

Міністерство освіти і науки України
Ужгородський національний університет
Фізичний факультет

Жихарєв В.М., Конопльов О.М., Різак В.М.

МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА І ТЕРМОДИНАМІКА
(Фізичний практикум)

Ужгород – 2010

УДК 536+539.19(076.5)

ББК В36я73-5

Ж75

ISBN 978-966-2095-47-0

МОЛЕКУЛЯРНА ФІЗИКА І ТЕРМОДИНАМІКА.

Фізичний практикум: Навчальний посібник / ЖИХАРЄВ В.М.,
КОНОПЛЬОВ О.М., РІЗАК В.М. – Ужгород, УжНУ, 2010. – 64 с.

У посібнику приведено рекомендації щодо підготовки, виконання та оформлення лабораторних робіт, наведено описи лабораторних робіт до розділу «Молекулярна фізика і термодинаміка» курсу «Загальна фізика».

Посібник призначений для студентів галузі знань «Інформаційна безпека» (1701) за напрямками підготовки «Системи технічного захисту інформації» та «Безпека інформаційних і комунікаційних систем». Може бути корисним студентам інженерних та інших спеціальностей, які вивчають курс загальної фізики з лабораторним практикумом.

Рецензенти: доктор фізико-математичних наук, професор Пуга П.П.

доктор фізико-математичних наук, професор Кельман В.А.

Рекомендовано до друку редакційно-видавничою радою УжНУ
(протокол № 9, від 23 вересня 2010 року).

@2010, ЖИХАРЄВ В.Н., КОНОПЛЬОВ О.М., РІЗАК В.М.

ВСТУП

В останні роки стрімко розвивається така галузь знань, як інформаційна безпека. Це пов'язано насамперед з тим, що вдосконалення комп'ютерних

технологій (передача інформації, її запис і збереження) приводить до розширення інформаційного простору і як наслідок виникненню проблеми забезпечення інформаційної безпеки.

Студенти напрямків підготовки «Системи технічного захисту інформації», «Безпека інформаційних і комунікаційних систем» в рамках задач науково-технічних досліджень повинні знати і розуміти фізичні основи і закони, які пов'язані зокрема з записом інформації як на твердих носіях, так і на молекулярних системах (бактеріородопсин, біомолекули тощо). Саме тому вивчення курсу «Молекулярна фізика» для цих напрямків підготовки є необхідним і суттєвим.

Молекулярна фізика відіграє важливу роль у побудові сучасної картини світу. Це обумовлено перш за все тим, що в молекулярній фізиці властивості матеріальних тіл і пов'язаних з їхніми змінами явищ розглядаються на основі структурної будови цих об'єктів.

Галузь застосування молекулярної фізики досить чітко обмежена дослідженнями статистичних систем. Це системи великої кількості частинок, що взаємодіють між собою і з зовнішніми полями.

Оскільки курс «Молекулярна фізика і термодинаміка» є експериментальним, він повинен ознайомити студентів з основними методами спостережень, вимірювань і експериментування. Тому курс супроводжується лабораторними заняттями в загальному фізичному практикумі.

Нижче наводимо тематику лабораторних занять.

1. Вступ, організаційні питання, правила техніки безпеки, значення фізичного експерименту. Загальна характеристика фізичних вимірювань.
2. Лабораторна робота № 1. Методи вимірювання температури та градування термометрів.....
3. Лабораторна робота № 2. Визначення термічного коефіцієнта тиску газу за допомогою газового термометра.....
4. Лабораторна робота № 3. Визначення теплоємності твердих тіл методом змішування.
5. Лабораторна робота № 4. Визначення коефіцієнта лінійного розширення твердих тіл.

6. Лабораторна робота № 5. Визначення відношення C_p/C_v акустичним методом.. ..
- 7.Лабораторна робота №6. Визначення коефіцієнта внутрішнього тертя повітря та обчислення середньої довжини вільного прбігу і середнього ефективного діаметру молекул.
8. Лабораторна робота №7. Визначення коефіцієнта в'язкості рідини.....
9. Лабораторна робота №8. Визначення коефіцієнта поверхневого натягу рідини.

Мета проведення лабораторних занять - ознайомлення з основними методиками вимірювання фізичних величин, приладами і установками, набуття навиків проведення експерименту й обробки експериментальних результатів, поглиблення знань і розуміння суті фізичних понять і законів.

Завдання проведення лабораторних робіт. В результаті проведення лабораторних занять студент повинен :

- знати суть фізичних законів і понять, основи експериментальних методик, їх чутливість і точність, основи теорії похибок.

- вміти критично аналізувати і виконувати всі етапи лабораторної роботи, вірно використовувати методи наближених обчислень, найбільш поширені засоби обчислювальної техніки для підрахунку результатів експериментальних вимірювань, робити висновки формул абсолютної і відносної похибок для різних випадків, правильно оформляти одержані експериментальні результати і звіт про виконану роботу, скласти коротке резюме по кожному завданню.

Підготовка до лабораторних робіт, їх виконання, оформлення звітів передбачають велику самостійну роботу як вдома, так і при роботі в лабораторії. Перш ніж приступити до виконання лабораторної роботи, студент повинен підготувати теоретичні питання, що запропоновані у методичному посібнику до даної лабораторної роботи, вивести робочі формули, вміти оцінити похибки вимірювань. Після допуску викладачем до виконання роботи студент зобов'язаний вести чітко записи в робочому зошиті і на протязі заняття не тільки виконати вимірювання по лабораторній роботі, але й провести обчислення вимірюваної величини і оцінити похибку вимірювань. Під час самопідготовки студент оформляє звіт про виконану лабораторну роботу і знайомиться з установками, методичними матеріалами по наступній лабораторній роботі, вивчає теоретичний матеріал, готує таблиці і схеми в робочому зошиті, виводить робочі формули і формули для похибок вимірювань, складає програми розрахунків на ЕОМ.

Нижче приводимо основні вимоги до підготовки і оформлення звіту про лабораторну роботу.

1. Підготовка до лабораторної роботи. В робочому зошиті повинні бути записи (в довільній формі) по наступних пунктах:

- назва роботи;
- відповіді на теоретичні питання, знання яких необхідне для виконання роботи;
- опис експериментальної установки;
- робочі формули та їх вивід;
- формули для оцінки похибок вимірювань та їх вивід;
- таблиця для запису результатів вимірювань.

Всі розрахунки виконуються в робочому зошиті протягом лабораторного заняття.

2. Порядок допуску до виконання лабораторної роботи. До виконання роботи студент допускається, якщо він:

- вивчив явища, закони, які досліджуються чи застосовуються в даній лабораторній роботі;
- знає методику експерименту, хід виконання роботи;
- оформив звіт про лабораторну роботу, виконану на попередньому занятті;
- захистив всі виконані попередні роботи (має заборгованість не більше, ніж із двох робіт).

3. Оформлення звіту про виконану роботу. Звіт про лабораторну роботу виконується студентом в окремому зошиті протоколів лабораторних робіт після виконання роботи згідно наступної схеми:

- назва роботи;
- мета роботи;
- використані матеріали і прилади;
- короткі теоретичні відомості про явища, що вивчаються в роботі;
- опис і схема установки;
- хід виконання роботи;
- кінцевий результат вимірювань і оцінка похибок вимірювань;
- аналіз одержаних результатів і висновки.

МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ТА ГРАДУЮВАННЯ ТЕРМОМЕТРІВ

I. МЕТА РОБОТИ: *ознайомлення з принципом роботи терморпар, її градування за допомогою реперних точок і перевірка градування рідинного термометра.*

II. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ: *мідь-константанова терморпара, тиглі, набір чистих металів з відомою температурою плавлення, дьюар з льодом, штатив з тисками, електроплитка, еталонний та досліджуваний термометри, барометр, калориметр, дистильована вода, потенціометр.*

III. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ, знання яких необхідне для виконання роботи.

1. *Термометрична речовина.*
2. *Шкали температур.*
3. *Ідеальний газ як термометрична речовина і відповідна шкала температур.*
4. *Методи вимірювання температури.*

IV. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Поняття температури є одним із важливіших в молекулярній фізиці. Для його встановлення необхідно розглянути ряд дослідних факторів і визначень. До них відноситься теплообмін між двома тілами. Якщо привести в дотик два нарізно нагрітих тіла (дві рівноважні системи), то незалежно від того, однакові чи різні у них об'єми (зовнішні параметри), більш нагріте тіло буде охолоджуватися, менш нагріте - нагріватися. З плином часу ця нова система прийде в стан, що називається станом теплової рівноваги. Самовільно стан рівноваги не порушується. Якщо два тіла порізно знаходяться в тепловій рівновазі з одним і тим же третім тілом, то ці два тіла знаходяться в тепловій рівновазі між собою.

Щоб визначити температуру як фізичну величину, необхідно вказати спосіб її вимірювання. Своєрідність температури, як фізичної величини, полягає перш за все в тому, що вона, на відміну від інших величин, не адитивна: якщо уявно розділити тіло на частини, то температура всього тіла не дорівнює сумі температур його частин. Цим температура відрізняється від таких, наприклад, величин, як довжина, об'єм, маса, значення яких для всього тіла складаються із значень відповідних величин його частин.

Для вимірювання температури користуються тим фактором, що при її зміні змінюються і певні властивості тіла. Вимірюються, відповідно,

величини, що характеризують ці властивості. Тому для створення приладу, що вимірює температуру, тобто термометра, вибирають деяку речовину (термометричну речовину) і визначають величину, що характеризує властивість речовини (термометричну величину). Вибір одного і другого повністю довільний. В побутових термометрах, наприклад, термометричною речовиною є ртуть, а термометричною величиною - довжина ртутного стовпчика. Термометричною величиною можуть також бути електричний опір деяких провідників і напівпровідників, термоелектрорушійні сили та інтенсивність випромінювання, тощо. Температурний параметр термометричної речовини повинен змінюватися з температурою неперервно, тобто він не повинен мати однакові значення при різних температурах.

Одиниця вимірювання температури - градус. В загальному випадку розмір градуса також вибирається довільно (як і термометрична величина та вигляд функції, що пов'язує термометричну величину з температурою). Як правило, розмір градуса встановлюється таким чином. Вибирають, знов таки, довільно дві температури (їх називають реперними точками) - наприклад температури плавлення льоду і кипіння води при атмосферному тиску - і ділять цей температурний інтервал на деяке (теж довільне) число рівних частин - градусів, а цим двом температурам приписують певні значення, наприклад 0° і 100° . Тим самим визначається значення будь-якої проміжної температури. Побудована так шкала термометра називається емпіричною шкалою, а виміряна по ній температура називається емпіричною температурою. Вона - міра відхилення термодинамічного стану тіла від теплової рівноваги з льодом, що плавиться при нормальному атмосферному тиску.

Таким чином, емпірична температура виражається числом, що визначає ступінь нагрітості тіла по визначеній шкалі. Вона залежить перш за все від довільно визначених температур (чисел) реперних точок шкали, термометричного тіла та його термометричної величини.

“Дійсної” температури, що не залежить від нашого свавілля у виборі, не існує. Зупинимося коротко на двох типах термометрів, що використовуються в даній лабораторній роботі.

1.Рідинні термометри. В такого роду термометрах термометричною речовиною є рідина, а термометричним параметром - її об'єм. Обладнання її загальновідоме: рідина заповнює скляний резервуар і частину висоти скляної або кварцової капілярної трубки. Область їх застосування від -200°C до $+600^{\circ}\text{C}$. В таких термометрах частіше за все використовується пентан (від -200°C до $+20^{\circ}\text{C}$); етиловий спирт (від -80°C до $+80^{\circ}\text{C}$), толуол (від -80°C до $+100^{\circ}\text{C}$) і ртуть (від -30°C до $+600^{\circ}\text{C}$). Підбір речовин пов'язаний з областю їх існування в рідкому стані. Так, ртуть твердне при -38°C при нормальному атмосферному тиску, а кипить при 557°C (для вимірювання більш високих температур ртутним термометром над ртуттю повинен знаходитись інертний газ при тиску до 70 атмосфер). Рідкі термометри, розраховані на вимірювання високих температур, мають

товстостінний резервуар і капіляр (при високих температурах виникають високі тиски парів рідини). Недоліком таких термометрів є нерівномірність їх шкал. Це пов'язано з особливостями теплового розширення як рідин, так і матеріалів резервуарів і капілярів, в яких вони знаходяться. Для підвищення точності вимірювання температури використовують так звані вкорочені рідкі термометри, в яких шкала розрахована на невелике число градусів. Ціна найменшої поділки шкали таких термометрів може становити соту долю градуса.

Перевірка градування термометра може бути здійснена наступним способом. Спочатку перевіряють нуль по шкалі Цельсія. Для цього користуються приладом для визначення точки плавлення льоду (рис.1.1), який представляє собою скляний або металічний посуд конічної форми 5, що закріплений на штативі 1 за допомогою зажиму 2. На нижній кінець посуду натянута гумова трубочка 6, яка має механічний зажим для випускання води. В посуд кладуть шматочки льоду, які змочуються дистильованою водою. Досліджуваний термометр 4 закріплюють в зажимі 3, який може вільно підніматися і опускатися.

Схема приладу для перевірки проміжних точок і точки кипіння води показана на рис.1.2. В калориметр з дистильованою водою 4 опускають еталонний 2 і досліджуваний 3 термометри. Обидва термометри закріплюються з допомогою штатива 1. Електроплитка 5 дає можливість змінювати температуру дистильованої води в калориметрі.

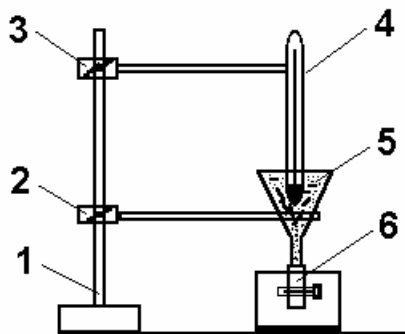


Рис. 1.1. Прилад для визначення точки плавлення льоду

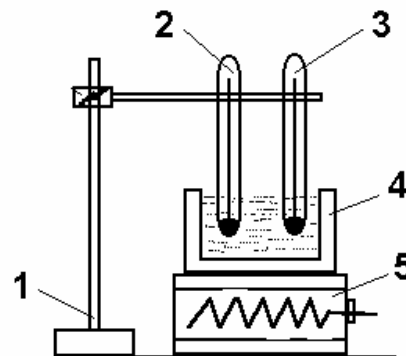


Рис. 1.2. Прилад для перевірки проміжних точок і точки кипіння води

2.Термоелектричні термометри (термопари).

Термоелектричний термометр складається з термоелектричного перетворювача (термопари) та вимірювального обладнання (мілівольтметра, потенціометра). Термопарою називається просте термоелектричне коло, що складається з двох різнорідних металевих дротів, спаяних між собою в двох точках і електрично ізольованих один від одного на всьому іншому проміжку.

Розглянемо фізичні процеси, які відбуваються при зближенні двох різнорідних металів.

Додатні іони, що утворюють ґратку метала, створюють всередині нього електричне поле з додатнім потенціалом, яке періодично змінюється при переміщенні вздовж прямої, що проходить через вузли ґратки (рис.1.3,а). В грубому наближенні цією зміною можна нехтувати і вважати потенціал в усіх точках метала однаковим і рівним V_0 . Вільний електрон, знаходячись в такому полі, має від'ємну потенціальну енергію $U = -eV_0$ (e - заряд електрона).

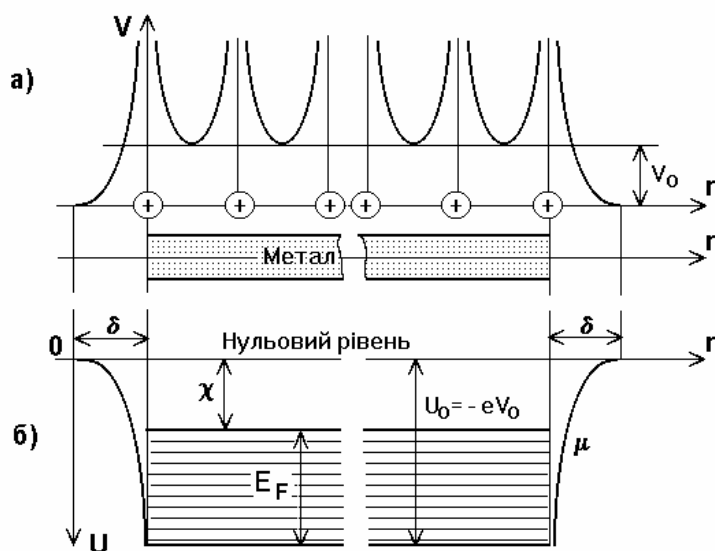


Рис. 1.3. Зміна потенціалу електричного поля всередині ґратки метала та потенціальної енергії електрона при переході з метала в вакуум

На рис.1.3а,б відображено зміну потенціальної енергії електрона при переході з вакууму в метал: у вакуумі його потенціальна енергія $U = 0$, в металі $U = U_0 = -eV_0$. Ця зміна хоча і носить стрибкоподібний характер, але проходить не миттєво, а на протязі відрізка δ , по порядку величини рівному міжатомній відстані. З рис.1.3 а, б видно, що метал є для електрона потенціальною ямою, вихід з якої вимагає витрати роботи. Її називають роботою виходу.

Якби електрони в металі не володіли кінетичною енергією, то для їх виходу з металу вимагалась би робота, рівна глибині U_0 потенціальної ями. Однак навіть при абсолютному нулі температури електрони мають кінетичну енергію трансляційного руху, заповнюючи всі нижні енергетичні рівні потенціальної ями аж до так званого рівня Фермі E_F . Згідно постулатам квантової механіки енергія електронів (всіх елементарних частинок) може змінюватись лише дискретно (скінченими мінімальними порціями - квантами), а однакові енергії можуть мати лише не більше двох електронів (тобто вони розташовані на одному енергетичному рівні). Для верхнього заповненого при абсолютному нулі енергетичного рівня квантова теорія дає значення

$$E_{\max} = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3},$$

де $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – постійна Планка, $m = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг – маса електрона, n – число вільних електронів в одиниці об'єму.

Приймаючи $n = 10^{29} \text{ м}^{-3}$, одержимо $E_{\max} \approx 1,25 \cdot 10^{-18}$ Дж. Для елементарних частинок їх енергію прийнято виражати в одиницях “електрон-вольт”: $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж. Таким чином, $E_{\max} \approx 8 \text{ eV}$. У зв'язку з тим, що енергетичні рівні розташовані не з постійною густиною, середня енергія електронів $\bar{E} = \frac{3}{5} E_{\max}$. Отже, навіть при температурі 0 К електрони провідності в металі мають велику кінетичну енергію, що дорівнює в середньому близько 5 еВ. Щоб надати класичному електронному газу таку енергію ($\bar{E}_k = \frac{3}{2} kT$), його необхідно нагріти до температури порядку 36000

К. З такою ж швидкістю ($v \approx 1,3 \cdot 10^6$ м/с) рухаються і валентні електрони в ізоляторах. Але вони знаходяться в таких умовах, що електричне поле не може змінити їх стан і викликати переважний рух в одному напрямку (тобто струм).

