

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ЛІСОТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ

КАФЕДРА ФІЗИКИ

Робочий зошит

**до виконання лабораторних робіт
з молекулярної фізики і термодинаміки**

Студента _____
курсу _____
групи _____
факультету _____

Робочий зошит до виконання лабораторних робіт з молекулярної фізики і термодинаміки затверджено на засіданні кафедри фізики, протокол №7 від 28. 01. 2008 р. і рекомендовано до видання Вченою радою технологічного факультету, протокол №1 від 29. 01. 2008 р.

Склад: Пенцак Г. М., канд. фіз.-мат. наук, професор.

Рецензенти:

Вайданич В.І., канд. фіз.-мат. наук, професор;

Чорній З.П., доктор фіз.-мат. наук, професор, зав. кафедрою фізики.

ТЕМА І. СТАН ІДЕАЛЬНОГО ГАЗУ. КІНЕТИЧНА ТЕОРІЯ ГАЗУ

Пояснення до теми

В молекулярній фізиці і термодинаміці вивчаються не прості форми руху, які описуються в механіці, а більш складні форми руху - теплові рухи. Молекулярно-кінетична теорія ґрунтується на тому, що речовина складається з великої сукупності молекул і атомів, які перебувають у безперервному хаотичному русі. Інтенсивність і характер такого руху визначаються температурою і агрегатним станом речовини.

Вивчаючи кінетичну теорію газів, розглядають ідеальний газ. **Ідеальним газом** називається газ, в якому нехтують силами міжмолекулярної взаємодії і об'ємом молекул газу.

Вважається, що при співударях молекули ідеального газу поведуть себе як абсолютно пружні кульки.

Стан газу характеризують основними параметрами: тиском P , температурою T , питомим чи молярним об'ємом V .

Тиск - фізична величина, яка чисельно дорівнює силі, що діє на одиницю площі поверхні по нормалі до неї:

$$P = dF_n / dS .$$

Температурою називається фізична величина, яка характеризує ступінь нагрітості тіла. Для вимірювання температури найбільш часто користуються шкалою Цельсія (стоградусна шкала, $t_0 = 0^\circ\text{C}$, $t_K = 100^\circ\text{C}$) і шкалою Кельвіна (температура T К відраховується від абсолютного нуля ($t = 273,15^\circ\text{C}$) і називається абсолютною температурою). Зв'язок між значеннями температур за цими шкалами має вигляд:

$$T \text{ K} = t^\circ \text{ C} + 273,15^\circ \text{ C} .$$

Абсолютна температура є мірою **середньої кінетичної енергії поступального руху молекул** $\langle \varepsilon_{\text{пост}} \rangle$ ідеального газу $\langle \varepsilon_{\text{пост}} \rangle = 3/2kT$, де k - постійна Больцмана.

Питомим об'ємом V називається величина, обернена до густини ρ :

$$V = 1/\rho .$$

Кілограм-молем (кмоль) називається така кількість речовини, маса якої, виражена в кілограмах, чисельно дорівнює її молекулярній вазі μ .

Об'єм V_μ одного кіломоля (чи моля) речовини називається **її мольним об'ємом**:

$$V_\mu = \mu V = \mu / \rho .$$

Для ідеальних газів справедливі наступні закони:

1. **Закон Бойля-Маріотта** (для ізотермічного процесу $T = \text{const}$)

$$PV = \text{const} . \tag{1.1}$$

2. **Закон Гей-Люссака** (для ізобарного процесу $P = \text{const}$)

$$V/T = \text{const} . \quad (1.2)$$

3. **Закон Шарля** (для ізохорного процесу $V = \text{const}$)

$$P/T = \text{const} . \quad (1.3)$$

4. **Рівняння стану ідеального газу Клапейрона** для одного кіломоля газу

$$PV_{\mu} = RT , \quad (1.4)$$

де R - **універсальна газова стала**, яка чисельно дорівнює роботі, що здійснюється одним кіломолем газу при ізобарному нагріванні його на один градус.

5. **Закон Авогадро**, згідно якого **кілограм-молі різних газів при однакових тисках і температурах займають однакові об'єми**. За нормальних умов, тобо при $T_0 = 273,15 \text{ К}$, $P_0 = 1,0132 \cdot 10^5 \text{ Н/м}^2 = 1 \text{ атм.} = 760 \text{ мм. рт. ст.}$ один кіломоля любого газу займає об'єм $V_{\mu} = 22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}$.

Число молекул, які знаходяться в 1 м^3 ідеального газу за нормальних умов, називається **числом Лошмідта** $n_0 = 2,68 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$.

З закону Авогадро і рівняння Клапейрона слідує, що **універсальна газова стала** $R = \frac{PV_{\mu}}{T}$ є величиною однаковою для всіх газів:

$$R = \frac{1,01 \cdot 10^5 \cdot 22,4}{273} \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} = 8,31 \cdot 10^3 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} .$$

Якщо розглядати не один кіломоля газу, а m кілограмів газу, то рівняння Клапейрона для довільного числа кіломолів газу запишеться так:

$$PV = \frac{m}{\mu} RT , \text{ або } P\mu = \rho RT , \quad (1.5)$$

де μ - молекулярна вага газу, m/μ - число кіломолів газу, $\rho = m/V$ - густина газу.

Число молекул, що міститься в одному кіломолі, однакове для всіх газів $N_A = 6,023 \cdot 10^{26} \text{ кмоль}^{-1}$ і називається **числом Авогадро**.

Величина $k = R/N_A$ називається **постійною Больцмана**:

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К} .$$

Підставивши у вираз (1.4) замість $R = kN_A$, одержимо:

$$P = nkT , \quad (1.6)$$

де $n = N_A/V$ - число молекул в одиниці об'єм газу.

Вираз (1.6) показує зв'язок між основними параметрами стану системи, виходячи з молекулярно-кінетичних уявлень.

Молекули газу, знаходячись в стані хаотичного теплового руху, безперервно стикаються одна з одною. Мінімальна відстань, на яку наближаються при зіткненні центри двох молекул, називається **ефективним діаметром молекули** d . Величина $\sigma = \pi d^2$ називається **ефективним перетином молекули**.

Між двома послідовними співударями молекули рухаються прямолінійно і рівномірно, проходячи в середньому певну віддаль, яка називається *середньою довжиною вільного пробігу молекули* $\langle \lambda \rangle$.

Між середньою довжиною вільного пробігу $\langle \lambda \rangle$ і ефективним діаметром існує залежність:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} = \frac{1}{\sqrt{2}n\sigma}, \quad (1.7)$$

де n - *число молекул в одиниці об'єму газу*.

Згідно з цією формулою $\langle \lambda \rangle$ не залежить від температури. Однак, з підвищенням температури $\langle \lambda \rangle$ дещо зростає, внаслідок того, що ефективний діаметр молекул з ростом температури (а, отже, зі збільшенням енергії молекул) зменшується.

Оцінимо по порядку величини середню довжину вільного пробігу молекул. Відомо, що молекули мають розмір порядку декількох ангстрем. Прийmemo ефективний діаметр молекули рівним 2 \AA , тобто $2 \cdot 10^{-10}$ м. За нормальних умов n дорівнює числу Лошмідта, тобто $2,68 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$. Підставивши ці дані в формулу (1.7), одержимо:

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{2 \cdot 3,14 \cdot 4 \cdot 10^{-20} \cdot 2,68 \cdot 10^{25}} \approx 2 \cdot 10^{-7} \text{ м.}$$

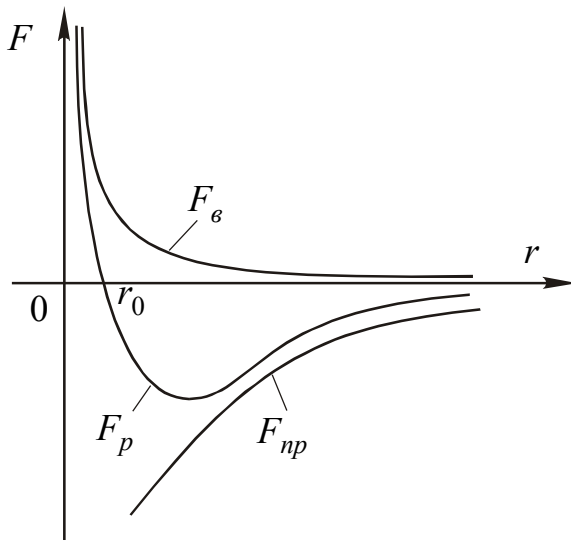
Наприклад, для молекул повітря за нормальних умов $\langle \lambda \rangle$ дорівнює $0,6 \cdot 10^{-7}$ м, для кисню - $0,63 \cdot 10^{-7}$ м.

При тискові 10^{-3} мм. рт. ст. (що відповідає приблизно 10^{-6} атм) $\langle \lambda \rangle$ буде порядку 0,1 м. При тиску 10^{-6} мм. рт. ст. $\langle \lambda \rangle$ досягає величини порядку десятків метрів.

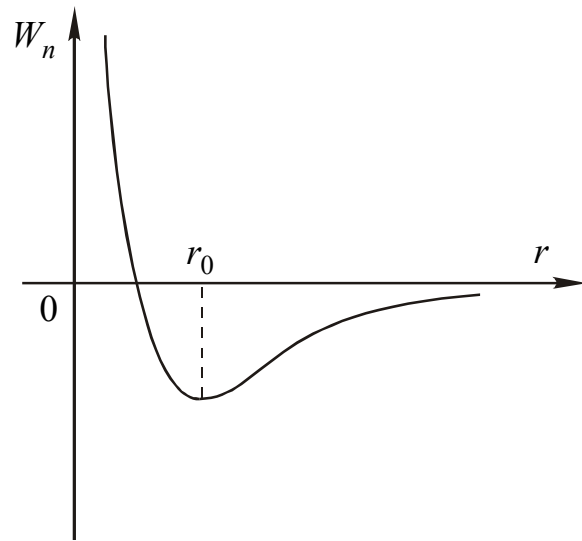
В газах, рідинах і твердих тілах характер руху молекул різний. Це пояснюється тим, що між молекулами діють сили притягання і відштовхування (мал.1.1). Молекули можуть знаходитись в стійкій рівновазі на деякій визначеній віддалі одна від одної, на якій сили притягання F_{np} дорівнюють силам відштовхування F_g . Рівноважна віддаль r_0 між молекулами дорівнює приблизно $3 \cdot 10^{-10}$ м. На цій віддалі рівнодійна сила $F_p = 0$.

