процес. $dT = 0$.

Теплоємність за сталої температури

$$C_T = \infty.$$

Теплоємність в ізотермічному процесі нескінченно велика.

Це означає, що скільки б ми не підводили тепла, температура все одно не зміниться.

Адіабатний процес. $dQ = 0$.

Теплоємність в адіабатному процесі

$$C_a = 0.$$

Теплоємність в адіабатному процесі дорівнює нулю.

1.3.6. Рівняння адіабати

Тепер у нас є достатньо матеріалу для виведення рівняння адіабатного процесу.

У літературі це рівняння називають РІВНЯННЯМ ПУАССОНА.

У адіабатному процесі $dQ = 0$ і рівняння першого закону

$$dU + dA = 0 \text{ або } C_v dT + p dV = 0.$$

Продиференціюємо рівняння стану ідеального газу:

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

Виразимо звідси dT :

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

Замінімо універсальну газову сталу R різницею теплоємностей з рівняння Майєра:

$$R = C_p - C_v;$$

$$dT = \frac{1}{C_p - C_v} (p dV + V dp).$$

Тепер підставимо цей вираз для dT у формулу першого закону термодинаміки для адіабатного процесу:

$$\frac{C_V}{C_P - C_V} (pdV + Vdp) + pdV = 0.$$

Після елементарних перетворень дістанемо:

$$\frac{dp}{p} + \frac{C_P}{C_V} \cdot \frac{dV}{V} = 0.$$

Вважаючи відношення теплоємностей $C_P/C_V = \gamma$ сталим, зінтегруємо рівняння і дістанемо:

$$\ln p + \gamma \ln V = \text{const},$$

або

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

Для ідеального газу $C_P = \frac{5}{2}R$, а $C_V = \frac{3}{2}R$ і $\gamma = 1,67$.

Скориставшись рівнянням стану ідеального газу, можна переписати рівняння адіабати через інші пари параметрів:

$$TV^{\gamma-1} = \text{const};$$

$$pT^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = \text{const}.$$

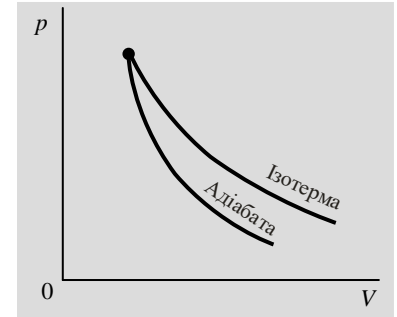


Рис. 1.10

На рис. 1.10 наведено для порівняння ізотеру й адіабату. Адіабата йде крутіше від ізотери, оскільки на виконання роботи витрачається внутрішня енергія, що приводить до зниження температури.

Навчальне видання

КУЛІШ Віктор Васильович

СОЛОВЙОВ Андрій Миколайович
КУЗНЕЦОВА Олена Яківна

ФІЗИКА

для інженерних спеціальностей

КРЕДИТНО-МОДУЛЬНА СИСТЕМА

Навчальний посібник

У чотирьох частинах

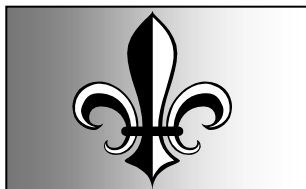
Модуль 2. Термодинаміка. Електромагнетизм

Художник обкладинки *Т. Зябліцева*
Верстка *Т. Мальчевської*

Підп. до друку 15.08.06. Формат 84×108/16. Папір офсет. № 1.
Гарнітура Тип Таймс. Друк офсет. Ум. друк. арк. 24,36.
Обл.-вид. арк. 28,77. Наклад 1500 пр. Зам. № 05-077.

Книжкове видавництво Національного авіаційного університету
03058, м. Київ, просп. Космонавта Комарова, 1
Свідоцтво про внесення до Державного реєстру
суб'єктів видавничої справи (серія ДК, № 977 від 05.07.2002)
Тел./факс (044) 406-71-33; Тел. 406-78-33
E-mail: publish@nau.edu.ua

Друк ПП «Гарант Сервіс»
03067, м. Київ, вул. Машинобудівна, 46
Свідоцтво про внесення до Державного реєстру



ЗМІСТ

Модуль 2. Термодинаміка. Електромагнетизм	3
План організації навчального процесу з курсу фізики	4
Основні позначення фізичних величин	5
Теоретичне ядро (Аудиторний лекційний матеріал та матеріал для самостійного вивчення)	6
1. Фізичні основи термодинаміки	6
1.1. Основні поняття і визначення	6
1.2. Ізопроееси	7
1.3. Перший закон термодинаміки	8
1.3.1. Внутрішня енергія	8
1.3.2. Механічна робота	9
1.3.3. Кількість теплоти	11
1.3.4. Застосування першого закону термодинаміки до ізопроеесів	12
1.3.5. Теплоємності в ізопроеесах	13
1.3.6. Рівняння адиабати	14
1.3.7. Внутрішня енергія реального газу (для самостійного вивчення).	15
1.4. Другий закон термодинаміки	17
1.4.1. Оборотні і необоротні проєеси	17
1.4.2. Формулювання другого закону термодинаміки.	18
1.4.3. Теплові і холодильні машини	18
1.4.4. Абсолютна термодинамічна шкала температур (для самостійного вивчення)	22
1.4.5. Ентропія	23
1.5. Термодинамічні потенціали (для самостійного вивчення)	29
2. Реальні гази. Фазові рівноваги	30
2.1. Рівняння стану реального газу.	30
2.1.1. Міжмолекулярні сили взаємодії.	31
2.1.2. Рівняння Ван-дер-Ваальса	32
2.1.3. Аналіз рівняння Ван-дер-Ваальса.	33
2.1.4. Закон відповідних станів.	35
2.1.5. Загальний вид рівняння стану реального газу.	36
2.1.6. Ефект Джоуля—Томсона	37
2.2. Фазові рівноваги і перетворення (для самостійного вивчення).	38
2.2.1. Основні поняття і визначення	38
2.2.2. Види фазових переходів	39
2.2.3. Співіснування фаз.	39
2.2.4. Фазові діаграми	41
2.2.5. Рівняння Клапейрона—Клаузіуса.	44
2.2.6. Метастабільні стани	45
3. Електромагнетизм	47
Вступ.	47
3.1. Елементи теорії поля	47
3.1.1. Силкові характеристики поля.	48
3.1.2. Енергетичні характеристики поля	49
3.1.3. Зв'язок напруженості та потенціалу	52
3.1.4. Принцип суперпозиції	54
3.1.5. Графічне зображення силового поля	54
3.2. Диференціальні та інтегральні співвідношення для характеристик поля сил	55
3.2.1. Циркуляція вектора напруженості	56
3.2.2. Потік вектора напруженості. Теорема Гаусса	57
3.2.3. Рівняння Пуасона	60