При $T \neq 0 \text{ К}$ середня енергія електрона визначається наближеною формулою

$$\bar{E} = \frac{3}{5} E_F \left[1 + \frac{5\pi^2}{12} (kT / E_F)^2 \right].$$

Рівень Фермі характеризується тим, що імовірність його заповнення дорівнює 50%, тобто він заповнений на половину і таку енергію має один електрон (а не два, як на кожному з більш низько енергетичних рівнях). Тому вихід електронів з металу з верхніх рівнів вимагає менших витрат енергії, ніж U_0 . Найменша робота виконується при видаленні електронів, що розташовуються на так званому рівні хімічного потенціалу μ , який при 0 К збігається з рівнем Фермі. Для них вона дорівнює енергетичній віддалі χ від рівня μ до потенціального рівня вакууму (тобто ззовні металу), який приймається за нульовий. Цю роботу називають термодинамічною роботою виходу. Робота виходу ϕ звично вимірюється в електрон-вольтах (еВ). Відношення роботи виходу до заряду електрона є потенціал виходу. Робота виходу, виміряна в електрон-вольтах, чисельно дорівнює потенціалу виходу, вимірюваному в вольтах.

Нехай є два різні метали (рис.1.4). В ізольованому стані електронний газ в цих металах характеризується енергіями Фермі та рівнями μ_1 і μ_2 ; термодинамічні роботи виходу електронів дорівнюють χ_1 і χ_2 . Зблизимо метали до такої віддалі d , при якій можливий ефективний обмін електронами шляхом термоелектронної емісії або безпосереднього переходу з одного металу в інший. В початковий момент після

встановлення контакту електронний газ другого металу не буде знаходитися в рівновазі з електронним газом першого металу, так як рівень μ_2 розташовується вище μ_1 . Наявність різниці рівнів $(\mu_2 - \mu_1)$ приводить до виникнення переважаючого переходу електронів із другого металу в перший. При цьому перший метал заряджається від'ємно, а другий - додатньо. Поява цих зарядів викликає зміщення енергетичних рівнів металів: в провіднику 1 всі рівні піднімаються вгору, а в металі 2 всі рівні опускаються вниз відносно своїх положень в незарядженому

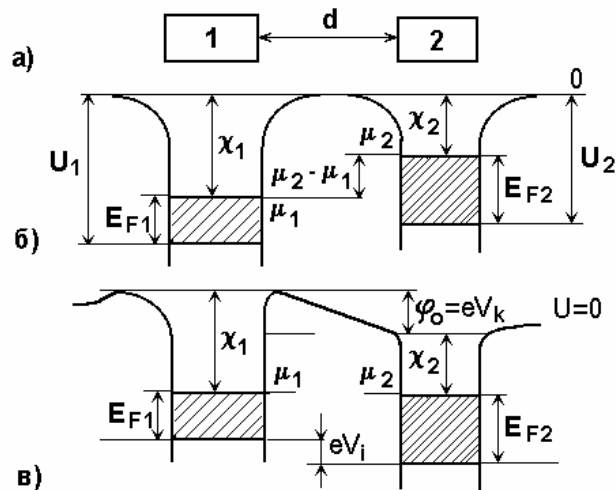


Рис. 1.4. Схема розташування енергетичних рівнів в металах та їх зміна при контакті двох різних металів

стані цих металів. Змістяться і нульові рівні обох металів. Як тільки, неперервно піднімаючись, рівень хімпотенціалу металу 1 (μ_1) зрівняється з рівнем μ_2 , який неперервно опускався, металу 2 (рис.1.4,в), причина, що викликала переважаюче перетікання електронів із першого металу в другий, зникне і між металами встановиться динамічна рівновага, якій відповідає постійна різниця потенціалів між нульовими рівнями цих металів (рис.1.4,в), що дорівнює

$$V_k = (\chi_1 - \chi_2)/e. \quad (1.1)$$

Цю різницю потенціалів називають зовнішньою контактною різницею потенціалів. З (1.1) видно, що вона обумовлена різницею робіт виходу електронів з контактуючих металів: електрони покидають метал, робота виходу з якого менша, і переходять в метал, робота виходу якого більша.

Після вирівнювання енергій рівнів Фермі (потенціальних енергій) кінетична енергія електронів на них неоднакова: у електронів металу 1 вона дорівнює E_{F1} , у електронів металу 2 вона дорівнює E_{F2} ($E_{F2} > E_{F1}$). При безпосередньому контакті металів це приводить до направленої дифузії електронів із другого металу в перший і виникненню так званої внутрішньої контактної різниці потенціалів V_i (рис.1.4,в), яка дорівнює

$$V_i = (E_{F2} - E_{F1})/e. \quad (1.2)$$

Оскільки після встановлення рівноваги струм в металах дорівнює нулеві, то в відповідності з законом Ома електричне поле в будь-якій точці в товщі металів повинно бути також рівним нулеві. Це означає, що електричне поле існує тільки в тонкому прикордонному шарі між металами, на якому локалізована і вся внутрішня контактна різниця потенціалів. Отже, в місці контакту металів (рис.1.5,а) виникає подвійний електричний шар, на товщині якого потенціал стрибкоподібно змінюється на V_i (рис.1.5,б).

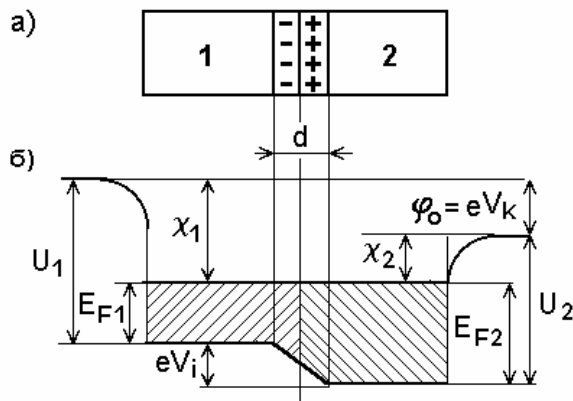


Рис. 1.5

Схема подвійного електричного шару та зміни потенціалу при контакті двох металів.

Зробимо оцінку товщини цього шару. Прийmemo його за плоский конденсатор і позначимо віддаль між “обкладинками” через d , заряд на кожній обкладинці - через Q , різницю потенціалів - через V_i . Ємність плоского конденсатора з площею обкладинок 1 м^2 і діелектричною проникністю ϵ дорівнює $C = \epsilon \epsilon_0 / d$ (ϵ_0 - діелектрична постійна вакууму,

$$\epsilon_0 \approx 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Кл}}{\text{Н} \cdot \text{м}^2}).$$

Скориставшись співвідношенням

$C = Q/V_i$, цю формулу можна переписати таким чином: $Q/V_i = \epsilon_0 \epsilon / d$. Звідси одержуємо

$$d = \epsilon \epsilon_0 V_i / Q.$$

Товщина подвійного шару не може бути меншою параметра ґратки $a \approx 0,3 \text{ нм}$. При $\epsilon = 1$ і $V_i = 1 \text{ В}$ такий шар може виникнути при перетіканні з кожного 1 м^2 першого металу на другий кількості електрики $Q \approx V_i \epsilon_0 / a \approx 3 \cdot 10^2 \text{ Кл}$. Це відповідає зміні концентрації електронів $\Delta n = Q/e \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-2}$. На 1 м^2 метала розміщується $\approx 10^{19}$ атомів. Вважаючи, що кожний із них віддає в електронний газ по одному валентному електрону, для поверхневої густини електронного газу дістанемо значення $n_e \approx 10^{19} \text{ м}^{-2}$. Порівняння Δn з n_e вказує, що для виникнення подвійного шару навіть гранично малої товщини ($a \approx 0,3 \text{ нм}$) вимагається перетікання з контактної поверхні одного металу на контактну поверхню іншого всього лише 2% вільних електронів. Така незначна зміна концентрації електронного газу в контактному шарі, з одної сторони, і маленька товщина цього шару в порівнянні з довжиною вільного пробігу електронів в металі, з іншої сторони, не можуть привести до скільки-небудь помітної зміни електропровідності цього шару в порівнянні з

металом в об'ємі. Через контакт двох металів струм йде так же легко, як і через самі метали.

В 1823 році Т.Зеебек встановив, що в колі, яке складається з двох різнорідних провідників 1 і 2, виникає електрорушійна сила V_T , якщо контакти цих провідників A і B підтримувати при різних температурах T_1 і T_2 (рис.10.6,а). Ця е.р.с. називається термоелектрорушійною силою (термо-е.р.с.). Як показує дослід, в відносно вузькому інтервалі температур вона пропорційна різниці температур контактів A і B :

$$V_T = \alpha(T_2 - T_1), \quad \text{де} \quad \alpha = \frac{dV_T}{dT}. \quad (10.3)$$

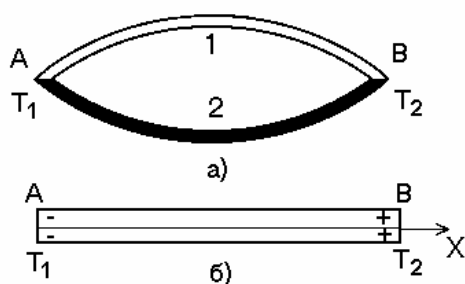


Рис. 10.6

Коефіцієнт α називають диференціальною або питомою термо-е.р.с. Він залежить від природи провідників, що дотикаються, і температури.

При високих температурах є два джерела виникнення термо-е.р.с.: виникнення направленої потоку носіїв заряду (електронів) в провіднику при наявності градієнта

температур (об'ємна складова $V_{об}$) і зміна положення рівня Фермі з температурою (контактна складова $V_{к}$). Розглянемо фізичну природу кожної із цих складових.

Об'ємна складова термо-е.р.с.

Уявимо, що на кінцях однорідного провідника AB (рис.10.6,б) підтримується різниця температур $(T_2 - T_1)$ так, що вздовж провідника в напрямку від B до A існує градієнт температури dT/dx . Носії струму біля гарячого кінця володіють більшою енергією і більшою швидкістю руху в порівнянні з носіями холодного кінця. Тому в провіднику від гарячого кінця в сторону холодного встановиться потік носіїв струму, який приведе до розділення зарядів: якщо носіями струму є електрони, то холодний кінець буде заряджатись від'ємно, гарячий - позитивно. Між кінцями виникне різниця потенціалів $V_{об}$, яка і становить об'ємну складову термо-е.р.с. Диференціальна термо-е.р.с., що відповідає цій складовій дорівнює

$$\alpha_{об} = \frac{\partial V_{об}}{\partial T}. \quad (10.5)$$

Приблизну оцінку $\alpha_{об}$ можна провести наступним чином, використовуючи аналогію з молекулярним газом. Електронний газ створює в провіднику тиск

$$p = \frac{2}{3} n \bar{E}, \quad (10.6)$$

де $\bar{E}$ – середня енергія електронів в провіднику, n – їх концентрація.

Наявність градієнту температури викликає перепад тиску, для зрівноваження якого в провіднику має виникнути електричне поле напруженістю $\mathcal{E}$, що задовольняє умові (виходячи з рівності сил тиску газу $F_2 = \Delta p \cdot S$ і електричного поля, що діє на заряд, $F_e = e\mathcal{E}$):

$$e\mathcal{E} \cdot N = \frac{dp}{dx} \cdot S \cdot dx = \frac{dp}{dx} dV, \quad \text{або} \quad e\mathcal{E}n = \frac{dp}{dx} = \frac{\partial P}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Звідси легко визначити $\alpha_{об}$:

$$\alpha_{об} = \frac{\partial V_{об}}{\partial T} = \frac{\mathcal{E} dx}{\partial T} = \frac{\partial P}{\partial T} \cdot \frac{1}{en}. \quad (10.7)$$

Як правило, в металах $\alpha_{об}$ направлена від гарячого кінця до холодного, але з цього правила можливі виключення.

Контактна складова термо-е.р.с. З зміною температури змінюється положення рівня Фермі. В металах із збільшенням температури рівень Фермі зміщується вниз по енергетичній шкалі. Тому на холодному кінці однорідного провідника він повинен розташовуватись нижче, ніж на гарячому. Наявність різниці в положенні рівня Фермі приводить до виникнення різниці потенціалів (енергія електрона eV_k дорівнює енергії рівня Фермі μ), чисельно рівній

$$dV_k = -\frac{d\mu}{e} = -\frac{1}{e} \frac{\partial \mu}{\partial T} dT. \quad (10.8)$$

Це і є контактна складова термо-е.р.с. Тоді диференціальна термо-е.р.с., що відповідає цій складовій, дорівнює

$$\alpha_k = -\frac{1}{e} \frac{\partial \mu}{\partial T}. \quad (10.9)$$

Вона має той же напрямок, що і об'ємна складова. Результуюча диференціальна термо-е.р.с.

$$\alpha = \frac{1}{ne} \frac{\partial P}{\partial T} - \frac{1}{e} \frac{\partial \mu}{\partial T}. \quad (10.10)$$

Підставляючи середню енергію електронів в (10.6), одержимо такий вираз для тиску електронного газу в металі:

$$p = \frac{2}{3} n \bar{E} = \frac{2}{5} n E_F + \frac{\pi^2}{6 E_F} (kT)^2. \quad (10.11)$$

Після диференціювання його по T і підстановки в (10.7) одержимо для об'ємної складової термо-е.р.с.

$$\alpha_{об} = \frac{k\pi^2}{3e} \frac{kT}{E_F}. \quad (10.12)$$

Залежність рівня хімпотенціалу μ в металах від температури визначається співвідношенням:

$$\mu = E_F \left[1 - \frac{\pi^2}{12} \left(\frac{kT}{E_F} \right)^2 \right].$$

Тоді після диференціювання по T і підстановки в (10.9) маємо:

$$\alpha_k = \frac{\pi^2 k}{6e} \frac{kT}{E_F}. \quad (10.13)$$

Отже, результуюча диференціальна термо-е.р.с.

$$\alpha_m = \frac{\pi^2 k}{3e} \left(1 + \frac{1}{2} \right) \frac{kT}{E_F}. \quad (10.14)$$

Більш строгі розрахунки приводять до виразу

$$\alpha_m = \frac{\pi^2 k}{3e} (1+r) \frac{kT}{E_F}, \quad (10.14a)$$

де r в залежності від типу матеріалу і області температур може набувати значення від 0 до 2 (і навіть від'ємні). Крім того, формули (10.14) і (10.14a) виводяться з певними теоретичними наближеннями. В реальності трапляються метали і сплави, в яких α_m складним чином залежить від T або навіть дорівнює нулеві (наприклад у свинцю). Величина термо-е.р.с. коливається для різних матеріалів в межах $10^{-4} \div 10^{-6}$ В / К.

Якщо кінці двох різнорідних металів A і B з диференціальними термо-е.р.с. α_A і α_B (їх ще називають коефіцієнтами термо-е.р.с.) привести в контакти (тобто утворити термопару), які підтримувати при різних температурах T_1 і T_2 , то в такому колі буде іти струм під дією термо-е.р.с., що дорівнює

$$V_T = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_A dT - \int_{T_1}^{T_2} \alpha_B dT = \int_{T_1}^{T_2} (\alpha_A - \alpha_B) dT = \int_{T_1}^{T_2} \alpha_{AB} dT; \quad (10.15)$$

α_{AB} – коефіцієнт термо-е.р.с. даної пари металів (термопари).

З формули (10.14a) слідує, що

$$\alpha_{AB} = \frac{\pi^2 k}{3e} (1+r) \left(\frac{1}{E_{FA}} - \frac{1}{E_{FB}} \right) kT, \quad (10.16)$$

тобто величина α_{AB} залежить від різниці рівнів Фермі металів, що контактують. Підставивши це значення в формулу (10.15) і взявши інтеграл, одержимо вираз для величини термо-е.р.с.

$$V_T = \frac{\pi^2 k}{3e} (1+r) \left(\frac{1}{E_{FA}} - \frac{1}{E_{FB}} \right) \left(\frac{T_2 + T_1}{2} \right) (T_2 - T_1); \quad (10.17)$$

Якщо інтервал $[T_1, T_2]$ невеликий, а α_{AB} змінюється з температурою слабо, то $V_T \approx \alpha_{AB}(T_2 - T_1)$, тобто одержується формула (10.3) для величини термо-е.р.с. термопар.

Для більшості пар чистих металів α_{AB} має порядок 10^{-5} - 10^{-6} В/К; для сплавів металів ця величина може досягти порядку 10^{-4} В/К. В окремих випадках питома термо-е.р.с. слабо залежить від температури. Але, як правило, із збільшенням різниці температур спаїв V_T змінюється не по лінійному закону, а досить складним чином, і навіть так, що може міняти знак (напрямок). Так, наприклад, якщо один спай пари залізо-мідь підтримувати при 0°C , то при температурі другого спаю, приблизно рівній 540°C , термо-е.р.с. стає знову рівна нулеві, а при ще більших температурах починає зростати, змінивши знак.

V. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Схема під'єднання диференціальної термопар до вимірювального приладу представлена на рис.10.7. Два провідники AB і $ACDB$ із різних матеріалів мають спільні точки A і B , де вони зварені один з одним. До точок C і D може підключатись мілівольтметр. По характеру застосовуваних матеріалів термопар діляться на дві групи:

1. Термопары із благородних металів і їх сплавів.
2. Термопары із неблагородних металів і їх сплавів.

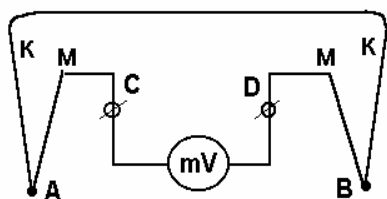


Рис. 10.7.

Схема з'єднання
диференціальної термопар

В сучасній практиці при виготовленні термопар в якості від'ємних термопроводів найбільш застосовними є такі метали, як платина, вісмут, вольфрам; сплави алюмель, константан, копель та інші, в якості додатних - залізо, мідь, срібло, сурма, сплави золото-паладій, платинородій, хромель, ніхром та ін. Найбільш поширеними термопарами є: мідь-константанова і хромель-алюмелева.

Мідь-константанова термопара відноситься до числа високочутливих термопар. Використовується вона в основному для вимірювання температур від -200°C до 350°C . Застосовувати термопару при температурах вище 350°C в атмосфері повітря не рекомендується через швидке окислення міді.

Хромель-алюмелева термопара відноситься до числа найбільш застосовних термопар. В порівнянні з іншими термопарами із неблагородних металів вона володіє великою стійкістю до окислення і придатна для вимірювання температур від -200°C до 1100°C . Чутливість термопар складає 40 мкВ/град . Зміна термо-е.р.с. з температурою проходить лінійно.