Характер взаємодії між молекулами показано на мал.1.2. з допомогою кривої, яка зображує взаємну потенціальну енергію двох молекул як функцію віддалі r між їх центрами. Потенціальну енергію тіл, які знаходяться на безкінечній віддалі одне від одного, домовилися вважати рівною нулю. Тому при $r = \infty$ $W_n = 0$. Якщо молекули виявляться на віддалі дещо більшій r_0 , то вони почнуть зближуватись за рахунок роботи сил притягання, а потенціальна енергія молекул буде при цьому зменшуватись і досягне мінімального значення при $r = r_0$. Подальше зближення молекул буде можливе за рахунок роботи, яка здійснюється проти сил відштовхування. При цьому потенціальна енергія молекул почне різко зростати, оскільки сили відштовхування є короткодійними. Таким чином, крива потенціальної енергії взаємодії молекул буде мати мінімум (так

звану потенціальну яму) при $r = r_0$. Отже, положення стійкої рівноваги відповідає мінімуму їх потенціальної енергії.



Мал.1.1.



Мал.1.2.

В газах при низькому тиску молекули віддалені одна від одної на таку віддаль, що сили взаємодії між ними практично відсутні.

Число молекул у всякому тілі надзвичайно велике, а напрям і величина швидкості кожної з них в даний момент випадкові. Але властивості великого скупчення молекул описуються особливими статистичними закономірностями і можуть бути вивчені статистичним методом.

Статистичний метод ґрунтується на відомому положенні математичного аналізу про співвідношення випадковості і необхідності. За допомогою особливого математичного апарату теорії ймовірності вираховують середні значення фізичних величин, які характеризують рух усієї сукупності молекул.

Розподіл молекул газу за швидкостями поступального руху відбувається згідно статистичного закону Максвелла для ідеального газу. Згідно закону Максвелла є три швидкості, які характеризують стан газу:

$$\text{найбільш ймовірна } v_i = \sqrt{2RT/\mu} \approx 1,4 \sqrt{RT/\mu} \quad (1.8)$$

$$\text{середня арифметична } \langle v \rangle = \sqrt{8RT/\pi\mu} \approx 1,6 \sqrt{RT/\mu} \quad (1.9)$$

$$\text{середня квадратична } \langle v_{кв} \rangle = \sqrt{3RT/\mu} \approx 1,73 \sqrt{RT/\mu} \quad (1.10)$$

У статистичному методі особливе місце займає закон рівномірного розподілу кінетичної енергії по ступенях вільності. **Числом ступеней вільності** i тіла називається число незалежних координат, які визначають положення тіла в просторі, або число одночасно незалежних рухів тіла. Наприклад, якщо тіло переміщується в просторі довільно, то це переміщення завжди можна скласти з таких одночасно незалежних рухів: трьох поступальних (вздовж осей прямокутної системи координат для центра ваги тіла) та трьох обертальних (довкола напрямку цих осей). Отже, положення тіла визначається шістьма незалежними координатами: трьома лінійними (x, y, z) та трьома кутовими (α, β, γ) і число ступеней вільності $i = 6$.

Якщо свобода руху тіла обмежена, то його число ступенів вільності буде менше шести (для одноатомних газів $i = 3$, для двоатомних, де молекула подібна до диполя, $i = 5$, для багатоатомних $i = 6$). У зв'язку з повною хаотичністю руху молекул, усі види їх рухів однаково можливі (рівноімовірні). Тому на кожну ступінь вільності поступального та обертального рухів приходитьсь в середньому однакова кількість енергії, яка дорівнює $W_0 = \frac{1}{2}kT$, де k - постійна Больцмана, а T - абсолютна температура.

Це є один з важливих законів статистичної фізики - **закон рівномірного розподілу кінетичної енергії по ступенях вільності**. Якщо молекула володіє i ступенями вільності, то її кінетична енергія

$$W_k = \frac{i}{2}kT. \quad (1.11)$$

В ідеальному газі відсутні сили взаємодії молекул і взаємна потенціальна енергія молекул дорівнює нулю. Отже, внутрішня енергія для кіломоля ідеального газу U_0 буде дорівнювати сумі кінетичних енергій N_A (число Авогадро) молекул:

$$U_0 = W_k \cdot N_A = \frac{i}{2}kT \cdot N_A = \frac{i}{2}RT, \quad (1.12)$$

де R - універсальна газова постійна.

Для будь-якої маси газу внутрішня енергія

$$U = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2}RT, \quad (1.13)$$

де $\frac{m}{\mu}$ - число кіломолей газу.

Основне рівняння кінетичної теорії газів зв'язує параметри стану газу з характеристиками руху його молекул:

$$P = \frac{2}{3}n \langle \varepsilon_{ном} \rangle, \quad (1.14)$$

де n - число молекул в одиниці об'єму, $\langle \varepsilon_{ном} \rangle$ - середня кінетична енергія поступального руху молекули.

Вираз (1.14) визначає тиск, який здійснюють молекули газу на стінки посудини.

Завдання 1.1

ВИЗНАЧЕННЯ УНІВЕРСАЛЬНОЇ ГАЗОВОЇ ПОСТІЙНОЇ ТА ПОСТІЙНОЇ БОЛЬЦМАНА

Прилади та обладнання: лабораторна установа, шприц, медичний ефір (спирт).

Пояснення до завдання

В даній роботі пропонується визначити постійну Больцмана і універсальну газову постійну, виходячи з рівняння молекулярно-кінетичної теорії (див.1.6) для тиску газу

$$P = nkT . \quad (1.15)$$

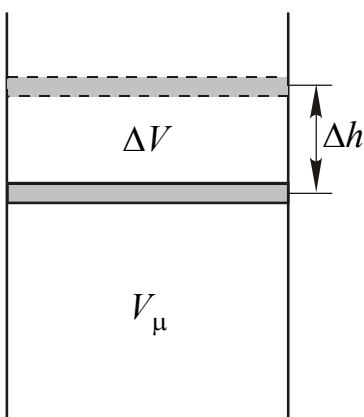
Фізичний зміст постійної Больцмана розкривається з рівняння молекулярно-кінетичної теорії для середньої кінетичної енергії теплового руху молекул ідеального газу

$$\langle \varepsilon_{\text{пост}} \rangle = \frac{m_0 \langle v_{\text{кв}} \rangle^2}{2} = \frac{3}{2} kT , \quad (1.16)$$

де m_0 - маса молекули, $\langle v_{\text{кв}} \rangle$ - середня квадратична швидкість її поступального руху.

З рівняння (1.16) видно, що при зміні температури ідеального газу на 1° , середня кінетична енергія поступального руху однієї молекули змінюється на величину чисельно рівну постійній Больцмана. Отже, **постійна Больцмана чисельно рівна зміні середньої кінетичної енергії теплового руху однієї молекули газу при зміні його температури на один градус.**

Фізичний зміст універсальної газової постійної виведемо, розглянувши такий дослід.



Мал.1.3.

Помістимо 1 кмоль ідеального газу в циліндр під невагомий поршень площею S , а потім нагріємо газ на один градус при постійному тиску. Розширившись, газ підніме поршень на висоту Δh і займе об'єм V'_μ , здійснивши при цьому роботу $A = PS\Delta h$, де PS - сила, яка піднімає поршень. Але $S\Delta h = \Delta V = V'_\mu - V_\mu$. Отже, $A = P\Delta V = PV'_\mu - PV_\mu = R(T + 1) - RT = R$, оскільки згідно з рівняння Клапейрона для одного моля

$$PV'_\mu = R(T + 1), \text{ а } PV_\mu = RT .$$

Звідси одержуємо, що **універсальна газова постійна чисельно дорівнює роботі, що виконується 1 кіломолем (молем) ідеального газу при його ізобарному нагріванні на один градус.**

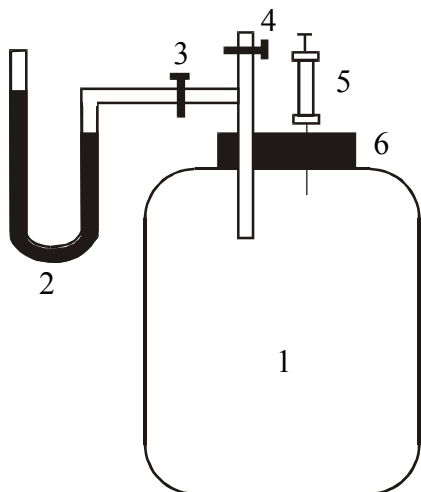
Оскільки універсальна газова постійна $R = 8,31$ Дж/(моль·К), то це означає, що при ізобарному розширенні 1 моля газу внаслідок нагрівання на один градус виконується робота 8,31 Дж.

З рівняння (1.15)

$$k = \frac{P}{nT}. \quad (1.17)$$

Враховуючи, що $R/N_A = k$, тоді

$$R = kN_A. \quad (1.18)$$



Мал.1.4.

Експериментальне визначення постійної Больцмана і універсальної газової постійної проведемо на установці (мал.1.4), що складається зі скляної посудини **1** об'ємом 20 л, яка щільно закрита корком **6**. У два отвори в корку вставляють шприц **5** і скляну трубку з краном **3** і **4**. Кран **3** з'єднаний гумовою трубкою з манометром **2**. При відкритих кранах **3** і **4** різниця рівнів рідини (води) в колінах манометра дорівнює нулю, так як в посудині знаходиться повітря при кімнатній температурі і атмосферному тиску.

Якщо кран **4** закрити і через шприц ввести в посудину невеликий об'єм рідини, що швидко випаровується (наприклад, ефір), то через незначний час помітимо деяку різницю рівнів рідини в колінах манометра.

Згідно закону Дальтона, загальний тиск суміші газів дорівнює сумі парціальних тисків окремих компонент. Так як до вприскування в посудину ефіру тиск повітря в ній дорівнював атмосферному, то після вприскування пари ефіру створили свій парціальний тиск P , що зрівноважується різницею рівнів води h в колінах манометра:

$$P = \rho gh, \quad (1.19)$$

де ρ - густина води; g - прискорення вільного падіння.

Для визначення постійної Больцмана за формулою (1.17) необхідно також знати n - концентрацію молекул ефіру в посудині.

Якщо V - об'єм посудини, V_1 - об'єм порції ефіру, m_1 - маса цієї порції, ρ_1 - густина ефіру, μ_1 - молярна маса ефіру, m_0 - маса однієї молекули ефіру, N_1 - загальна кількість молекул ефіру в посудині, то

$$n = \frac{N_1}{V} = \frac{m_1}{m_0 V} = \frac{\rho_1 V_1}{m_0 V} = \frac{\rho_1 V_1 N_A}{\mu_1 V}. \quad (1.20)$$

Підставивши рівняння (1.20) в (1.17), одержимо

$$k = \frac{\rho g h \mu_1 V}{\rho_1 N_A V_1 T}. \quad (1.21)$$

Порядок виконання роботи

1. Перевірити, чи відкриті крани **3** і **4** на установці (при відкритих кранах різниця рівнів води в колінах манометра дорівнює нулю). В разі необхідності відкрити обидва крани і через 2 хв закрити кран **4**.