4. Статичне електричне поле	62
4.1. Характеристики поля. Закон Кулона	62
4.2. Поводження речовини в електростатичному полі	63
4.2.1. Діелектрики в електричному полі.	63
4.2.2. Види поляризації	63
4.2.3. Вектор поляризації	65
4.2.4. Сегнетоелектрики. Електрети	65
4.3. Провідники в електростатичному полі.	66
4.3.1. Електрична ємність провідників	67
4.3.2. Енергетичні характеристики електростатичного поля.	69
5. Постійний електричний струм	73
5.1. Характеристики електричного струму	74
5.1.1. Густина струму	74
5.1.2. Сила струму	75
5.2. Основи електронної провідності металів	76
5.3. Умови існування електричного струму	77
5.4. Робота на неоднорідній ділянці кола	78
5.5. Правила Кірхгофа	80
5.6. Закон Джоуля—Ленца	82
6. Статичне магнітне поле	84
6.1. Характеристики магнітного поля	85
6.2. Закон Біо-Савара—Лапласа	86
6.3. Магнітні силові лінії	87
6.4. Закон повного струму.	87
6.5. Теорема Гаусса	88
6.6. Дія магнітного поля на електричний струм	90
6.7. Робота з переміщення провідника зі струмом у магнітному полі	92
6.8. Речовина в магнітному полі	94
6.9. Магнітні кола (для самостійного вивчення).	98
7. Динамічні поля	100
7.1. Вихрове електричне поле	100
7.1.1. Електромагнітна індукція	100
7.1.2. Характеристики вихрового електричного поля	103
7.1.3. Індуктивність (для самостійного вивчення)	104
7.2. Енергія магнітного поля	107
7.3. Змінне в часі магнітне поле	108
7.3.1. Магнітоелектрична індукція. Струм зміщення	108
8. Рівняння Максвелла	111
8.1. Методологічні основи рівнянь Максвелла.	112
8.2. Рівняння Максвелла в інтегральній і диференціальній формі	113
8.3. Окремі випадки рівнянь Максвелла	115
8.4. Електромагнітні поля в різних інерціальних системах відліку (для самостійного вивчення)	116
8.5. Інваріанти електромагнітного поля (для самостійного вивчення)	117
8.6. Поширення електромагнітного поля	118
Практичні заняття	119
1. Приклади розв'язування задач	119
2. Задачі для самостійного та індивідуального розв'язування	137
Лабораторні роботи	146
1. Експериментальні лабораторні роботи	146

Лабораторна робота «Визначення відношення питомих теплоємностей газів C_p/C_v »	146
Лабораторна робота «Вимірювання тиску насиченої пари»	149
Лабораторна робота «Вимірювання електричних величин»	152
Лабораторна робота «Визначення опору методом містка Уїтстона»	157
Лабораторна робота «Вивчення електростатичного поля методом моделювання»	161
Лабораторна робота «Визначення питомого опору провідника»	164
Лабораторна робота «Визначення горизонтальної складової індукції магнітного поля Землі»	168
Лабораторна робота «Визначення відношення заряду електрона до його маси методом магнетрона»	174
2. Віртуальні лабораторні роботи	179
Лабораторна робота 1В «Робота з комп'ютерними моделями фізичних явищ»	180
Лабораторна робота 2В «Визначення теплоємностей ідеального газу»	180
Лабораторна робота 3В «Вивчення законів реального газу»	183
Лабораторна робота 4В «Вивчення закономірностей роботи теплових машин»	185
Лабораторна робота 5В «Вивчення електричного поля»	188
Лабораторна робота 6В «Вивчення законів постійного струму»	192
Лабораторна робота 7В «Вивчення процесів заряджання-розряджання конденсатора»	195
Лабораторна робота 8В «Вивчення магнітного поля провідника зі струмом»	200
Лабораторна робота 9В «Визначення індуктивності соленоїда»	202
Лабораторна робота 10В «Вивчення законів руху заряду в електромагнітному полі»	204
Модульний контроль	207
1. Питання для модульного контролю та поточного письмового тестування (теоретичний матеріал)	207
2. Питання для поточного комп'ютерного тестування	208
Використана література	221
Довідковий матеріал	222
Предметний покажчик	228