Дроти, з яких готуються термопары, можуть бути різного діаметру. Найбільше поширення отримали термопары з діаметром дроту $0,5 \pm 1 \text{ мм}$.

Обумовлено це тим, що із збільшенням маси матеріалу збільшується теплова інерція термопар, а також теплообмін по дротах і відповідно збільшується похибка вимірювань.

Для вимірювання температури за допомогою термопар її приєднують до вимірного пристрою (мілівольтметра або потенціометру). Один спай термопар занурюється в дьюар з льодом, що плавиться ($0\text{ }^{\circ}\text{C}$), а другий в середовище, температуру якого потрібно визначити. Якщо в якості вимірювального пристрою вибрали мілівольтметр, знімають його покази (U), а термо-е.р.с. визначається по формулі:

$$E_{\text{тп}} = U \frac{r_{mV} + r_{\text{тп}} + r_{\text{пр}}}{r_{mV}}, \quad (10.18)$$

де $r_{\text{тп}}$ – опір термопар; $r_{\text{пр}}$ – опір з'єднувальних проводів; r_{mv} – опір мілівольтметра. Щоб за відомою термо-е.р.с. визначити температуру треба спочатку термопару проградуювати, тобто поставити у відповідність величину термо-е.р.с. із значеннями різниці температур холодного і гарячого спаїв.

Градуювання термопар може бути зроблено двома способами в залежності від методу визначення температури робочого спаю термопар: градування шляхом порівняння з еталонними приладами (термометр опору, термопар та ін.), або градування по реперних речовинах. Перелік реперних речовин з показом характеру фазового переходу приведено в табл.1. Серед цих речовин є агресивні, тобто такі, які вступають у взаємодію з матеріалом термопар, і які хімічно не діють на матеріал термопар. В останньому випадку робочий спай термопар може бути занурений безпосередньо у речовину, внаслідок чого забезпечується хороший термоконтакт між термопарою і досліджуваною речовиною, що обумовлює високу швидкість сприйняття температури термопарою.

Термопар, що застосовуються при вивченні металів і їх сплавів, а також речовин, що діють агресивно на матеріал термопар (як вуглець на платину), занурюються в захисні ковпачки із кварцу, фарфору і речовин хімічно інертних до досліджуваного об'єкту. Застосування захисних пристосувань особливо необхідне при градуванні по температурах тверднення металів для захисту термопар від взаємодії з розплавленими металами.

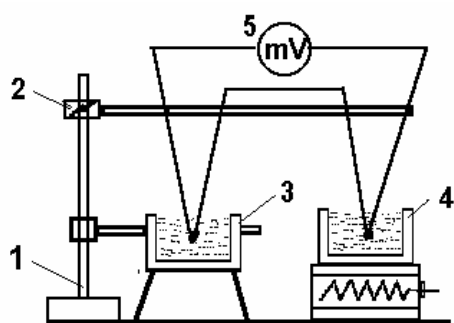


Рис. 10.8. Схема установки для градуирования термопар

Перед тим, як приступити до градування термопар, необхідно з'ясувати, в яких температурних інтервалах вона буде використовуватися. Далі з допомогою таблиці вибрати реперні речовини і приступити до градування. Схему робочої установки наведено на рис.10.8.

На штативі 1 в зажимі 2, який може пересуватися вгору і вниз,

закріплюють термопару, один спай якої занурюють в дьюар з льодом, що плавиться, а другий опускають в кварцовий або графітовий тигель 4, встановлений на електроплитку (якщо потрібні високі температури, $t > 300$ °C, то – в електропіч). В тигель кладуть реперні матеріали по чергово і доводять їх до розплавленого стану, потім плитку виключають. В момент затвердіння розплавленого металу записують покази мілівольтметра. Треба пам'ятати, що при твердненні металу його температура деякий час залишається постійною, отже незмінними будуть і покази мілівольтметра. За відомими температурами плавлення реперних речовин і відповідними їм значеннями напруги, за формулою (10.18) визначають величину термо-е.р.с. та будують графік градуювання термопар.

Якщо потрібно проградувати термопару за температур нижче 0 °C, в якості реперних речовин вибирають рідини (див. табл.10.1). Ці рідини наливають в пробірки, які потім опускають в дьюар з рідким азотом. Після затвердіння рідин, пробірки виймають з дьюара і по чергово розміщують в них другий спай термопар. В момент плавлення фіксують значення термо-е.р.с.

VI. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Завдання 1. Градування термопар і вимірювання температури плавлення металів і сплавів.

1. Помістити один кінець (спай) термопар в танучий лід, а інший - в тигель з 40-50 грамами чистого індію. За допомогою електроплитки розплавити його, потім відключити електроплитку від джерела і зафіксувати показ мілівольтметра при кристалізації індію.
2. Замість індію в тигель покласти олово, а потім вісмут і на кінець цинк. Зафіксувати покази мілівольтметра при кристалізації цих речовин.
3. За відомими напругою, опором термопар і внутрішнім опором мілівольтметра по формулі (10.17) визначити значення термо-е.р.с.
4. Знаючи температури плавлення реперних речовин (див. табл.10.1) і відповідні їм значення термо-е.р.с., побудувати графік, відкладаючи по одній осі значення термо-е.р.с., а по другій температуру.
5. Покласти в тигель по чергово метали або сплави, температура плавлення яких невідома. Використовуючи отримані покази гальванометра і графік градуювання термопар, визначити їх температури плавлення.
6. Використовуючи ЕОМ, зробити інтерполяцію даних і оцінити функціональний вид експериментальної залежності V_T від T . Згідно формули (10.16) для чистих металів графік залежності термо-е.р.с. V_T від температури T другого спаю визначається функцією

$$V_T = AT^2 - B; \quad (10.19)$$

де $B = A \cdot (273)^2$ (273 – температура першого спаю термопар в кельвінах, яка не змінюється під час досліду). Якщо енергію рівня Фермі

металів термопари підставляти в електрон-вольтах, а термо-е.р.с. вимірювати в мілівольтах, то

$$A = 1,22 \cdot 10^{-5} (1 + r) \left(\frac{1}{E_{FA}} - \frac{1}{E_{FB}} \right).$$

Перевірку експериментальних даних на наявність квадратичної залежності можливо зробити також графічним методом шляхом лінеаризації графіка. Для цього побудуйте графік в координатах: $y = \sqrt{V_T}$, $x = \sqrt{T^2 - 273^2}$. Як слідує з формули (19), це має бути пряма лінія з коефіцієнтом нахилу $\sqrt{A}$.

Таблиця 10.1. Температури плавлення і кипіння деяких речовин

Речовина	Температура фазового переходу °C	Питома схована теплота фазового переходу L, кДж/кг	Характер переходу
Водень	-259,2	58,6	пл
Водень	-253		кип
Азот	-196		кип
Кисень	-183		кип
Ртуть	-38,87	11,8	пл
Речовина	Температура фазового переходу °C	Питома схована теплота фазового переходу L, кДж/кг	Характер переходу
Лід	0	333,7	пл
Бензол	5,53	128,1	пл
Гліцерин	18,4	201,1	пл
Спирт	78	850	кип
Вода	100	2250	кип
Олово	232	59	
Свинець	327	25	
Ртуть	357	290	кип
Цинк	419,5	111	пл
Алюміній	660,1	397,1	
Срібло	960,8	104,5	пл
Золото	1063	65,7	пл
Мідь	1083	205	
Сталь	1400	82	
Чисте залізо	1535	277,1	пл

Завдання 2. Перевірка градування термометра.

1. Помістити досліджуваний термометр в посудину з танучим льодом так, щоб стовпчик ртуті термометра повністю знаходився в суміші.
2. Через 3-5 хвилин відрахувати покази термометра з точністю до 0,1 °С. Це і буде значення “нульової” точки термометра.
3. Для визначення проміжних точок між 0 °С і точкою кипіння води, в калориметр з дистильованою водою помістити еталонний і досліджуваний термометри.
4. Включити електроплитку. Коли температура дистильованої води в калориметрі почне збільшуватись, перемішуючи воду записувати одночасно покази еталонного і досліджуваного термометрів через кожні 5-10 °С (до температури кипіння води). При цьому обидва термометри потрібно поступово опускати так, щоб їх ртутні стовпчики майже повністю були занурені у воду.
5. За допомогою барометра визначити величину атмосферного тиску і за формулою залежності температури кипіння води від значення атмосферного тиску

$$t = 100^{\circ} + 0,0375 \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{мм рт.ст.}} (H - 760),$$

обчислити температуру кипіння води (значення H беруться у мм рт.ст.).

6. Визначити поправку до показів досліджуваного термометра при різних температурах і побудувати графік залежності поправок показів термометра від величини вимірюваної температури.

VII. ПИТАННЯ ДЛЯ КОНТРОЛЮ І САМОКОНТРОЛЮ

1. Що таке температура?
2. Від чого залежить вибір термометричної речовини при конструюванні термометра?
3. Які термометричні величини найчастіше використовують при виготовленні термометрів?
4. Яким чином встановлюють емпіричну температурну шкалу?
5. Які існують методи вимірювання температур?
6. Вкажіть переваги газової шкали в порівнянні з емпіричною.
7. Що таке термопара?
8. Яке фізичне явище покладено в основу роботи термопари?
9. Як за допомогою термопари визначають температуру?
10. Які переваги і недоліки термопари в порівнянні з рідинними термометрами?
11. Для чого проводять градування термопари? Які методи градування термопар ви знаєте?

ВИЗНАЧЕННЯ ТЕРМІЧНОГО КОЕФІЦІЄНТА ТИСКУ ГАЗУ ЗА ДОПОМОГОЮ ГАЗОВОГО ТЕРМОМЕТРА

I. МЕТА РОБОТИ: *ознайомлення студентів з роботою газового термометра і визначення за його допомогою коефіцієнта тиску повітря.*

II. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ: *газовий термометр, високоточний ртутний (рідинний) термометр, барометр, металічна посуда з вмонтованим в неї нагрівником (термостат).*

III. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ, знання яких необхідне для виконання роботи.

1. *Різниця між ідеальним та реальним газами.*
2. *Закони ідеального газу.*
3. *Рівняння Ван-дер-Ваальса.*
4. *Молекулярні сили.*
5. *Макроскопічні параметри газів і методи їх визначення.*

IV. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Температурний (термічний) коефіцієнт тиску (пружності) газу показує на скільки по відношенню до початкового збільшується тиск газу (тобто, відносну зміну тиску), якщо його нагріти на 1 К при постійному об'ємі, і визначається за формулою:

$$\gamma = \left(\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial T} \right)_V \approx \frac{p - p_0}{p_0 t}, \quad (2.1)$$

де P_0 - тиск газу при 0°C , P - тиск газу при температурі $t^\circ\text{C}$.

Залежність тиску P газу від температури t визначається рівнянням Шарля (при постійному об'ємі):

$$p = p_0(1 + \gamma t) = p_0 + \frac{p_0}{273} t. \quad (2.2)$$

Закон Шарля, як і інші закони ідеального газу, застосовується для опису станів реальних газів тільки в області малих тисків і не дуже низьких температур. Для реальних газів термічний коефіцієнт тиску γ є функцією стану газу, тобто залежить від P і t . Проте ряд реальних газів, таких як водень та гелій дуже близькі до ідеальних газів і термічний коефіцієнт тиску для них лишається постійним в широкому інтервалі температур. Саме тому часто газові термометри заповнюються цими газами, в основному гелієм.

V. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

В даній лабораторній роботі потрібно визначити термічний коефіцієнт тиску повітря. З цією метою знайдемо за законом Шарля для двох значень температур тиски повітря масою m і об'ємом V , які не змінюються при нагріванні від t_1 до t_2 ($^{\circ}\text{C}$):

$$p_1 = p_0(1 + \gamma t_1) \quad p_2 = p_0(1 + \gamma t_2)$$

Поділивши p_1 на p_2 , одержимо формулу для визначення γ :

$$\gamma = \frac{p_2 - p_1}{p_1 t_2 - p_2 t_1}. \quad (2.3)$$

Таким чином, знаючи тиск і температуру двох станів одної і тої ж маси газу (при незмінному об'ємі), можна визначити термічний коефіцієнт тиску. Використовуючи рівняння стану ідеального газу Клапейрона-Менделєєва, можна показати, що таким же буде і термічний коефіцієнт об'ємного розширення.

Одним з найбільш точних методів визначення термічного коефіцієнта тиску газу є метод газового термометра конструкції В.В. Лермантова. Такий термометр складається (рис. 2.1) із скляної колби 1, з'єднаної скляною трубкою 2 з лівим коліном 7 відкритого водяного манометра. Колба розташована в термостаті 9 з нагрівником і термометром 10. Трубка 2 має кран 3, який служить для наповнення колби 1 сухим

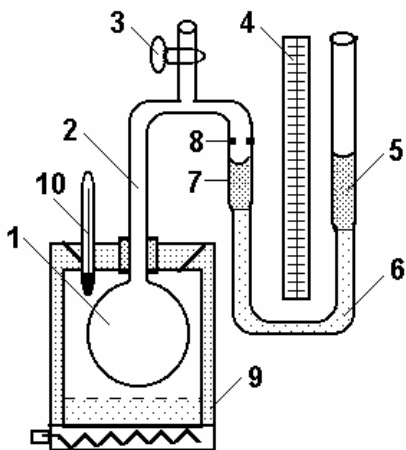


Рис. 2.1. Загальний вид газового термометра

досліджуваным газом (повітрям, азотом, воднем). Ліве коліно манометра 7 з'єднане з правим 5 гумовою трубкою 6, що дозволяє рухати праве коліно вздовж вертикальної шкали 4, поділеної на міліметри. При визначенні термічного коефіцієнта тиску газу його об'єм має залишатись сталим. З цією метою на трубці 7 нанесена спеціальна мітка 8, до якої підводять рівень рідини в цій трубці манометра (ліве коліно) при всіх вимірюваннях тиску, рухаючи вертикально праве коліно. Якщо праве коліно манометра закріплено жорстко і його неможливо рухати по відношенню

до лівого коліна, то умова постійності об'єму газу при нагріванні чітко не дотримується.

В нашому досліді використовується лабораторний термостат для стабілізації заданої температури води в об'ємі термостата, а отже, і газу в балоні газового термометра, зануреного в цю воду. Змінюючи температуру води в термостаті, змінюють температуру повітря в балоні. Після досягнення заданої температури води, її стабілізації і встановлення

теплової рівноваги з повітрям в колбі газового термометра, проводять вимірювання.

VI. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Відкрити кран 3 і заповнити газовий термометр повітрям при кімнатній температурі, при цьому тиск у колбі 1 стає рівний атмосферному H .
2. Налити в термостат воду (до мітки).
3. Опустити колбу в термостат так, щоб вона повністю занурилася у воду.
4. Визначити початкову температуру води t в термостаті; якщо вона дорівнює температурі навколишнього середовища, то різниця висот стовпчиків води в лівому і правому колінах водяного манометра $h_1 = 0$. Тоді початковий тиск p_1 досліджуваного газу (повітря) в колбі дорівнює атмосферному H ($p_1 = H$).
5. Ввімкнути електронагрівник термостата. Із збільшенням температури повітря в колбі, рівень води в лівому коліні манометра понизиться, а в правому - підвищиться. Після збільшення температури на 2-4 °С, її стабілізації і встановлення теплової рівноваги з повітрям колби виміряти різницю висот h_2 в колінах манометра при температурі t_2 . В цьому випадку тиск повітря p_2 в колбі 1 дорівнює: $p_2 = H + \rho g h_2$, де ρ - густина рідини (води) в манометрі.
6. Підставити у формулу (2.3) значення p_1 і p_2 , тоді термічний коефіцієнт тиску повітря:

$$\gamma = \frac{\rho g h_2}{H t_2 - (H + \rho g h_2) \cdot t_1}. \quad (2.4)$$

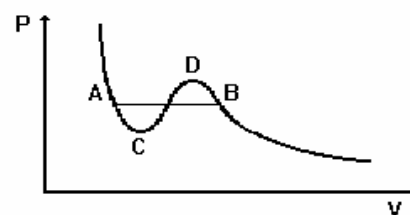
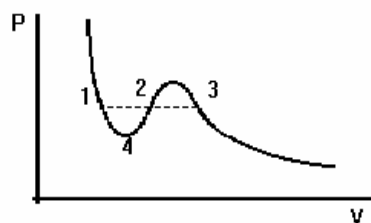
7. Знову нагріти повітря в колбі 1 ще на 2-3 градуси та застабілізувати температуру t_3 . Різниця рівнів h_3 води в лівому та правому колінах дозволяє визначити тиск повітря p_3 , що встановиться в колбі 1 при температурі t_3 , рівний $p_3 = H + \rho g h_3$.
8. Підставити в формулу (2.3) значення p_2 при температурі t_2 і одержане значення p_3 та знову визначити термічний коефіцієнт тиску повітря γ :

$$\gamma = \frac{p_3 - p_2}{p_2 t_3 - p_3 t_2} = \frac{h_3 - h_2}{\frac{H}{\rho g} (t_3 - t_2) - (h_2 t_3 - h_3 t_2)}. \quad (2.5)$$

9. При великій різниці рівнів рідини в колінах манометра, тобто значному тиску газу (повітря) в колбі, можливий витік його через негерметичні з'єднання трубок манометра. Тому вимірювання необхідно проводити при невеликій різниці висот h і періодично зменшувати тиск повітря в балоні до атмосферного, відкривши кран 3, або охолоджуючи його.
10. Повторити вимірювання декілька разів, обчислити середнє значення γ і абсолютну та відносну похибки. Вказати систематичну похибку, обумовлену конструкцією газового термометра.
11. Зробити аналіз результатів і висновки до даної роботи.

VII. ПИТАННЯ ДЛЯ КОНТРОЛЮ І САМОКОНТРОЛЮ

1. Яка відмінність між ідеальним і реальним газами ?
2. В якому випадку реальні гази можна розглядати як ідеальні ?
 - а) коли віддаль між молекулами реального газу порівняна з розмірами самих молекул;
 - б) реальні гази можна розглядати як ідеальні тільки при таких розрідженнях, коли середня віддаль між молекулами стає набагато більша розмірів молекул і властивості газів визначаються концентрацією молекул, а не їх взаємодією;
 - в) при високих тисках і низьких температурах.
3. Які процеси називають ізобаричними, ізотермічними, ізохоричними ?
4. Що ми розуміємо під термометричною речовиною і термометричним параметром в газовому термометрі ?
5. Вкажіть, які з приведених виразів відповідають рівнянню Ван-дер-Ваальса
 - а) $pV=RT$ б) $p(V+b)=RT$ в) $(p+a/V^2)(V+b)=RT$ г) $(p+a/V^2)(V-b)=RT$
6. Що враховує поправка “а” в рівнянні Ван-дер-Ваальса ?
 - а) зіткнення молекул;
 - б) сили взаємодії між молекулами;
 - в) розмір молекул.
7. Яка із точок, вказаних на рисунку, відповідає появі рідини при зменшенні об’єму газу ?
 - а) 1; в) 3
 - б) 2; г) 4
8. Вкажіть ділянку теоретичної кривої Ван-дер-Ваальса, яка не може бути ні при яких умовах здійснена на практиці:
 - а) DB б) AC
 - в) CD г) AB



ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ВНУТРІШНЬОГО ТЕРТЯ ПОВІТРЯ ТА ОБЧИСЛЕННЯ СЕРЕДНЬОЇ ДОВЖИНИ ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ І СЕРЕДНЬОГО ЕФЕКТИВНОГО ДІАМЕТРУ МОЛЕКУЛ

I. МЕТА РОБОТИ: експериментально визначити коефіцієнт внутрішнього тертя (в'язкості) повітря методом Пуазейля та обчислити середню довжину вільного пробігу молекул і їх ефективний діаметр.

II. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ: спеціальна установка для визначення коефіцієнта в'язкості повітря, аналітичні терези, секундомір, барометр, склянка.

III. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ, знання яких необхідне для виконання роботи.

1. Основні характеристики молекулярного руху – середня швидкість, середня частота зіткнень, середня довжина вільного пробігу.
2. Рівняння перенесення Ньютона, зв'язок коефіцієнта внутрішнього тертя з характеристиками молекулярного руху.
3. Залежність в'язкості та довжини вільного пробігу від параметрів газу (температури, тиску, маси та розмірів молекул).

IV. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Молекули газу, перебуваючи у тепловому русі, постійно стикаються між собою. Середня віддаль, на яку зближуються центри мас молекул при їх парних зіткненнях, називають *ефективним* діаметром молекули $d_{\text{еф}}$. Приставка “ефективний” відображає той факт, що діаметр не є цілком визначеною величиною для даної молекули, а залежить від швидкості молекул, що стикаються, отже від температури газу, адже при більшій швидкості лобового зіткнення молекули зближуються на меншу відстань. В момент зіткнення напрям швидкості молекул змінюється, після чого вона знову рухається прямолінійно. Шлях молекули в газі, таким чином, це ламана лінія, що складається з прямолінійних відрізків довжин вільного пробігу. Середня довжина вільного пробігу молекул λ – це усереднений шлях між двома їх послідовними зіткненнями.

Число зіткнень, що зазнає молекула за одну секунду також різне в різні моменти часу i , отже, ми можемо говорити тільки про середнє значення цієї величини. Ці дві зв'язані між собою величини – середня довжина вільного пробігу λ та середнє число зіткнень ν за одиницю часу – є головними характеристиками процесу зіткнень газових молекул. Їх

зв'язок визначається формулою: $v = \frac{v}{\lambda}$, де v – середня швидкість теплового руху молекул газу.

Якщо відбувається рух одного шару газу відносно іншого, то виникають сили внутрішнього тертя. Ці сили прискорюють швидкість руху *відносно повільного* шару повітря, але сповільнюють рух того шару повітря, який рухається з *відносно більшою* швидкістю, вирівнюючи таким чином їх швидкості. Причиною такого тертя (в'язкості) є взаємодія через зіткнення молекул різних (сусідніх) шарів повітря, в результаті якого молекули передають одна одній (отже і всьому шару) свої додаткові імпульси, обумовлені відносною швидкістю всього шару молекул.

Дослід показує, що сила внутрішнього тертя F пропорційна величині площі дотику рухомих шарів S і градієнту швидкості шарів у потоці повітря (який чисельно дорівнює зміні швидкості Δu на довжині (товщині шару) Δx рівній 1 м в напрямку, перпендикулярному швидкості (рис.3.1):

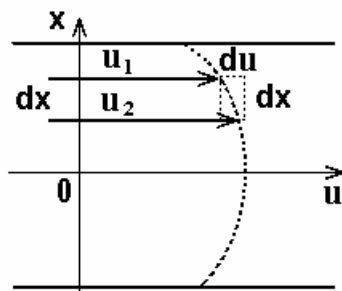


Рис. 3.1

$$F = \eta \frac{du}{dx} S \quad (3.1)$$

де η – коефіцієнт в'язкості. Із цієї формули випливає фізичний зміст коефіцієнта в'язкості:

$$\eta = \frac{F}{S \frac{du}{dx}}. \quad (3.1a)$$

Коефіцієнт в'язкості є фізична величина, чисельно рівна силі (внутрішнього тертя), яка виникає при русі шару одиничної площі (1 м^2) поверхні і діє вздовж поверхні зсуву шарів при градієнті швидкості, що дорівнює одиниці ($1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} / \text{м} = 1 \text{ с}^{-1}$). В системі СІ в'язкість вимірюється в паскаль-секундах (Па·с). Паскаль-секунда – *динамічна в'язкість* середовища, при ламінарній течії якого в шарах, розташованих на віддалі 1 м в напрямку перпендикулярному течії, під дією тиску зсуву в 1 Па виникає різниця течії 1 м/с. У гідро- та аеродинаміці використовується також поняття *кінематичної в'язкості*: $\eta_k = \eta_{\text{дин}} / \rho$ (ρ – густина газу або рідини).

Із теоретичного розгляду процесу перенесення імпульсу між шарами повітря за наявності градієнту швидкості випливає формула Ньютона, в якій коефіцієнт внутрішнього тертя представляється формулою

$$\eta = \frac{1}{3} \rho v \lambda, \text{ де } \rho - \text{густина газу} \quad (3.2)$$

V. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

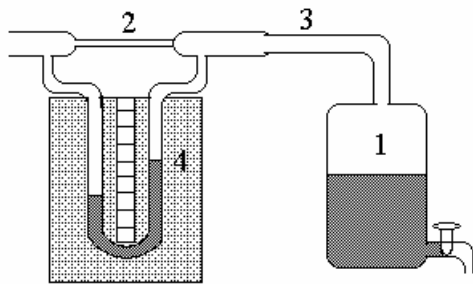
В цій роботі для визначення коефіцієнта внутрішнього тертя η використовується метод протікання газу через вузький капіляр (метод

Пуазейля). Об'єм газу, що протікає за час t через капіляр залежить від радіуса капіляра та його довжини і визначається формулою Пуазейля:

$$V = \frac{\pi r^4 \Delta p t}{8 \eta L}, \quad \text{звідси} \quad \eta = \frac{\pi r^4 \Delta p t}{8 L V}, \quad (3.3)$$

де r – радіус капіляра, L – довжина капіляра, V – об'єм газу, що протікає через капіляр за час t , Δp – різниця тисків на кінцях капіляра, яка необхідна для течії газу через трубу (капіляр). Формула (3.3) є *робочою формулою* для визначення коефіцієнта внутрішнього тертя (коефіцієнта в'язкості).

Лабораторна установка для визначення η складається з аспіратора 1 (всмоктувача повітря – колби з водою, в якій є краник для витікання води), з'єднаного з капіляром 2 і манометром 4. Коли з колби витікає вода, тиск повітря в ній знижується і через капіляр 2 починає засмоктуватися повітря з кімнати.



Схема

установки для визначення коефіцієнта внутрішнього тертя повітря

Внаслідок внутрішнього тертя тиск на кінцях капіляра неоднаковий. Різниця цих тисків Δp вимірюється манометром 4, в якому в якості манометричної рідини використовується вода (густина якої відома). Різниця тисків розраховується за формулою:

$$\Delta p = \rho_1 g h, \quad (3.4)$$

де ρ_1 – це густина води, h – різниця висот рідини в колінах манометра, g – прискорення вільного падіння. Довжини та радіус капіляра відомі (вказані на

установці). Об'єм повітря, що пройшло через капіляр, може бути визначений за об'ємом рідини, що витекла з аспіратора при умові сталості потоку повітря через капіляр.

Використовуючи зв'язок η з λ згідно формули (3.2), знаходимо середню довжину вільного пробігу молекул:

$$\lambda = \frac{3\eta}{\rho v}. \quad (3.5)$$

Густина газу і середня швидкість обчислюються відповідно за формулами:

$$\rho = \frac{p\mu}{RT}, \quad v = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}, \quad (3.6)$$

де p – атмосферний тиск, μ – молекулярна маса газу, R – універсальна газова стала. Отже, отримуємо *робочу формулу* для обчислення λ :

$$\lambda = \frac{3\eta}{2p} \sqrt{\frac{\pi RT}{2\mu}}. \quad (3.7)$$

Середня довжина вільного пробігу визначається через ефективний переріз зіткнень σ і середній діаметр d молекул за формулою:

$$\lambda = \frac{1}{\sigma n} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n} \quad (3.8)$$

де n – число молекул в одиниці об'єму, тобто концентрація, яку можна визначити із формули $p=nkT$ (k – стала Больцмана). Отже:

$$d = \sqrt{\frac{kT}{\sqrt{2}\pi\lambda p}}. \quad (3.9)$$

(3.9) є робочою формулою для обчислення ефективного діаметру молекул.

V. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Наповнити аспіратор водою.
2. Відкрити кран аспілятора і після того, як вода почала витікати з постійною швидкістю, про що свідчить сталість показів різниці тисків на кінцях капілярів, або навіть перестала витікати неперервною цівкою, а тече серіями крапель (це залежить від діаметрів капіляра, крана і кількості води у аспіраторі), підставте під нього зважену на аналітичних терезах склянку. Одночасно включіть секундомір і запишіть покази манометра. Коли в склянку натече 50-70 см³ води, записати знову покази манометра 4, закрити кран і зупинити секундомір. Покази манометра усереднити.
3. Знову зважити посудину (склянку), але вже разом з водою, визначити масу води та її об'єм (за відомою густиною води). Знаючи це, визначити об'єм повітря, що пройшло через капіляр.
4. За допомогою барометра виміряти зовнішній (атмосферний) тиск p , а термометром – температуру T .
5. За формулами (3.3), (3.7) і (3.9) визначити η та обчислити λ і d .
6. Вкажіть причини можливих похибок і шляхи їх усунення. Оцініть абсолютну та відносну похибки. Зробіть висновки за одержаними результатами.

VI. ПИТАННЯ ДЛЯ КОНТРОЛЮ І САМОКОНТРОЛЮ

1. Дайте визначення довжини вільного пробігу молекули та ефективного діаметру. Чому молекула (атом) характеризується “ефективним діаметром”, а не просто “діаметром” молекули?
2. Запишіть формулу для λ ; який зв'язок λ з частотою зіткнень, тиском і температурою?
3. Які процеси перенесення ви знаєте? Яка фізична величина переноситься в явищі внутрішнього тертя?

4. Як молекулярна фізика пояснює виникнення внутрішнього тертя в газах ?
5. Чи існує в'язкість в ідеальному газі ?
6. Яким рівнянням описується сила внутрішнього тертя?
7. Через які фізичні величини визначається коефіцієнт внутрішнього тертя згідно молекулярно-кінетичних уявлень ? Запишіть формулу.
8. Як залежить в'язкість від параметрів газу (тиску, температури, густини)? Якісно пояснити фізичні причини такої залежності.
9. Як в роботі вимірюється об'єм газу, що пройшов через капіляр ?
10. Поясніть дію аспіратора ?
11. Чому на кінцях капіляра виникає різниця тисків?
12. Коли потрібно знімати покази манометра ?
13. Чому при малому рівні води в аспіраторі вона починає витікати краплями, або зовсім припинитися ?

ВИЗНАЧЕННЯ ВІДНОШЕННЯ C_p/C_v АКУСТИЧНИМ МЕТОДОМ

I. МЕТА РОБОТИ: визначення коефіцієнта Пуассона для повітря за швидкістю поширення звуку в газі.

II. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ: звуковий генератор ГЗ-36, електричний осцилограф СІ-73, частотомір 43-32, мікрофон, телефон, телескопічна (розсувна) трубка.

III. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ, знання яких необхідне для виконання лабораторної роботи.

1. Фізичні характеристики звуку.
2. Швидкість поширення звуку в газовому середовищі. Звукові коливання в замкнутих об'ємах.
3. Рівняння адіабати. Теплоємності газу при постійному тиску і при постійному об'єму, їх взаємозв'язок і методи експериментального визначення.
4. Недоліки класичної теорії теплоємності.
5. Елементи квантової теорії теплоємності.

IV. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Зв'язок макроскопічних параметрів газу P , V і T при адіабатичному процесі, тобто такому, що проходить без обміну теплом з навколишнім середовищем, описується рівнянням адіабати (рівнянням Пуассона):

$$PV^\gamma = \text{const} \quad (4.1)$$

Для того, щоб визначити коефіцієнт Пуассона γ (відношення питомої теплоємності газу при постійному тиску C_p до питомої теплоємності того ж газу при сталому об'єму C_v , тобто $\gamma = C_p/C_v$), необхідно використати його зв'язок з якими-небудь іншими характеристиками газу. В даній роботі використовується його зв'язок із швидкістю поширення звуку в повітрі. Він задається наступною формулою

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{\mu}{RT} v^2 \quad (4.2)$$

де μ – молекулярна вага газу, в якому поширюється звук; v – швидкість поширення звуку в цьому газі; R – універсальна газова стала; T – абсолютна температура газу.

Таким чином, для визначення показника адіабати γ достатньо виміряти температуру газу і швидкість поширення в ньому звуку. Визначення швидкості звуку v в повітрі проводиться акустичним способом за допомогою установки, зображеної на рис.4.1.

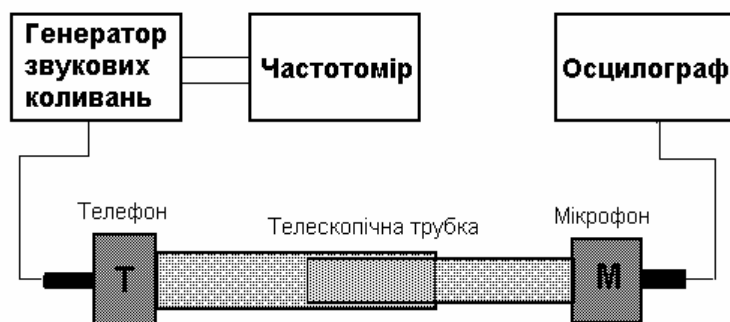


Рис. 4.1

Звукові коливання в трубі збуджуються мембраною телефону T . Коливання вловлюються мікрофоном M . Мембрана телефону приводиться у рух змінним струмом звукової частоти. За джерело змінної е.р.с. використовується звуковий генератор ГЗ-36, а частота струму визначається за допомогою частотоміра 43-32. Сигнал, що виникає в мікрофоні, спостерігається на осцилографі СІ-73. Довжина труби може змінюватися в результаті телескопічного з'єднання двох трубок.

Звукова хвиля, яка поширюється вздовж труби, зазнає багаторазове відбивання від її торців. Звукові коливання в середині труби є результатом накладання усіх відбитих хвиль і є, взагалі кажучи, дуже складними. Картина різко спрощується, якщо довжина труби стає рівною цілому числу півхвиль, тобто тоді, коли виконується умова

$$L = \frac{\lambda}{2} n \quad (4.3)$$

де λ – довжина хвилі звуку в трубі, n – кількість половин хвиль, що вкладаються в довжину труби L . Якщо умова (4.3) виконана, то хвиля, яка відбилася від протилежного торця труби і повернулася до початку труби і знову відбилася тепер вже від переднього торця труби, збігається за фазою з хвилею, що в даний момент генерується телефоном.

Аналогічним чином збігається за фазою і хвилі, які рухаються від заднього торця до переднього після першого, другого і всіх наступних відбивань від заднього торця. Хвилі, що збігаються за фазою, посилюють одна одну. Амплітуда звукових коливань при цьому різко зростає, тобто настає резонанс. Крім того, для випадку накладання двох однакових хвиль, що рухаються назустріч одна одній, формула (4.3) є умовою утворення стоячих хвиль, коли гребні хвилі не переміщуються у просторі, а їх амплітуда змінюється з часом за гармонічним законом.

Швидкість звуку v зв'язана з його частотою f і довжиною хвилі λ відношенням

$$v = f \cdot \lambda \quad (4.4)$$

Підбір умов, при яких виникає резонанс, можна проводити двома шляхами.

1. При незмінній частоті звукового генератора (отже і довжини звукової хвилі) можна змінювати довжину труби L . Для цього у роботі застосовується телескопічна (розсувна) труба. Довжина її поступово збільшується (труба повільно розсувається) і фіксується ряд послідовних резонансів. Виникнення резонансу легко спостерігати на осцилографі по різкому збільшенні амплітуди коливань електричного сигналу, що йде від телефону. Для послідовних резонансів маємо:

$$L_n = n \frac{\lambda}{2}; \quad L_{n+1} = (n+1) \frac{\lambda}{2}; \quad \text{і так далі} \quad L_{n+k} = (n+k) \frac{\lambda}{2}; \quad (4.5)$$

k – номер по порядку спостережуваного резонансу.

Із (5.4) і (5.5) для швидкості звуку одержуємо вираз:

$$v = f \cdot \lambda = 2f \frac{\lambda}{2} = 2f(L_{n+1} - L_n) = 2f \frac{L_{n+2} - L_n}{2} = 2f \frac{L_{n+k} - L_n}{k}. \quad (4.6)$$

Отже, зробивши вимір довжини труби L , при якій спостерігається резонанс, можна визначити швидкість звуку.

2. З формули (4.3) випливає, що умова резонансу буде періодично наставати, якщо плавно змінювати не довжину труби L , а довжину звукової хвилі λ . Тоді при сталій довжині труби необхідно вимірювати частоту звукових коливань, при якій настає резонанс. Для послідовних резонансів матимемо:

$$\begin{aligned} \lambda_n &= \frac{2L}{n} \quad \text{або} \quad \frac{v}{f_n} = \frac{2L}{n} \\ \lambda_{n+1} &= \frac{2L}{n+1} \quad \text{або} \quad v(n+1) = 2L \cdot f_{n+1} \quad (4.7) \\ \text{і так далі...} \quad \lambda_{n+k} &= \frac{2L}{n+k} \end{aligned}$$

Із формул (4.7) отримуємо:

$$v = 2L(f_{n+1} - f_n) = 2L \frac{f_{n+2} - f_n}{2} = 2L \frac{f_{n+k} - f_n}{k}. \quad (4.8)$$

V. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Ознайомитися з приладами, що використовуються при вимірюваннях, і електричною схемою їх підключення. Вивчити функціональне призначення перемикачів і засобів керування приладами на їх панелях.
2. Увімкнути в мережу осцилограф СІ-73, звуковий генератор ГЗ-36 і частотомір, дати їм прогрітися на протязі 4-5 хвилин. Після цього увімкнути тумблер “Промінь” на панелі осцилографа і повернути тумблер “яскравість”. На екрані осцилографа має бити видно світну лінію, накреслену електронним променем.