2. Набрати в шприц 2-5 см³ ефіру і через отвір в корку вприснути його в посудину. Коли зміна рівня рідини в колінах манометра зупиниться, записати покази h , а також значення об'єму введеної рідини. Виміряти і записати значення температури середовища.

3. Відкрити кран **4** і через 5-6 хв повторити досліди ще два рази, при інших значеннях об'єму ефіру.

4. За формулами (1.21) та (1.18) визначити постійну Больцмана та універсальну газову постійну.

5. Одержані результати вимірювань та обчислень занести в таблицю.

№	V_1	ΔV_1	h	Δh	T	ΔT	k	Δk	E_k	R	ΔR	E_R
	м ³	м ³	м	м	К	К	Дж/К	Дж/К	%	Дж/моль·К	Дж/моль·К	%
1												
2												
3												

Похибки вирахувати за такими формулами:

$$E_k = \left(\frac{\Delta h}{h} + \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta V_1}{V_1} + \frac{\Delta T}{T} \right) \cdot 100 \% ; \quad E_R = \frac{\Delta k}{k} \cdot 100 \% ;$$

$$\Delta k = \frac{E_k \cdot k}{100} ; \quad \Delta R = \frac{E_R \cdot R}{100} .$$

Записати кінцеві результати для k та R з врахуванням обчислених похибок.

Завдання 1.2

ВИЗНАЧЕННЯ СЕРЕДНЬОЇ ДОВЖИНИ ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ ТА ЕФЕКТИВНОГО ДІАМЕТРА МОЛЕКУЛ ПОВІТРЯ

Пояснення до завдання

Користуючись формулами молекулярно-кінетичної теорії, які зв'язують макроскопічні параметри газу (тиск, об'єм, температура) з його мікроскопічними параметрами (розміри і маса молекули, її швидкість, середня довжина вільного пробігу), можна на основі вимірних макропараметрів газу знайти його мікропараметри.

Для визначення середньої довжини вільного пробігу молекул $\langle \lambda \rangle$ використовують формулу для коефіцієнта внутрішнього тертя η :

$$\eta = \frac{1}{3} \langle \lambda \rangle \langle v \rangle \rho, \quad (1.22)$$

де ρ - густина газу при даній температурі; $\langle v \rangle$ - середня арифметична швидкість молекул газу.

Для реальних газів (повітря)

$$\eta = \frac{1}{2} \langle \lambda \rangle \langle v \rangle \rho$$

звідки $\langle \lambda \rangle = \frac{2\eta}{\langle v \rangle \rho}$.

Підставивши в цю формулу ρ , визначене з рівняння Клапейрона, значення $\langle v \rangle$ згідно закону Максвелла $\langle v \rangle = \sqrt{8RT/\pi\mu}$ і враховуючи значення постійних R , μ , π , одержимо

$$\langle \lambda \rangle = 14,1 \eta \sqrt{T/P}. \quad (1.23)$$

Вимірюють барометром тиск P , визначають температуру досліду за показами лабораторного термометра і використовуючи знайдене у завданні (2.2) значення коефіцієнта в'язкості η для повітря визначають за формулою (1.23) довжину вільного пробігу молекул повітря.

Ефективний діаметр молекули повітря визначають із співвідношення між середньою довжиною вільного пробігу $\langle \lambda \rangle$ і ефективним діаметром d (див. 1.7)

$$\langle \lambda \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n}, \quad (1.24)$$

де n - число молекул в одиниці об'єму, яке згідно формули (1.6) дорівнює $n = P/kT$.

З формули (1.24), враховуючи значення постійних k та π , одержимо

$$d = 1,76 \cdot 10^{-12} \sqrt{\frac{T}{\langle \lambda \rangle P}}. \quad (1.25)$$

Використовуючи значення T , P і $\langle \lambda \rangle$, які визначені у попередньому завданні, знаходимо за формулою (1.25) ефективний діаметр молекули повітря.

Одержані результати вимірювань та обчислень занести в таблицю.

η	$\Delta\eta$	P	ΔP	T	ΔT	$\langle \lambda \rangle$	$\Delta \langle \lambda \rangle$	E_λ	d	Δd	E_d
кг/м·с	кг/м·с	Па	Па	К	К	м	м	%	м	м	%

Похибки обчислити за такими формулами:

$$E_\lambda = \left(\frac{\Delta\eta}{\eta} + \frac{1}{2} \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta P}{P} \right) \cdot 100 \% ; \quad \Delta \langle \lambda \rangle = \frac{E_\lambda \cdot \langle \lambda \rangle}{100}.$$

$$E_d = \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta \langle \lambda \rangle}{\langle \lambda \rangle} + \frac{\Delta P}{P} \right) \right] \cdot 100 \% ; \quad \Delta d = \frac{E_d \cdot d}{100}.$$

Записати кінцеві результати для $\langle \lambda \rangle$ і d з врахуванням обчислених похибок.

Контрольні запитання

1. Який газ називається ідеальним?
2. Які основні параметри стану? Привести визначення цих параметрів.
3. Запишіть і поясніть рівняння Клапейрона для довільної маси газу.
4. Сформулюйте і поясніть закон Дальтона.
5. Яка розмірність універсальної газової постійної R та постійної Больцмана k в системі СІ?
6. Який фізичний зміст універсальної газової постійної R ?
7. Який фізичний зміст постійної Больцмана k ?

8. Сформулюйте закон Авогадро.

9. Запишіть основні закони для ідеальних газів при різних ізопроцесах.

10. Що називається середньою довжиною вільного пробігу молекул газу?

11. Що називається ефективним діаметром молекули?

12. Запишіть і поясніть основне рівняння молекулярно-кінетичної теорії газів.

13. Запишіть і поясніть формули, які зв'язують макроскопічні параметри газу (тиск, об'єм, температура) з його мікроскопічними параметрами (розміри і маса молекули, її швидкість, середня довжина вільного пробігу).

14. Запишіть і поясніть формулу для внутрішньої енергії будь-якої маси ідеального газу.

Література до теми

1. В.І. Вайданич, Г. М. Пенцак. Фізика, ТЗОВ "Авіум", 2005.
2. Т.И. Трофимова, Курс фізики. Из-во «Высшая школа», 1985.
3. И.В. Савельев, Курс общей физики, т.1. Изд-во «Наука», 1989.

Тема II. Явища перенесення

Пояснення до теми

В результаті хаотичного руху молекул і співударів між ними відбувається безперервна зміна їх швидкостей і енергій в речовині. Якщо в речовині існує просторова неоднорідність густини, температури чи швидкості впорядкованого руху окремих шарів речовини, то на невпорядкований тепловий рух молекул речовини накладається впорядкований рух, який приводить до вирівнювання цих неоднорідностей. Цей рух називається **явищем перенесення**.

До явищ перенесення належить **внутрішнє тертя** - перенесення імпульсу, **теплопровідність** - перенесення кінетичної енергії і **дифузія** - перенесення маси. У всіх трьох явищах є багато спільного в тому, що в середовищі відбувається напрямлене перенесення якої-небудь величини (імпульсу, енергії чи маси)

з однієї частини речовини в другу до того часу, доки дана величина не розподілиться рівномірно по всьому об'ємові.

1. **Явище внутрішнього тертя (в'язкості)** спостерігається в тілах при всіх агрегатних станах, але велике практичне значення це явище має для рідин і газів.

При русі рідини чи газу виникають **сили внутрішнього тертя**. Ці сили виникають внаслідок того, що рух рідини чи газу шаруватий і швидкості переміщення шарів різні.

Сили внутрішнього тертя спонукають вирівнювання швидкості руху всіх шарів. Вирівнювання швидкості шарів здійснюється шляхом передачі молекулами більш швидкого шару імпульсу mv молекулам шару, що рухається повільніше. Це спричиняє збільшення швидкості руху повільнішого шару. А шар, який рухається швидше, починає рухатися повільніше внаслідок того, що молекули з повільнішого шару, попадаючи в більш швидший шар, одержують в швидшому шарі деякий імпульс, що і зумовлює його гальмування.

Таким чином, внутрішнє тертя обумовлене **перенесенням імпульсу mv** молекулами речовини, які переходять з шару в шар і спричиняють виникнення сил тертя між шарами газу чи рідини, що переміщуються паралельно один до одного з різними швидкостями. Ці сили, напрямлені по дотичній до поверхні шару, називаються **силами внутрішнього тертя**.

Сила внутрішнього тертя F пропорційна до величини площі дотику рухомих шарів S , градієнту швидкості dv/dx руху шарів, коефіцієнту пропорційності η , який називається коефіцієнтом в'язкості (закон Ньютона):

$$F = -\eta S \frac{dv}{dx}. \quad (1.27)$$

Градієнтом швидкості dv/dx називається зміна швидкості dv на одиницю довжини dx в напрямку, який перпендикулярний до швидкості руху шарів.

Коефіцієнт в'язкості, або **коефіцієнт внутрішнього тертя**, є фізична величина, яка чисельно дорівнює силі внутрішнього тертя між двома шарами з площею, рівною одиниці при градієнті швидкості рівному одиниці. В СІ $[\eta] = \text{кг}/(\text{м} \cdot \text{с}) = \text{Па} \cdot \text{с}$.

Знак мінус у формулі Ньютона показує, що сила F напрямлена протилежно до зміни швидкості.

Для рідин, течія яких підлягає рівнянню (1.27), в'язкість не залежить від градієнта швидкості. Такі рідини називаються **ньютонівськими**, а в'язкість - **нормальною**. Рідини, які не підлягають рівнянню (1.27), називаються **неньютонівськими**, а їх в'язкість - **аномальною**. До неньютонівських рідин відносяться рідини, які містять складні і великі молекули, наприклад, розчини полімерів. Неньютонівською рідиною є кров, оскільки вона містить білки і клітини крові, що являють собою структуровані утворення.

В'язкість залежить від природи рідини чи газу, від температури, від тиску при низьких температурах. В'язкість газів збільшується при підвищенні температури, а рідин - зменшується.

Різний характер залежності в'язкості рідин і газів від температури вказує на різний механізм їх внутрішнього тертя. Вирівнювання швидкостей руху сусідніх шарів газів можна пояснити (як вже було сказано вище) тим, що з шару газу, який рухається з більшою швидкістю, переноситься імпульс до шару, в якому швидкість менша, і навпаки.

В рідинах внутрішнє тертя зумовлене дією міжмолекулярних сил. Відстані між молекулами рідини порівняно невеликі, а сили взаємодії значні. Молекули рідини, подібно до частин твердого тіла, коливаються біля положення рівноваги, але ці положення рівноваги не є постійними. Через деякий час молекула стрибкоподібно переходить в нове положення. Цей час називають **часом "осідлого життя" молекули**. Середній час "осідлого життя" молекул називається **часом релаксації** τ . З підвищенням температури і зниженням тиску час релаксації зменшується, що і спричиняє рухливість рідини та її малу в'язкість.

Залежність в'язкості рідини від температури має складний характер. Чим частіше молекули змінюють свої положення рівноваги, тим більш текуча і менш в'язка рідина, тобто в'язкість рідини прямо пропорційна часові релаксації τ .

2. **Явище теплопровідності** полягає в напрямленому перенесенні енергії і виникає тоді, коли різні частини середовища мають різну температуру, тобто володіють різною **внутрішньою енергією**, оскільки середня кінетична енергія молекул визначається температурою газу $\langle \varepsilon_{ном} \rangle = \frac{3}{2} kT$.

В теорії теплопровідності кількість теплоти dQ , яка переноситься всередині тіла через елемент поверхні dS протягом часу dt , визначається **рівнянням Фур'є**

$$dQ = -\kappa \frac{dT}{dx} dS dt, \quad (1.28)$$

де $\frac{dT}{dx}$ - спад (градієнт) температури в напрямку, який співпадає з нормаллю до поверхні, через яку визначають перенесення теплоти, κ - коефіцієнт теплопровідності.

Знак мінус в рівнянні Фур'є показує, що енергія переноситься в бік зменшення температури T .

Коефіцієнт теплопровідності κ чисельно дорівнює кількості теплоти, яка переноситься через одиницю поверхні за одиницю часу, при градієнті температури, рівному одиниці.

Розмірність коефіцієнта теплопровідності в системі СІ, як витікає з рівняння (1.28)

$$[\kappa] = \text{Дж} / (\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}) = \text{Вт} / (\text{м} \cdot \text{К}).$$

В теорії теплопровідності показується, що визначальним в теплопровідності газів є їх середня швидкість $\langle v \rangle$. Завдяки цьому легкі гази володіють значно більшою теплопровідністю, ніж важкі. Так, кисень за нормального тиску має теплопровідність 0,024 Вт/(м·К), а водень - 0,168 Вт/(м·К), що в сім разів більше.

3. **Явище дифузії** виникає тоді, коли склад середовища в різних частинах різний і полягає в самовільному взаємному проникненні і перемішуванні частин двох дотичних газів, рідин і навіть твердих тіл. Дифузія - нерівноважний процес. Її наслідком є вирівнювання концентрації або густини газу, якщо останній однорідний за складом молекул.

Явище дифузії пов'язане з напрямленим **переносом маси речовини**. Перенос маси речовини описується **законом Фіка**

$$dM = -D \frac{d\rho}{dx} dS dt, \quad (1.29)$$

де dM - кількість речовини, яка переноситься за час dt через елементарну площадку dS в напрямку нормалі до розглядуваної поверхні в бік зменшення густини ρ , $\frac{d\rho}{dx}$ - градієнт густини (концентрації) - зміна густини на одиницю довжини в напрямку dx перенесення, D - **коефіцієнт дифузії**.

Знак мінус означає, що маса переноситься в сторону зменшення густини.

Коефіцієнтом дифузії D називається фізична величина, яка чисельно дорівнює кількості маси речовини, що переноситься через одиницю площі за одиницю часу при градієнті густини, рівному одиниці в напрямку нормалі до розглядуваної площі dS .

У системі СІ коефіцієнт дифузії D вимірюється в $\text{м}^2/\text{с}$. Завдяки великим швидкостям газових молекул коефіцієнт дифузії в газах великий. Зокрема, для кисню за нормального тиску він становить близько $10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$, що на 4-5 порядків більше, ніж у рідинах.

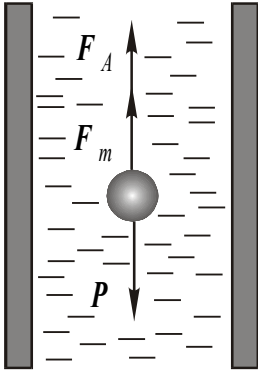
Дифундувати можуть також власні молекули якогось газу з місць, де їх концентрація більша, в місця з меншою концентрацією. Така дифузія отримала назву **самодифузії**. Самодифузія описується тими самими законами, що і дифузія.

Завдання 2.1

ВИМІРЮВАННЯ КОЕФІЦІЄНТА В'ЯЗКОСТІ РІДИНИ МЕТОДОМ СТОКСА

Прилади і матеріали: скляний вертикальний циліндр з досліджуваною рідиною; кульки різного діаметру; мікрометр; секундомір; масштабна лінійка.

Пояснення до завдання



Мал.2.1.

Метод вимірювання в'язкості, запропонований Стоксом, полягає в тому, що при русі твердого тіла в рідині воно покривається тонким (нерухомим відносно тіла) шаром рідини і сили тертя виникають між шарами рідини, а не між твердим тілом і рідиною. Звідси випливає, що сила тертя не залежить від матеріалу твердого тіла, а залежить лише від форми тіла і властивостей рідини, в якій відбувається рух. При падінні тіла у в'язкій рідині на нього діють три сили (мал.2.1): сила тяжіння P , яка напрямлена вниз, виштовхувальна сила Архімеда F_A , напрямлена догори і сила тертя F_m , напрямлена проти напрямку руху. При малих швидкостях, коли за тілом не утворюються вихори, сила опору обумовлюється в'язкістю рідини і пропорційна швидкості руху твердого тіла. На початку руху тверде тіло рухається рівноприскорено. Зі збільшенням швидкості тіла сила тертя збільшується (оскільки вона пропорційна швидкості) настільки, що виникає рівновага сил

і рух стає рівномірним (сила тяжіння і виштовхувальна сила постійні за модулем).

Для тіл кулеподібної форми сила тертя визначається згідно **закону Стокса**

$$F_m = 6\pi\eta r v, \quad (2.2)$$

де r - радіус кульки, v - швидкість її руху, η - коефіцієнт динамічної в'язкості рідини.

Виштовхувальна сила Архімеда визначається із співвідношення

$$F_A = m_p g = V \rho_1 g = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_1 g, \quad (2.3)$$

де m_p - маса рідини в об'ємі кульки; ρ_1 - густина рідини, g - прискорення вільного падіння; V - об'єм кульки.

Вагу тіла P визначаємо з формули

$$P = mg = V \rho_2 g = \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_2 g, \quad (2.4)$$

де m - маса кульки; ρ_2 - густина матеріалу кульки.

Підставивши вирази для F_m , F_A та P в формулу (2.1), одержимо:

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_2 g = 6\pi\eta r v + \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_1 g .$$

Звідси (якщо $\rho_2 > \rho_1$)

$$\eta = \frac{2}{9} \frac{r^2 (\rho_2 - \rho_1) g}{v} . \quad (2.5)$$

Ця формула вірна для випадку руху тіла, коли об'єм рідини необмежений. В даній роботі падіння кульки відбувається в довгій циліндриній посудині. Для врахування впливу стінок і дна циліндра, в якому знаходиться рідина, вводиться поправочний коефіцієнт $1/(1+2,4r/R)$, де R - радіус циліндричної посудини.

З врахуванням цієї поправки формула (2.5) набуває вигляду:

$$\eta = \frac{2}{9} \frac{r^2 (\rho_2 - \rho_1) g t}{l(1+2,4r/R)} , \quad (2.6)$$

де l - відстань між двома мітками на циліндрі з рідиною (верхня мітка відповідає тій висоті, де сили, що діють на кульку, зрівноважуються і рух стає рівномірним. Нижня мітка нанесена для зручності відліку часу); t - час проходження кулькою відстані l .

Порядок виконання роботи

1. Виміряти мікрометром діаметр d кульки і визначити її середній діаметр $\langle d \rangle$. Визначити її середній радіус $\langle r \rangle$.
2. Лінійкою виміряти відстань між верхньою та нижньою мітками на циліндриній посудині.
3. Опустити кульку в рідину, слідкуючи за тим, щоби вона падала вздовж осі циліндра. Виміряти секундоміром час падіння кульки між мітками.
4. Визначити значення коефіцієнта в'язкості рідини за формулою (2.6).
5. Виконати аналогічні вимірювання з трьома кульками і знайти $\langle \eta \rangle$.
6. Одержані результати вимірювань і обчислень занести в таблицю.

№	R	ΔR	r	Δr	ρ_1	ρ_2	l	Δl	t	Δt	η	$\Delta \eta$	E
	м	м	м	м	кг/м ³	кг/м ³	м	м	с	с	Па·с	Па·с	%
1													
2													
3													

Похибки окремих дослідів обчислити за формулами:

$$E_i = \left[\Delta r \left| \frac{2}{r} + \frac{2,4R}{R^2(1+2,4r/R)} \right| + \frac{\Delta t}{t} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{2,4r\Delta R}{R^2(1+2,4r/R)} \right] \cdot 100 \% ;$$

$$\Delta\eta_i = \frac{E_i \cdot \eta_i}{100}.$$

Визначити середнє значення коефіцієнта в'язкості рідини

$$\langle \eta \rangle = \frac{\eta_1 + \eta_2 + \eta_3}{3} \text{ і середнє значення абсолютної похибки відповідним чином.}$$

Записати кінцевий результат для коефіцієнта в'язкості з врахуванням похибки.

Завдання 2.2

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ВНУТРІШНЬОГО ТЕРТЯ ПОВІТРЯ

Прилади і матеріали: установка для вимірювання коефіцієнта внутрішнього тертя; мензурка; секундомір.

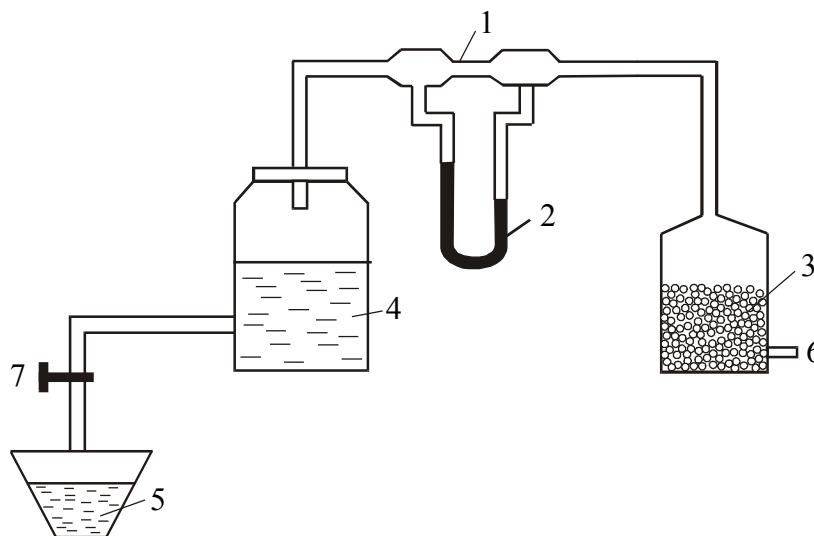
Пояснення до завдання

В даній роботі використовується залежність об'єму V газу, який протікає через трубку, від часу t , різниці тисків на кінцях трубки ΔP , довжини трубки l та її радіуса r . Ця залежність виражається **формулою Пуазейля**

$$V = \frac{\pi r^4 \Delta P t}{8 \eta l}. \quad (2.7)$$

З формули Пуазейля коефіцієнт в'язкості

$$\eta = \frac{\pi r^4 \Delta P t}{8 V l}. \quad (2.8)$$



Мал.2.2.