3. Тумблером “регулювання вихідної напруги” на звуковому генераторі підібрати напругу на його виході так, щоб на осцилографі спостерігати коливання достатньої амплітуди. Зупинити біжучу картину на екрані осцилографа, змінюючи частоту розгортки. Переконайтеся в тому, що коливання мають неспотворену синусоїдальну форму. Якщо форма коливань спотворена, то зменшити амплітуду сигналу, який поступає з генератора.
4. Виходячи з приблизного значення швидкості звуку 330 м/с, розрахувати, в якому діапазоні частот слід вести виміри, щоб при видовженні труби можна було спостерігати 2-3 резонанси.
5. Визначити швидкість звуку в трубі при сталій частоті. Для цього плавно змінюючи довжину труби, послідовно пройти через усі доступні для спостережень точки резонансу. Повторити виміри при інших частотах (для 3-5 значень частоти). Для кожного резонансу виміряти відповідне видовження трубки. Провести виміри спочатку збільшуючи довжину трубки, а потім зменшуючи її. Отримані значення підставити у формулу (4.6) і визначити швидкість звуку.
6. Визначити температуру повітря T .
7. Підставити значення швидкості звуку у формулу (4.2) і визначити коефіцієнт Пуассона γ .
8. Визначити швидкість звуку в трубі незмінної довжини. Для цього плавно збільшуючи частоту генератора, отримати ряд послідовних резонансних значень частоти, відмічаючи момент резонансу по збільшенню амплітуди коливань на екрані осцилографа. Відповідне резонансу значення частоти визначити за допомогою частотоміра. Переконатися у повторюваності результатів, провівши вимірювання при зменшенні частоти.
9. Отримані результати підставити у формулу (4.7) і обчислити значення швидкості звуку.
10. Обчислити значення $\gamma = C_p/C_v$ для повітря за формулою (4.2), використовуючи значення швидкості звуку і температури повітря.
11. Всі результати вимірів і обчислень занести у відповідні таблиці.
12. Визначити абсолютну і відносну похибки експерименту, використовуючи результати прямих і непрямих вимірювань.
13. Зробити короткі висновки, що впливають з отриманих результатів. Порівняти результати з табличними даними, пояснити можливі причини розходження.
14. Дати пропозиції по можливому вдосконаленню установки та проведенню експерименту.

VI. ПИТАННЯ ДЛЯ КОНТРОЛЮ І САМОКОНТРОЛЮ

1. Що називається теплоємністю тіла, питомою теплоємністю, молярною теплоємністю ?

2. Чому C_p більше C_v ?
3. Який фізичний зміст має універсальна газова стала R ?
4. Вкажіть формулу для теплоємності одного моля ідеального газу при сталому тиску:
 - а) $C = (i/2)R$; б) $C = (i+2) \cdot R/(2\mu)$; в) $C = (i+2) \cdot R/2$; г) $C = i \cdot R/(2\mu)$
5. Яке із приведених рівнянь відповідає рівнянню Пуассона:
 - а) $PV = RT$; б) $PT^1 = \text{const}$; в) $PV^\gamma = \text{const}$; г) $(PV)^\gamma = \text{const}$
6. Як зв'язана швидкість поширення коливань з пружністю середовища E ?
 - а) $v \sim E$; б) $v \sim E^2$; в) $v \sim E^{1/2}$; г) $v \sim 1/E$
7. Як залежить швидкість поширення звуку від його частоти ν ?
 - а) $v \sim \nu$; б) не залежить; в) $v \sim 1/\nu$; г) $v = \lambda \nu$
8. Які особливості акустичних коливань в замкнутих об'ємах ?
9. Що таке ступінь вільності молекули? Скількома ступенями вільності володіють молекули одноатомних, двоатомних і багатоатомних газів?
10. Як залежать C_p і C_v від ступенів вільності молекул ?
11. Чи змінюється коефіцієнт Пуассона повітря при зміні його відносної вологості ?
12. Які недоліки має класична теорія теплоємності ? Як вони усуваються у квантовій теорії ?
13. Чому дорівнює коефіцієнт Пуассона для ідеального одноатомного газу?
14. Як залежить швидкість звуку від частоти звуку?
15. Намалюйте схематично температурну залежність теплоємності триатомного газу в широкому температурному інтервалі (від майже 0 К до дуже високих).
16. Умова виникнення стоячих хвиль у замкнутому об'ємі.
17. Дайте визначення поперечних і поздовжніх хвиль. Назвіть приклади.

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА В'ЯЗКОСТІ РІДИНИ

I. МЕТА РОБОТИ: експериментальне визначення коефіцієнта в'язкості гліцерину.

II. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ: скляний циліндр висотою 40-60 см, такий же циліндр більшого діаметру, заповнений водою, досліджувані рідини, металеві кульки діаметром декілька міліметрів, мікрометр, штангенциркуль, масштабна лінійка, термометр, секундомір, пінцет, капілярний віскозиметр, штатив, електроплитка, термостат.

III. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ, знання яких необхідне для виконання лабораторної роботи.

4. Явища перенесення, особливості явищ перенесення у рідинах.
5. В'язкість рідини та її залежність від температури.
6. Експериментальні методи визначення в'язкості рідин.

IV. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Якщо відбувається рух одного шару реальної рідини відносно іншого, то виникають сили внутрішнього тертя, які залежать від ступеня в'язкості даної рідини. Ці сили, як і будь-які сили опору, спрямовані у бік, протилежний вектору відносної швидкості dv даного (розглядуваного) шару рідини.

Дослід показує, що сила внутрішнього тертя F пропорційна величині площі дотику рухомих шарів S і градієнту швидкості (зміні dv швидкості шарів v на одиниці довжини x в напрямку, перпендикулярному швидкості (рис.5.1):

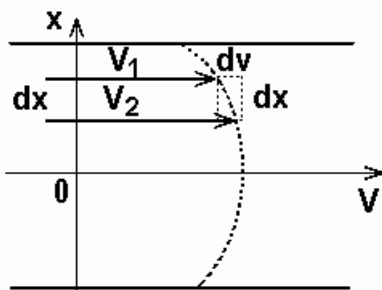


Рис. 5.1

$$F = \eta S \frac{dv}{dx}, \quad (5.1)$$

де η – коефіцієнт в'язкості.

Згідно формули (7.1) коефіцієнт в'язкості:

$$\eta = \frac{F}{S \frac{dv}{dx}}.$$

Коефіцієнт в'язкості є фізична величина, чисельно рівна силі (внутрішнього тертя), яка виникає при русі шару одиничної площі (1 м^2)

поверхні і діє вздовж поверхні зсуву шарів при градієнті швидкості, що дорівнює одиниці ($1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} / \text{м} = 1 \text{ с}^{-1}$).

У системі СІ в'язкість вимірюється у $[\eta] = \text{Па} \cdot \text{с}$. Паскаль-секунда – динамічна в'язкість середовища, при ламінарній течії якого в шарах,

розташованих на віддалі 1 м в напрямку перпендикулярному течії, під дією тиску зсуву в 1 Па виникає різниця течії 1 м/с. Крім динамічної в'язкості часто користуються ще поняттям *кінематичної* в'язкості:

$$\eta_k = \frac{\eta_{\text{дин}}}{\rho} \left[\frac{\text{Па} \cdot \text{с}}{\text{кг/м}^3} = \frac{\text{Н} \cdot \text{м} \cdot \text{с}}{\text{кг}} = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2} \cdot \frac{\text{м} \cdot \text{с}}{\text{кг}} = \frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right].$$

МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Існують різні способи визначення коефіцієнта η . У даній роботі використовується метод Стокса і метод капілярного віскозиметра. Визначення η методом Стокса ґрунтується на вивченні руху кульки у в'язкій рідині. Сили опору виникають і при вільному падінні тіла всередині нерухомої рідини. При цьому навколо рухомого тіла виникає мономолекулярний шар рідини, молекули якого ніби “прилипають” до тіла за рахунок сил зчеплення і захоплюються цим тілом, тобто мають швидкість руху, рівну швидкості руху цього тіла. Цей мономолекулярний шар рідини також захоплює за собою сусідній шар і так далі. Але чим далі від тіла шари рідини, тим з меншими швидкостями вони рухаються в порівнянні з швидкістю тіла.

Сили внутрішнього тертя діють з боку віддалених частинок на прилягаючі до тіла частинки рідини, гальмують їх рух і, будучи силами опору, направлені в сторону, протилежну переміщенню тіла. Дослідним шляхом було встановлено, що сила опору середовища залежить від швидкості руху тіла, його геометричної форми і лінійних розмірів, стану поверхні тіла і в'язкості середовища.

За розрахунками Дж. Стокса, сила опору руху кульки дорівнює:

$$\vec{F} = 6\pi\eta r\vec{v}, \quad (5.2)$$

r – радіус кульки, $\vec{v}$ – швидкість її руху.

На кульку, що вільно падає у рідині, крім сили опору $\vec{F}$ (5.2), діють ще дві сили:

$$\text{а) сила тяжіння: } \vec{F}_T = m\vec{g} = \rho_k V_k \vec{g} = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_k \vec{g},$$

ρ_k – густина матеріалу, g – прискорення вільного падіння;

$$\text{б) виштовхувальна сила – сила Архімеда: } \vec{F}_A = \rho_p V_k \vec{g} = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_p \vec{g},$$

ρ_p – густина рідини.

Враховуючи напрям сил, рівняння руху кульки матиме вигляд:

$$m \frac{dv}{dt} = \frac{4}{3}\pi r^3 (\rho_k - \rho_p) g - 6\pi\eta r v, \quad (5.3)$$

Спочатку швидкість руху кульки збільшуватиметься, але оскільки по мірі збільшення її швидкості сила опору буде також зростати, то настане момент, коли сила тяжіння F_T зрівноважиться сумою сил F_A і F , а отже

прискорення $\frac{dv}{dt} = 0$. Таким чином, з моменту рівності сил $F_T = F_A + F$ рух кулі стає рівномірним з швидкістю $v = v_0$. Розв'язуючи рівняння (7.3) для цього випадку, одержуємо:

$$\eta = \frac{2(\rho_k - \rho_p) \cdot g}{9 v_0} r^2. \quad (5.4)$$

Формула (5.4) справедлива для безмежного середовища. Практично неможливо здійснити падіння кульки у безмежному середовищі, так як дослід завжди здійснюється в деякій посудині, і на рух кульки в такому випадку будуть впливати стінки цієї посудини. Якщо посудина циліндрична радіусом R , то врахування наявності стінок приводить до такого виразу для динамічної в'язкості:

$$\eta = \frac{2}{9} r^2 \frac{(\rho_k - \rho_p) g}{v_0 (1 + 2,4 \frac{r}{R})}. \quad (5.5)$$

Це є робоча формула, в якій величини r , R і v_0 визначаються безпосередньо із експерименту.

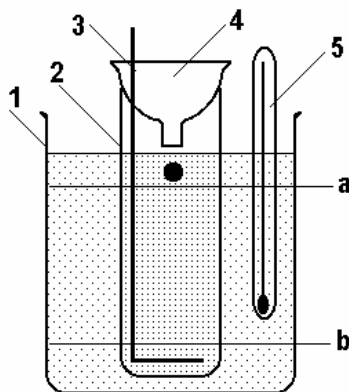


Рис. 5.2. Віскозиметр Стокса

Прилад для визначення η методом падаючої кульки (метод Стокса) складається з скляного циліндру 2 (рис.5.2), наповненого досліджуваною рідиною (в нашому випадку гліцерином). З метою термостабілізації циліндр 2 поміщений в широкий скляний циліндр 1, наповнений водою. Для визначення швидкості падіння кульки на циліндр нанесені мітки **a** і **b** на віддалі L одна від одної. Мітки ставляться на такий віддалі від поверхні рідини і дна посудини, щоб між ними кулька рухалась рівномірно. Тоді

$$v_0 = \frac{L}{t}, \quad (5.6)$$

де t - час руху кульки між мітками **a** і **b**. На дно циліндра опущена сітка з тримачем 3, з допомогою якої виймають кульки.

Другим широко розповсюдженим експериментальним методом визначення коефіцієнта в'язкості рідини η є метод Пуазейля. Суть його у вимірюванні швидкості витікання однакових об'ємів рідин через один і той же капіляр. Згідно закону Пуазейля, об'єм змочуючої рідини V , що протікає через капіляр, визначається за формулою:

$$V = \frac{\pi \Delta p r^4 t}{8 \eta L}, \quad (5.7)$$

де r і L радіус і довжина капіляра, Δp - різниця тисків, під якими знаходиться рідина, t - час витікання. Якщо рідина витікає під дією власної

ваги, то Δp дорівнює гідростатичному тиску: $\Delta p = \rho gh$, ρ і h густина і висота стовпчика рідини, g - прискорення вільного падіння. Тоді формула для визначення коефіцієнта в'язкості набуває виду:

$$\eta = \frac{\pi \rho g h r^4}{8 V L} t. \quad (5.8)$$

Якщо відомо коефіцієнт в'язкості для однієї з рідин, наприклад для дистильованої води η_1 , то легко визначити η_2 другої рідини. Розділивши виражені по формулі (5.8) коефіцієнти η_1 і η_2 один на один, матимемо:

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{\rho_1 t_1}{\rho_2 t_2}, \quad (5.9)$$

звідки для невідомої рідини отримуємо робочу формулу:

$$\eta_1 = \frac{\rho_1 t_1}{\rho_2 t_2} \eta_2. \quad (5.10)$$

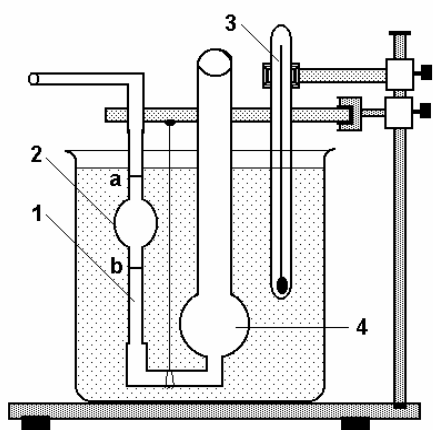


Рис. 5.3. Віскозиметр Освальда

Сифонний капілярний віскозиметр (віскозиметр Освальда) являє собою U-подібну скляну трубку (рис.5.3), широке коліно якої 4 має внизу розширення. Друге коліно - капіляр 1, має вверху мале розширення 2, що переходить у трубку, до якої приєднується гумова "груша" для відкачування повітря і втягування рідини в мале розширення. Мітки **a** і **b** відмічають цілком певний об'єм рідини, час витікання якої вимірюється у процесі дослідження.

Віскозиметр кріпиться на штативі так, щоб його капіляр був у вертикальному положенні. При температурних вимірюваннях віскозиметр вставляється в посуд з водою (термостат), так, щоб рівень води був вище верхньої мітки **a**, і ставиться на електроплитку, а температура води і досліджуваної рідини вимірюється термометром 3.

VI. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Завдання 1. Визначення коефіцієнта в'язкості гліцерину методом Стокса

1. Вибрати для дослідження 3-5 кульок, мікрометром виміряти їх діаметр у трьох різних напрямках і усереднити значення діаметру для кожної кульки.
2. Виміряти штангенциркулем внутрішній діаметр циліндра 2.
3. Масштабною лінійкою визначити віддаль l між мітками **a** і **b**.

4. Взяти пінцетом кульку і вкинути її в отвір вирви. Спостерігаючи за падінням, зафіксувати час руху кульки між мітками **a** і **b**. По формулі (5.6) визначити швидкість v_0 записати дані і результат в таблицю вимірів.
5. Вийняти кульку сіткою і повторити дослід. Зробити 3-5 таких вимірів для кожної кульки.
6. Визначити і записати температуру рідини.
7. По формулі (5.5) обчислити динамічний коефіцієнт внутрішнього тертя, взявши необхідні дані з таблиць, а також кінематичний коефіцієнт в'язкості.
8. Обчислити середнє значення і похибку одержаного результату.
9. Зробити висновки по результатах лабораторної роботи.

Завдання 2. Визначення температурної залежності коефіцієнта в'язкості рідини

1. Промити віскозиметр Освальда дистильованою водою і встановити прилад у вертикальному положенні.
2. Вилити у широке коліно трубки 4 певний, постійний в усіх дослідах, об'єм досліджуваної дистильованої води.
3. Обережно, з допомогою гумової "груші", втягнути воду через капіляр в розширення 2 трохи вище мітки **a**.
4. Відпустити повітряний клапан "груші" і відмітити час опускання меніска рідини від мітки **a** до мітки **b** розширення 2, тобто час витікання.
5. Пункти 3-5 повторити не менше 3-х разів.
6. Вилити воду з віскозиметра, промити його іншою досліджуваною рідиною і повторити дослід з цією рідиною в послідовності 1-5 при тій же температурі.
7. Нагріти воду в термостаті на 8-10 градусів і знову повторити виміри, дотримуючись пунктів 3-5.
8. Провести вимірювання часу витікання не менше як для 5 різних температур.
9. Взяти в'язкість η_1 , густину води ρ_1 і густину досліджуваної рідини $\rho_2(T)$ з таблиць і по формулі (5.10) обчислити динамічний коефіцієнт в'язкості η_2 . Якщо немає табличних даних $\rho_2(T)$, то необхідно визначити їх: за допомогою аналітичних терезів зважити певну масу досліджуваної рідини і виміряти об'єм цієї маси ($\rho_p = \frac{m}{V}$) при різних температурах.
10. Побудувати графік залежності η від T , а також $\ln \eta$ від $1/T$.

11. Використовуючи теоретичну температурну залежність в'язкості $\eta \approx Ae^{\frac{E_a}{kT}}$, де k – постійна Больцмана, з графіка залежності $\ln \eta = f(1/T) = \frac{E_a}{k} \frac{1}{T} + \ln A$ по нахилу прямої визначити так звану енергію активації E_a процесу “перескоків” молекул з одного “осілого” положення в інше.
12. Дати оцінку точності і надійності одержаних результатів. Зробити короткі висновки, які впливають з одержаних вами результатів, порівняти їх з літературними даними.

ВІІ. ПИТАННЯ ДЛЯ КОНТРОЛЮ І САМОКОНТРОЛЮ

1. Що таке в'язке тертя і від чого залежить сила в'язкого тертя?
2. Який фізичний зміст динамічного коефіцієнта в'язкості? В яких одиницях він вимірюється?
3. Які явища відносяться до явищ перенесення і які фізичні величини в них “переносяться”?
4. Напишіть взаємозв'язок між коефіцієнтами в'язкості, дифузії і теплопровідності в газах?
5. При яких умовах дійсна формула Стокса?
6. Яке співвідношення між динамічним і кінематичним коефіцієнтами в'язкості?
7. Який рух здійснюють молекули газів, рідин і твердих тіл?
8. Чому молекули рідини через деякий час переходять з одного “осілого” положення в інше?

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОВЕРХНЕВОГО НАТЯГУ РІДИНИ

I. МЕТА РОБОТИ: *Ознайомлення студентів із капілярними явищами і експериментальне визначення коефіцієнта поверхневого натягу рідини методом компенсації різниці тисків її поверхневого шару і методом відриву кільця від поверхні рідини.*

II. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ: *прилад для визначення коефіцієнту поверхневого натягу, вимірний мікроскоп, важки з вказаними номіналами, вимірні лінійка, набір досліджуваних рідин.*

III. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ, знання яких необхідне для виконання роботи.

1. *Поверхневий натяг рідини.*
2. *Силе і енергетичне визначення коефіцієнту поверхневого натягу.*
3. *Молекулярний тиск поверхневого шару рідини.*
4. *Рівняння Лапласа.*
5. *Крайовий кут; капілярні явища.*

IV. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Рідкий стан виникає тоді, коли потенціальна енергія притягання молекул переважає по абсолютному значенню їх кінетичну енергію. Сили притягання між молекулами в рідині значні і забезпечують утримання молекул в об'ємі рідини. Таким чином, у рідині утворюється поверхня, яка обмежує її об'єм. Величина поверхні залежить від форми тіла і при тому ж об'ємі мінімальною поверхнею володіє куля.

На частинки, що знаходяться в тонкому поверхневому шарі, діють зі сторони інших молекул сили притягання. Так як ці сили в рідині значно більші за сили притягання між поверхневими молекулами і молекулами повітря та пари рідини біля поверхні, то рівнодійна цих сил спрямована всередину рідини, нормально до її поверхні. При збільшенні поверхні рідини деяке число молекул з її об'єму повинно перейти в поверхневий шар, виконавши роботу проти рівнодійної поверхневих сил ($-\delta A$), отже збільшивши свою потенціальну енергію (на dU). Звідси випливає два висновки: поверхня рідини прагне повернутися до мінімуму енергії, тобто скоротитися - виникають сили поверхневого натягу f , направлені вздовж поверхні; подолати рівнодійну сил притягання можуть лише найбільш швидкі ("гарячі") молекули, отже при збільшенні поверхні без підводу тепла ззовні (адіабатично) рідина повинна охолоджуватися. Якщо зростання поверхні відбувається без зміни температури рідини (ізотермічно), то вся кількість теплоти, що надходить ззовні до рідини в

цей час іде на утворення поверхні, тобто поверхневої плівки рідини – її називають схованою теплотою утворення поверхні L .

При ізотермічних процесах, використовуючи перший принцип термодинаміки $dU = \delta Q + \delta A$, вираз для роботи молекул проти рівнодійної сил при виході їх на поверхню рідини з об'єму можна записати у такому виді

$$\delta A = -dU + \delta Q = -dU + TdS = -d(U - TS) = -dF, \quad (6.1)$$

де $F = U - TS$ - вільна енергія системи молекул, що розглядаються, тобто молекул в поверхневому шарі рідини (вільна поверхнева енергія), S - ентропія. Ця вільна енергія пропорційна величині поверхні s

$$F = \alpha \cdot s \quad \text{або} \quad dF = \alpha \cdot ds \quad (6.2)$$

α - густина вільної енергії поверхні.

Згідно (6.1), по абсолютній величині $\delta A = dF$, тоді ,

$$\delta A = f \cdot dx = \alpha \cdot ds = \alpha \cdot dx dy, \quad (6.3)$$

де f - сила поверхневого натягу (рівна рівнодійній сил, що діє на поверхневу молекулу), яка спричинює переміщення на величину dx границі поверхневої плівки рідини довжиною dy .

Таким чином, густина вільної енергії поверхні рідини або коефіцієнт поверхневого натягу $\alpha = \frac{dF}{ds} = \frac{f}{dy}$ чисельно дорівнює зміні поверхневої вільної енергії при зміні площі поверхні рідини на одиницю (енергетичне визначення α , Дж/м²) або дорівнює силі віднесеній до одиниці довжини границі плівки і направлений перпендикулярно до цієї границі (силове визначення, Н/м). Поверхневий натяг залежить від температури рідини, зокрема поверхневої плівки рідини. Наприклад, залежність α води від температури дається наближеною формулою

$$\alpha = \alpha_0 \left(\frac{3}{2} - \frac{T}{2T_0} \right) = \alpha_0 \left(1 - \frac{\Delta T}{2T_0} \right), \quad (6.4)$$

де α_0 значення коефіцієнту при абсолютній температурі T_0 , ΔT - приріст температури. Досліджуючи температурну залежність коефіцієнту поверхневого натягу можна визначити деякі термодинамічні параметри.

Позначимо через $C = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_s$ теплоємність поверхневої плівки води при сталій площі s , а через $L = \left(\frac{\partial Q}{\partial s} \right)_T$ - питому сховану теплоту утворення плівки при сталій температурі. Кількість теплоти δQ , що надається плівці, іде на нагрів плівки при сталій площі і на збільшення поверхні плівки при сталій температурі, тобто

$$\delta Q = CdT + Lds. \quad (6.5)$$

Тоді за першим принципом термодинаміки зміна внутрішньої енергії поверхні рідини набуде вигляду

$$dU = \delta Q + \delta A = CdT + Lds + \alpha s. \quad (6.6)$$

скільки $\delta Q = TdS$, то з (6.5) для зміни ентропії будемо мати

$$dS = \frac{\delta Q}{T} = \frac{CdT}{T} + \frac{L}{T}ds. \quad (6.7)$$

dS – повний диференціал. Тоді часткові похідні

$$\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_s = \frac{C}{T}, \quad \left(\frac{\partial S}{\partial s}\right)_T = \frac{L}{T}. \quad (6.8)$$

Беручи часткові похідні від цих виразів по інших змінних (по T і s відповідно) та врахувавши рівність при цьому лівих частин одержаних рівнянь, дістанемо

$$\frac{\partial}{\partial s}\left(\frac{C}{T}\right) = \frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{L}{T}\right) = -\frac{L}{T^2} + \frac{1}{T}\frac{\partial L}{\partial T}. \quad (6.9)$$

Аналогічно, з формули (6.6) повного диференціалу dU , одержуємо

$$\frac{\partial C}{\partial s} = \frac{\partial L}{\partial T} + \frac{\partial \alpha}{\partial T}. \quad (6.10)$$

Використавши формули (6.9) і (6.10), знайдемо вираз для питомої схованої теплоти утворення плівки поверхні рідини:

$$L = -T\frac{\partial \alpha}{\partial T}. \quad (6.11)$$

Звідси для L води при відомій залежності (6.4) отримуємо вираз

$$L = \frac{\alpha_0}{2T_0}T. \quad (6.12)$$

Оскільки L додатне, плівка при збільшенні поверхні охолоджується.

Зміна внутрішньої енергії при $T = \text{const}$ на основі формули (6.6) дорівнює (L і α від s не залежать)

$$\Delta U = \int_{s_0}^s (L + \alpha)ds = (L + \alpha)\Delta s. \quad (6.13)$$

Завдання 1. Визначення коефіцієнта поверхневого натягу рідини методом компенсації різниці тисків її поверхневого шару

V. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Якщо опустити скляну капілярну трубку в рідину, то, як відомо, залежно від природи рідини, рівень рідини в трубці підніметься або

опуститься на деяку висоту над рівнем рідини в посудині. Це явище пояснюється зміною внутрішнього молекулярного тиску в залежності від форми поверхні рідини. Поверхневий шар рідини в трубці під дією молекулярних сил взаємодії рідини і твердої поверхні стінки набуде викривленої форми (меніск). Меніск буде вгнутим, якщо рідина змочує тверду поверхню (наприклад, вода-скло) і опуклим, якщо рідина не змочує поверхню (ртуть-скло).

Залежність внутрішнього молекулярного тиску від викривлення поверхні рідини описується формулою Лапласа:

$$p = p_0 \pm \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \quad (6.14)$$

де p – тиск під викривленою поверхнею; p_0 – тиск під плоскою поверхнею; α – коефіцієнт поверхневого натягу рідини; R_1 і R_2 – радіуси кривизни поверхні рідини в двох взаємно перпендикулярних напрямках. У випадку, коли поверхня рідини має сферичну форму, тобто для капілярної трубки, рівняння Лапласа приймає вид:

$$p = p_0 \pm \frac{2\alpha}{R}. \quad (6.15)$$

Знак “+” відноситься до опуклої поверхні рідини, знак “-” – до вгнутої. Таким чином, для змочуючих рідин тиск під вгнутим меніском в трубці буде меншим, ніж під плоскою поверхнею рідини в широкому посуді, на величину $\Delta p = p_0 - p$, а в разі незмочуючої рідини, навпаки, буде більшим на ту ж величину. Цим і пояснюється те, що рідина в капілярних трубках при змочуванні піднімається, а при незмочуванні опускається.

Якщо опустити капіляр в змочуючу рідину, то під дією лапласового тиску рідина в капілярі піднімається (рис.6.1). Між рідиною в капілярі і широкому посуді встановлюється така різниця рівнів, при якій капілярний тиск зрівноважується гідростатичним:

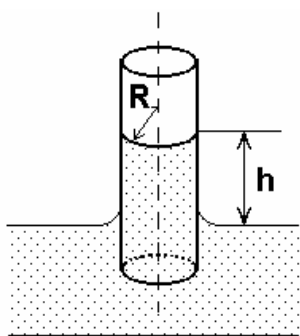


Рис. 6.1

$$\frac{2\alpha}{R} = \rho g h, \quad (6.16)$$

де ρ – густина рідини; g – прискорення сили тяжіння; h – висота піднятої рідини в капілярній трубці відносно рівня рідини в широкому посуді; R – радіус меніска. При повному змочуванні стінок капіляра рідиною R дорівнює радіусу капіляра r . В іншому випадку $R = r / \cos\theta$, де θ – кут змочування.

Якщо яким-небудь чином збільшити зовнішній тиск над поверхнею рідини, що змочує капіляр, то можна досягти такого положення, при якому рівні рідини в широкій посуді і капілярі зрівноважаться. Нехай з цією метою зовнішній тиск потрібно збільшити на деяку величину Δp . В такому разі:

$$\Delta p = \frac{2\alpha}{R} \quad (6.17)$$

Отже, вимірювши цей додатковий зовнішній тиск Δp , можна визначити коефіцієнт поверхневого натягу досліджуваної рідини.

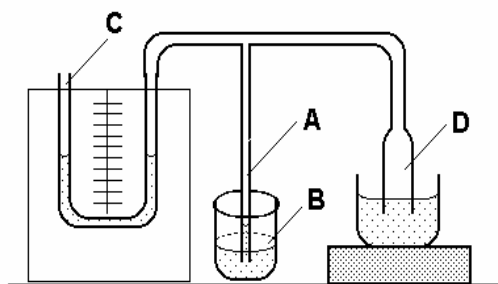


Рис.6.2. Прилад для вимірювання поверхневого натягу

Прилад для визначення коефіцієнта поверхневого натягу (рис.6.2) складається з манометра *C*, з'єднаного гумовою трубкою з капіляром *A*, зануреним в посуд *B* з досліджуваною рідиною. Капіляр з'єднаний також гумовою трубкою із розширеною скляною трубкою *D*, зануреною в посуд з водою. Опускаючи трубку *D* в воду, можна

збільшити тиск в системі. Якщо різниця рівнів рідини в колінах манометра дорівнює h_1 , то надлишковий тиск в системі буде: $\Delta p = \rho_1 g h_1$, де ρ_1 – густина рідини в манометрі. Тоді формула (6.17) набуде вигляду:

$$\frac{2\alpha}{R} = \rho_1 g h_1, \text{ звідки } \alpha = \frac{\rho_1 g h_1 R}{2}. \quad (6.18)$$

VI. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. З допомогою оптичного мікроскопа визначити радіус капіляра. Для цього капіляр встановити на столик мікроскопа. Навести мікроскоп на кінець капіляра і відмітити, якому числу поділок шкали окулярного мікроскопа відповідає діаметр капіляра. Ціна поділки окулярного мікроскопа вказана на приладі. Діаметр потрібно виміряти у двох взаємно перпендикулярних напрямках та із одержаних значень взяти середнє арифметичне.
2. Налити досліджувану рідину в посуд *B*, виміряти її температуру T і опустити в неї капіляр. Рідина в капілярі підніметься на висоту h . Оптичним мікроскопом виміряти кут змочування θ і визначити радіус меніска R , порівняти його з радіусом капіляра r .
3. Повільно опускати трубку *D* в посуд з водою до тих пір, поки рівень рідини в капілярі не досягне рівня рідини в посуді *B*.
4. Виміряти різницю висот h_1 рідини в трубках манометра *C* і підставити значення h_1 і ρ_1 у формулу (6.18).
5. Визначити α при температурі T для дистильованої води і спирту, повторити досліди не менше 5 разів.
6. Залити в посудину *B* ту ж саму рідину, але при температурі 0°C і повторити вимірювання. Якщо це зробити немає можливості, необхідно скористуватися табличними значеннями для α_0 при T_0 . За формулою (6.12) обчислити питому сховану теплоту L утворення поверхневої плівки рідини.
7. Зробити аналіз одержаних результатів і основні висновки.

Завдання 2. Визначення коефіцієнта поверхневого натягу рідини методом відриву кільця від поверхні рідини

V. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ І ОПИС ПРИЛАДІВ

На межі рідини з твердим тілом спостерігається явище змочування, яке виникає внаслідок взаємодії молекул рідини з молекулами твердого тіла (стінками посудини, кільцем тощо).

Коли опустити обережно скляну пластинку на поверхню води, то потрібно прикласти деяку силу, щоб відірвати її потім від поверхні води. Так само, щоб відірвати будь-яке тверде тіло, що добре змочується водою, необхідно прикласти певну силу. При цьому під дією сили “відриву” разом з тілом підіймається певна кількість води (рідини).

Нехай ми маємо кільце із зовнішнім діаметром D і товщиною d . Тоді при підніманні кільця між поверхнею рідини і кільцем виникає сила, яка не дає відірватись кільцю від поверхні рідини - сила поверхневого натягу, що пропорційна довжині границі змочування. Тому поверхня рідини ззовні кільця тягне його вниз із силою $F_3 = \alpha\pi D$, а поверхня рідини всередині кільця – із силою $F_v = \alpha\pi \cdot (D-2d)$. Таким чином, результуюча сила поверхневого натягу, яка втримує кільце, буде

$$F_n = F_3 + F_v = 2\alpha\pi \cdot (D - d). \quad (6.19)$$

Але в момент відриву сила відриву $F = F_n$, звідки визначається коефіцієнт поверхневого натягу

$$\alpha = \frac{F}{2\pi(D - d)}. \quad (6.20)$$

Формула (6.20) є робочою формулою. Силу F можна визначити, наприклад, із закону Гука, вимірюючи видовження пружинки (гумки), прикріпленої до кільця, в момент відриву кільця від поверхні рідини (рис.6.3).

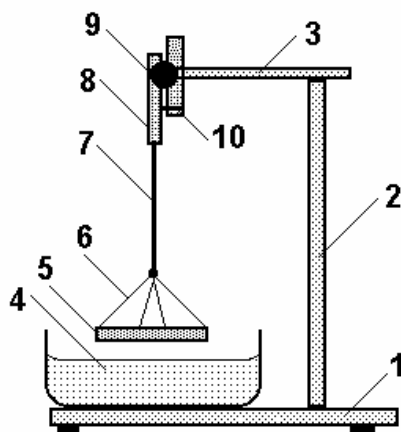


Рис. 6.3. Схематичне зображення установки для вимірювання поверхневого натягу рідини:

- 1 - платформа; 2 - штатив; 3 - кронштейн;
- 4 - відкрита посудина з рідиною;
- 5 - кільце; 6 - нитки для регулювання горизонтального положення кільця;
- 7 - пружне тіло (гумка); 8 - шкала;
- 9 - міліметричний гвинт; 10 - поділка початку відліку видовження.

VI. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Ознайомитися з приладом для визначення коефіцієнту поверхневого натягу (рис.6.3). Відрегулювати кільце 5 в горизонтальне положення.
2. Гвинтом 9 опускати кільце 5 так, щоб воно, торкнувшись поверхні рідини в посудині 4, “прилипло” до її поверхні. При цьому опускання кільця припинити і взяти на шкалі 8 за нульову поділку ту, що співпадає з поділкою 10 початку відліку значення видовження.
3. Повільно обертаючи гвинт 9, підіймати кільце. Підіймання припинити в той момент, коли кільце відірветься від поверхні рідини.
4. По шкалі 8 відрхувати величину видовження X_1 пружного тіла (пружины або гумки) до моменту відриву кільця і занести її в таблицю. Дослід повторити не менше 5 разів і усереднити значення X_i .
5. Підігріти воду у посудині разом з опущеним в неї кільцем на 8-10 градусів, виміряти температуру води і повторити пункти 2-4. Знову підігріти воду з кільцем і зробити вимірювання. При кожній температурі робити не менше 5 вимірів.
6. Визначити силу F , з якою поверхня рідини діє на пружне тіло (гумку або пружину) і розтягує його до значення X в момент відриву кільця від рідини. Згідно третього закону Ньютона, цій силі протидіє рівна їй сила пружності тіла $F_{\text{пр}}$, яка, за законом Гука, пропорційна видовженню X цього тіла. Отже,

$$F = F_{\text{пр}} = kX, \quad (6.21)$$

де k – коефіцієнт пружності (або жорсткість) пружини.

7. Визначити значення k . Підвісити до пружини (гумки) важок відомого номіналу. Сила, яка розтягує пружне тіло, буде дорівнювати вазі P важка: $F=P=mg$, тоді $kX_p = mg$ (m – маса важка), звідки

$$k = \frac{X_p}{mg}. \quad (6.22)$$

8. Для більш точного визначення коефіцієнта пружності побудувати графік залежності сили пружності $F_{\text{пр}} = P = mg$ від видовження гумки (пружины) X_p , підвішуючи до неї важки різних номіналів. Переконатися в справедливості закону Гука і по тангенсу кута нахилу прямої визначити усереднене значення k .
9. Побудувати графік залежності α від температури. Після апроксимації даних прямою визначити коефіцієнт нахилу та α_0 , зробивши екстраполяцію прямої до температури $T_0 = 273$ К. Порівняти одержані значення з формулою (6.4) та табличними значеннями α_0 .
10. Використовуючи одержані значення, за формулою (6.12) обчислити сховану теплоту утворення поверхні рідини L та зміну внутрішньої енергії рідини при зміні поверхні рідини на $\Delta s = 1 \text{ м}^2$ (формула 6.13).
11. Оцінити абсолютні та відносні похибки вимірювання коефіцієнту поверхневого натягу.
12. Зробити аналіз одержаних результатів і висновки.