Установка (мал.2.2), яка використовується в даній роботі, складається з капіляра **1**, водяного манометра **2**, висушувального фільтра з CaCl_2 **3**, аспіра-тора **4**, мірної посудини **5** та трубки, через яку засмоктується повітря **6**.

Коли з аспіра-тора витікає вода, внаслідок пониження тиску через капіляр засмоктується повітря, яке проходить попередньо через фільтр **3**. Різниця тисків на кінцях капіляра, яка зумовлена внутрішнім тертям, вимірюється манометром **2**. Довжина і радіус капіляра приведені на установці. Об'єм повітря V , яке проходить за час t через капіляр, вимірюється за допомогою мірної посудини.

Порядок виконання роботи

1. Наповнити аспіратор водою і щільно закрити корок посудини **4**.

2. Відкрити кран аспіра-тора **7**. Після того, як в мензурку **6** натече 100 мл води і встановиться стаціонарна течія (різниця рівнів рідини в манометрі буде постійною), включити секундомір. Виміряти час t витікання 400 мл води і різницю рівнів рідини в манометрі Δh .

3. Різницю тисків на кінцях капіляра ΔP визначають за формулою $\Delta P = \rho_0 g h$, де ρ_0 - густина рідини в манометрі. Об'єм повітря, яке пройшло че-рез капіляр за час t , дорівнює об'єму води, яка натекла в мензурку.

4. Одержані значення V , t та ΔP підставити у формулу (2.8) і знайти коефі-цієнт в'язкості.

5. Дослід повторити три рази. Одержані результати занести в таблицю.

№	r	Δr	ΔP	$\Delta(\Delta P)$	t	Δt	V	ΔV	l	Δl	η	$\Delta \eta$	E
	м	м	Па	Па	с	с	м ³	м ³	м	м	Па·с	Па·с	%
1													
2													
3													
ср													

Похибки обчислити за формулами:

$$E = \left(4 \frac{\Delta r}{r} + \frac{\Delta(\Delta P)}{\Delta P} + \frac{\Delta t}{t} + \frac{\Delta V}{V} + \frac{\Delta l}{l} \right) \cdot 100 \% ; \quad \Delta \eta = \frac{E \cdot \eta}{100}.$$

Записати кінцевий результат для коефіцієнта в'язкості з врахуванням по-хибок.

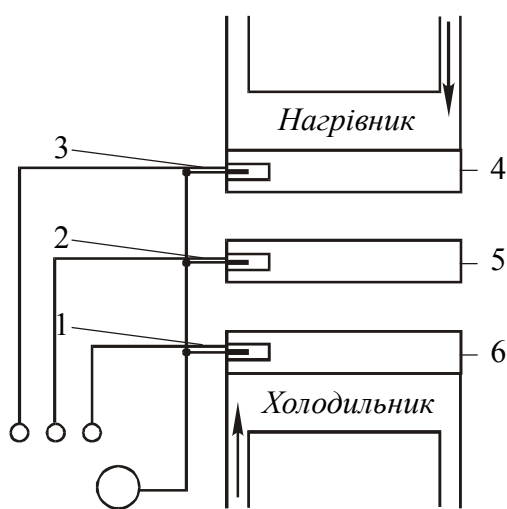
Завдання 2.3

ВИМІРЮВАННЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ ТІЛ

Прилади і матеріали: три металічні пластини, нагрівник (з проточною гарячою парою чи водою), холодильник (з проточною холодною водою), три термопари з гальванометром, речовина з відомим коефіцієнтом теплопровідності, речовина з невідомою теплопровідністю, мікрометр.

Пояснення до завдання

Метод полягає в порівнянні теплопровідностей двох речовин, теплопровідність однієї з яких відома. Прилад (мал.2.3) складається з трьох товстих (біля 1 см) металевих круглих пластин **4**, **5**, **6** (діаметр біля 10 см), між якими вміщують досліджувану речовину.



Мал.2.3.

Нижня пластина встановлюється на металеву порожнисту посудину, крізь яку протікає холодна вода; на верхню пластину встановлюється порожниста посудина, крізь яку пропускають пару чи гарячу воду. Цим створюється градієнт температури між нагрівником і холодильником. Необхідно, щоби градієнт температури був постійним - це досягається підтриманням постійної температури в обох посудинах (нагрівника і холодильника).

В металевих пластинах є отвори, в які вводять спаї трьох термопар **1**, **2**, **3**, параметри яких однакові. Тонкі шари досліджуваної речовини вміщують в зазори між металевими пластинами. В один зазор вміщують досліджувану речовину, а в другий - речовину, теплопровідність к якої відома.

При встановленому тепловому режимі в однорідному середовищі між двома поверхнями площею S , що знаходяться на віддалі l і між якими є різниця температур ΔT , виникає тепловий потік. Кількість теплоти, яка передається при цих умовах за час t , буде становити $Q = \kappa S \frac{\Delta T}{l} t$.

Якщо в нижньому зазорі знаходиться досліджувана речовина, то через неї пройде кількість теплоти

$$Q_1 = \kappa S \frac{(T_2 - T_3)}{l_1} t,$$

де T_2 і T_3 - відповідно температури пластин **5** і **6**.

Через верхній зазор, де знаходиться речовина, теплопровідність якої відома, пройде кількість теплоти

$$Q = \kappa_0 S \frac{T_1 - T_2}{l} t,$$

де T_1 - температура пластини 4.

З невеликою похибкою можна вважати, що при встановленому тепловому потоці $Q_1 = Q$, тоді

$$\kappa_0 \frac{(T_1 - T_2)}{l} = \kappa \frac{(T_2 - T_3)}{l_1},$$

звідки

$$\kappa = \kappa_0 \frac{l_1 T_1 - T_2}{l T_2 - T_3}. \quad (2.9)$$

Температуру всіх трьох пластин вимірюють 8-10 разів. Перші виміри, якщо вони значно відрізняються від наступних, відкидають, так як вони були виконані до встановлення стаціонарного потоку.

Порядок виконання роботи

1. Виміряйте l (для речовини з відомим κ_0) і l_1 (для речовини з невідомим κ).
2. Вставте у верхній зазор речовину з відомим κ_0 , а в нижній - досліджувану речовину. Вставте термометри в отвори металевих пластин.
3. Пропускайте гарячу пару (**увага!** тут необхідна обережність) через нагрівник і холодну воду через холодильник. Для встановлення стаціонарного стану необхідно час біля 10 хв.
4. Вимірюйте T_1, T_2, T_3 до встановлення стаціонарного режиму, при якому T_1, T_2, T_3 змінюватися не будуть.
5. Відключіть гарячу пару і воду.
6. Одержані значення підставити у формулу (2.9) і знайти коефіцієнт теплопровідності.
7. Результати вимірювань і обчислення занести в таблицю.

l	Δl	l_1	Δl_1	T_1	ΔT_1	T_2	ΔT_2	T_3	ΔT_3	κ_0	κ	$\Delta \kappa$	E
м	м	м	м	К	К	К	К	К	К	Вт/м·К	Вт/м·К	Вт/м·К	%

Похибки обчислити за формулами:

$$E = \left(\frac{\Delta l_1}{l_1} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta T_1}{T_1 - T_2} + \Delta T_2 \left| \frac{1}{T_1 - T_2} + \frac{1}{T_2 - T_3} \right| + \frac{\Delta T_3}{T_2 - T_3} \right) \cdot 100 \%;$$

$$\Delta k = \frac{E \cdot \kappa}{100}.$$

Записати кінцевий результат для коефіцієнта теплопровідності з врахуванням похибок.

Контрольні запитання по темі

1. Які є явища перенесення і закони, що характеризують їх.
2. Що спільне об'єднує явища перенесення? Які фізичні характеристики переносяться при в'язкості, теплопровідності, дифузії?
3. Які основні параметри визначають коефіцієнти в'язкості, теплопровідності і дифузії?
4. Пояснити фізичний зміст коефіцієнта в'язкості.
5. В яких одиницях вимірюються коефіцієнти в'язкості, теплопровідності і дифузії.
6. Чому рух кульки (завдання 2.1) стає рівномірним?
7. Чому коефіцієнт в'язкості рідини зменшується зі збільшенням температури, а у газів - збільшується?

Література

1. В.І. Вайданич. Г.М. Пенцак. Фізика, ТЗОВ "Авіум", 2005.
2. Т.И. Трофимова. Курс фізики. Изд-во «Высшая школа». 1985.
3. Фізичний практикум, під редакцією В.Г. Дущенко. Вид-во "Вища школа", 1981.

Тема III. Фізичні основи термодинаміки

Пояснення до теми

Термодинаміка вивчає умови перетворення енергії з одного виду в інший і характеризує ці перетворення з кількісного боку.

Термодинамічною системою називається сукупність макроскопічних об'єктів, які обмінюються енергією в формі роботи і в формі теплоти як між собою, так і з зовнішнім середовищем.

Стан системи визначається сукупністю значень усіх величин, які характеризують фізичні властивості системи і називаються **термодинамічними параметрами** (температура, густина, теплоємність, питомий електричний опір і т.д.). 2 стани системи є різними, якщо хоч один термодинамічний параметр різниться у них.

Стан системи є стаціонарним, якщо значення його всіх параметрів не змінюються з часом.

Стаціонарний стан є рівноважним, якщо незмінність у часі його термодинамічних параметрів не зумовлена протіканням яких-небудь процесів у зовнішніх відносно системи тілах.

Термодинамічним процесом називається всяка зміна стану термодинамічної системи.

Термодинамічний процес, в результаті здійснення якого термодинамічна система повертається в початковий стан, називається **круговим процесом** або **циклом**.

Термодинаміка базується в основному на двох фундаментальних законах, які встановлені експериментально і носять назву начал термодинаміки.

1. Перше начало термодинаміки

Перше начало термодинаміки описує кількісний і якісний бік процесів перетворення енергії.

Тепловою машиною називається пристрій, в якому внутрішня енергія перетворюється в енергію впорядкованого руху. Внутрішню енергію можна змінити або здійснивши роботу, або в процесі теплообміну^{*}

$$dU_1 = -\delta A_1, \quad dU_2 = \delta Q^*,$$

де δA_1 - робота, здійснювана зовнішніми силами над системою; δQ - кількість теплоти, наданої системі ззовні. Якщо обидва процеси відбуваються одночасно, то

$$dU = dU_1 + dU_2 = \delta Q - \delta A_1.$$

Відомо тільки два процеси перетворення енергії - здійснення роботи і теплообмін. Тому дана формула є найбільш загальним записом закону перетво-

* Як покажемо нижче, δA і δQ не є повними диференціалами, тому і записуються через δ .

рення енергії. Таким чином, перше начало термодинаміки є законом збереження і перетворення енергії

$$\delta Q = dU + \delta A. \quad (3.1)$$

(δA_1 - робота, здійснювана системою над зовнішніми тілами).

Кількість енергії, наданої системі в процесі теплообміну, витрачається системою на зміну внутрішньої енергії і на здійснення роботи системою проти зовнішніх сил.

Робота зводиться до того, що енергія впорядкованого руху одного тіла переходить в енергію впорядкованого руху другого тіла. Наприклад, газ, що розширюється, переміщує поршень. Передача енергії у вигляді теплоти відбувається при безпосередньому обміні енергією між частинками, що хаотично рухаються. Наприклад, при взаємодії холодного тіла з гарячим швидкі молекули гарячого тіла стикаються з повільнішими молекулами холодного тіла і передають їм частину своєї кінетичної енергії, що спричинює нагрівання холодного тіла, тобто внутрішня енергія холодного тіла збільшується. Робота і теплота існують лише в процесі передачі енергії.

Робота газу проти сил зовнішнього тиску

$$\delta A = PdV, \quad (3.2)$$

де P - зовнішній тиск, dV - приріст об'єму газу.

Отже, робота довільного процесу

$$A = \int_{V_1}^{V_2} P(V) dV. \quad (3.3)$$

Цей інтеграл графічно зображений на мал.3.1. На ньому показані два значення роботи при зміні об'єму в одних і тих же границях. Звідси зрозуміло, що робота є функцією не тільки початку і кінця процесу, а залежить і від проміжних точок, через які йде процес. Такі функції будемо називати **функціями процесу** (на відміну від **функцій стану**, які залежать тільки від початку і кінця процесу¹). Робота по замкненому циклі може не дорівнювати нулеві. Отже, δA в формулі (3.1) не є повним диференціалом.

Зміна кількості теплоти в калориметрії пов'язана з поняттям **теплоємності. Питома теплоємність речовини**

¹ **Функцією стану** називається така фізична характеристика системи, зміна якої при переході з одного стану в інший не залежить від виду термодинамічного процесу, що відповідає цьому переходові, а повністю визначається значеннями параметрів початкового і кінцевого станів.

Важливими функціями стану системи є внутрішня енергія U , ентропія S , вільна енергія $F = U - TS$ (TS - зв'язана енергія - це та частина внутрішньої енергії тіла, яка не може бути передана в формі роботи в ізотермічному процесі). Всі ці величини є однозначними функціями стану системи, тобто при переході системи з стану 1 в стан 2 зміна, наприклад, її внутрішньої енергії ΔU не залежить від виду процесу і дорівнює $\Delta U = U_2 - U_1$.

Довільна функція стану в результаті циклічного процесу набуває початкового стану, диференціал такої функції є повним диференціалом і задовільняє тотожності $\oint dU = 0$, тобто в нашому прикладі повна зміна внутрішньої енергії системи дорівнює нулю.

$$c = \frac{\delta Q}{m dT}, \quad (3.4)$$

де δQ - кількість теплоти, яка необхідна для зміни температури маси m речовини на dT градусів. **Теплоємність тіла** $mc = \frac{\delta Q}{dT}$. **Мольна теплоємність речовини** - теплоємність моля цієї речовини

$$C = \frac{\mu \delta Q}{m dT}. \quad (3.5)$$

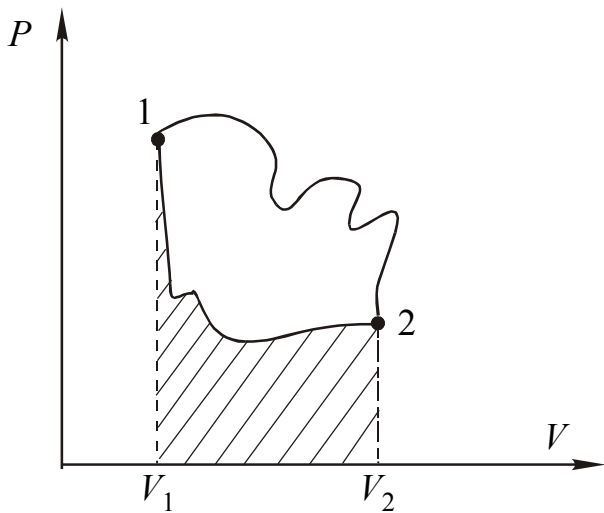
У газів розрізняють **теплоємності при постійному об'ємі** (C_V - мольна, c_V - питома) і **при постійному тиску** (відповідно, C_P і c_P).

Згідно формул (1.13), (3.1), (3.2)

$$\delta Q = \frac{m}{\mu} \frac{i}{2} R dT + P dV. \quad (3.6)$$

Визначимо C_V . Для цього в формулу (3.5) підставимо вираз (3.6), в якому $P dV = 0$, оскільки $dV = 0$. Одержимо:

$$C_V = \frac{i}{2} R. \quad (3.7)$$



Мал.3.1.

Аналогічно знайдемо C_P , попередньо розрахувавши $P dV$. Для ізобарного процесу згідно (1.5) $P dV = \frac{m}{\mu} R dT$.

Отже,

$$C_P = \frac{i}{2} R + R = C_V + R. \quad (3.8)$$

Це рівняння називається **рівнянням Майєра**.

Відношення $C_P / C_V = \gamma$ називається **коефіцієнтом Пуасона**.

Підставивши у відношення γ вирази для C_P і C_V , одержимо

$$\gamma = \frac{i+2}{i}. \quad (3.9)$$

Зміна стану системи (процес) зв'язана зі зміною її параметрів. Для підрахунку роботи, яка виконується при якому-небудь процесі, необхідно зв'язати між собою безперервно змінні параметри стану системи. У випадку довільного процесу для ідеального газу такий зв'язок встановлюється рівнянням Клапей-

рона (1.5). В більш простих випадках так званих *ізопроеців* (коли один з параметрів даної маси газу не змінюється) цей зв'язок встановлюється газовими законами: Бойля-Маріотта (1.1), Гей-Люссака (1.2) і Шарля (1.3). Ці закони є частинними випадками рівняння Клапейрона (1.5). Ще один ізопроец називається *адіабатним*. Це *процес, який протікає без теплообміну з навколишнім середовищем*: $\delta Q = 0$

Рівняння цього процесу називається *рівнянням Пуассона*

$$PV^\gamma = \text{const} . \quad (3.10)$$

2. Друге начало термодинаміки

Перше начало термодинаміки не визначає *напрямку протікання термодинамічних процесів*, тобто в його формулюванні немає заборони для процесу передачі теплоти від холодного тіла до гарячого. На практиці такий процес не спостерігається. Необхідно знайти критерій направленості процесу.

Друге начало термодинаміки формулюється так: *неможливий процес, єдиним результатом якого є передача енергії в формі теплоти від холодного тіла до гарячого*.

Рівноважним називається такий стан, в якому всі параметри мають однакові значення у всій системі.

Процес називається *оборотним*, якщо система може повернутись в початковий стан, пройшовши в зворотньому порядку через всі проміжні стани. Причому після закінчення зворотнього процесу не залишилось би ніяких змін в наколишньому середовищі (процес оборотний, навіть якщо зворотній йому процес не здійснений, а тільки можливий).

Реальні процеси пов'язані з *незворотніми* втратами. Тому теплова машина буде тим вигіднішою, чим ближче до оборотного її робочий цикл. Необхідно знайти міру необоротності процесу в *адіабатно ізольованій системі* (система з теплоізоляційними стінками).

Розглянемо ідеальний газ, що знаходиться в певному стані. Його молекули в даний момент часу можуть мати певні координати і швидкості. Розіб'ємо значення складових швидкостей і координат молекул на достатньо велике число рівних частин. Вважаємо *рівноімовірними* події, які полягають в знаходженні даної молекули в тому чи іншому інтервалі об'єму. Також рівноімовірні події, які полягають в тому, що швидкість виділеної молекули належить тому чи іншому інтервалові швидкостей. Таким чином, рівноімовірно знаходження даної молекули в тій чи іншій "клітинці" *фазового простору**.

Назвемо *мікростаном системи*, в нашому випадку - ідеального газу, певний розподіл молекул по фазових "клітинках". Такі розподіли рівноімовірні і їх число визначається кількістю молекул системи. Але серед цих розподілів існує

* *Фазовим простором* називається 6-мірний простір швидкостей і координат v_x, v_y, v_z, x, y, z . "Клітинка" такого простору $dv_x dv_y dv_z dx dy dz$. Молекула знаходиться в даній i -й "клітинці", якщо її координати x, y, z і складові швидкості v_x, v_y, v_z належать до заданих інтервалів. Наприклад, $x_i < x < x_i + dx$ і $(v_i)_y < v_y < (v_i)_y + dv_y$.

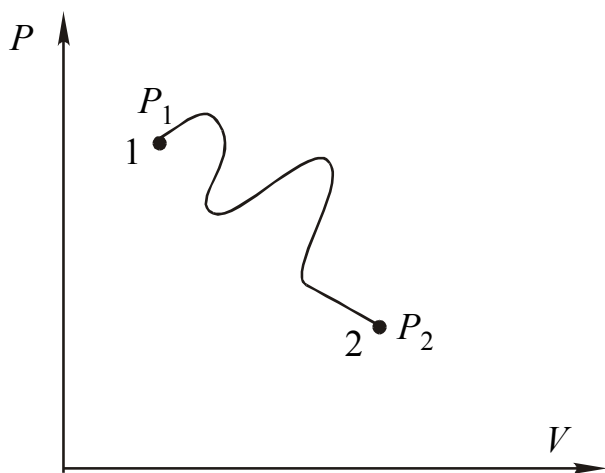
ють і такі, які відрізняються один від другого *тільки номерами молекул*, тобто при переході від одного такого розподілу до другого в кожній “клітинці” число молекул не змінюється. Кожен *макростан* системи *здійснюється сукупністю таких мікростанів*.

Число мікростанів, якими здійснюється даний макростан, називається *статистичною вагою* P або *термодинамічною ймовірністю* цього макростану. Статистична вага є *функцією стану*. Чим більша статистична вага даного стану, тим більша ймовірність виявити систему в цьому стані.

Термодинамічні системи складаються з статистично великої кількості частинок.

Ізольована система переходить з одного стану в другий, тільки якщо статистична вага не зменшується.

Оборотній процес можливий в такій системі між станами з однаковими статистичними вагами (мал.3.2.).



Мал.3.2.

Дійсно, нехай $P_1 < P_2$. Тоді процес 1-2 здійсниться самовільно, але зворотній йому процес міг би привести систему до стану 1 тільки зі зміною в навколишньому середовищі, тобто процес 1-2 незворотній. Зворотнє припущення $P_1 > P_2$ унеможливує самовільний процес 1-2. Отже, залишається одна можливість $P_1 = P_2$.