VII. ПИТАННЯ ДЛЯ КОНТРОЛЮ І САМОКОНТРОЛЮ.

1. Яка будова рідини згідно молекулярної теорії? Як пояснюється стисливість рідини?
2. Що таке поверхневий натяг рідини? Чому поверхня рідини має властивості відмінні від властивостей всієї маси рідини?
3. Вказати і пояснити залежність сили поверхневого натягу від тиску пари над рідиною, температури рідини.
4. Дати силове визначення коефіцієнту поверхневого натягу. По якому напрямку діє сила поверхневого натягу?
5. Дати енергетичне визначення коефіцієнту поверхневого натягу α :
 - а) α - це величина вільної енергії всієї поверхні рідини;
 - б) α чисельно дорівнює роботі, необхідній для утворення одиниці площі нової поверхні при постійній температурі;
 - в) α дорівнює надлишку потенціальної енергії поверхні рідини.
6. Чому і як змінюється α із зміною температури T ?
 - а) із збільшенням T α зменшується, бо зменшується густина рідини;
 - б) із зниженням температури α зменшується у зв'язку із зменшенням сили взаємодії між молекулами;
 - в) від температури величина α не залежить;
 - г) зростання температури приводить до збільшення α у зв'язку із збільшенням швидкості руху молекул.
7. Який тиск називають лапласівським?
 - а) тиск, який зазнає рідина під дією поверхневого натягу;
 - б) тиск рідини на дно посудини;
 - в) тиск, обумовлений кривизною поверхні рідини і направлений до центру кривизни.
8. Який із наведених виразів відповідає формулі Лапласа для випадку вільної поверхні рідини: $\Delta p = \frac{2\alpha}{R}$; $\Delta p = \pm \alpha \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$; $\Delta p = \frac{\alpha}{R}$?
9. Однакові капіляри опущені у воду з температурою 10, 40, 80 і 5 °С відповідно (рис.6.4). Який капіляр опущений у воду з температурою 5 °С ?
10. Що буде з краплею, яка знаходиться у капілярі, що звужується (рис.6.5):
 - а) залишиться нерухомо;
 - б) зміститься вправо;
 - в) зміститься вліво.
11. Який із вказаних кутів (рис.6.6) є крайовим ?
12. Назвіть приклади використання поверхневих властивостей рідин в техніці.
13. При яких умовах розчинена речовина концентрується або в поверхневому шарі, або всередині рідини ?
14. Поверхневий натяг не залежить від геометричних розмірів посудини чи об'єму рідини. Чому ж його існування найбільш чітко виявляється лише в вузьких трубках і маленьких краплях ?

15. Чи залежить густина рідини при відсутності сили тяжіння від її кількості (в принципі)? Як? Які фактори необхідно врахувати, щоб оцінити кількісно величину ефекту ?

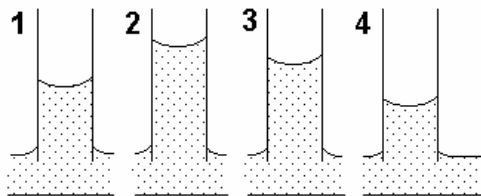


Рис. 6.4

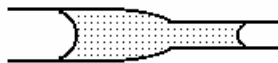


Рис. 6.5

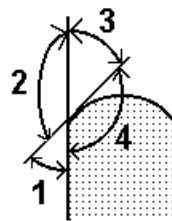


Рис. 6.6

ВИЗНАЧЕННЯ ТЕПЛОЄМНОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ МЕТОДОМ ЗМІШУВАННЯ

I. МЕТА РОБОТИ: *навчитися визначати теплоємність твердих тіл або інших нерозчинних у воді речовин методом змішування.*

II. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ: *посудина для нагрівання води, електроплитка, калориметр, термометр, досліджуване тіло, аналітична вага, мірна посудина.*

III. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ, знання яких необхідне для виконання роботи.

1. *Поняття кількості теплоти та теплоємності. Можливі механізми передачі теплоти між тілами.*
2. *Теплоємність газів і твердих тіл з класичної точки зору.*
3. *Поняття про фонони.*
4. *Температурна залежність теплоємності розріджених газів і твердих тіл, її пояснення з точки зору квантової механіки.*

IV. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Із експерименту відомо, що при дотиканні двох тіл їх тепловий стан вирівнюється – температури стають однаковими. Говорять, що від більш теплого тіла до більш холодного перейшла певна кількість теплоти. Теплота – це енергія в специфічній формі – у формі молекулярного руху. Нескінченно мала кількість цієї енергії, що має вказану специфічну форму, позначимо через δQ . Енергія в цій формі, тобто в вигляді теплоти, може як надаватися системі, так і забиратися від неї, *через зіткнення молекул цих двох тіл* (і зміну їх кінетичної енергії).

Кількісною характеристикою теплового стану системи (тіла) є температура. Надання тілу кількості теплоти δQ пропорційно підвищує його температуру на dT : $\delta Q = CdT$. Коефіцієнт пропорційності C називається *теплоємністю* тіла – це є кількість теплоти, яку необхідно надати тілу, щоб змінити його температуру на 1 градус:

$$C = \frac{\delta Q}{dT}.$$

Атоми твердих тіл не рухаються хаотично, як молекули газів, а здійснюють теплові коливання навколо положень рівноваги. Внаслідок їх сильної взаємодії між собою характер цих коливань виявляється дуже складним і точний його опис складає великі труднощі. Тому застосовують наближені методи з різного роду спрощеннями в розв'язуванні цієї задачі.

Замість того, щоб описувати індивідуальні коливання частинок, розглядають їх колективний рух в кристалі, як в просторово впорядкованій

системі. Таке спрощення ґрунтується на тому, що внаслідок дії могутніх сил зв'язку коливання, що виникло у одній частинці, одразу передається сусіднім частинкам і в кристалі збуджується колективний рух у формі пружної хвилі, що охоплює всі частинки кристалу. Такий колективний рух називається нормальним коливанням ґратки. Максимальне число нормальних коливань, що можуть виникнути в ґратці, дорівнює числу ступенів вільності частинок кристалу, тобто $3N$ (N - число частинок, що утворюють кристал).

В класичній механіці розглядаються саме індивідуальні коливання N окремих незв'язаних частинок кристалу. Енергія коливного руху складається з кінетичної енергії руху і потенціальної енергії взаємодії з сусіднім атомом, на кожному з яких, згідно теореми про рівнорозподіл енергії статистичної системи, приходить, в середньому, по $kT/2$ енергії. Таким чином, в твердому тілі класична частинка, що коливається і має 3 ступені вільності, має середню енергію $3kT$. Все тіло з N частинок при температурі T має енергію $E_{\text{гр}} = 3NkT$.

Теплоємність C_v твердого тіла при постійному об'ємі виражає зміну теплової енергії при зміні температури тіла на 1 К і знаходиться диференціюванням $E_{\text{гр}}$ по T :

$$C_v = \frac{dE_{\text{гр}}}{dT} = 3Nk. \quad (7.1)$$

Для одного моля одноатомної речовини $N = N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ (постійна Авогадро), $N_A k = R \approx 8,31$ Дж/(моль·К) – молярна газова стала. Тоді

$$C_v = 3R \approx 25 \text{ Дж/(моль·К)}. \quad (7.2)$$

Співвідношення (7.2) виражає закон Дюлонга і Пті, встановлений ними ще в 1819 році. Згідно нього теплоємність твердих тіл не залежить від температури. Це підтверджується на досліді для високих температур і не відповідає дійсності для низьких.

Поведінку теплоємності твердих тіл при низьких температурах описує квантова механіка. Теплова енергія твердого тіла $E_{\text{гр}}$ складається з енергії нормальних коливань ґратки. Кожне нормальне коливання несе з собою енергію і імпульс. В теорії коливань доводиться, що енергія нормального коливання ґратки дорівнює енергії осцилятора (коливної частинки), який має масу, що дорівнює масі атомів даного тіла і коливається з частотою, яка рівна частоті нормального коливання. Такі осцилятори називаються нормальними. Її енергія дорівнює

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) h\nu \quad (n = 0, 1, 2, \dots),$$

де ν – частота коливань осцилятора, n – квантове число (номер енергетичного рівня). Мінімальна порція енергії, яку може поглинути або випустити ґратка при теплових коливаннях, відповідає переходу нормального коливання, що збуджується, з даного енергетичного рівня на

найближчий сусідній рівень і рівна $\varepsilon_\phi = h\nu$. Цю порцію, або квант енергії, теплових коливань ґратки називають фононом (по аналогії з квантом світла – фотоном). Різним частотам нормальних коливань *відповідає свій квант енергії (фонон)*, на який може збуджуватись (збільшуватися) енергія того чи іншого нормального коливання ґратки при нагріванні тіла.

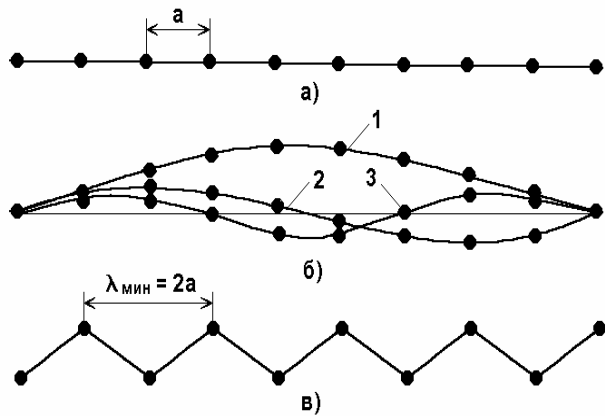


Рис. 7.1.

Одномірна модель твердого тіла – лінійний ланцюг атомів (або струна):
1, 2, 3 - схематичне зображення деяких нормальних коливань в кристалі;
в) нормальне коливання з мінімальною довжиною хвилі (максимальною частотою).

Не всі можливі нормальні коливання (пружні хвилі) в ланцюгу атомів збуджуються при низьких температурах і, навпаки, існує температура θ , при якій частота пружної хвилі в ланцюгу збуджених атомів ґратки твердого тіла (тобто частота нормального коливання) максимальна ν_D . Довжина хвилі при цьому дорівнює подвоєному періоду ґратки (рис. 7.1). Звісно, що при такій температурі збудженими є і всі інші, менш енергетичні, нормальні коливання. Ця температура θ називається температурою Дебая і вона розмежовує області низьких і високих температур.

Можна намалювати таку фізичну картину характеру зміни температурної залежності енергії і теплоємності твердого тіла при підвищенні його температури.

В області низьких температур ($T \ll \theta$) енергія тіла із збільшенням температури підвищується, по-перше, внаслідок росту ступеня збудження кожного нормального коливання, тобто росту їх середньої енергії $E_{н.к.} = nh\nu_{н.к.}$, пропорційній T (зростає кількість фононів n_ϕ даної енергії даного нормального коливання); по-друге, внаслідок включення в роботу все нових і нових нормальних коливань (народжуються більш енергетичні фонони), що викликає підвищення енергії тіла пропорційно T^3 . Енергія ґратки в цілому зростає пропорційно T^4 , а теплоємність - пропорційно T^3 (закон Дебая).

По мірі наближення до температури Дебая другий механізм поступово з роботи виключається і залежність $E_{гр}$ від T послаблюється, що викликає відхилення від закону Дебая. При температурі Дебая і вище збуджується вже весь спектр нормальних коливань ґратки, тому другий механізм росту енергії з підвищенням температури виключається повністю; працює лише перший механізм, викликаючи ріст енергії, пропорційний T , і незалежність від T теплоємності тіла C_v (закон Дюлонга і Пті).

Між областями низьких і високих температур лежить досить широка область середніх температур. Ця область найбільш складна для розрахунків. Строга теорія Дебая-Ейнштейна дає для залежності енергії ґратки $E_{гр}$ від T вираз:

$$E_{гр.} = \frac{9N}{v_D^3} \int_0^{v_D} hv^3 (e^{\frac{hv}{kT}} - 1)^{-1} dv \quad \text{або} \quad E_{гр.} = 9Nk\theta \left(\frac{T}{\theta}\right)^4 \int_0^{\theta/T} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}, \quad (7.3)$$

де зроблено перехід до безрозмірної величини $x = hv/(kT)$.

За цією температурною залежністю енергії ґратки легко встановити описану вище якісну залежність концентрації фононного газу від температури, тобто числа фононів n_ϕ , збуджених в одиниці об'єму кристалу (якщо формулу (7.3) записати у спрощеному вигляді: $E_{гр} \approx \epsilon_\phi \cdot n_\phi$, то $n_\phi \approx E_{гр}/\epsilon_\phi$):

а) в області низьких температур, де енергія ґратки $E_{гр} \sim T^4$, а енергія фонона $\epsilon_\phi = hv \approx kT \sim T$, концентрація фононного газу є пропорційною T^3 : $n_\phi \sim T^3$;

б) в області високих температур, де $E_{гр} \sim T$, а енергія фононів досягає максимального значення $\epsilon_\phi = hv_{\text{макс}} \approx k\theta$, не залежного від T , концентрація фононного газу стає пропорційною T : $n_\phi \sim T$.

Розглянута теорія стосувалася лише коливань атомів (іонів) в вузлах ґратки, без врахування вільних електронів (по суті – діелектриків). Однак, теплоємність металів також дуже добре описується залежністю (7.3). Це пояснюється тим, що одержують додаткову енергію з підвищенням температури не всі вільні електрони, а лише ті, що знаходяться на самих верхніх енергетичних рівнях безпосередньо біля так званого рівня Фермі E_F , оскільки енергія вільних електронів у твердому тілі також квантується (тобто може змінюватися не неперервно, а лише певними порціями – квантами). У зв'язку з цим, на відміну від енергії одного моля класичного електронного газу, як ідеального газу, $E_e^{(кл)} = \frac{3}{2} N_A kT = \frac{3}{2} RT$, (отже $C_e^{(кл)} = 3R/2 \approx 12,5$ Дж/моль·К), квантова статистика дає вираз

$$C_e \approx \pi^2 R \frac{kT}{2E_F}, \quad (7.4)$$

де E_F – енергія рівня Фермі. Для металів E_F знаходиться в межах від 3 до 8 електрон-вольт (1 еВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж). Для $T \approx 300$ К величина $kT \approx 4 \cdot 10^{-21}$ Дж ($\approx 0,026$ еВ). Отже за формулою (4) отримуємо $C_e \approx 0,3 \div 0,1$ Дж/(моль·К), що становить менше одного процента від теплоємності ґратки при $T = 300$ К. Однак, зменшуючись лінійно з пониженням температури, C_e при дуже низьких температурах ($T < 10$ К) може стати більшою за $C_{гр}$, яка зменшується пропорційно T^3 .

V. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

В даній лабораторній роботі визначення теплоємності твердого тіла базується на використанні рівняння теплового балансу. Нехай деяке тіло масою m_T нагріли на певну температуру ΔT від температури T_0 до температури T_T : $\Delta T = T_T - T_0$. Якщо питома теплоємність цього тіла c_T , то воно отримало кількість теплоти $Q_1 = c_T m_T \Delta T$ (вважається, що в цьому інтервалі температур питомі теплоємності розглядуваних тіл є сталими). Перенесемо це тіло без втрат тепла у калориметр (теплоізольовану посудину) і приведемо його у контакт з іншим тілом – у нашому випадку з водою масою m_B , температура T_1 якої менша за температуру нагрітого тіла. Так як обміну теплом з середовищем зовні калориметра (повітрям) немає, то деяка кількість теплоти Q_T , запасена у тілі, витратиться на нагрівання води (Q_B) і самого калориметра (Q_K), які при цьому нагріються від T_1 до температури теплової рівноваги θ :

$$Q_B = c_B m_B (\theta - T_1), \quad Q_K = C_K (\theta - T_1), \quad (7.5)$$

де C_K – теплоємність калориметра. Оскільки досліджуване тіло, віддаючи тепло Q_T , охолодилося також до температури θ , то можемо написати рівність (рівняння теплового балансу):

$$Q_T = Q_B + Q_K \quad \text{або} \quad c_T m_T (T_T - \theta) = c_B m_B (\theta - T_1) + C_K (\theta - T_1). \quad (7.6)$$

Знаючи температури T_1 , θ і T_T , легко знайти питому теплоємність досліджуваного тіла:

$$c_T = \frac{(c_B m_B + C_K)(\theta - T_1)}{m_T (T_T - \theta)}. \quad (7.7)$$

Якщо теплоємність калориметра невідома, то її можна визначити шляхом змішування двох кількостей води відомих мас m_1 і m_2 та температур T_1 і T_2 відповідно. У цьому випадку рівняння теплового балансу має вигляд:

$$c_B m_2 (T_2 - \theta) = c_B m_1 (\theta - T_1) + C_K (\theta - T_1), \quad (7.8)$$

де T_2 – температура нагрітої води, а T_1 – температура калориметра і води в калориметрі до змішування. Тоді для визначення C_K маємо формулу:

$$C_K = c_B \frac{m_2 (T_2 - \theta) - m_1 (\theta - T_1)}{\theta - T_1}. \quad (7.9)$$

Якщо $m_1 = m_2 = m_0$ то вираз (7.9) спрощується:

$$C_K = c_B m_0 \frac{(T_2 + T_1 - 2\theta)}{\theta - T_1}. \quad (7.9a)$$

VI. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Завдання 1. Визначення теплоємності твердого тіла.

1. Накреслити таблицю для запису даних експерименту та занести в неї табличне значення питомої теплоємності чистої води c_v , значення теплоємності калориметра C_k і, якщо потрібно, густини води.
2. Виміряти масу зразка з точністю $\pm 0,1$ грам, записати в таблицю.
3. Визначити масу m_v або об'єм води, яка буде залита у калориметр.
4. Налити в калориметр воду в такій кількості, щоб по зануренні в неї досліджуване тіло вода зайняла як можна більшу частину об'єму калориметра. Зачекати декілька хвилин, щоб температура води і калориметра стали однаковими, і записати значення T_1 .
5. Нагріти досліджуване тіло (зразок) на електроплитці до температури $T \approx 100^\circ\text{C}$, виміряти і зафіксувати значення T_t . Для більш точного визначення температури тіла його можна покласти у посудину з водою, яку потім нагріти.
6. Скориставшись пінцетом, або іншими допоміжними засобами для запобігання опіків, швидко, але обережно, перенести тіло у калориметр з водою.
7. Після встановлення теплової рівноваги визначити температуру θ води разом з тілом. Звернути увагу на те, щоб за час встановлення температури втрати тепла були мінімальними.
8. За отриманими даними обрахувати значення питомої теплоємності тіла, а також його молярну теплоємність і порівняти з класичною теорією.
9. Дослід повторити не менше трьох разів.
10. Обчислити похибку результату, врахувавши похибки визначення маси та температури.
11. Зробити висновки.

Завдання 2. Визначення теплоємності калориметра

1. Виміряти, з точністю $\pm 0,1$ грам, масу води m_2 , яка буде нагріватися на електроплитці, налити її у відповідну посудину, і масу води m_1 , яка знаходиться у калориметрі. Краще, щоб ці маси були однакові і такі, щоб при їх злитті ємність калориметра була б повністю заповнена.
2. Виміряти температуру води в калориметрі T_1 (температура самого калориметра має бути такою ж).
3. Нагріти воду m_2 на електроплитці до температури $T \approx 100^\circ\text{C}$, виміряти і зафіксувати значення T_2 .
4. Обережно перелити воду m_2 з посудини у калориметр з водою m_1 .
5. Після встановлення теплової рівноваги визначити температуру θ всієї води. Звернути увагу на те, щоб за час встановлення температури втрата тепла була мінімальною.

6. За отриманими даними обчислити значення теплоємності C_k калориметра.
7. Дослід повторити не менше трьох разів.
8. Обчислити похибку результату, врахувавши похибки визначення маси та температури.
9. Зробити висновки.

VII. ПИТАННЯ ДЛЯ КОНТРОЛЮ І САМОКОНТРОЛЮ

1. Сформулюйте закон Дюлонга і Пті для теплоємності твердих тіл.
2. У чому полягає відмінність молярної теплоємності газів і твердих тіл з класичної точки зору ?
3. Що таке фонони і чим вони відрізняються від фотонів ?
4. Намалюйте схематично температурну залежність теплоємності розріджених газів, як її пояснює квантова механіка ?
5. Намалюйте схематично температурну залежність теплоємності твердих тіл в широкому температурному інтервалі (від 0 K і вище), як її пояснює квантова механіка ?
6. У чому суть теорії теплоємності Дебая та її відмінності від теорії теплоємності Ейнштейна ?
7. У чому полягає фізичний зміст поняття теплоємності ? Яка розмірність цієї фізичної величини ?
8. Яке співвідношення зв'язує питому і молярну теплоємність ?
9. У чому полягає фізичний зміст температури Дебая ?
10. Який характер залежності теплоємності твердих тіл в області низьких температур від температури згідно експериментальних даних ?
11. До якого значення прямує молярна теплоємність атомних кристалів з підвищенням температури згідно теорії Ейнштейна-Дебая ?
12. Чи зміниться ентропія при змішуванні двох однакових мас води?

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ЛІНІЙНОГО РОЗШИРЕННЯ ТВЕРДИХ ТІЛ

I. МЕТА РОБОТИ: *освоєння методів визначення коефіцієнта лінійного розширення твердих тіл (латуні і заліза).*

II. НЕОБХІДНІ ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ: *латунний і залізний стержні, циліндричний нагрівний елемент, термометр (термопара), вимірний мікрометр, масштабна лінійка.*

III. ТЕОРЕТИЧНІ ПИТАННЯ, знання яких необхідне для виконання лабораторної роботи.

6. *Лінійне і об'ємне розширення твердих тіл.*

7. *Міжмолекулярні сили взаємодії.*

8. *Характеристики теплового руху молекул речовини у різних агрегатних станах.*

9. *Взаємозв'язок між коефіцієнтами теплового розширення і атомною теплоємністю твердого тіла.*

IV. КОРОТКІ ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Відомо, що при нагріванні тверді тіла збільшуються, тобто має місце теплове розширення. Розглянемо причини, що приводять до цього.

Очевидно, що об'єм кристалу росте із збільшенням середньої віддалі між атомами. Значить, підвищення температури приводить до збільшення міжатомної віддалі. Чим обумовлено це збільшення ?

Підвищення температури кристала означає збільшення енергії теплового руху, тобто теплових коливань атомів у решітці, а отже, і зростання амплітуди цих коливань.

Сам факт розширення тіла при нагріванні ще не впливає з факту збільшення амплітуди коливань. Коли б коливання атомів були строго гармонічні, то кожен атом настільки наближався би до одного із своїх сусідів, наскільки віддалявся би від другого, і збільшення амплітуди його коливання не привело б до зміни середньої міжатомної відстані, а значить, і теплового розширення.

У дійсності атоми у кристалічній ґратці здійснюють ангармонічні (не гармонічні) коливання. Це обумовлено характером залежності сил взаємодії від віддалі між атомами. Ця залежність така, що при зростанні “амплітуди” коливань атомів, внаслідок нагрівання кристалу, ріст сил відштовхування між атомами перевищує ріст сил притягання: атому “легше” віддалитись від сусіда, ніж наблизитись до іншого. Взаємодія між частинками будь-якого виду у кристалі може бути представлена у виді потенціальної кривої (рис.8.1).

Вона несиметрична відносно мінімуму. Тому лише малі коливання біля положення рівноваги будуть мати гармонічний характер. З ростом амплітуди проявляється ангармонічність, тобто відхилення атома в одну сторону не рівне відхиленню в іншу. Це, як видно з рисунку, приводить до збільшення середньої віддалі і, отже, до збільшення об'єму кристалу.

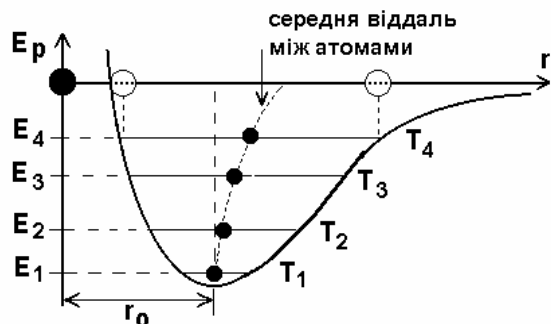


Рис.8.1.

Схематичне зображення кривої потенціальної енергії взаємодії двох атомів та положення енергетичних коливних рівнів при різних температурах.

Кількісно теплове розширення характеризується коефіцієнтами лінійного і об'ємного розширення, які визначаються наступним чином. Нехай тіло довжиною l_0 при зміні температури на Δt градусів змінює свою довжину на Δl , тоді коефіцієнт розширення визначається із співвідношення:

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \frac{\Delta l}{\Delta t} = \frac{\Delta l}{l_0(t_2 - t_1)}. \quad (8.1)$$

Аналогічно ізобаричний коефіцієнт об'ємного розширення визначається формулою:

$$\beta = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta t}. \quad (8.2)$$

α дорівнює відносній зміні довжини при зміні температури на один градус. Із формул (8.1) і (8.2) випливає, що довжина l_t і об'єм V_t при деякій температурі, що відрізняється від початкової на Δt градусів, виражається формулами:

$$l_t = l_0(1 + \alpha \Delta t) \quad \text{і} \quad V_t = V_0(1 + \beta \Delta t), \quad (8.3)$$

де l_0 і V_0 – довжина і об'єм при цій початковій температурі t_0 .

Внаслідок анізотропії кристалів коефіцієнт лінійного розширення α може бути різним у різних кристалографічних напрямках. α і β практично лишаються незмінними, якщо інтервали температур, в яких вони досліджуються, малі, а самі температури великі. Взагалі ж коефіцієнти теплового розширення залежать від температури, причому таким же чином, як теплоємність, тобто при низьких температурах α і β зменшуються з пониженням T пропорційно кубу температури. Це тому, що як і теплове розширення, теплоємність пов'язана з коливаннями ґратки: теплоємність визначає кількість теплоти, необхідної для збільшення середньої енергії теплових коливань атомів, що залежать від амплітуди

коливань. Формула, що зв'язує коефіцієнт лінійного розширення і теплоємність, вперше була запропонована для металів Грюнайzenом і має вид

$$\alpha = \frac{\gamma \chi \rho}{3} c, \quad (8.4)$$

де χ – коефіцієнт стиснення метала, ρ – густина, c – питома теплоємність, γ – постійна Грюнайзена, яка коливається для різних металів в межах від 1,5 до 2,5. На рис. 8.2 представлені експериментальні залежності α і молярної теплоємності C_p для міді; подібними є залежності і для інших металів.

Оскільки коефіцієнт теплового розширення твердих тіл дуже малий, для його визначення необхідно з великою точністю вимірювати малі видовження Δl тіла при нагріванні на Δt градусів.

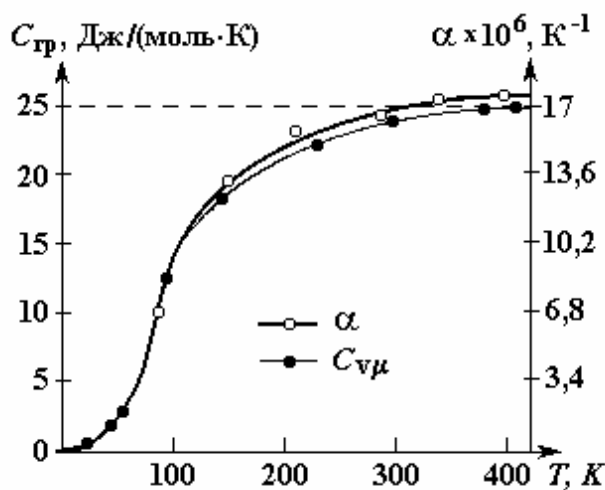


Рис. 8.2

V. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Виміряти довжину стержня штангенциркулем декілька разів, визначити середнє значення, обчислити похибку вимірювання.
2. Виміряти початкову температуру стержня.
3. Змонтувати установку (рис. 8.3), закріпивши на штативі опорний мікрометр; відмітити і записати його початкові покази.
4. Увімкнути нагрівний елемент: відмічати зміну довжини стержня мікрометром через кожні 8-10 градусів.
5. Скласти таблицю і побудувати графік залежності $l_t(t^\circ)$.
6. Визначити середнє значення α і похибку вимірювань у досліджуваному інтервалі температур, зробити висновки про залежність величини α від температури.

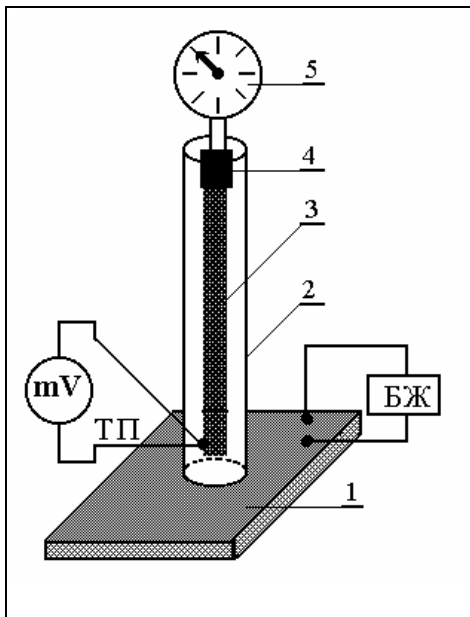


Рис. 8.3. Схема установки:

- 1 – теплоізолювана підставка;
- 2 – циліндричний нагрівний електричний елемент;
- 3 – стержень досліджуваного металу;
- 4 – контактний стержень з теплоізоляційного матеріалу;
- 5 – опорний мікрометр;
- ТП – термопара;
- БЖ – блок живлення.

VI. ПИТАННЯ ДЛЯ КОНТРОЛЮ І САМОКОНТРОЛЮ

1. Що називається лінійним (об'ємним) коефіцієнтом теплового розширення ?
2. Як зв'язані між собою коефіцієнти α і β для анізотропного твердого тіла ?
3. Як залежить коефіцієнт теплового розширення від температури ?
4. Який взаємозв'язок між коефіцієнтом теплового розширення і атомною теплоємністю для даного твердого тіла ?
5. Чим пояснюється збільшення розмірів твердих тіл при нагріванні ?
6. Чи буде залежати значення α від чистоти речовини ?
7. Які типи хімічного зв'язку можуть мати місце в твердому тілі ?
8. Як ведуть себе сили взаємодії в залежності від відстані між атомами ?
Опишіть характерні властивості потенціалу Ленарда-Джонса.
9. Які типи точкових дефектів у твердому тілі ви знаєте ?

ОСНОВНА НАВЧАЛЬНА ЛІТЕРАТУРА

1. Сивухин Д. В. Общий курс физики. т.1. – М.: Наука, 1989. – 576 с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики. т.1. Механика. Молекулярная физика. – М.: Наука, 1982. – 432 с.
3. а) Сивухин Д. В. Общий курс физики. т.2, Термодинамика и молекулярная физика. – М.: Наука, 1979. – 552 с.
б) Сивухин Д. В. Общий курс физики. т.2, Термодинамика и молекулярная физика. – М.: Наука, 1990. – 592 с.
4. Матвеев А. Н. Молекулярная физика. – М.: Высш. школа, 1987. – 360 с.
- 5 а) Кикоин А. К., Кикоин И. К. Молекулярная физика. – М.: Наука, 1976. – 480 с.
б) Кікоїн І. К., Кікоїн А. К. Молекулярна фізика. – К.: Радянська школа, 1968. – 477 с.
6. Дущенко В. П., Кучерук І. М. Загальна фізика. Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Вища школа, 1987. – 432 с.
7. Сборник задач по общему курсу физики. Термодинамика и молекулярная физика. / Гинзбург В.Л., Левин Л.М., Сивухин Д.В. и др., под общ. ред. Д. В. Сивухина. – М.: Наука, 1976. – 208 с.
8. Иродов И. Е. Задачи по общей физике. – М.: Наука, 1988. – 416 с.
9. Физический практикум. Механика и молекулярная физика. Под. ред. В. И. Ивероновой. – М.: Наука, 1967. – 352 с.
10. Булкин П. С., Попова И. И. Общий физический практикум. Молекулярная физика: Учеб. пособие. – М.: Изд-во МГУ, 1988. – 215 с.
11. Фізичний практикум. ч.1 / Під ред. В. П. Дущенко. – Київ: Вища школа, 1981. – 248 с.
12. Гапчин Б. М., Дутчак Я. Й., Френчко В. С. Молекулярна фізика: Лабораторний практикум. – Львів, вид-во: Світ: 1990. – 240 с.
13. Різак В.М., Жихарев В.М., Ковач Є.Т., Семак Д.Г., Горват А.А. Механіка, молекулярна фізика і термодинаміка. Фізичний практикум: Навчальний посібник. – Ужгород, УжНУ, 2002. – 136 с.

ДОДАТКОВА ЛІТЕРАТУРА

1. Фейман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Феймановские лекции по физике, т.1,2. - М.: Мир, 1976.
2. Рейф Ф. Статистическая физика. Учебн. руков., Пер. с англ. / Под ред. А. И. Шальникова и А. О. Вайнсберга. 3-е изд., испр. – М.: Наука, 1986. – (Берклеевский курс физики). – 336 с.
3. Беляев П.М. Термодинамика. – К.: Вища школа, 1987. – 344 с.

4. Я. де Бур. Введение в молекулярную физику. Пер. с англ. Н. М. Сагаловича / Под ред. И. А. Яковлева. – М.: Изд. иностр. лит., 1962. – 277 с.
5. Бабаджан Е. И. и др. Сборник вопросов и качественных задач по общей физике. – М.: Наука, 1990. – 400 с.
6. Волькенштейн В. С. Сборник задач по общему курсу физики. – М.: Наука, 1969. – 464 с.
7. Сборник задач по курсу общей физики. Г. А. Загусша и др. / Под ред. М. С. Цедрика. – М.: Просвещение, 1989. – 271 с.
8. Бурсиан Е. В. Задачи по физике для компьютера. – М.: Просвещение, 1991. – 256 с.
9. Холидей Д., Резник Р. Вопросы и задачи по физике. Пер. с англ. – М.: Просвещение, 1969. – 239 с.
10. Козел С. М. и др. Сборник задач по физике. – М.: Наука, 1987. – 304 с.
11. Лабораторный практикум по физике. Алексеев В. Ф. и др. / Под ред. Бередкова К. А. и Уханова Ю. И. – М.: Высшая школа, 1988. – 351 с.

ДОДАТКИ

Таблиця №1.

Густина речовини при кімнатній температурі

Тверді тіла	$\rho, 10^3 \text{ кг/м}^3$	Рідини	$\rho, 10^3 \text{ кг/м}^3$
Алюміній	2,69	Вода	1,00
Латунь	8,3 – 8,7	Гліцерин	1,26
Мідь	8,92	Гас	0,80
Сталь (залізо)	7,86	Ртуть	13,60
Скло звичайне	2,6	Спирт етиловий	0,79

Таблиця №2.

Коефіцієнти теплового розширення (за кімнатних температур)

Тверді тіла	Коефіцієнт лінійного розширення $\alpha, 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	Рідини	Коефіцієнт об'ємного розширення $\beta, 10^{-4} \text{ K}^{-1}$
Алюміній	22,9	Вода	2,1
Латунь	18,9	Гліцерин	5,0
Мідь	16,7	Гас	10,0
Сталь (залізо)	11	Ртуть	1,8
Скло звичайне	8,5	Спирт етиловий	11,0
Примітка. $\alpha = \frac{1}{l} \frac{\partial l}{\partial T}$ $\beta = \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T}$.			

Таблиця 3.

Тиск насичених парів при різних температурах

$^{\circ}\text{C}$	Тиск, кПа	$^{\circ}\text{C}$	Тиск, кПа	$^{\circ}\text{C}$	Тиск, кПа
0	0,61	25	3,15	60	19,9
5	0,87	30	4,23	70	31,0
10	1,22	35	5,60	80	47,3
15	1,70	40	7,35	90	70,0
20	2,33	50	12,3	100	101,3

Таблиця 4.

Фізичні коефіцієнти та сталі газів

Газ	$\gamma = \frac{C_P}{C_V}$	Тепло- провідність χ мВт/(м К)	В'язкість η , мкПа*с	Діаметр молекули d, нм	Сталі Ван-дер-Вальса	
					a, $\frac{\text{Па}\cdot\text{м}^6}{\text{моль}^2}$	b, 10^{-6} м ³ /моль
He	1,67	141,5	18,9	0,20	-	-
Ar	1,67	16,2	22,1	0,35	0,132	32
H ₂	1,41	168,4	8,4	0,27	0,024	27
N ₂	1,40	24,3	16,7	0,37	0,137	39
O ₂	1,40	24,4	19,2	0,35	0,137	32
CO ₂	1,30	23,2	14,0	0,40	0,367	43
H ₂ O	1,32	15,8	9,0	0,30	0,554	30
Повітря	1,40	24,1	17,2	0,35	-	-
Примітка: значення γ , χ , η наведені за нормальних умов						

З М І С Т

МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ ТА ГРАДУЮВАННЯ ТЕРМОМЕТРІВ.....	4
ВИЗНАЧЕННЯ ТЕРМІЧНОГО КОЕФІЦІЄНТА ТИСКУ ГАЗУ ЗА ДОПОМОГОЮ ГАЗОВОГО ТЕРМОМЕТРА.....	19
ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ВНУТРІШНЬОГО ТЕРТЯ ПОВІТРЯ ТА ОБЧИСЛЕННЯ СЕРЕДНЬОЇ ДОВЖИНИ ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ І СЕРЕДНЬОГО ЕФЕКТИВНОГО ДІАМЕТРУ МОЛЕКУЛ	23
ВИЗНАЧЕННЯ ВІДНОШЕННЯ C_p/C_v АКУСТИЧНИМ МЕТОДОМ	28
ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА В'ЯЗКОСТІ РІДИНИ.....	33
ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОВЕРХНЕВОГО НАТЯГУ РІДИНИ	39
ВИЗНАЧЕННЯ ТЕПЛОЄМНОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ МЕТОДОМ ЗМІШУВАННЯ	48
ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ЛІНІЙНОГО РОЗШИРЕННЯ ТВЕРДИХ ТІЛ	55
ОСНОВНА НАВЧАЛЬНА ЛІТЕРАТУРА	59
ДОДАТКИ.....	61