Таким чином, критерієм *необоротності процесу* в ізольованій системі є *зміна статистичної ваги*. Необоротний процес в такій системі відбувається

лише зі *збільшенням статистичної ваги*; зворотній йому процес в системі з великим числом частинок настільки малоімовірний, що практично не відбувається. Отже, в *ізольованій системі*

$$\Delta P \geq 0. \quad (3.11)$$

(знак рівності відноситься до оборотних процесів).

В статистичній фізиці показується, що якщо система складається з декількох незалежних частин, то її статистична вага $P = \prod_{i=1}^n P_i^*$, де P_i - статистична вага i -ї частини.

Розглянемо систему, яка складається з одного моля ідеального газу. Статистична вага, в розрахунку на одну молекулу, пропорційна до об'єму посудини: $P_i = CV$, де C залежить від температури T . При певній температурі статистична вага моля ідеального газу

* Знак $\prod_{i=1}^n$ означає добуток n співмножників.

$$P = (P_i)^{N_A} = (CV)^{N_A} = C^{N_A} V^{N_A}.$$

За цією формулою вирахувати статистичну вагу важко навіть для ідеального газу. Тому Больцман ввів нову функцію стану, що називається **ентропією**:

$$S = k \ln P, \quad (3.12)$$

де k - постійна Больцмана. За цією формулою ентропія одного моля ідеального газу

$$S = N_A k \ln C + N_A k \ln V = S_0 + R \ln V.$$

Таким чином, ентропія визначається з точністю до деякої постійної S_0 , але найчастіше нас цікавить не абсолютне значення ентропії, а зміна ентропії якого-небудь процесу:

$$\Delta S = S_2 - S_1 = (S_0 + R \ln V_2) - (S_0 + R \ln V_1) = R \ln \frac{V_2}{V_1}. \quad (3.13)$$

Робота ізотермічного розширення одного моля ідеального газу, згідно формул (3.1), (1.5) і (1.13) дорівнює

$$\Delta A = \Delta Q = \int_{V_1}^{V_2} P dV = \int_{V_1}^{V_2} RT \frac{dV}{V} = RT \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

Співставивши цю формулу з (3.13), одержимо **формулу Клаузіса** для зміни ентропії в ізотермічному процесі:

$$\Delta S = \frac{\Delta Q}{T}. \quad (3.14)$$

Можна показати, що ця формула справедлива для любого оборотного процесу, що відбувається з будь-яким теродинамічним тілом. Отже, зміну ентропії довільного оборотного процесу, що відбувається з будь-яким термодинамічним тілом, можна визначити за формулою

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}. \quad (3.15)$$

Ця формула дає можливість визначити лише зміну ентропії. За знаком зміни ентропії системи в оборотному процесі можна судити про напрям теплообміну (при нагріванні тіла ентропія зростає $S_2 > S_1$, при охолодженні зменшується $S_2 < S_1$). При **рівноважних*** **адіабатних процесах** $\delta Q = 0$ і $S_2 = S_1 = const$ - **ентропія не змінюється**.

Якщо процес, що відбувається з термодинамічним тілом, необоротній, але початковий і кінцевий стани рівноважні, то можна визначити зміну ентропії

* Рівноважним процесом називається термодинамічний процес, при якому система проходить безперервний ряд рівноважних станів. **Рівноважні процеси оборотні**.

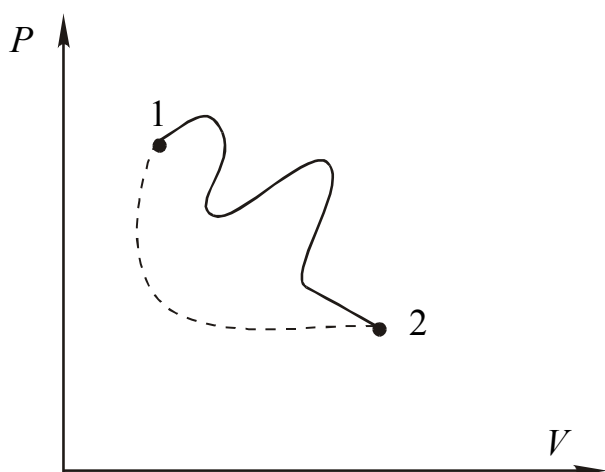
необоротного процесу 1-2. На мал.3.3 пунктиром позначений необоротний процес, при якому ентропія тіла змінилася на ΔS_{12} . Суцільна лінія зображає який-небудь оборотний процес 2-1, при якому ентропія тіла змінилася на

$$\Delta S_{21} = \int_2^1 \frac{\delta Q}{T}. \text{ Але зміна ентропії за цикл 1-2-1 дорівнює нулю (тіло повернулося}$$

в початковий рівноважний стан 1, а ентропія - функція стану): $\Delta S_0 = \Delta S_{12} + \Delta S_{21} = 0$.

Звідси

$$\Delta S_{12} = -\Delta S_{21} = -\int_2^1 \frac{\delta Q}{T} = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}.$$



Мал.3.3.

Таким чином, за формулою (3.15) можна визначити зміну ентропії і необоротного процесу, що відбувається з тілом. Якщо початок і кінець цього процесу рівноважні (і δQ одержано у відповідному оборотному процесі). **Зміна ентропії всієї ізолюваної системи дорівнює нулеві, якщо всі процеси, що протікають в такій системі, оборотні.** Справді, як було доказано вище, в результаті оборотних процесів не змінюється статистична вага, яка зв'язана з ентропією формулою Больцмана (3.12).

Якщо хоча один процес, що протікає в ізолюваній системі, **необоротний**, статистична вага, а, отже, і **ентропія такої системи зростає**. Тому для ізолюваної системи справедлива нерівність Клаузіса:

$$\Delta S \geq 0. \tag{3.16}$$

Нерівність Клаузіса (або еквівалентний йому вираз (3.11) є по суті **другим началом термодинаміки: ентропія ізолюваної системи не зменшується**. Ентропія ізолюваної системи постійна, якщо в системі протікають тільки оборотні процеси. В реальній системі процеси необоротні і ентропія зростає.

Реальні процеси, таким чином, протікають в певному напрямку.

Формулювання другого начала термодинаміки, яке показує напрям реальних процесів, таке: **можливі лише такі процеси, які ведуть до збільшення ентропії ізолюваної системи**.

Другий закон термодинаміки спрямовує всі теплові процеси в напрямі зростання ентропії. Це означає, що рівноважним станом необоротних процесів є стан з максимальним значенням ентропії.

Слід звернути увагу на ту обставину, що в будь-якому термодинамічному процесі енергія, не змінюючись кількісно, змінюється якісно. Наприклад, при терті енергія впорядкованого руху молекул переходить в теплоту, тобто в хао-

тичний рух окремих молекул. Відбувається зниження якості енергії, її “обезцінення”. Під “обезціненням” енергії розуміється втрата нею зданості до послідовуючих самовільних перетворень в інші види енергії. Дійсно, усі види енергії (механічна, електрична, світлова і т.п.) довільно переходять в теплоту, тоді як для теплоти такі самовільні перетворення в інші види енергії не мають місця.

Таким чином, зростання ентропії вказує на те, що в системі відбувається “обезцінення” енергії, і в цьому розумінні **ентропію можна вважати мірою “обезцінення” енергії**.

При розгляді циклу Карно для ідеального газу було встановлено, що корисна робота, яка здійснюється робочим тілом, менша, ніж енергія, яка отримана від нагрівника для здійснення цієї роботи: $A < Q_1$. Частина її без користі передається холодильнику у формі тепла. Цей результат справедливий для любого кругового процесу.

Коефіцієнт корисної дії теплової машини η , що працює за оборотним циклом Карно, дорівнює

$$\eta = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}; \quad \frac{A}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1},$$

звідки

$$A = Q_1 - T_2 \frac{Q_1}{T_1}, \quad (3.16)$$

де Q_1 - теплота, яка отримана від нагрівника, Q_2 - теплота, яка віддана холодильнику, а T_1 і T_2 - відповідно температури нагрівника і холодильника.

Теплота $Q_2 = T_2 \frac{Q_1}{T_1}$ - відібрана холодильником, характеризує ту частину енергії, що не може бути перетворена в роботу.

Реальні теплові машини завдяки тертю та неминучим тепловим втратам мають значно менший коефіцієнт корисної дії, ніж машина, що працює за оборотним циклом Карно.

Виходячи з цього, друге неачало термодинаміки можна сформулювати так: **неможливий механізм, який усю отриману від нагрівника кількість теплоти перетворив би в роботу: частина її повинна бути віддана холодильнику**.

Розглянемо ще одну функцію стану - вільну енергію. З другого начала термодинаміки $\delta S = \delta Q/T$. Підставляючи в рівняння (3.1) $\delta Q = TdS$, маємо:

$$TdS = dU + \delta A;$$

$$\delta A = -dU + TdS = -d(U - TS) - SdT.$$

Для оборотного ізотермічного процесу $dT = 0$ і

$$A_{\text{ізот}} = \int_0^A \delta A = - \int_1^2 d(U - TS) = -(U - TS)_2 + (U - TS)_1$$

Вираз $(U - TS) = F$ називається *вільною енергією* системи і є також функцією стану системи.

Вільна енергія є *мірою тієї макимальної роботи, яку могла би здійснити система в оборотному ізотермічному процесі*. Зв'язок між внутрішньою енергією системи U і вільною енергією F виражається співвідношенням

$$U = F + TS . \quad (3.17)$$

Узагальнюючи викладене, можна зробити такі висновки:

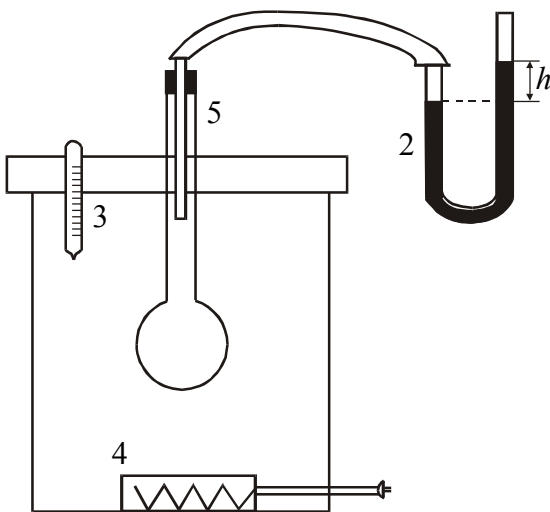
1) *Внутрішня енергія системи U дорівнює сумі її вільної енергії і зв'язаної енергії TS* . Зв'язана енергія визначає ту частину внутрішньої енергії системи, яка не може бути передана в ізотермічному процесі в формі роботи. Це якби “обезцінена” частина внутрішньої енергії, яка при інших рівних умовах тим більша, чим більша ентропія. Тому і можна сказати, що ентропія є мірою “обезцінення” енергії.

2) При ізотермічному процесі *в роботу перетворюється тільки вільна енергія системи*.

3) Чим більша ентропія системи S , тим менша вільна енергія системи.

Завдання 3.1.

ПЕРЕВІРКА ПЕРШОГО НАЧАЛА ТЕРМОДИНАМІКИ МЕТОДОМ РОЗШИРЕННЯ ГАЗУ



Прилади і обладнання: лабораторна установка; термометр; манометр.

Пояснення до завдання

Перше начало термодинаміки можна перевірити за допомогою лабораторної установки, схема якої зображена на мал.3.4.

В термоізованій посудині знаходиться колба **1**, повітря в якій може нагріватися нагрівником **4**. Колба через кран **5** може з'єднуватись з атмосферою і манометром **2**. Температура повітря в колбі вимірюється термометром **3**. При нагріванні

повітря в колбі збільшується внутрішня енергія його і виконується робота проти сил зовнішнього тиску, який складається з атмосферного і тиску водяного стовпа в манометрі.

З певним наближенням можна вважати: даний процес ізобарний. В ізобарному процесі для збільшення температури тіла на ΔT градусів необхідно на-

дати

Мал.3.4.

системі
кількіст

ь теплоти

$$Q = mc_P \Delta T, \quad (3.18)$$

де m - маса газу; c_P - питома теплоємність при сталому тиску; ΔT - різниця температур.

Зміна внутрішньої енергії системи визначається формулою

$$\Delta U = mc_V \Delta T, \quad (3.19)$$

де c_V - питома теплоємність при сталому об'ємі.

Порівнюючи (3.18) та (3.19) з (3.1), одержимо для виконаної роботи

$$A = Q - \Delta U = m(c_P - c_V) \Delta T = \frac{2m}{i+2} c_P \Delta T. \quad (3.20)$$

При цьому ми врахували, що $c_P = \frac{i+2}{2\mu} R$, а $c_V = \frac{i}{2\mu} R$.

З іншого боку робота, яка виконується при ізобарному розширенні повітря, дорівнює

$$A = P \Delta V = PS \Delta h, \quad (3.21)$$

де P - тиск газу; ΔV - зміна його об'єму.

Оскільки повинен виконуватись перший закон термодинаміки, то на основі (3.20) і (3.21) можна записати

$$\frac{2m}{i+2} c_P \Delta T = PS \Delta h, \quad (3.22)$$

звідси

$$\frac{\Delta h}{\Delta T} = \frac{2mc_P}{(i+2)PS} = const, \quad (3.23)$$

так як з правого боку рівняння всі величини є сталими.

Таким чином, для перевірки першого закону термодинаміки, згідно формули (3.23), необхідно виміряти зміни рівня рідини в манометрі, які залежать від температури нагрівання повітря в колбі і намалювати графік залежності різниці висоти рівнів рідини в манометрі від температури повітря в колбі $\Delta h = f(\Delta T)$. У випадку справедливості першого закону термодинаміки графік, згідно формули (3.23), повинен представляти собою пряму лінію, тангенс кута нахилу якої для даної маси газу дорівнює

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{2mc_P}{(i+2)PS}.$$

Порядок виконання роботи

1. Кран 5 встановити на з'єднання внутрішньої порожнини колби 1 і манометра 2.

2. Включивши електронагрівач в мережу 220 В, зафіксувати покази різниці рівнів рідини в манометрі Δh через кожні 5°C , слідкуючи за показами термометра і манометра.

3. Якщо різниця рівнів рідини в манометрі стане максимальною, тобто рідина буде виливатися з манометра, перевернути кран 5 на атмосферу і зрівняти рівні рідини. З'єднати знову колбу з манометром. Записувати нові значення різниці рівнів рідини в манометрі, додаючи їх до попередніх, при дальшій зміні температури.

4. Нагрівання продовжувати до температури повітря 70°C . Закінчивши вимірювання, виключити електронагрівач.

5. Результати вимірювань записати в таблицю.

Різниця рівнів рідини Δh , мм						
Температура $T=273+x^\circ \text{C}$						

6. Намалювати графік залежності різниці висоти рівнів рідини в манометрі від температури повітря в колбі $\Delta h = f(\Delta T)$, відкладаючи по осі ординат Δh , а по осі абсцис ΔT .

7. Визначити на графіку тангенс кут нахилу прямої і зробити висновок про справедливість першого закону термодинаміки.

Завдання 3.2

ВИМІРЮВАННЯ ЕНТРОПІЇ В РЕАЛЬНИХ СИСТЕМАХ

Прилади і обладнання: калориметр, нагрівач, мензурка, термометр, набір досліджуваних тіл, технічна вага.

Пояснення до завдання

За формулою (3.15) можна визначити зміну ентропії. За знаком зміни ентропії системи в оборотному процесі можна судити про напрям теплообміну (при нагріванні тіла ентропія зростає $S_2 > S_1$, при охолодженні зменшується $S_2 < S_1$).

Процес вирівнювання температур тим ближче до оборотного, чим швидше у всьому об'ємі тіл, що змішуються, вирівнюється температура і чим менші розміри цих тіл. В реальному нерівноважному процесі швидкість вирівнювання температур змішуваних тіл, в розрахунку на одиницю об'єму, обернено пропорційна до теплоємності тіл.

Якщо в калориметр з водою при заданій температурі опустити, нагріте до вищої температури, тіло, то відбудеться теплообмін і встановиться загальна температура.

Наявність зовнішнього стакана калориметра робить систему майже адіабатно - ізолюваною.

Ступінь оборотності в ізолюваній системі можна визначити, знайшовши зміну ентропії. Для твердого і рідкого тіла $\delta Q = mcdT$, де c - питома теплоємність тіла. Зміна ентропії процесу між станами 1 і 2 згідно з (3.15)

$$\Delta S_{12} = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{mcdT}{T} = mc \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

В склад даної системи входять: досліджуване тіло масою m_m , з питомою теплоємністю c_m і початковою температурою T_1 (температуру води, яка кипить, визначають за шкалою Кельвіна); калориметричний стакан масою m_k , з питомою теплоємністю c_k і початковою температурою T_0 ; мішалка масою m_m , з питомою теплоємністю c_m і початковою температурою T_0 . Після закінчення процесу теплообміну встановиться температура T .

При вирівнюванні температури ентропія кожного з тіл зміниться. Ця зміна для окремих тіл визначиться так:

$$\text{Для досліджуваного тіла } \Delta S_1 = m_m c_m \ln \frac{T}{T_1};$$

$$\text{для калориметра } \Delta S_2 = m_k c_k \ln \frac{T}{T_0};$$

$$\text{для мішалки } \Delta S_3 = m_m c_m \ln \frac{T}{T_0};$$

$$\text{для води } \Delta S_4 = m_w c_w \ln \frac{T}{T_0}.$$

Зміна ентропії всієї системи:

$$\Delta S = (m_k c_k + m_m c_m + m_w c_w) \ln \frac{T}{T_0} + m_m c_m \ln \frac{T}{T_1}$$

В роботі пропонується знайти зміну ентропії декількох тіл при опусканні їх у воду однакової маси і температури.

Порядок виконання роботи

1. Нагрівають досліджуване тіло до температури кипіння води і витримують його у воді, яка кипить, 5 хвилин.
2. Зважають на технічній вазі калориметр і мішалку.
3. Наливають в калориметр воду, масу якої визначають з допомогою мензурки.
4. Вимірюють початкову температуру калориметра з водою (в кожному досліді кількість води в калориметрі і її початкова температура повинні бути однаковими).

5. Опускають нагріте тіло в калориметр і слідкують за підвищенням температури. Записують максимальну температуру.

6. Виймають тіло з калориметра і виливають воду з нього, охолоджують і повторюють аналогічні виміри (1-6) з іншими тілами.

7. Результати вимірювань та обчислень заносять в таблицю.

8. Будують графік залежності $\Delta S = f(m)$ і роблять висновок.

№	m_m	c_m	m_k	c_k	m_M	c_M	m_v	c_v	T_0	T	T_1
	кг	Дж/кг·К	кг	Дж/кг·К	кг	Дж/кг·К	кг	Дж/кг·К	К	К	К
1											
2											
3											
4											
5											

Контрольні запитання до теми

1. Назвати ізопроееси в термодинаміці і записати закони, які їх описують.

2. Що таке термодинамічна система?

3. Що таке стан системи?

4. Який стан називається рівноважним?

5. Який процес називається коловим?

6. Що таке внутрішня енергія? Записати формулу внутрішньої енергії для тіла довільної маси.

7. Що таке термодинамічна робота і теплота?

8. Записати формулу і сформулювати перше начало термодинаміки.

9. Записати перше начало термодинаміки для різних ізопроеесів.

10. Що таке питомі і молярні теплоємності і який зв'язок між ними?

11. Чому (і на скільки) мольна теплоємність при постійному тиску C_p більша від мольної теплоємності при постійному об'ємі C_V ?
12. Які процеси називають оборотними, а які необоротними?
13. Якими є реальні процеси?
14. Поясніть друге начало термодинаміки.
15. Записати і пояснити формулу для коефіцієнту корисної дії теплової машини.
16. Що таке ентропія?
17. Записати і пояснити формулу, за якою визначається зміна ентропії довільного оборотного процесу.
18. Записати і пояснити нерівність Клазіуса для ізольованої системи.
19. Сформулюйте друге начало термодинаміки з точки зору нерівності Клазіуса.
20. Розкрийте зміст терміну “обезцінення” енергії.
21. Чим друге начало термодинаміки доповнює перше начало?
22. Що таке вільна енергія?
23. Що таке зв'язана енергія?

Література до теми

1. В.І. Вайданич, Г.М. Пенцак, Фізика, ТзОВ “Авіум”, 2005.
2. Т.И. Трофимова, Курс фізики, изд-во «Высшая школа», 1985.
3. Фізичний практикум, під ред. В.П. Дущенко. Вид-во “Вища школа”, 1981.

ЗМІСТ

Тема I. Стан ідеального газу. Кінетична теорія газу	3
Завдання 1.1. Визначення універсальної газової постійної та постійної Больцмана	8
Завдання 1.2. Визначення середньої довжини вільного пробігу та ефективного діаметра молекул повітря	11
Тема II. Явища перенесення	13
Завдання 2.1. Вимірювання коефіцієнта в'язкості рідини методом Стокса	17
Завдання 2.2. Визначення коефіцієнта внутрішнього тертя повітря	19
Завдання 2.3. Вимірювання теплопровідності тіл	21
Тема III. Фізичні основи термодинаміки	24
Завдання 3.1. Перевірка першого начала термодинаміки методом розширення газу	32
Завдання 3.2. Вимірювання ентропії в реальних системах	34
Зміст	39